

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



**Observatório
Nacional**

Tese de Doutorado

**OSCILAÇÕES ACÚSTICAS BARIÔNICAS NAS
DISTRIBUIÇÕES DE QUASARES E GALÁXIAS AZUIS**

Edilson de Carvalho Filho

Orientador: Dr. Armando Bartolome Bernui Leo

Rio de Janeiro

11 de dezembro de 2019

Edilson de Carvalho Filho

Tese de Doutorado

**OSCILAÇÕES ACÚSTICAS BARIÔNICAS NAS
DISTRIBUIÇÕES DE QUASARES E GALÁXIAS AZUIS**

Tese apresentada à Divisão de
Programas de Pós-Graduação do
Observatório Nacional, Brasil, como
requisito parcial para a obtenção do
título de Doutor em Astronomia.

Orientador: Dr. Armando Bartolome Bernui Leo

Rio de Janeiro

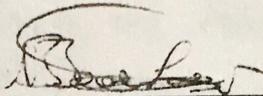
11 de dezembro de 2019

"OSCILAÇÕES ACÚSTICAS BARIÔNICAS NAS DISTRIBUIÇÕES DE
QUASARES E GALÁXIAS AZUIS".

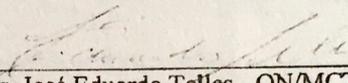
EDILSON DE CARVALHO FILHO

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-
GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO NACIONAL COMO
PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE
DOUTOR EM ASTRONOMIA.

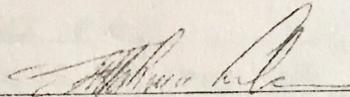
Aprovada por:



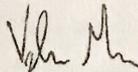
Dr. Armando Bartolome Bernui Leo - ON/MCTIC
(Orientador)



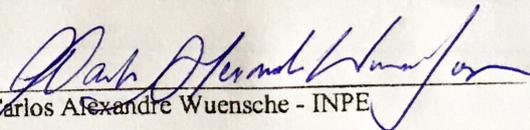
Dr. José Eduardo Telles - ON/MCTIC



Dra. Maria de Fatima Alves da Silva - UERJ



Dr. Valerio Marra - UFES



Dr. Carlos Alexandre Wuensche - INPE

RIO DE JANEIRO – BRASIL

11 DE DEZEMBRO DE 2019

Este trabalho é dedicado a minha esposa Mirilene e a minha filha Janis que, durante esses últimos quatro anos, se mantiveram pacientes e companheiras.

Agradecimentos

Ao Dr. Armando Bernui, pela orientação, paciência, conselhos e amizade ao longo desses anos. Em particular, por estar sempre disponível e preocupado com a formação dos orientandos não medindo esforços para ajudá-los no que fosse preciso.

A todos que fazem ou fizeram parte do grupo de Cosmologia (GCON) pelas conversas e debates durante o Journal Club ou nos corredores e que ajudaram a expandir os meus horizontes. Aos professores Jailson Alcaniz e Joel Carvalho, pelos cursos ministrados, dicas e comentários valiosos.

A todos que em algum momento dividiram a sala 104 comigo em particular aos amigos Gabriela Marques, Isaac Macêdo, Javier Sánchez, Sérgio Laranjeira, Simony Costa e Uendert Andrade.

Em particular, aos meus colaboradores Camila Novaes, Felipe Ávila e Gabriela Coutinho pela compreensão e amizade que contribuíram de maneira significativa para o meu desenvolvimento.

À toda a minha família pela compreensão, carinho e amor apesar da distância. Em particular a minha esposa Mirilene e a minha filha Janis que juntas nunca permitiram que eu desanimasse e por serem as principais motivações para tudo que faço.

Finalmente, a todos os servidores, pesquisadores, pós-docs, alunos e funcionários que fazem parte do Observatório Nacional.

“O essencial é invisível aos olhos...”
(Antoine de Saint-Exupéry)

Resumo

A estrutura em grande escala do Universo tem sido explorada em diversos redshifts através de vários estimadores estatísticos fazendo uso de diferentes traçadores cósmicos. Entre os principais métodos de exploração está o uso das oscilações acústicas bariônicas (BAO) como réguas padrão. Essas oscilações, geradas durante o Universo primordial, deixaram impressas na distribuição de matéria, regiões com probabilidade ligeiramente maior para formar estruturas. A identificação dessas características em diferentes épocas do Universo pode ser usada para sondar tanto a sua evolução quanto o seu conteúdo de matéria-energia. Usamos as BAO's para caracterizar o Universo extraíndo-as de dois tipos de traçadores cósmicos, os quasares e as galáxias azuis, ambos tornados públicos pela colaboração *Sloan Digital Sky Survey*. No caso dos quasares, localizados em altos redshifts, com $z \geq 2.2$, consideramos uma aproximação independente de modelo cosmológico e medimos o sinal transversal dessas oscilações usando como ferramenta estatística a função de correlação angular de dois pontos (2PACF). Para isto, usamos dados pertencentes a uma casca de redshift no intervalo $z \in [2.20, 2.25]$ obtendo a escala angular $\theta_{BAO} = 1.77^\circ \pm 0.31^\circ$ com uma significância estatística de 2.12σ . Com esse resultado foi possível restringir parâmetros para os modelos w CDM e $w(t)$ CDM onde, em ambos os casos, os parâmetros restringidos Ω_M , w_0 e w_a estão em concordância com o modelo Λ CDM. Além disso, utilizando a função de correlação angular de três pontos aplicada ao catálogo de quasares foi possível confirmar o sinal detectado em $\bar{z} = 2.225$, com uma significância estatística de 2.9σ . Os tripletos usados para estimar a 3PACF tinham lados $\theta_1 = 1.0^\circ$ e $\theta_2 = 1.5^\circ$ com o terceiro lado variando de $\theta_3 \in [0.5^\circ, 2.5^\circ]$. O sinal detectado foi $\theta_{BAO} = 1.82^\circ \pm 0.21^\circ$. No caso do segundo traçador, as galáxias azuis, localizadas em baixos redshifts, com $z \leq 0.2$, a análise foi dividida em duas partes. Na primeira parte, usamos a 2PACF aplicada a uma casca de redshift no intervalo $z \in [0.105, 0.115]$, para detectar o sinal transversal em $19.8^\circ \pm 3.26^\circ$ com uma significância estatística de 2.2σ . Na segunda parte, uma análise 3D foi empregada, através da aplicação da função de correlação de dois pontos aos dados no intervalo $z \in [0.05, 0.2]$, para a qual usamos a cosmografia para o cálculo das distâncias. A escala BAO foi identificada em $r_s = 100.7 \pm 3.6 h^{-1}\text{Mpc}$. Determinamos, como consequência dessas duas análises, a distância de diâmetro angular $D_A(0.11) = 262.52 \pm 9.5 h^{-1}\text{Mpc}$. Por último, fizemos a restrição de parâmetros para os modelos Λ CDM, w CDM e $w(t)$ CDM, usando as escalas angulares obtidas para os quasares e as galáxias azuis, além de 13 valores disponíveis na literatura obtidos para galáxias luminosas vermelhas. Os resultados são compatíveis com o modelo Λ CDM.

Palavras-chaves: oscilações acústicas bariônicas, estrutura em grande escala, quasares, galáxias azuis.

Abstract

The large scale structure of the Universe has been studied at several redshifts using different cosmic tracers. Among the methods employed, the search for the signature of the baryon acoustic oscillations (BAO) is a powerful one because it can be used as a standard ruler. This acoustic oscillations, generated during the primordial Universe, left imprints in the distribution of matter, regions with slightly larger probability to form structures. To identify these signatures at different epochs serves to probe how the Universe evolves and its contents. We used BAO to characterize the Universe, extracting them from two different cosmic tracers, the quasars and blue galaxies from Sloan Digital Sky Survey. In the quasars case, located at high redshift with $z \geq 2$, using a model-independent approach, we measure the transversal signal using the two-point angular correlation function tool (2PACF). For this, we select the data inside a thin redshift shell in the interval $z \in [2.2, 2.25]$ and found the scale $\theta_{BAO} = 1.77^\circ \pm 0.31^\circ$ with a statistical significance of 2.12σ . Additionally, we restrict the parameters for the models w CDM (Ω_m and w_0) and $w(t)$ CDM (w_0 and w_a), and find that both show agreement with the concordance model Λ CDM. Besides that, using the three-point angular correlation function applied to the quasar catalogue, we confirm the signal measured at $\bar{z} = 2.225$, with a statistical significance of 2.9σ . The triplets configuration used has sides $\theta_1 = 1.0^\circ$ and $\theta_2 = 1.5^\circ$, with the third side varying in the range $\theta_3 \in [0.5^\circ, 2.5^\circ]$. The signal was detected at $\theta_{BAO} = 1.82^\circ \pm 0.21^\circ$. In the blue galaxies case, located at low redshifts with $z \leq 0.2$, the analysis was split into two parts. First, we use the 2PACF applied to a redshift shell $z \in [0.105, 0.115]$, detecting the transversal signal at $19.8^\circ \pm 3.26^\circ$ with a statistical significance of 2.2σ . Then, in the second part, a tridimensional analysis was done using the two-point correlation function applied to the dataset in the interval $z \in [0.05, 0.2]$ based on the cosmography approach to calculate distances, where the sound horizon scale $r_s = 100.7 \pm 3.6 h^{-1}\text{Mpc}$ was detected. Using these results we determine the angular diameter distance $D_A(0.11) = 262.52 \pm 9.5 h^{-1}\text{Mpc}$. Finally, adding this transversal BAO measurement to the quasar and other 13 measurements available in the literature obtained from luminous red galaxies we restrict the parameters for the models Λ CDM, w CDM and $w(t)$ CDM. The results are compatible with the Λ CDM model.

Key-words: baryon acoustic oscillations, large scale structure, quasars, blue galaxies.

Lista de ilustrações

- Figura 1 – Mapa de temperatura para o céu inteiro, construído a partir de dados coletados pelo satélite Planck. Fonte da figura <https://wiki.cosmos.esa.int/planck-legacy-archive/index.php/CMB_maps>. 30
- Figura 2 – Diagrama de Hubble para supernovas do tipo *Ia* em baixo redshift, classificadas espectroscopicamente como supernovas do tipo *Ia*, e fotometricamente como supernovas. Este diagrama contém um total de 1 369 supernovas, usadas para medir parâmetros cosmológicos. Figura retirada de Jones et al. (2018) 31
- Figura 3 – Evolução do perfil de densidade para uma perturbação pontual inicial, localizada em uma origem arbitrária em função da distância comóvel. As curvas preta, verde, azul e vermelha tracejada representam a CDM, neutrinos, bárions e fótons, respectivamente. O redshift e o tempo depois do *Big Bang* são indicados no canto superior direito de cada painel. Note que, inicialmente, os bárions e fótons estão acoplados (painel superior esquerdo) e permanecem assim até $z \sim 10^3$ quando acontece o desacoplamento. Os perfis de densidade de CDM e bárions atraem-se mutuamente (painel do meio, direita) findando em duas sobredensidades de matéria (CDM + bárions), uma próxima à origem e a outra na casca esférica com raio de ≈ 150 Mpc. Figura retirada de (Eisenstein, Seo & White, 2007). 45
- Figura 4 – A 2PCF extraída a partir de uma amostra de galáxias luminosas vermelhas, com um total de 46 748 galáxias. As barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância derivada de um conjunto de simulações cosmológicas. As linhas contínuas representam o modelo Λ CDM, com diferentes escolhas para a quantidade de matéria escura, Ω_c , sendo, $\Omega_m h^2 = 0.12$ (linha verde), 0.13 (linha vermelha), 0.14 (linha azul), todas com $\Omega_b h^2 = 0.024$, onde $\Omega_m = \Omega_c + \Omega_b$. A linha rosa representa o modelo de matéria escura puro com $\Omega_m h^2 = 0.105$ e $\Omega_b = 0$. O pico, devido à escala acústica, pode ser identificado em torno de, aproximadamente, $100 h^{-1}$ Mpc, com uma boa significância estatística. Figura retirada de Eisenstein et al. (2005). 48

Figura 5 – A 3PCF, $Q_3 = Q$, de uma amostra de galáxias luminosas vermelhas com, aproximadamente, 40 000 galáxias (pontos pretos com barras de erro). As linhas contínuas representam modelos derivados a partir da teoria das perturbações cosmológicas de segunda ordem. O sinal-ruído, S/N , dessa detecção é 6.25. Os Modelos assumem $\Omega_m = 0.26$ e $h = 0.7$, com $\Omega_b = 0.03$ (linha tracejada curta) ou $\Omega_b = 0.06$ (linha contínua). A linha tracejada longa representa o caso sem o sinal BAO extraída a partir de Eisenstein & Hu (1998). As barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância derivada de um catálogo de simulações cosmológicas. O pico BAO aparece em torno de $\alpha \approx 100^\circ$ tanto no modelo com $\Omega_b = 0.06$ quanto nos dados. O ajuste para o modelo sem o pico BAO tem $\chi^2 > 11$, ou seja, uma probabilidade menor que 1% de estar correto. Figura retirada de Gaztañaga et al. (2009). 50

Figura 6 – A 2PACF em função da separação angular, θ , para o reshift $z = 0.5$. Pode-se ver na figura o impacto tanto da largura da casca quanto das não linearidades, devido à formação de estruturas, no pico BAO. As linhas contínuas e tracejadas indicam os casos linear e não linear, respectivamente. As curvas azul, vermelha e verde; representam os casos cuja largura da casca de redshift, δz , é igual a 0, 0.05 e 0.1, respectivamente. 53

Figura 7 – Porcentagem relativa do deslocamento de θ_{FIT} em função de z e δz . As curvas para uma mesma cor indicam 14 modelos cosmológicos diferentes assumidos. As diferentes cores indicam diferentes redshifts tendo sido testados os valores desde $z = 0.3$ (curvas rosa) até $z = 1.3$ (curvas pretas), com a largura da casca variando de 0 a 0.2. Figura retirada de Sánchez et al. (2011). 56

Figura 8 – A função de correlação angular de três pontos em função do ângulo α (painel superior) e as permutações cíclicas da 2PACF, $w_1w_2 + w_1w_3 + w_2w_3$, em função do ângulo θ_3 (painel inferior) para $z = 0.5$. Os ângulos θ_1 e θ_2 foram mantidos fixos, de modo que, $\theta_1 = 1.5^\circ$ e $\theta_2 = 3.5^\circ$, com o ângulo α variando no intervalo $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$, o que equivale ao ângulo θ_3 variar no intervalo $\theta_3 \in [2^\circ, 5^\circ]$. As curvas azul, vermelha e verde representam os casos com $\delta z = 0.0, 0.05$ e 0.1 , respectivamente. A curva tracejada representa o caso com $\delta z = 0$ para o qual as BAOs foram suprimidas. 59

Figura 9 – A 3PACF reduzida, obtida através das curvas apresentadas na figura 8, com $\theta_1 = 1.5^\circ$ e $\theta_2 = 3.5^\circ$ fixos e $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$, para $z = 0.5$. As curvas azul, vermelha e verde representam os casos com $\delta z = 0.0, 0.05$ e 0.1 , respectivamente. A curva tracejada representa o caso com $\delta z = 0$, para a qual as oscilações acústicas bariônicas foram suprimidas.	60
Figura 10 – A 3PACF reduzida, obtida considerando-se a expressão 3.19, com $\theta_1 = 1.5^\circ$ e $\theta_2 = 3.5^\circ$ fixos, $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$ e $\delta z = 0$, para $z = 0.5$. As diferentes cores de curva representam os casos, para os quais, foi assumindo os valores de b_1 e b_2 , de modo que, $b_1 = 1, 2$ e $b_2 = 0, 0.5$, de acordo com a legenda.	61
Figura 11 – Amostra de quasares do DR12-SDSS, distribuídos no céu em coordenadas equatoriais J2000, expressas em graus. Figura retirada de (Pâris et al., 2017).	66
Figura 12 – A 2PACF calculada para a amostra DR12Q em $\bar{z} = 2.225$ (pontos azuis) e o melhor ajuste obtido através da equação 3.12 (linhas contínuas). Em cada caso usamos um N_b de modo que $N_b = 29$ (painel superior esquerdo), $N_b = 33$ (painel superior direito), e $N_b = 35$ (painel inferior). As unidades de θ_{FIT} e de seu erro é o grau.	70
Figura 13 – Matrizes de correlação, obtidas através da equação 4.3, para os casos linear (painel esquerdo) e não-linear (painel direito).	73
Figura 14 – Análise de χ^2 : estas são as curvas de $\Delta\chi^2(\alpha)$ obtidas a partir do cálculo de $\chi^2(\alpha)$ usando-se as equações 3.12 e 4.4, mantendo-se fixos os parâmetros ajustados previamente, com $C \neq 0$ (a curva preta com o pico BAO) e $C = 0$ (a curva vermelha sem o pico BAO). Aqui $\Delta\chi^2 = \chi^2(\alpha) - \chi^2_{min}$, onde χ^2_{min} é o valor mínimo de χ^2 para o caso com $C \neq 0$. A matriz de covariância usada representa o caso analítico não-linear com $N_b = 29$, mostrando uma diferença de 4.48 entre as curvas preta e vermelha em $\alpha_{min} = 0.9796$, o que significa que, a medida da escala angular BAO obtida tem uma significância estatística de 2.12σ (97% de nível de confiança). A análise a partir da teoria linear reproduz resultados praticamente idênticos ao caso não-linear (ver a tabela 2).	74
Figura 15 – A 2PACF para $N_b = 29$, para os catálogos de quasares modificados com as posições angulares deslocadas randomicamente, com respeito às posições originais, seguindo uma distribuição Gaussiana com $\sigma_s = 0.10, 0.20$, and 0.30 (linhas pontilhada, tracejada e contínua, respectivamente). Os pontos azuis representam os resultados referentes aos dados não-perturbados e cujas barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância analítica considerando-se o caso não-linear.	75

Figura 16 – Comportamento da 2PACF em função da largura da casca de redshift, δz para o caso $\bar{z} = 2.225$. Como visto anteriormente, uma casca com largura $\delta z \neq 0$ desloca o bump para a esquerda.	77
Figura 17 – Contornos de confiança considerando-se os níveis 1σ e 2σ dos planos $\Omega_m - w_0$ (painel superior) e $w_0 - w_a$ (painel inferior) para os modelos w CDM e $w(a)$ CDM, respectivamente. O ponto cinza em cada figura representa o resultado do melhor ajuste para cada parâmetro.	79
Figura 18 – Ilustração esquemática dos tripletos referentes à 3PCF nos dados. Crédito para a figura de fundo: Sloan Team	86
Figura 19 – A 3PACF reduzida (pontos azuis), $q(\alpha)$, obtida da amostra de quasares do DR12 – SDSS, com $\bar{z} = 2.225$, para valores fixos de $\theta_1 = 1.0^\circ$ e $\theta_2 = 1.5^\circ$. O ajuste desses dados a partir da expressão 3.14 retorna os valores $\alpha_{FIT} = 1.57 \pm 0.081_{(stat)}$ rad (linha vertical; o erro em α_{FIT} é representado pela região cinza). A linha contínua vermelha representa a curva de ajuste para o caso $N_b = 10$. A linha tracejada cinza corresponde ao ajuste para o caso sem o sinal BAO, ou seja, com $C = 0$, usado para determinar a significância estatística do sinal.	89
Figura 20 – A matriz de correlação (também chamada de matriz de covariância reduzida, para a qual $\text{Cov}_{red}(\theta_i, \theta_j) = \text{Cov} / [\Delta w(\theta_i)\Delta w(\theta_j)]$, com $\Delta w = \text{Cov}(\theta, \theta)^{1/2}$) para a função de correlação angular de três pontos reduzida, $q(\alpha)$, obtida a partir das 200 simulações lognormais de quasares. Os detalhes sobre como essas simulações foram produzidas e como a matriz de covariância é estimada estão nas seções 5.2.1 e 5.4.2, respectivamente.	91
Figura 21 – Histograma do parâmetro α_{FIT} , ajustado a partir da equação 3.14, para as 10 000 realizações sintéticas de $q(\alpha)$, assumindo-se os parâmetros da tabela 3, com $C \neq 0$ e erros randômicos gaussianos, gerados a partir da matriz de covariância estimada para os dados. A linha vertical vermelha mostra o valor verdadeiro e o desvio padrão dos parâmetros α_{FIT} is $\sigma_{stat} = 0.081$ rad.	92
Figura 22 – Histograma da diferença $\Delta\alpha_{FIT}$ entre o α_{FIT} obtido da amostra de quasares comparado com os valores obtidos a partir das simulações de quasares <i>spec-z</i> . Esses erros <i>spec-z</i> impactam diretamente nas medidas da assinatura BAO representando uma fonte de erro do tipo sistemático, com amplitude relativa de 5%, sendo a principal fonte de erro deste tipo para 3PACF reduzida.	94

- Figura 23 – A combinação das 2PACF $w_1w_2 + w_1w_3 + w_2w_3$ (painel superior), obtidas a partir da equação 4.2, e a 3PACF (painel inferior), obtida a partir da equação 5.2, onde os círculos sólidos pretos correspondem à análise dos quasares da amostra extraída do DR12 do SDSS. As barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância gerada das simulações de quasares descritas na seção 5.2.1. Em ambos os painéis, os quadrados representam o teste nulo, obtidos a partir da substituição dos dados de quasares por um catálogo randômico extra gerado, repetindo esta operação 100 vezes, uma para cada catálogo randômico extra. As barras de erro para o caso do teste nulo foram obtidas a partir do desvio padrão da média. 95
- Figura 24 – A 3PACF reduzida, $q(\alpha)$, para os dados originais de quasares (círculos pretos), e para o teste *small shift criterium* descrito na seção 4.4.3. Aqui adotamos $\sigma_s = 0.1^\circ, 0.2^\circ$, e 0.3° (linhas pontilhada, tracejada e contínua, respectivamente) para perturbar as posições originais de cada quasar. Como observado, o sinal angular BAO é robusto, persistindo para os dois primeiros casos e sendo ligeiramente apagado no terceiro caso, apesar das barras de erro. 97
- Figura 25 – A 3PACF reduzida teórica para vários casos de δz . Em particular, estamos avaliando o efeito de projeção baseado nos casos com $\delta z = 0.0$ (linha azul) e $\delta z = 0.05$ (linha vermelha). O desvio obtido para estes casos equivale a $\Delta = 1.12\%$, que será usado para corrigir o valor de α_{FIT} . 98
- Figura 26 – Avaliação da capacidade da equação 3.14 em recuperar o valor correto de α_{BAO} . O histograma mostra a diferença relativa entre α_{BAO} (valor de entrada) e o valor do ajuste de α_{FIT} obtido para cada uma das 10000 realizações sintéticas de $q(\alpha)$. Esta análise revela que o valor médio das diferenças tem um desvio de 2.1% com respeito ao valor de entrada α_{BAO} , o que representa um erro de $\sigma_{param} = 0.033$ rad. 99
- Figura 27 – Diagrama *cor-cor* para as galáxias da colaboração SDSS, corrigidas pelas extinções galáticas e intrínscas. As linhas horizontal e vertical mostram uma distribuição bimodal para as cores $g - r$ e $u - r$, respectivamente. Figura retirada de Avila et al. (2019). 104
- Figura 28 – Amostra de galáxias azuis do SDSS, distribuídas no céu em coordenadas equatoriais J2000, expressas em graus. 105
- Figura 29 – Distribuição de galáxias azuis do SDSS por redshift para a amostra original (curva laranja) e para o caso em que os pesos w_{FKP} foram aplicados (curva azul). O redshift efetivo para a amostra “pesada” corresponde a $z_{ef} = 0.135$, representado pela linha vertical pontilhada. . . 106

Figura 30 – A 2PACF calculada para a amostra de galáxias azuis pertencentes à casca de redshift com $z \in [0.105^\circ, 0.115^\circ]$ (pontos azuis) e o melhor ajuste obtido através da equação 3.12 (linha contínua vermelha). O intervalo para a separação angular θ vai de 5° a 30° (eixo horizontal), dividido em $N_b = 20$ segmentos, igualmente espaçados. Os valores de θ_{FIT} e σ_{FIT} indicados representam o melhor ajuste obtido via método dos mínimos quadrados.	110
Figura 31 – Análise numérica com respeito ao efeito de projeção para o caso cuja largura da casca de redshift corresponde à $\delta z = 0.01$ (curva laranja) em comparação com o caso ideal $\delta z \simeq 0$ (curva azul), centradas em $z_{ef} = 0.11$	111
Figura 32 – Análise de χ^2 : as curvas são obtidas a partir das equações 3.12 e 4.4, mantendo-se fixos os parâmetros ajustados previamente, com $C \neq 0$ (a curva preta com o pico BAO) e $C = 0$ (a curva vermelha sem o pico BAO). A matriz de covariância usada foi aquela extraída das simulações de galáxias azuis. A diferença entre as duas curvas para $\alpha_{min} = 0.996$ foi de 8.92, indicando que a medida da escala angular BAO obtida tem uma significância estatística de 2.2σ (97% de nível de confiança).	113
Figura 33 – Matriz de covariância reduzida para o caso da 2PACF, obtida a partir de 1 000 simulações lognormais (descritas na seção 6.2.1).	114
Figura 34 – Teste de robustez: performamos o teste <i>small shifts criterium</i> para testar a robustez do sinal angular BAO medido. As coordenadas angulares das galáxias azuis foram modificadas seguindo uma distribuição gaussiana com largura σ_s . Podemos observar que, essas pequenas perturbações nas posições dos objetos são suficientes para destruir os ruídos não-correlacionados porém, a escala angular BAO é persistente. Os pontos representam os resultados originais e as curvas os casos analisados de acordo com a legenda.	115
Figura 35 – Histograma da diferença relativa $(\theta_{BAO} - \theta_{BAO}^{spec})$ em % entre θ_{FIT} obtido das galáxias azuis comparados com os valores obtidos para cada simulação <i>spec-z</i> . Como esperado, para dados espectroscópicos os erros <i>spec-z</i> tem um impacto pequeno na medição da assinatura BAO, contribuído com apenas 0.11% para o erro final em θ_{BAO}	116
Figura 36 – A 2PCF aplicada a amostra de galáxias azuis do SDSS no intervalo $0.0 < s \leq 160.0$, dividido em $N_b = 23$ segmentos. As barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância construída para as simulações lognormais. A curva vermelha mostra a equação 6.9 ajustada a esses resultados para a qual foi extraído o parâmetros $r_s = 100.7 \pm 3.63 h^{-1}\text{Mpc}$	117

Figura 37 – Pontos de θ_{BAO} , com as respectivas barras de erro, em função do redshift em que os mesmos foram medidos (apresentados na tabela 5). As curvas tracejada e pontilhada representam os resultados obtidos pelas colaborações Planck (Aghanim et al., 2018) e WMAP (Hinshaw et al., 2013), respectivamente; a curva contínua representam os resultados obtidos neste capítulo para r_s (veja a figura 37), Ω_m e Ω_Λ	120
Figura 38 – Níveis de confiança em 1σ (contorno interno correspondendo à 39.3% do volume) e 2σ (contorno externo correspondendo à 86.5% do volume) para os parâmetros Ω_m , Ω_Λ e r_s usando como base os pontos da tabela 5 e o parâmetro r_s indicado na figura 37. Para os histogramas é mostrado apenas o caso com 1σ (neste caso 1D, os níveis de confiança correspondem a 68%).	122
Figura 39 – Comparação das estimativas das barras de erro obtidas a partir dos métodos: catálogos randômicos (círculos pretos), teoria linear (quadrados azuis), teoria não-linear (triângulos verdes), <i>jackknife</i> (estrelas vermelhas) e <i>bootstrap</i> (pentágonos cianos). Os triângulos representando a teoria não-linear foram levemente deslocados para a direita.	144
Figura 40 – A 2PACF ($N_b = 29$) obtida para os casos com $N = 16 + 1$ (círculos), $25 + 1$ (quadrados), e $50 + 1$ (triângulos) catálogos randômicos onde, o último catálogo randômico para cada conjunto de dados foi considerado como <i>pseudo-catálogo de dados</i> . Os quadrados e os triângulos foram deslocados para a direita artificialmente por 0.10° e 0.20° , respectivamente, para fins de claridade. As barras de erro foram obtidas a partir dos N catálogos randômicos restantes em cada caso, ou seja, elas representam os desvio padrão para a N 2PACF calculadas lembrando que, de acordo com os resultados do apêndice A.1, as barras de erro geradas desta maneira são subestimadas quando comparadas com aquelas geradas a partir da matriz de covariância teórica.	146

Lista de tabelas

Tabela 1 – Estimativa da contribuição dos erros do tipo sistemáticos devidos a diferentes fontes.	54
Tabela 2 – Valores da significância estatística obtida para diferentes estimadores da matriz de covariância e para os casos de N_b analisados.	74
Tabela 3 – Parâmetros ajustados para os resultados da 3PACF reduzida, a partir da metodologia do χ^2 mínimo.	92
Tabela 4 – Parâmetros ajustados a partir da equação 3.12 para a 2PACF, obtidos através da minimização do χ^2 , usando para isso a matriz de covariância mostrada na figura 33.	113
Tabela 5 – Valores de θ_{BAO} extraídos de diferentes catálogos, considerando amostras de objetos distintos, em um total de 15 pontos.	118
Tabela 6 – Restrição de parâmetros para os modelos Λ CDM ($n_{gl} = 15 - 3$), w CDM ($n_{gl} = 15 - 4$) e $w(t)$ CDM ($n_{gl} = 15 - 4$) considerando o horizonte acústico medido pelas colaborações Planck e WMAP, além do valor r_s medido neste capítulo a partir da cosmografia e do χ^2_{reduzido} . Os valores de r_s estão em $h^{-1}\text{Mpc}$	121

Sumário

1	INTRODUÇÃO	29
2	MODELO COSMOLÓGICO PADRÃO	33
2.1	As bases da Relatividade Geral	33
2.2	Modelo Cosmológico Padrão	35
2.2.1	Redshift Cosmológico	37
2.2.2	Distâncias em Cosmologia	39
2.2.3	Modelos Cosmológicos com um parâmetro de estado $w = w(t)$ para a constante Λ	40
2.3	Evolução das Perturbações	40
2.3.1	Teoria das Perturbações Cosmológicas de Newton	41
2.4	Oscilações Acústicas Bariônicas	42
3	FUNÇÃO DE CORRELAÇÃO	47
3.1	As Funções de Correlação de Dois e Três Pontos	47
3.2	As Funções de Correlação Angular de Dois e Três Pontos	51
3.2.1	Usando a 2PACF para a Extração da Escala Angular BAO	52
3.2.1.1	Correção Devida ao Efeito de Projeção	54
3.2.2	Usando a 3PACF para a Extração da Escala BAO	55
3.2.2.1	Correção na Posição do Pico BAO Devida ao Efeito de Projeção na 3PACF	58
4	OSCILAÇÕES ACÚSTICAS BARIÔNICAS MEDIDAS EM $z = 2.225$ A PARTIR DO CATÁLOGO DE QUASARES DO SDSS	63
4.1	Introdução	63
4.2	O Catálogo de Quasares do SDSS	65
4.3	A Função de Correlação de Dois Pontos	67
4.3.1	A Função de Correlação Angular de Dois Pontos	68
4.4	Análise dos Dados e Resultados	69
4.4.1	A Função de Correlação Angular de Dois Pontos para o DR12Q	69
4.4.2	As Barras de Erro da 2PACF e a Significância Estatística de θ_{FIT}	71
4.4.3	Pequenos Desvios nas Posições dos Quasares	73
4.4.4	A Dependência da Escala Angular BAO com o Modelo Fiducial Devido à Correção do Efeito de Projeção	75
4.4.5	Restrição de Parâmetros Cosmológicos	76
4.5	Considerações Finais	78

5	A ASSINATURA DAS OSCILAÇÕES ACÚSTICAS BARIÔNICAS NA FUNÇÃO DE CORRELAÇÃO ANGULAR DE TRÊS PONTOS A PARTIR DA AMOSTRA SDSS-DR12 DE QUASARES	81
5.1	Introdução	81
5.2	Os Dados de Quasares e o Catálogo Randômico	83
5.2.1	Simulações Lognormais de Quasares	84
5.3	As Funções de Correlação Angulares	85
5.3.1	A Função de Correlação Angular de Três Pontos	85
5.4	Análise dos Dados e Resultados	87
5.4.1	Resultados para a 3PACF Reduzida	88
5.4.2	Determinação da Matriz de Covariância	90
5.4.3	Erro Espectroscópico no Redshift	92
5.4.4	A Robustez do Sinal Angular BAO e o Teste Nulo	93
5.4.5	Teste <i>Small Shifts Criterium</i> para a 3PACF Reduzida	96
5.4.6	O Efeito de Projeção para a 3PACF	96
5.5	Considerações Finais	99
6	ESCALA ACÚSTICA BARIÔNICA EM $z_{ef} = 0.11$ COM GALÁXIAS AZUIS DO SDSS	101
6.1	Introdução	101
6.2	A Amostra de Galáxias Azuis e o Catálogo Randômico	103
6.2.1	Simulações Lognormais para as Galáxias Azuis	106
6.3	Os Estimadores da Função de Correlação de Dois Pontos	107
6.3.1	A Função de Correlação de Dois Pontos	108
6.4	Análise Bidimensional das Galáxias Azuis	109
6.4.1	Efeito de Projeção para as Galáxias Azuis	110
6.4.2	Estimando a Matriz de Covariância para as Galáxias Azuis	112
6.4.3	Testando a Robustez do Sinal Angular BAO	112
6.4.4	Erro Devido à Incerteza no Redshift	114
6.5	Análise Tridimensional e a Escala BAO	116
6.5.1	Restrição de Parâmetros Cosmológicos a partir de r_s	118
6.6	Considerações Finais	121
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS	125
	REFERÊNCIAS	127

	APÊNDICES	141
	APÊNDICE A – ANÁLISES COMPLEMENTARES AO CAP. 4 . . .	143
A.1	Métodos de Reamostragem <i>Jackknife</i> e <i>Bootstrap</i> para Estimar as Barras de Erro para a 2PACF	143
A.2	O Gerador dos Catálogos Randômicos	144

1 Introdução

Durante as últimas décadas a cosmologia tem acumulado uma grande quantidade de dados observacionais, que tem servido como alicerce para sustentar as seguintes hipóteses: o modelo cosmológico que explica a dinâmica da evolução do Universo é o modelo Λ CDM e a teoria de gravidade que o suporta é a relatividade geral. Este modelo cosmológico, além de estar em acordo com as observações em geral, também funciona bem do ponto de vista preditivo, fornecendo explicações acerca da formação de estruturas em grande escala; do estado do Universo primordial; e da abundância cósmica para diferentes tipos de matéria e energia (Weinberg et al., 2013; Dodelson & Park, 2014; Hildebrandt et al., 2016; Bull et al., 2016; Alam et al., 2017; Aghanim et al., 2018).

Dois tipos de observações foram decisivas para estabelecer o modelo Λ CDM como o modelo padrão da cosmologia. A primeira, diz respeito à descoberta da radiação cósmica de fundo, por Penzias & Wilson (1965), que foi confirmada e refinada por diversas colaborações que se seguiram, como os satélites COBE ¹, WMAP ² e Planck ³, entre outros. Esta foi uma importantíssima evidência a favor da teoria do *Big Bang*, indicando que o Universo deve ter sido muito denso e quente durante seus estágios iniciais, esfriando a medida que expandia. Em particular, o satélite Planck nos forneceu a fotografia mais precisa a respeito do Universo primordial (veja a figura 1) (Akrami et al., 2018). O segundo tipo de observação se deu através de supernovas do tipo *Ia*, obtido por dois grupos, o *Supernova Cosmology Project* (Perlmutter et al., 1998) e o *High-Z Supernova Search Team* (Riess et al., 1998) (veja a figura 2) e que confirmaram que o Universo está em expansão acelerada.

Em particular, no caso das supernovas do tipo *Ia*, foi constatado que elas se comportam como velas padronizáveis, ou seja, é possível padronizar as suas curvas de luz medidas a partir de supernovas para se determinar, com grande precisão, a relação redshift-distância e, finalmente, determinar o conteúdo de matéria-energia do Universo. A figura 2 mostra o módulo de distância μ em função do redshift, para supernovas do tipo *Ia*, chamado de diagrama de Hubble; a curva preta contínua representa o modelo Λ CDM ajustado a estes dados sendo compatível com um Universo acelerado.

Um dos desafios lançados pela constatação de um Universo que acelera está relacionado a descrever que tipo de conteúdo de matéria-energia poderia ser responsável por essa aceleração. Um dos paradigmas vinculados ao modelo Λ CDM é que o responsável por essa aceleração seria a constante cosmológica, Λ , para a qual a pressão e a densi-

¹ <<https://lambda.gsfc.nasa.gov/>>

² <<https://map.gsfc.nasa.gov/>>

³ <<http://sci.esa.int/web/planck/>>

dade de energia se relacionam como $p = -\rho$, sendo responsável por, aproximadamente, 68% do conteúdo de matéria-energia do Universo; o restante do conteúdo se divide entre matéria escura, com aproximadamente 27% e matéria bariônica, com aproximadamente 5% (Aghanim et al., 2018). A radiação tem contribuição desprezível quando comparada com as outras componentes do Universo atual. Além disso, devido a diferença na ordem de grandeza encontrada para esta constante cosmológica pela física de partículas, que à associa a densidade de energia do vácuo, em comparação ao obtido no contexto cosmológico; é possível argumentar que a presença desta constante seria uma prova de que a relatividade geral não funciona bem em escalas cosmológicas. Todavia, a relatividade geral tem passado com sucesso aos testes experimentais a que foi submetida (Will, 2017). Ainda assim, a energia escura, que conduz a evolução do Universo atual, é um dos grandes enigmas da Cosmologia moderna, de tal modo que, investigar a sua natureza, além de tentar mapear a sua evolução temporal, se tornam imprescindíveis.

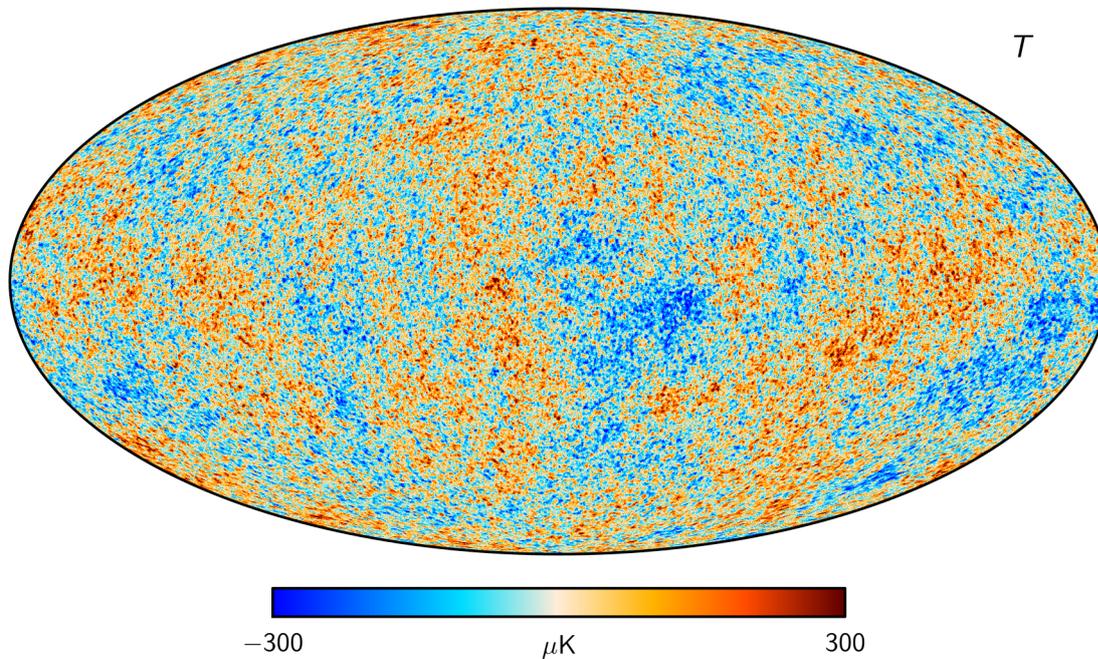


Figura 1 – Mapa de temperatura para o céu inteiro, construído a partir de dados coletados pelo satélite Planck. Fonte da figura <https://wiki.cosmos.esa.int/planck-legacy-archive/index.php/CMB_maps>.

Em paralelo às observações das supernovas do tipo *Ia* e da radiação cósmica de fundo estão os levantamentos de galáxias, que reproduzem mapas tridimensionais (3D) da distribuição de matéria luminosa do Universo. Com o aprimoramento das técnicas de observação e dos equipamentos usados, tem sido possível obter uma grande quantidade de dados com acurácia cada vez melhor. Projetos como o Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (York et al., 2000), por exemplo, que mapeou um terço do céu e forneceu os espectros de mais de três milhões de objetos astronômicos, revelam um cenário que tem sido

explorado pela comunidade científica sob diversos aspectos, entre os quais se destacam aqueles que buscam compreender a origem e a formação de estruturas (Bernardeau et al., 2002).

Uma das ferramentas usadas para analisar esses mapas tridimensionais é baseada no conceito de régua padrão (similar ao que acontece com as supernovas do tipo *Ia*, consideradas velas padronizáveis), para a qual, a partir de um objeto de dimensões conhecidas intrinsecamente, é possível obter medidas de distâncias que, em última análise, podem ser usadas para investigar a evolução do Universo (Bassett & Hlozek, 2010; Weinberg et al., 2013). Um dos principais observáveis baseados neste método são as oscilações acústicas bariônicas.

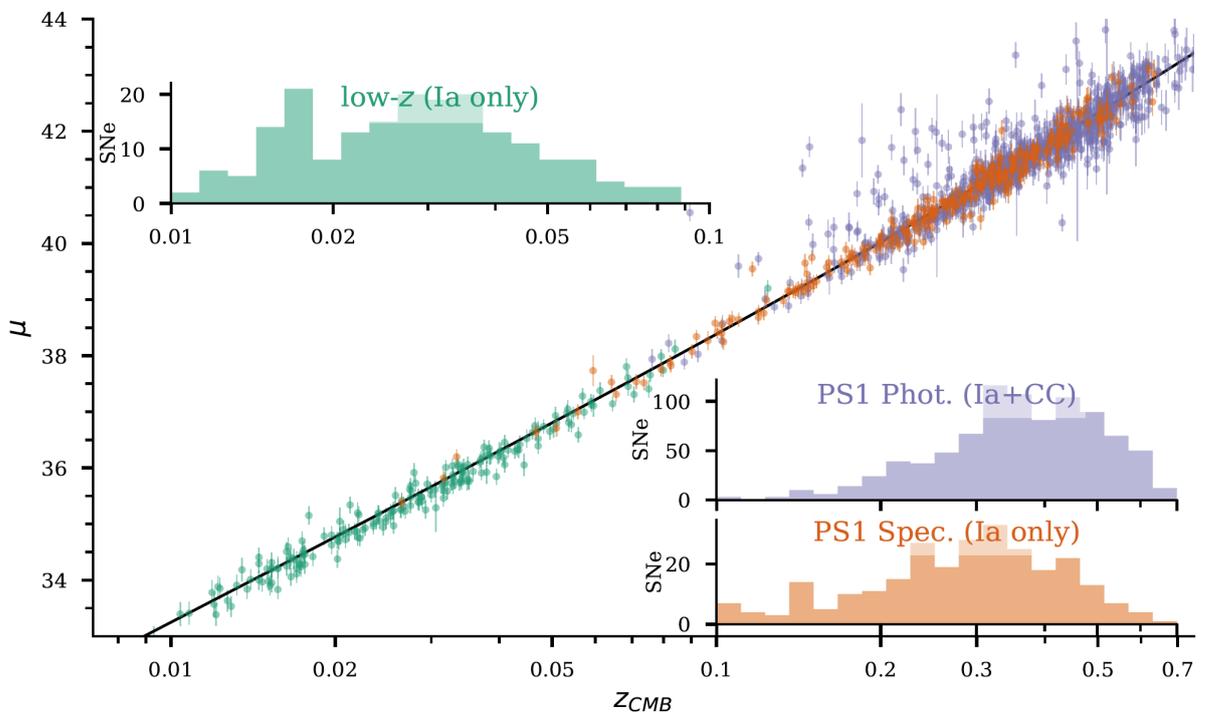


Figura 2 – Diagrama de Hubble para supernovas do tipo *Ia* em baixo redshift, classificadas espectroscopicamente como supernovas do tipo *Ia*, e fotometricamente como supernovas. Este diagrama contém um total de 1 369 supernovas, usadas para medir parâmetros cosmológicos. Figura retirada de Jones et al. (2018)

Essas oscilações acústicas bariônicas, teoricamente bem estabelecidas, têm sido identificadas em diversos tipos de traçadores cósmicos como as galáxias luminosas vermelhas e quasares, entre outros (Eisenstein et al., 2005; Cole et al., 2005; Bautista et al., 2017; Alam et al., 2017). A partir desses resultados tem sido possível restringir o conteúdo de matéria-energia do Universo com muita precisão. Uma característica da principal metodologia empregada para a obtenção dessas oscilações é que deve-se assumir um modelo cosmológico fiducial para a obtenção dos resultados. Sendo assim, deve haver certa limi-

tação em sua capacidade de testar modelos diferentes daquele assumido a priori, sendo usada mais como um teste de consistência.

Nesta tese, estudamos como as oscilações acústicas bariônicas podem ser usadas para investigar o conteúdo de matéria-energia do Universo e como esse conteúdo rege a sua evolução. Em particular, testamos se a constante cosmológica é compatível com os resultados extraídos de diferentes traçadores cósmicos, tornados públicos pela colaboração SDSS, além de testar modelos alternativos. Para isto, empregaremos uma análise bidimensional, que independe da assunção de um modelo cosmológico fiducial para tratar os dados e que poderá ser empregada para testar estes diferentes modelos.

No entanto, com o conjunto de dados precisos de que dispomos, análises independentes daquelas feitas pelas equipes das grandes colaborações podem (e devem) ser realizadas. De fato, recentemente [Di Valentino, Melchiorri & Silk \(2019\)](#) reanalisaram os dados da radiação cósmica de fundo do satélite Planck encontrando evidências para um Universo fechado.

Este trabalho está dividido da seguinte maneira: no capítulo 2 é feita uma revisão dos principais pontos acerca da relatividade geral e do modelo cosmológico Λ CDM, dando ênfase aos pontos que são utilizados no restante do trabalho; no capítulo 3 apresentamos as ferramentas estatísticas que são usadas nas análises dos dados e na obtenção dos principais resultados; no capítulo 4 usamos a função de correlação angular de dois pontos para tratar dados de quasares extraídos de um catálogo da colaboração SDSS e com isso extrair a escala angular referente às oscilações acústicas de bárions e, com esses resultados, testamos os modelos cosmológicos alternativos w CDM e $\Lambda(t)$ CDM; no capítulo 5 empregamos, pela primeira vez, a função de correlação angular de três pontos para a obtenção da escala angular das oscilações acústicas de bárions no mesmo conjunto de dados de quasares analisados no capítulo anterior, com isso, as bases desta ferramenta podem ser testadas e estabelecidas; no capítulo 6 aplicamos, novamente, a função de correlação angular de dois pontos, desta vez, a dados de galáxias azuis provenientes da colaboração SDSS e, adicionalmente, efetuamos uma análise tridimensional, baseada em cosmografia, para obter o horizonte acústico e com isso fazer a extração dos parâmetros cosmológicos para o modelo Λ CDM de uma maneira totalmente independente de modelo; por último, no capítulo 7 fazemos as nossas considerações finais.

2 Modelo Cosmológico Padrão

Fazemos, neste capítulo, uma apresentação sucinta do Modelo Cosmológico Padrão e da teoria de gravidade na qual este se baseia, a relatividade geral de Albert Einstein. De um modo geral, damos ênfase aos pontos que são usados no decorrer desta tese. Maiores detalhes sobre eles podem ser consultados em livros texto de cosmologia e relatividade geral (Weinberg, 1972; Mukhanov, 2005; Hobson, Efstathiou & Lasenby, 2006; Ryden, 2016).

2.1 As bases da Relatividade Geral

Um dos princípios básicos da relatividade geral, RG, está relacionado à geometrização do espaço-tempo, devido à gravidade. Para isso, supõe-se que o tempo e espaço (assim como na relatividade especial) fazem parte de uma única estrutura chamada de *espaço-tempo* quadridimensional (três coordenadas espaciais e uma temporal). A teoria é baseada na geometria diferencial, para a qual o conceito de variedade tem uma importância fundamental e que pode ser definida, de maneira breve, como qualquer conjunto suave de pontos que possa ser continuamente parametrizado, tendo como dimensão n o número de parâmetros independentes, necessários para especificar um ponto qualquer da variedade ¹. Esses n parâmetros são chamados de coordenadas desse ponto, medidos em um sistema de coordenadas qualquer (cartesianas, esféricas, entre outras) (Hobson, Efstathiou & Lasenby, 2006). No caso da RG, a variedade é do tipo pseudo-Riemanniana para a qual a distância entre dois pontos é dada pela expressão

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x)dx^\mu dx^\nu, \quad (2.1)$$

onde os subíndices μ e ν varrem todas as dimensões da variedade (aqui é assumida a convenção da soma como em Weinberg (1972)). Os termos x^μ representam as coordenadas de um determinado ponto, expressas em um sistema de coordenadas arbitrário. A variedade para a RG é do tipo pseudo-Riemanniana, uma vez que ds^2 pode assumir valores tanto positivos (que é o caso da variedade estritamente Riemanniana) quanto nulos e negativos. Assumiremos nesta análise a assinatura $(-, +, +, +)$ para a métrica $g_{\mu\nu}$.

O termo $g_{\mu\nu}(x)$ é o tensor métrico e caracteriza a geometria local de \mathcal{R}^n em qualquer ponto, sendo uma quantidade fundamental dessa variedade, uma vez que outras quantidades são definidas em função de $g_{\mu\nu}$. Outra quantidade importante nesta teoria é chamada de conexão métrica, que se relaciona com o tensor métrico $g_{\mu\nu}$ através da

¹ Um conjunto de pontos suave é aquele onde ao redor do ponto existe uma vizinhança que é idêntica a um pedaço de \mathcal{R}^n

expressão

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\sigma} = \frac{1}{2}g^{\sigma\rho}(\partial_{\mu}g_{\rho\nu} + \partial_{\nu}g_{\rho\mu} - \partial_{\rho}g_{\mu\nu}), \quad (2.2)$$

onde $\partial_{\mu} \equiv \partial/\partial x^{\mu}$. Além disso, pode-se definir o tensor de Riemann $R^{\sigma}{}_{\mu\nu\rho}$, que descreve a curvatura da variedade, como sendo:

$$R^{\sigma}{}_{\mu\nu\rho} \equiv \partial_{\nu}\Gamma_{\mu\rho}^{\sigma} - \partial_{\rho}\Gamma_{\mu\nu}^{\sigma} + \Gamma_{\mu\rho}^{\lambda}\Gamma_{\lambda\nu}^{\sigma} - \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda}\Gamma_{\lambda\rho}^{\sigma}. \quad (2.3)$$

Este tensor pode ser contraído para dar origem ao tensor de Ricci através da operação $R_{\mu\nu} = R^{\sigma}{}_{\mu\sigma\nu}$. Finalmente, calculando-se o traço do tensor de Ricci através da operação $R \equiv g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = R^{\mu}{}_{\mu}$ chega-se ao escalar de Ricci (Hobson, Efstathiou & Lasenby, 2006). Com isso, podemos apresentar as equações de campo da RG, que são expressas na forma (Carroll et al., 2004)

$$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}, \quad (2.4)$$

onde $G_{\mu\nu}$ é conhecido como o tensor de Einstein e é expresso em função do tensor de Ricci ($R_{\mu\nu}$) e do tensor métrico ($g_{\mu\nu}$) como

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R,$$

além disso, tem-se que $\kappa \equiv 8\pi G$, sendo G a constante gravitacional de Newton. Estamos considerando que $c = 1$ (unidades de Planck), onde c é a velocidade da luz no vácuo. Por fim, o termo $T_{\mu\nu}$ é o tensor momento-energia que descreve a distribuição de matéria e energia do espaço-tempo em um determinado ponto. Ele representa a fonte energético-material responsável pela curvatura desse espaço-tempo. Para o caso de um fluido do tipo perfeito², o tensor $T_{\mu\nu}$ é expresso em função da densidade ρ , da pressão p e do quadrivetor velocidade $u_{\nu}(x)$ que caracterizam o fluido através da expressão

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_{\mu}u_{\nu} + pg_{\mu\nu}. \quad (2.5)$$

Os tensores que aparecem nas equações de campo são todos simétricos, de modo que a equação 2.4 representa um conjunto de 10 equações independentes. Além disso, essas

² Definido como tendo em cada ponto uma velocidade \mathbf{v} de tal modo que, um observador movendo-se com esta mesma velocidade vê o fluido como isotrópico. No caso de fluidos mais complicados, que podem conter viscosidade e tensão de cisalhamento, o tensor $T^{\mu\nu}$ assume a forma

$$T^{\mu\nu} = \rho(1 + \epsilon)u^{\mu}u^{\nu} + (p - \zeta\theta)l^{\mu\nu} - 2\eta\sigma^{\mu\nu} + q^{\mu}u^{\nu} + q^{\nu}u^{\mu},$$

onde ϵ é a densidade de energia específica do fluido no seu referencial de repouso, $l^{\mu\nu}$ é o tensor de projeção espacial dado por $l^{\mu\nu} = u^{\mu}u^{\nu} + g^{\mu\nu}$, η é a viscosidade de cisalhamento, ζ é a viscosidade, $\theta = \nabla_{\mu}u^{\mu}$ representa a expansão, $\sigma^{\mu\nu}$ é tensor de cisalhamento e, finalmente, q^{μ} é o vetor fluxo de energia (McMahon, 2006).

equações são não-lineares em $g_{\mu\nu}$. Como consequência, o campo gravitacional transporta momento e energia e, portanto, contribui como sua própria fonte (Weinberg, 1972).

Adicionalmente, no limite de campo fraco ($|\phi| \ll 1$, com ϕ representando o campo gravitacional), a RG se reduz à gravitação newtoniana (Weinberg et al., 2013). Contudo, é importante destacar que a RG está fundamentada em pelo menos três princípios básicos: *princípio da relatividade*, *princípio da equivalência*, *princípio da covariância*.

O princípio da relatividade indica que todos os referenciais devem ser equivalentes, não havendo preferência pelo referencial inercial, como é o caso da mecânica newtoniana e da própria relatividade especial. O princípio da equivalência, considerado pelo próprio Einstein como “o pensamento mais feliz da minha vida” (Pais, 1982), iguala, localmente, os efeitos inerciais e gravitacionais, o que implica na equivalência entre as massas inercial e gravitacional (baseado no fato de observadores em queda livre em um campo gravitacional uniforme terem, localmente, a mesma aceleração). Por fim, o princípio da covariância diz que as leis da Física devem ter a mesma forma para todos os sistemas de coordenadas (Santos, 2013). Para uma descrição mais completa da teoria sugere-se a análise das referências (Capozziello & Laurentis, 2011; Carroll et al., 2004; Hobson, Efstathiou & Lasenby, 2006; Weinberg, 1972).

2.2 Modelo Cosmológico Padrão

O modelo cosmológico conhecido como modelo Λ CDM (o termo CDM vem do inglês *Cold Dark Matter*) tem como base as seguintes premissas:

- O Universo é espacialmente homogêneo e isotrópico em escalas suficientemente grandes;
- A teoria que descreve os processos gravitacionais é a RG.

Este modelo é tido como o atual modelo padrão da cosmologia uma vez que ele descreve bem (do ponto de vista estatístico) os atuais dados observacionais, tais como os dados da Radiação Cósmica de Fundo (CMB, do inglês *Cosmic Microwave Background*) (Planck Collaboration & Ade, 2015), dados recentes de supernovas do tipo *Ia* combinados com medidas de Oscilações Acústicas Bariônicas (BAO, do inglês *Baryon Acoustic Oscillations*) (Betoule, 2014), entre outros (ver a referência Weinberg et al. (2013)).

A primeira premissa deste modelo é chamada de princípio Cosmológico, PC. Assumindo-se o PC, as equações de Einstein admitem como solução a métrica de Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker (FLRW), como geometria do Universo. Essa métrica

pode ser expressa em três coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) mais uma coordenada temporal (todas comóveis) como

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - K \frac{r^2}{R_0^2}} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right], \quad (2.6)$$

onde K é o parâmetro de curvatura normalizado, sendo $K = +1, 0, -1$ para tri-espacos com geometria esférica, euclidiana e hiperbólica, respectivamente. O termo $a(t)$ é adimensional, sendo chamado de fator de escala. Além disso, este fator de escala está relacionado ao tamanho do Universo, sendo somente função do tempo por causa do PC, o que indica que o Universo, como ficou comprovado nos trabalhos de Hubble de 1929 (Hubble, 1929), está expandindo. Por fim, para o caso de um Universo uniformemente curvado, o termo R_0 representa o raio de curvatura desse espaco no presente momento (Ryden, 2016).

Usando a métrica FLRW, dada pela equação 2.6, é possível obter duas equações a partir das equações de campo da RG (equação 2.4). A primeira é chamada de equação de Friedmann sendo expressa por

$$H^2 = \frac{\kappa}{3} \rho - \frac{K}{a^2 R_0^2}, \quad (2.7)$$

onde $H \equiv \dot{a}/a$ é o parâmetro de Hubble, e o fator de escala $a = a(t)$ pode ser escrito em função do redshift sendo, $a(z)/a_0 = 1/(1+z)$, onde podemos usar a convecção usual $a_0 = 1$. A equação de Friedmann descreve a dinâmica de um Universo cuja geometria é dada pela equação 2.6 (Ryden, 2016).

A segunda equação, chamada de equação da aceleração, é dada por

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{\kappa}{6} (\rho + 3p). \quad (2.8)$$

Nesta expressão, podemos notar que, quando $p > -\rho/3$, a aceleração é negativa (“desaceleração”), ou seja, o valor de \dot{a} diminui o que implica na diminuição da velocidade relativa de entre dois pontos quaisquer no Universo. Deste modo, para se obter um Universo acelerado é necessário assumir uma componente extra para a qual, a pressão seja negativa.

Para obter tal efeito, a constante Λ deve ser acrescentada na equação 2.4 (somada como $\Lambda g_{\mu\nu}$ ao lado direito da equação 2.4) para equilibrar e superar o efeito atrativo exercido pela gravidade, de modo que se produza um efeito repulsivo (ver, por exemplo, Weinberg (1989) e Padmanabhan (2003)).

No caso da equação de Friedmann, o acréscimo de Λ na equação 2.4, resulta em um acréscimo de um termo $\Lambda/3$ na equação 2.7. Podemos definir a densidade crítica ³ do

³ A densidade que o Universo teria caso este fosse descrito somente pela geometria euclidiana, ou seja, com $K = 0$.

Universo hoje como sendo

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{\kappa}. \quad (2.9)$$

Com isso, podemos obter o parâmetro de densidade Ω , definido como $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, onde i representa uma determinada componente do Universo (matéria, radiação, etc.). A vantagem dessa abordagem reside no fato de que a equação 2.7 pode ser reescrita em função dos parâmetros de densidade, que são grandezas mensuráveis, logo,

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \sum_i \Omega_i + \Omega_K, \quad (2.10)$$

onde o termo Ω_K representa o parâmetro de densidade de curvatura, que é expresso como

$$\Omega_K = -\frac{K}{(aR_0H_0)^2}. \quad (2.11)$$

Para um Universo com geometria plana ou euclidiana, teríamos que $\Omega_K = 0$.

Uma última expressão importante, a equação da continuidade, é obtida da conservação do tensor momento-energia, $T^{\mu\nu}_{;\nu} = 0$, onde o símbolo ponto e vírgula (;) representa a derivada covariante (Weinberg, 1972)

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0. \quad (2.12)$$

Esta expressão descreve a evolução da densidade de energia ρ do fluido cósmico (ver Mukhanov (2005) e Ryden (2016)). Finalmente, como as equações 2.7, 2.8 e 2.12 não são independentes entre si, por conta das três possíveis funções presentes nessas equações ($a(t)$, $\rho(t)$ e $p(t)$), se faz necessário uma nova expressão, que é chamada de equação de estado e que relaciona p e ρ para cada fluido constituinte do Universo, na forma $p = p(\rho)$. Considerando cada fluido como um fluido perfeito, esta equação de estado toma a forma

$$p = w\rho, \quad (2.13)$$

onde w é o parâmetro de estado, assumindo os valores 0, 1/3 e -1 para a matéria (matéria bariônica ou matéria escura), radiação e constante cosmológica, respectivamente. Vale a pena ressaltar que, podemos obter um Universo acelerado, de acordo com a equação 2.8, sempre que $w < -1/3$.

2.2.1 Redshift Cosmológico

A luz que observamos, proveniente de estrelas próximas ou daquelas que fazem parte de uma galáxia ou de um aglomerado de galáxias, com o auxílio das ondas gravitacionais, são as responsáveis por todas as informações que podemos inferir acerca do Universo. O redshift z ou, na tradução literal, o desvio para o vermelho, acontece devido ao desvio

(aumento) no comprimento de onda λ de um fóton emitido em um instante t e observado na Terra hoje,

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda}. \quad (2.14)$$

Esse desvio no comprimento de onda é devido à velocidade relativa (de recessão) entre observador e fonte, resultando no conhecido efeito Doppler (Peacock, 2003). Quando $z < 0$ temos um blueshift ao invés de um redshift.

Devido à expansão do Universo, em geral, as fontes observadas seguem o fluxo de Hubble, com exceção daquelas influenciadas pelo campo gravitacional da Via Láctea, fazendo com que a medida de z represente de fato um redshift. No caso de grandes distâncias, o efeito de curvatura se torna importante porém, uma vez que os fótons viajam em geodésicas nulas ($ds = 0$ na equação 2.1), a relação 2.14 permanece válida.

Do ponto de vista da mecânica quântica, temos que $\lambda \propto \bar{p}^{-1}$, sendo \bar{p} o momento do fóton. Além disso, no caso de um Universo homogêneo e isotrópico o momento decai com o aumento do fator de escala a , ou seja, $\bar{p} \propto a^{-1}$. Logo, temos que $\lambda \propto a$ e a relação 2.14 pode ser reescrita como (Baumann, 2015)

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} = \frac{1}{a(t)}. \quad (2.15)$$

Onde usamos a normalização usual $a(t_0) = a_0 = 1$ (lembrando que a é um parâmetro adimensional). Para tempos próximos a t_0 , podemos expandir o fator de escala em séries de potências de tal modo que,

$$a(t) = 1 + \dot{a}|_{t=t_0}(t - t_0) = 1 + H_0(t - t_0). \quad (2.16)$$

O termo $(t - t_0)$ é o tempo de viagem desde o emissor até o observador, em ordem linear. Reescrevendo a equação 2.16 em termos de z teremos

$$z = H_0 d, \quad (2.17)$$

que é a lei de Hubble-Lemaître válida para $z \ll 1$ e d é a distância física percorrida pelo fóton (assumindo $c = 1$) onde, em primeira ordem tem-se que $d = t - t_0$ (Ryden, 2016).

O parâmetro de Hubble é um dos parâmetros cosmológicos fundamentais do Universo, uma vez que ele mede a taxa de expansão do Universo. O valor deste parâmetro medido hoje é chamado de constante de Hubble, H_0 , sendo, em geral, escrito em termos de $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}$. De acordo com medidas recentes da missão Planck (Aghanim et al., 2018), $H_0 = 67,4 \pm 0,5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}$.

2.2.2 Distâncias em Cosmologia

A medição de distâncias em Cosmologia é feita indiretamente, usando-se o redshift, z , como base para a estimativa. Além disso, dois aspectos fundamentais devem ser levados em conta, a saber, a expansão do Universo e uma possível curvatura do espaço-tempo. De um modo geral, quando medimos distâncias estamos medindo, na verdade, a separação entre dois eventos em trajetórias radiais nulas, do ponto de vista do observador, de modo que, a trajetória dos fótons sempre terminam neste (Hogg, 1999).

O primeiro conceito de distância que definiremos será o de distância comóvel, $r = r(a)$, que é uma medida de distância que se mantém fixa com a expansão do Universo, em contraste com a distância física, d , que varia com a expansão do Universo. A relação entre essas duas distâncias tem a forma $d = a(t)r$, onde $a(t)$ é o fator de escala. Para r , considerando-se que $ds = 0$ e $d\theta = d\phi = 0$ na equação 2.6 e tomando o caso plano, $K = 0$, teremos que

$$r = \int_{t(a)}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = \int_0^z \frac{dz}{H(z)}. \quad (2.18)$$

O parâmetro de Hubble, expresso pela equação 2.10, dependerá do conteúdo de matéria-energia do Universo e da constante de Hubble, H_0 .

Além disso, um segundo tipo de distância emerge a partir da relação entre o comprimento comóvel transversal, r_p , de um objeto obtido via $r_p = r\theta$, com θ sendo o tamanho angular do objeto no céu. A razão entre o comprimento transversal físico, ar_p , e o tamanho angular do objeto é chamado de distância de diâmetro angular, D_A , expressa por

$$D_A(z) \equiv \frac{ar_p}{\theta} = \frac{1}{1+z} \int_0^z \frac{dz}{H(z)}. \quad (2.19)$$

O tamanho comóvel de um objeto, π_r , ao longo da linha de visada, considerando-se que $H(z)$ não varia ao longo da extensão do objeto, é dado por

$$\pi_r = \frac{\Delta z}{H(z)}. \quad (2.20)$$

De maneira complementar, para o comprimento comóvel transversal à linha de visada, tem-se que

$$r_p = (1+z)D_A(z)\Delta\theta. \quad (2.21)$$

Uma vez que Δz e $\Delta\theta$ são quantidades observáveis, considerando-se um objeto de dimensões conhecidas de maneira intrínseca podemos, a partir das equações 2.20 e 2.21, determinar $H(z)$ e $D_A(z)$.

2.2.3 Modelos Cosmológicos com um parâmetro de estado $w = w(t)$ para a constante Λ

Na seção 2.2, descrevemos o modelo cosmológico Λ CDM, também conhecido como modelo de concordância, uma vez que ele descreve bem os dados observacionais. Para este modelo, como dito anteriormente, o parâmetro w da equação de estado 2.13 é considerado constante, com $w = -1$. A partir desta consideração, seria possível tratar pelo menos dois casos distintos: no primeiro caso, o parâmetro w ainda é uma constante porém com $w \neq -1$, chamados de modelos w CDM e; no segundo caso, um parâmetro w que varia com o tempo, ou seja, $w = w(t)$, chamados de modelos $w(t)$ CDM. O parâmetro $w(t)$, escrito em função do redshift, pode ser expandido em séries de Taylor de modo que, em primeira ordem, temos que

$$w(z) = w_0 + w_1 \frac{z}{1+z}. \quad (2.22)$$

Esta parametrização é conhecida pela sigla CPL, devido aos trabalhos de Chevallier & Polarski (2001) e Linder (2003), onde w_0 e w_1 são constantes, sendo $w_0 = w(z = 0)$. Todavia, análises recentes da colaboração Planck, de 2018 (ver a referência Aghanim et al. (2018)), indicam que, usando dados de polarização da temperatura combinados com resultados obtidos a partir de supernovas e das oscilações acústicas de bárions (que será descrita posteriormente), os valores de w_0 e w_1 se restringem a $w_0 = -0.961 \pm 0.077$ e $w_1 = -0.28^{+0.31}_{-0.27}$. Além disso, para o caso em que foi assumido que $w_1 = 0$ (modelo w CDM) os resultados indicam que $w_0 = -1.028 \pm 0.032$. Em ambos os casos, os resultados são compatíveis com o modelo Λ CDM.

2.3 Evolução das Perturbações

As estruturas observadas hoje não teriam possibilidade de terem sido formadas em um Universo que fosse exatamente homogêneo e isotrópico do ponto vista espacial. Em outras palavras, a força da gravidade, responsável pela aglomeração de matéria e pela, subseqüente, formação de estruturas, seria anulada para quaisquer regiões, independente da escala que considerássemos.

Contudo, resultados relacionados à radiação cósmica de fundo indicam uma anisotropia nas flutuações de temperatura (veja a figura 1), de modo que (Challinor, 2012; Gorbunov & Rubakov, 2011)

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5} \sim \frac{\Delta \rho}{\rho}. \quad (2.23)$$

Tal inhomogeneidade na densidade de matéria, considerando tanto a matéria bariônica quanto a matéria escura, seria suficiente para dar origem as estruturas observadas

hoje, como estrelas, galáxias, aglomerados de galáxias, etc. Uma vez que estas inhomogeneidades se mantêm relativamente pequenas, elas podem ser tratadas a partir da Teoria das Perturbações Cosmológicas (Mukhanov, Feldman & Brandenberger, 1992; Bernardeau et al., 2002).

A teoria gravitacional de Newton é um caso limite da relatividade geral de Einstein, sendo aplicada para os casos em que o campo gravitacional é fraco $|\phi| \ll 1$ e $|v| \ll 1$, ou seja, para o caso da matéria não-relativística (matéria escura fria e bárions, por exemplo), e em escalas dentro do raio de Hubble, $R_H = c/H_0$. Aqui, por simplicidade, faremos uma síntese da teoria das perturbações cosmológicas do ponto de vista newtoniano. Todavia, para um tratamento mais completo das perturbações cosmológicas a relatividade geral deve ser empregada.

2.3.1 Teoria das Perturbações Cosmológicas de Newton

Descreveremos a evolução do Universo a partir das equações básicas da dinâmica de fluidos (veja a referência Mukhanov (2005)), a saber, as equações da continuidade, de Euler e de Poisson, e considerando um fluido não-relativístico com densidade de massa ρ , onde $p \ll \rho$, sendo p a pressão do fluido, e \mathbf{u} a sua velocidade, de modo que

$$\mathbf{u} = \frac{d\mathbf{d}}{dt} = H\mathbf{d} + \mathbf{v}, \quad (2.24)$$

onde $\mathbf{v}(t)$ é chamada de velocidade própria, ou peculiar, do fluido sendo $\mathbf{v}(t) = a(t)\dot{\mathbf{r}}$, com o ponto representando uma derivada temporal, ou seja, $\dot{} = d/dt$. Lembrando que a relação entre as distâncias física d e comóvel r é expressa por $d(t) = a(t)r$ (ver a seção 2.2.2).

Primeiramente, definiremos o contraste de densidade de matéria como sendo

$$\delta(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \rho_0(t)}{\rho_0(t)}, \quad (2.25)$$

com o termo ρ_0 representando a densidade média do fluido no instante t .

Para o caso de um Universo que expande, considerando-se apenas flutuações adiabáticas, para as quais as flutuações na pressão são proporcionais às flutuações na densidade, de modo que $\delta p = c_s^2 \delta \rho$, com c_s sendo a velocidade do som, as equações básicas de dinâmica do fluidos em ordem linear se tornam:

- equação da continuidade

$$\dot{\delta} = -\frac{1}{a}\nabla \cdot \mathbf{v}; \quad (2.26)$$

- equação de Euler

$$\dot{\mathbf{v}} + H\mathbf{v} = -\frac{\nabla \delta p}{a\rho_0} - \frac{\nabla \delta \Phi}{a}; \quad (2.27)$$

- equação de Poisson

$$\nabla^2 \delta\Phi = 4\pi G a^2 \rho_0 \delta. \quad (2.28)$$

Em particular, para o caso da equação 2.27, na ausência de perturbações gravitacionais e de pressão, $\delta p = \delta\Phi = 0$, a velocidade \mathbf{v} se relaciona com o fator de escala como $\mathbf{v} \propto a^{-1}$ (Baumann, 2015).

Por fim, derivando a equação da continuidade 2.26 com respeito ao tempo e, em seguida, calculando o divergente da equação de Euler 2.27 para, finalmente, combinar esses resultados com a equação de Poisson 2.28, encontramos

$$\ddot{\delta} + 2H\dot{\delta} - \frac{c_s^2 \nabla^2 \delta}{a^2} = 4\pi G \rho_0 \delta. \quad (2.29)$$

Esta equação descreve como as flutuações de densidade evoluem com o tempo. As soluções para a equação 2.29 podem ser escritas como

$$\delta(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r})D_+(t) + B(\mathbf{r})D_-(t), \quad (2.30)$$

com $D_+(t)$ e $D_-(t)$ sendo chamados de modos de crescimento e decaimento, respectivamente.

De um modo geral, uma vez que as flutuações iniciais são pequenas, como no caso do Universo primordial, a evolução do contraste de densidade mostra o crescimento gravitacional das flutuações de densidade; esta aproximação linear funciona bem até tempos recentes e em regiões fora de aglomerados, considerando as grandes escalas (Salazar-Albornoz, 2016).

2.4 Oscilações Acústicas Bariônicas

O uso das oscilações acústicas bariônicas em cosmologia é baseado em uma característica deixada impressa, através deste fenômeno, na estrutura em grande escala do Universo, chamada de escala acústica (ou sonora). Esse sinal do Universo primordial ficou impresso no conteúdo do Universo no momento da recombinação dos elétrons com os prótons que, a partir deste ponto, deram origem aos átomos de Hidrogênio.

Antes disso, os fótons estavam acoplados aos elétrons formando um plasma que mantinha o meio ionizado. Este acoplamento acontecia devido à alta temperatura ($T > 3000 K$) que fazia com que os fótons fossem espalhados pelos elétrons devido ao espalhamento Compton e isto, por sua vez, impedia a formação de átomos neutros (número de prótons = número de elétrons, em um mesmo átomo). Em outras palavras, o caminho livre médio dos fótons antes de serem espalhados pelos elétrons era muito menor do que o raio de Hubble (Eisenstein, Seo & White, 2007); para $z = 5000$, por exemplo, o caminho

livre médio dos fótons era, aproximadamente, 88 kpc enquanto que o raio de Hubble era, aproximadamente, 93 Mpc.

Como resultado desta interação, deu-se origem à competição entre as duas forças dominantes no plasma, que atuavam sobre as inomogeneidades primordiais deixadas no plasma como consequência da inflação cósmica (veja [Liddle \(1998\)](#) para uma revisão sobre inflação). A primeira, a força gravitacional, fazia com que o plasma ficasse comprimido. Em contrapartida, essa compressão do plasma aumentava a pressão da radiação (aumentando a temperatura), devido aos fótons, o que induzia uma segunda força na direção contrária.

Foi neste contexto que o fenômeno BAO teve a sua origem, nascendo como ondas esféricas de densidade que se propagavam pelo plasma. Na figura 3 é mostrado como perturbações pontuais de densidade se comportavam no tempo (redshift). Partindo de uma origem arbitrária, essas oscilações acústicas bariônicas viajavam por uma distância (veja a equação 2.18)

$$r_s = \int_0^{t_*} \frac{c_s(t)}{a(t)} dt = \int_{z_*}^{\infty} \frac{c_s(z)}{H(z)} dz, \quad (2.31)$$

onde $z = z_* \approx 10^3$ (segundo os resultados recentes obtidos a partir da análise de dados do satélite Planck ([Aghanim et al., 2018](#)), $z_* = 1089.92 \pm 0.25$) se refere ao momento da recombinação, a partir do qual, os fótons (curva vermelha tracejada) cessaram a interação com os elétrons, estando livres para viajar pelo Universo (a curva azul representa o gás de bárions que estavam acoplados aos fótons) e serem observados, nos dias de hoje, como a Radiação Cósmica de Fundo. A escala acústica, r_s , definiu assim, o raio de uma esfera 3D no qual existe um excesso de densidade onde, posteriormente, irão se formar estruturas tais como galáxias e aglomerados de galáxias.

A velocidade desta onda acústica, $c_s(t)$, que representa a velocidade do som no meio, é expressa por

$$c_s^2(t) \equiv \frac{\delta p}{\delta \rho} = \frac{1}{[3(1+R)]}, \quad (2.32)$$

onde R é a razão das densidades bárion-fóton, dada por $R = 3\rho_b/4\rho_\gamma$. Em altos redshifts, durante a era da radiação, em que $\rho_\gamma \gg \rho_b$, a equação 2.32 pode ser expressa por $c_s \simeq 3^{-1/2}$.

As oscilações acústicas bariônicas, por meio da escala acústica, podem ser usadas como um objeto de tamanho conhecido onde, a partir das equações 2.20 e 2.21 teremos que ([Addison, Hinshaw & Halpern, 2013](#))

$$\Delta z = H(z)r_s, \quad (2.33)$$

e

$$\Delta\theta = \frac{r_s}{(1+z)D_A(z)}. \quad (2.34)$$

Estas quantidades podem ser usadas para fazer restrições de parâmetros em modelos cosmológicos, tais como o modelo Λ CDM, por exemplo. Adicionalmente, uma outra medida de distância, chamada de distância média esférica, $D_V(z)$, comumente usada para este fim e que combina as distâncias radial e transversal, é expressa por (Eisenstein et al., 2005)

$$D_V(z) = \left[(1+z)^2 D_A^2(z) \frac{z}{H(z)} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (2.35)$$

Por último, as duas componentes restantes na figura 3 dizem respeito à Matéria Escura Fria (CDM, do inglês *Cold Dark Matter*) e os neutrinos (curvas preta e verde, respectivamente). No caso dos neutrinos, eles desacoplam do plasma primordial nos primeiros segundos da história cósmica, podendo evoluir de maneira independente das demais componentes. Para a Matéria Escura Fria, por não interagir com a radiação e não possuir movimento intrínscio (motivo pelo qual é chamada de fria), o pico de densidade permanece em um pequeno raio próximo à origem. No momento do desacoplamento, as sobredensidades de CDM (próxima à origem) e de bárions (em ≈ 150 Mpc), que interagem gravitacionalmente, modificam os seus respectivos perfis atraindo gás e CDM para estas sobredensidades, resultando em dois perfis de densidade de matéria, (CDM + bárions) um no centro e o outro na casca da esfera BAO com, aproximadamente, 150 Mpc de raio.

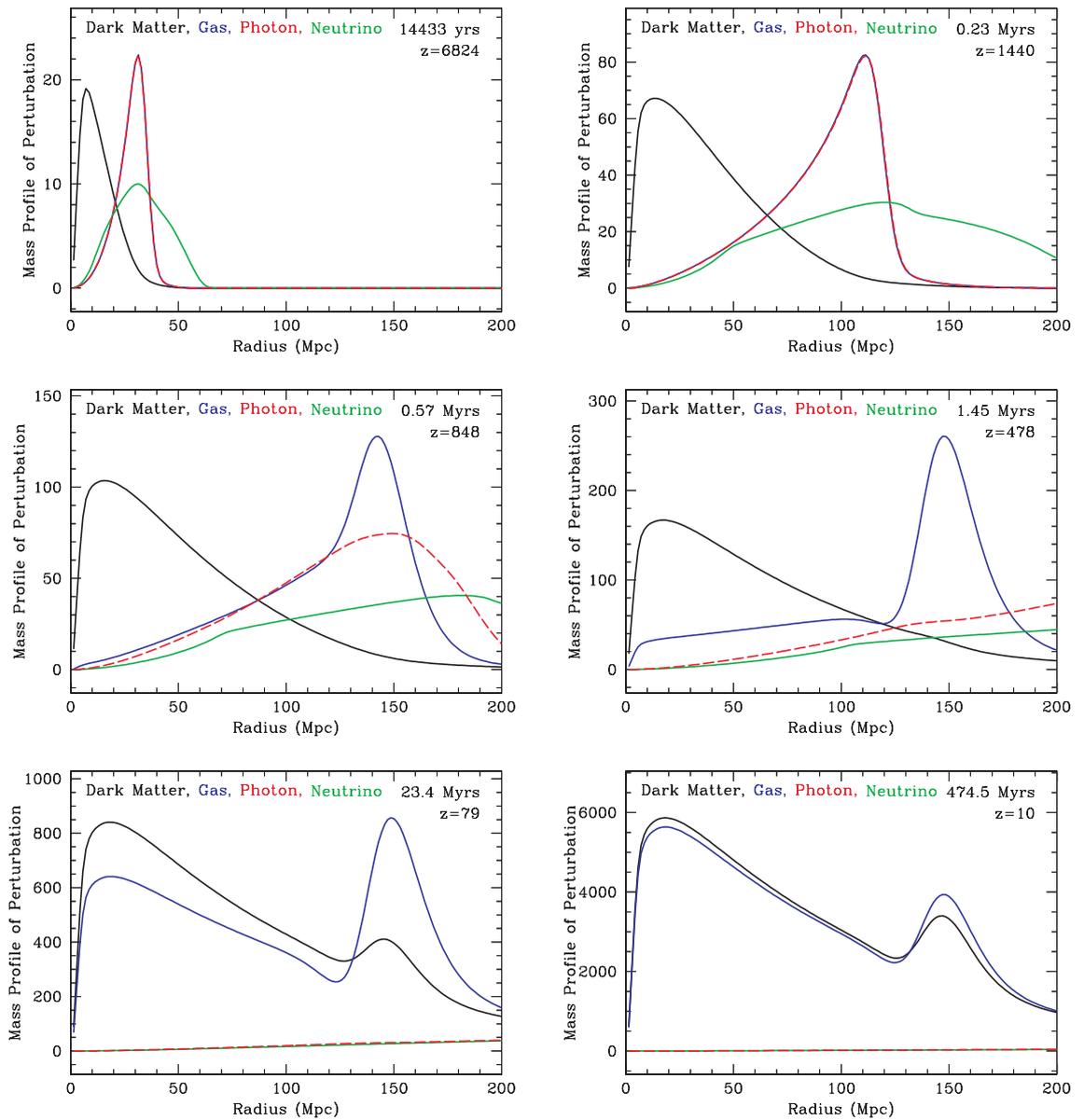


Figura 3 – Evolução do perfil de densidade para uma perturbação pontual inicial, localizada em uma origem arbitrária em função da distância comóvel. As curvas preta, verde, azul e vermelha tracejada representam a CDM, neutrinos, bárions e fótons, respectivamente. O redshift e o tempo depois do *Big Bang* são indicados no canto superior direito de cada painel. Note que, inicialmente, os bárions e fótons estão acoplados (painel superior esquerdo) e permanecem assim até $z \sim 10^3$ quando acontece o desacoplamento. Os perfis de densidade de CDM e bárions atraem-se mutuamente (painel do meio, direita) findando em duas sobredensidades de matéria (CDM + bárions), uma próxima à origem e a outra na casca esférica com raio de ≈ 150 Mpc. Figura retirada de (Eisenstein, Seo & White, 2007).

3 Função de Correlação

Apresentamos, neste capítulo, as ferramentas estatísticas usadas para caracterizar a estrutura em grande escala do Universo. Em particular, apresentamos a metodologia usada na busca das oscilações acústicas de bárions, em traçadores cósmicos.

3.1 As Funções de Correlação de Dois e Três Pontos

A Função de correlação espacial de dois pontos (2PCF, do inglês *Two-Point Correlation Function*) tem sido a principal ferramenta estatística usada para analisar a estrutura em grande escala do Universo. A 2PCF pode ser definida em termos do contraste de densidade, $\delta(\mathbf{x})$, dado pela equação 2.25, visto na seção 2.3.1 e expressa por (Peebles, 1980)

$$\xi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \equiv \langle \delta(\mathbf{x}_1)\delta(\mathbf{x}_2) \rangle.$$

A 2PCF, $\xi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$, indica como o contraste de densidade, medido na posição \mathbf{x}_1 , está correlacionado com aquele medido na posição \mathbf{x}_2 , podendo assumir valores positivos (correlacionados), negativos (anticorrelacionados) e nulos (não possuem correlação entre si). Tomando-se em conta a homogeneidade estatística espacial, teremos que ξ dependerá apenas da diferença $\mathbf{r} \equiv \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1$, logo

$$\xi(\mathbf{r}) = \langle \delta(\mathbf{x})\delta(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle. \quad (3.1)$$

Além disso, considerando-se a isotropia estatística, tem-se que $\xi(\mathbf{r})$ não deverá depender da direção, o que resulta em

$$\xi(\mathbf{r}) = \xi(r).$$

Deste modo, a 2PCF incorpora o princípio cosmológico, que afirma que em escalas suficientemente grandes (da ordem de 10^2 Mpc), o Universo é homogêneo e isotrópico. De uma forma geral, $\xi(r)$ se torna grande e positivo para r pequeno, comparado com o tamanho típico para regiões de sobredensidade e, em contra partida, para grandes distâncias, $\xi(r)$ se torna pequeno.

Na prática, a 2PCF quantifica o excesso de aglomeração de matéria em uma dada escala r quando comparada com uma distribuição uniforme com a mesma densidade média $\langle \delta \rangle$. Em particular, no caso das oscilações acústicas bariônicas, a 2PCF é usada na extração de uma escala característica, a escala acústica, que deverá aparecer como um

pico suave na função de correlação. Na figura 4 mostramos a primeira detecção estatística confiável da escala BAO feita por Eisenstein et al. (2005). Nela é possível observar o pico, mencionado anteriormente, em torno de, aproximadamente, $100 h^{-1}\text{Mpc}$, obtido a partir da 2PCF aplicada a 46 748 galáxias luminosas vermelhas. As linhas contínuas representam a 2PCF teórica obtidas a partir do modelo ΛCDM com diferentes escolhas para a quantidade de matéria escura, mantendo-se fixa a quantidade de bárions (com exceção da linha contínua rosa, para a qual a quantidade de bárions é nula, chamado de modelo CDM puro).

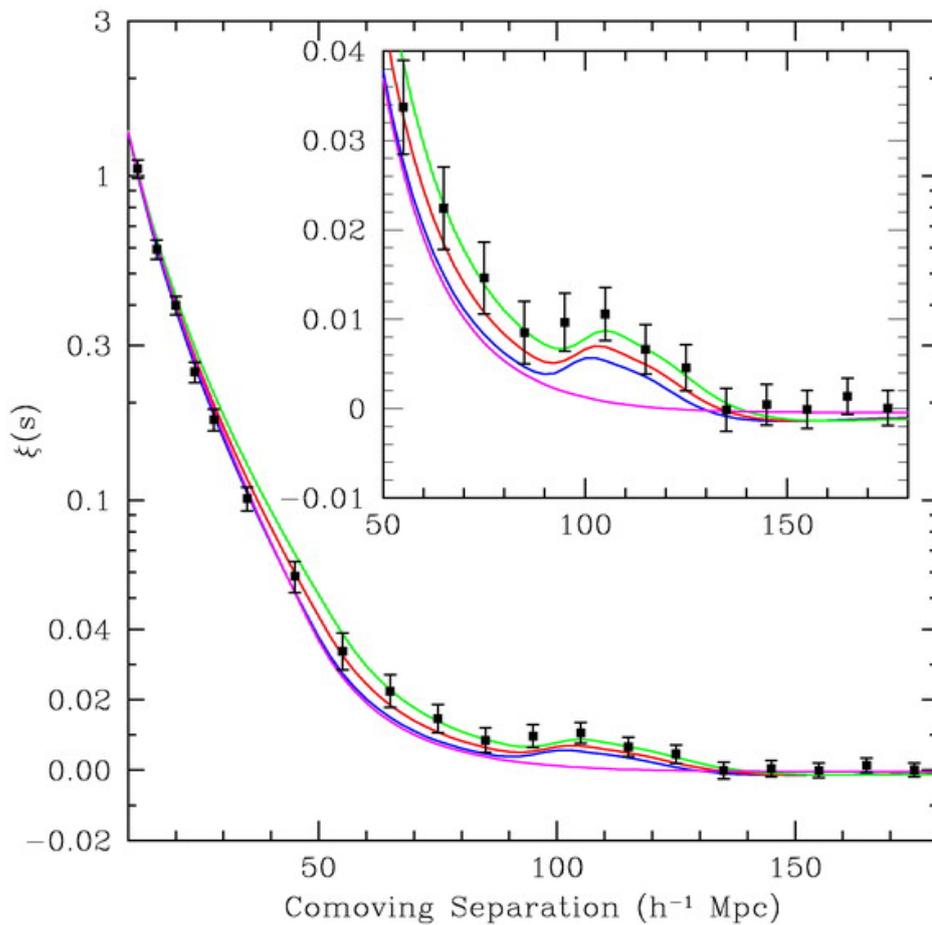


Figura 4 – A 2PCF extraída a partir de uma amostra de galáxias luminosas vermelhas, com um total de 46 748 galáxias. As barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância derivada de um conjunto de simulações cosmológicas. As linhas contínuas representam o modelo ΛCDM , com diferentes escolhas para a quantidade de matéria escura, Ω_c , sendo, $\Omega_m h^2 = 0.12$ (linha verde), 0.13 (linha vermelha), 0.14 (linha azul), todas com $\Omega_b h^2 = 0.024$, onde $\Omega_m = \Omega_c + \Omega_b$. A linha rosa representa o modelo de matéria escura puro com $\Omega_m h^2 = 0.105$ e $\Omega_b = 0$. O pico, devido à escala acústica, pode ser identificado em torno de, aproximadamente, $100 h^{-1}\text{Mpc}$, com uma boa significância estatística. Figura retirada de Eisenstein et al. (2005).

Além da análise no espaço real (na prática, a análise é feita no espaço de redshift), podemos avaliar o crescimento e a aglomeração de estruturas no espaço de Fourier (também chamado de espaço de configuração). A 2PCF forma um par de Fourier com o espectro de potência de matéria, $P(k)$, de modo que

$$\xi(r) = \int_0^\infty \frac{dk}{2\pi^2} k^2 j_0(kr) P(k), \quad (3.2)$$

onde k , que representa o número de onda, tem uma relação direta com as escalas analisadas através da relação $k = 2\pi/\lambda$, sendo λ a escala em análise. O termo $j_0(x)$ se refere à função esférica de Bessel de ordem zero, para a qual, $j_0(x) = \sin(x)/x$.

Adicionalmente, a função de correlação de três pontos, 3PCF, que representa a próxima ordem da estatística relacionada à função de correlação e, em analogia ao caso da 2PCF, indica o excesso de probabilidade, sobre uma amostra uniforme, de encontrarmos tripletos, tendo pontos (galáxias, por exemplo) como vértices, em uma dada configuração triangular; é definida como (Peebles, 1980)

$$\zeta(r_{12}, r_{23}, r_{13}) \equiv \langle \delta(r_1) \delta(r_2) \delta(r_3) \rangle. \quad (3.3)$$

A 3PCF pode ser usada para testar modelos de bias (relação entre as distribuições de galáxias e matéria) e de formação de estruturas a partir de condições iniciais gaussianas (e não-gaussianas). Esta ferramenta tem sido usada na astronomia desde, pelo menos, os anos 70 (Peebles & Groth, 1975; Baumgart & Fry, 1991; Fry, 1994; Verde et al., 2002; Marín, 2011). Em todo caso, se torna conveniente usar a definição de Groth & Peebles (1977), escrita como

$$Q(r_{12}, r_{23}, r_{13}) = \frac{\zeta(r_{12}, r_{23}, r_{13})}{\xi(r_{12})\xi(r_{23}) + \xi(r_{12})\xi(r_{13}) + \xi(r_{13})\xi(r_{23})}, \quad (3.4)$$

em que $Q(r_{12}, r_{23}, r_{13})$ é chamada de 3PCF reduzida (Peebles, 1980) e as separações r_{12} , r_{23} e r_{13} conectam os três objetos que formam o triplete, de modo que, r_{12} conecta o objeto 1 ao 2, e assim sucessivamente. Inicialmente, achou-se que Q seria constante, entretanto, análises utilizando uma grande quantidade de dados mostraram que a forma da 3PCF reduzida pode depender tanto da escala quanto da configuração usada para os tripletos. A 3PCF, assim como no caso da 2PCF, também pode ser escrita em termos do biespectro de matéria, B , como um par de Fourier, de modo que

$$\zeta(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = \int \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 \mathbf{k}_i}{(2\pi)^3} B(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3) \exp[i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 + \mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{r}_3)] (2\pi)^3 \delta_D(\mathbf{k}_{123}), \quad (3.5)$$

onde δ_D é a função delta de Dirac e $\mathbf{k}_{123} \equiv \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3$.

No caso da 3PCF, a primeira detecção da escala BAO foi feita por Gaztañaga et al. (2009), a partir de dados de, aproximadamente, 40 000 galáxias vermelhas das sexta

e sétima liberações de dados da colaboração *Sloan Digital Sky Survey*. A figura 5 mostra o resultado da 3PCF reduzida, extraída a partir desses dados, comparada com modelos derivados da teoria das perturbações cosmológicas de segunda ordem (este modelo será indicado posteriormente), para os casos com $\Omega_m = 0.26$, $h = 0.7$ e $\Omega_b = 0.03$ (linha tracejada curta) ou $\Omega_b = 0.06$ (linha contínua). A linha tracejada longa, que foi usada para a determinação da significância estatística dos resultados, representa o caso sem o sinal BAO extraída a partir de Eisenstein & Hu (1998).

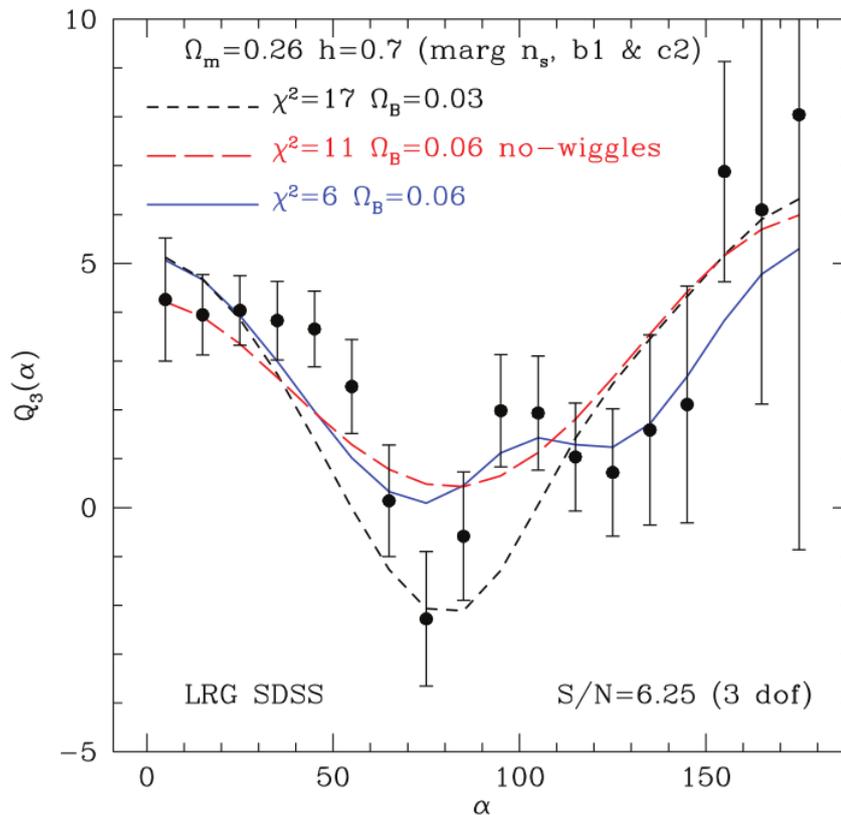


Figura 5 – A 3PCF, $Q_3 = Q$, de uma amostra de galáxias luminosas vermelhas com, aproximadamente, 40 000 galáxias (pontos pretos com barras de erro). As linhas contínuas representam modelos derivados a partir da teoria das perturbações cosmológicas de segunda ordem. O sinal-ruído, S/N , dessa detecção é 6.25. Os Modelos assumem $\Omega_m = 0.26$ e $h = 0.7$, com $\Omega_b = 0.03$ (linha tracejada curta) ou $\Omega_b = 0.06$ (linha contínua). A linha tracejada longa representa o caso sem o sinal BAO extraída a partir de Eisenstein & Hu (1998). As barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância derivada de um catálogo de simulações cosmológicas. O pico BAO aparece em torno de $\alpha \approx 100^\circ$ tanto no modelo com $\Omega_b = 0.06$ quanto nos dados. O ajuste para o modelo sem o pico BAO tem $\chi^2 > 11$, ou seja, uma probabilidade menor que 1% de estar correto. Figura retirada de Gaztañaga et al. (2009).

3.2 As Funções de Correlação Angular de Dois e Três Pontos

Assim como a 2PCF, a função de correlação angular de dois pontos, 2PACF, quantifica o excesso de probabilidade de se encontrar um par de objetos separados por uma dada separação angular θ , quando comparada com um conjunto de objetos uniformemente distribuídos (Peebles, 1973). Similar a equação 3.1, a 2PACF, ω , é definida como (Peebles, 1980)

$$\omega(\theta) \equiv \langle \delta(\hat{\mathbf{n}})\delta(\hat{\mathbf{n}} + \hat{\theta}) \rangle, \quad (3.6)$$

onde $\delta(\hat{\mathbf{n}})$ é o contraste de densidade de matéria, projetado em uma dada direção $\hat{\mathbf{n}}$ do céu, de modo que (Crocce, Cabré & Gaztañaga, 2011)

$$\delta(\hat{\mathbf{n}}) = \int dz \phi(z) \delta(\hat{\mathbf{n}}, z), \quad (3.7)$$

com o termo $\phi(z)$ representando a função de seleção radial. Consequentemente, a 2PACF representa a projeção da função de correlação (espacial) de dois pontos, 3D, no céu (Peebles, 1980), de modo que

$$\omega(\theta) = \int_0^\infty dz_1 \phi(z_1) \int_0^\infty dz_2 \phi(z_2) \xi(r, z). \quad (3.8)$$

Neste trabalho assumiremos para a função de seleção, $\phi(\theta)$, a forma proposta em Sánchez et al. (2011), expressa por

$$\phi(z) = \frac{dN}{dz} F(z), \quad (3.9)$$

onde $F(z)$ é uma função janela, que leva em consideração as características da amostra. Por simplicidade, assumiremos aqui um $F(z)$ do tipo degrau, de modo que, $F(z) = 1$ para pontos localizados dentro da casca de redshift e, $F(z) = 0$ para pontos que estejam fora da casca. O termo dN/dz representa a distribuição de objetos da amostra analisada por redshift. A mesma linha de raciocínio pode ser usada para a função de correlação angular de três pontos, 3PACF, de modo que

$$W(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}) = \int_0^\infty dz_1 \phi(z_1) \int_{-\infty}^\infty dz_2 \phi(z_2) \int_{-\infty}^\infty dz_3 \phi(z_3) \zeta(r_{12}, r_{23}, r_{13}), \quad (3.10)$$

com θ_{12} representando a separação angular entre os objetos 1 e 2, e assim sucessivamente. Assim sendo, temos que a 3PACF representa a projeção da 3PCF espacial, 3D, no céu. No caso da 3PACF reduzida (ver a equação 3.4), teremos para o caso angular que

$$q(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}) = \frac{W(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13})}{\omega_{12}\omega_{23} + \omega_{12}\omega_{13} + \omega_{13}\omega_{23}}, \quad (3.11)$$

com $\omega_{12} \equiv \omega(\theta_{12})$, e assim sucessivamente (ver Frieman & Gaztañaga (1999)).

3.2.1 Usando a 2PACF para a Extração da Escala Angular BAO

Em 2011, Sánchez e colaboradores (Sánchez et al., 2011) propuseram um método que utiliza a 2PACF para a extração da escala angular BAO, θ_{BAO} , a partir de catálogos fotométricos. Com essa escala estimada para diferentes redshifts poder-se-ia extrair os parâmetros cosmológicos para um modelo cosmológico arbitrário. Embora as análises de Sánchez et al. (2011) sejam motivadas pela necessidade de usar dados fotométricos (para os quais o redshift não é muito preciso, quando comparado ao redshift medido por espectroscopia, e portanto uma análise 3D que utiliza uma cosmologia fiducial não seria viável) aplicamos essa metodologia, que calcula a escala BAO transversal de forma independente de modelo cosmológico, para buscar por essa escala em catálogos espectroscópicos, considerando cascas finas de redshift.

Uma das principais vantagens do método reside no fato de não ser necessário, a priori, a assunção de um modelo fiducial para, por exemplo, calcular as distâncias, já que esta estatística se baseia apenas em grandezas observáveis como, por exemplo, as coordenadas angulares e o redshift. Passamos a descrever, de maneira resumida, o método a seguir (para maiores detalhes consultar Sánchez et al. (2011)).

Uma das questões que emergem em consequência do uso da função de correlação angular está relacionada ao fato de que, em determinadas situações, um par de objetos, apesar de estarem próximos um do outro do ponto de vista angular, podem, na realidade, estar bem distantes entre si do ponto de vista 3D, prejudicando, assim, a compreensão dos resultados obtidos por essa estatística. Uma maneira de evitar esta confusão seria aplicar a 2PACF em cascas finas (estreitas) de redshift. Isto garantirá que dois objetos com θ pequeno entre si, por exemplo, estarão, de fato, próximos um do outro do ponto de vista 3D. Em particular, no caso da tentativa de extração da escala angular BAO dos dados, essa estratégia se torna fundamental, uma vez que o pico pode ser totalmente atenuado (e até apagado) caso a casca seja muito larga (veja a figura 6).

Outros efeitos, tais como, a formação não linear de estruturas, por exemplo, podem afetar a detecção do sinal angular BAO. A figura 6 mostra o impacto tanto da largura da casca de redshift, δz , quanto das não linearidades na posição e na forma θ_{BAO} . Como mencionamos no parágrafo anterior, uma casca muito larga pode “esconder” a escala BAO e torna-lá indetectável. Ademais, esses efeitos, além de diminuir a amplitude do pico, aumentam a sua largura e o deslocam para ângulos pequenos (para a esquerda).

O método de Sánchez consiste, basicamente, em cinco passos:

- Dividir o catálogo de traçadores (galáxias, por exemplo) em cascas finas de redshift;
- Calcular a 2PACF, a partir de algum estimador, para cada casca de redshift;

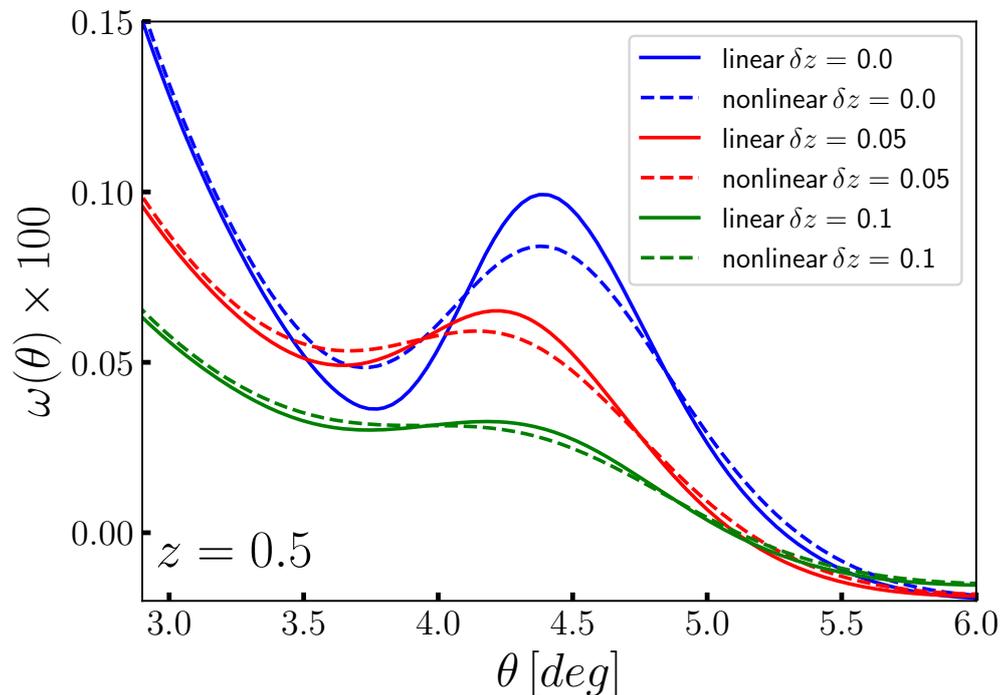


Figura 6 – A 2PACF em função da separação angular, θ , para o reshift $z = 0.5$. Pode-se ver na figura o impacto tanto da largura da casca quanto das não linearidades, devido à formação de estruturas, no pico BAO. As linhas contínuas e tracejadas indicam os casos linear e não linear, respectivamente. As curvas azul, vermelha e verde; representam os casos cuja largura da casca de redshift, δz , é igual a 0, 0.05 e 0.1, respectivamente.

- Parametrizar a função de correlação através da expressão

$$\omega(\theta) = A + B\theta^\gamma + C \exp -(\theta - \theta_{FIT})^2/2\sigma^2, \quad (3.12)$$

e, em seguida, ajustá-la aos resultados obtidos para os dados via 2PACF, considerando os termos A , B , C , γ , θ_{FIT} e σ_{FIT} como parâmetros livres;

- A escala angular BAO (θ_{BAO}) será obtida através do parâmetro θ_{FIT} após ser feita neste uma correção devido ao efeito de projeção. Somente essa escala angular, obtida em função do redshift, será suficiente para a obtenção dos parâmetros cosmológicos de um determinado modelo. A interpretação dos demais parâmetros é limitada, uma vez que estes tem sua origem em uma equação paramétrica (em geral, usaremos σ_{FIT} como o erro associado a medida de θ_{FIT});
- Por último, deverá ser efetuado um ajuste aos pontos de θ_{BAO} obtidos em função do redshift z a fim de se obter os parâmetros cosmológicos para um modelo qualquer.

A princípio, o método foi analisado do ponto de vista teórico a fim de se investigar possíveis efeitos introduzidos na detecção da escala BAO, entre os quais se destacam o viés introduzido devido à parametrização, a partir da equação 3.12, para a obtenção do sinal; o efeito da largura da casca de redshift; o efeito chamado de *Redshift Space Distortions* (RSD), que ocorre devido ao movimento peculiar das galáxias em relação ao fluxo de Hubble; as não linearidades devido a formação de estruturas e; o efeito do erro (fotométrico) devido à incerteza na medição do redshift.

Nesse trabalho (Sánchez et al., 2011) as contribuições de cada efeito, mencionadas anteriormente, foram computadas para o intervalo de redshift com $z = [0.2, 1.4]$ e estão destacadas na tabela abaixo. Estas fontes de erro, que emergem devidas a efeitos sistemáticos, serão adicionadas ao erro estatístico, que poderá vir de simulações de catálogos de galáxias, por exemplo, para estimar o erro final de θ_{BAO} .

Tabela 1 – Estimativa da contribuição dos erros do tipo sistemáticos devidos a diferentes fontes.

Erro Sistemático	$\Delta\theta_{BAO}$ (%)	Correlação entre bins
Parametrização	1.0	Não
Redshift Fotométrico	5.0	Sim
RSD	1.0	Sim
Não linearidades	1.0	Não
Efeito de projeção	1.0	Não

Fonte: Tabela retirada de Sánchez et al. (2011)

3.2.1.1 Correção Devida ao Efeito de Projeção

A determinação da escala angular BAO deve levar em conta o efeito da largura da casca de redshift. Como vimos na figura 6, a largura da casca influencia diretamente na posição de θ_{BAO} . Uma casca de redshift larga, por exemplo, poderá deslocar o pico para a esquerda, além de diminuir a sua amplitude e aumentar a sua largura. Assim sendo, para estimarmos o valor de θ_{BAO} a partir dos dados devemos, em primeiro lugar, corrigir a posição do pico devido à largura da casca, de modo que

$$\theta_{BAO} = \alpha_p \theta_{FIT}, \quad (3.13)$$

com α_p sendo um parâmetro que depende tanto da largura da casca, δz , quanto do redshift considerado. Na figura 7, mostramos como o valor de θ_{FIT} é deslocado para esquerda (sinal negativo) quando comparado com o valor verdadeiro da escala angular BAO (assumido para o caso $\delta z = 0$). Os resultados são mostrados em termos da porcentagem relativa e

evidenciam que, quanto maior a largura da casca de redshift (eixo horizontal da figura) maior será o deslocamento de θ_{FIT} para esquerda (valores negativos no eixo vertical). Além disso, o deslocamento depende do redshift considerado, sendo maior para z menores. Consequentemente, temos que $\alpha_p = \alpha_p(z, \delta z)$.

Cada cor de linha na figura 7 representa o modelo Λ CDM para diferentes conjuntos de parâmetros cosmológicos assumidos para testar o método, em um total de nove modelos, além de dois modelos do tipo w CDM e três do tipo $w(t)$ CDM, totalizando um total de 14 modelos (os detalhes sobre cada modelo podem ser consultados em [Sánchez et al. \(2011\)](#)). Como resultado, a figura mostra que o deslocamento de θ_{FIT} com respeito a θ_{BAO} tem, a princípio, uma forma universal, que é independente do modelo fiducial assumido. Assim sendo, a influência da assunção de um modelo cosmológico qualquer para a determinação do parâmetro α_p introduz um erro sistemático na medida final de θ_{BAO} menor do que 1%. Aqui, é importante observar que este é um dos dois pontos do método em que é necessária a admissão de um modelo cosmológico arbitrário, entretanto, o peso desta escolha iníqua é absorvida no erro final da medida do sinal angular BAO. Este é o motivo pelo qual, este método é chamado em alguns trabalhos de “quase” independente de modelo cosmológico.

3.2.2 Usando a 3PACF para a Extração da Escala BAO

A função de correlação angular de três pontos tem sido usada para o estudo da estrutura em grande escala há um bom tempo (ver por exemplo [Frieman & Gaztañaga \(1999\)](#)). Entretanto, até onde podemos observar, as escalas analisadas sempre foram menores que as escalas necessárias para sondar o fenômeno BAO. Sendo assim, propomos aqui uma extensão do método de [Sánchez et al. \(2011\)](#), para o caso da 3PACF reduzida, com o objetivo de usá-lo para extrair informações acerca da escala angular BAO.

Os cinco passos da metodologia descrita na seção 3.2.1 podem ser usados aqui, com exceção da expressão 3.12, que substituiremos por

$$q(\alpha) = m + n\alpha + p\alpha^2 + C \exp -(\alpha - \alpha_{FIT})^2/2\sigma^2, \quad (3.14)$$

onde o termo α nesta equação diz respeito à maneira escolhida para parametrizar os tripletos, de modo que

$$\cos \alpha = \frac{\theta_1^2 + \theta_2^2 + \theta_3^2}{2\theta_1\theta_2}. \quad (3.15)$$

Desta maneira, uma vez fixados os ângulos θ_1 ($\theta_1 = \theta_{12}$) e θ_2 ($\theta_2 = \theta_{23}$), por exemplo, a 3PACF reduzida será função apenas do ângulo α (ou do ângulo θ_3).

O modelo usado aqui para a 3PCF teórica baseia-se em resultados obtidos a partir da teoria das perturbações de segunda ordem derivados por [Fry \(1984\)](#) (ver também [Jing &](#)

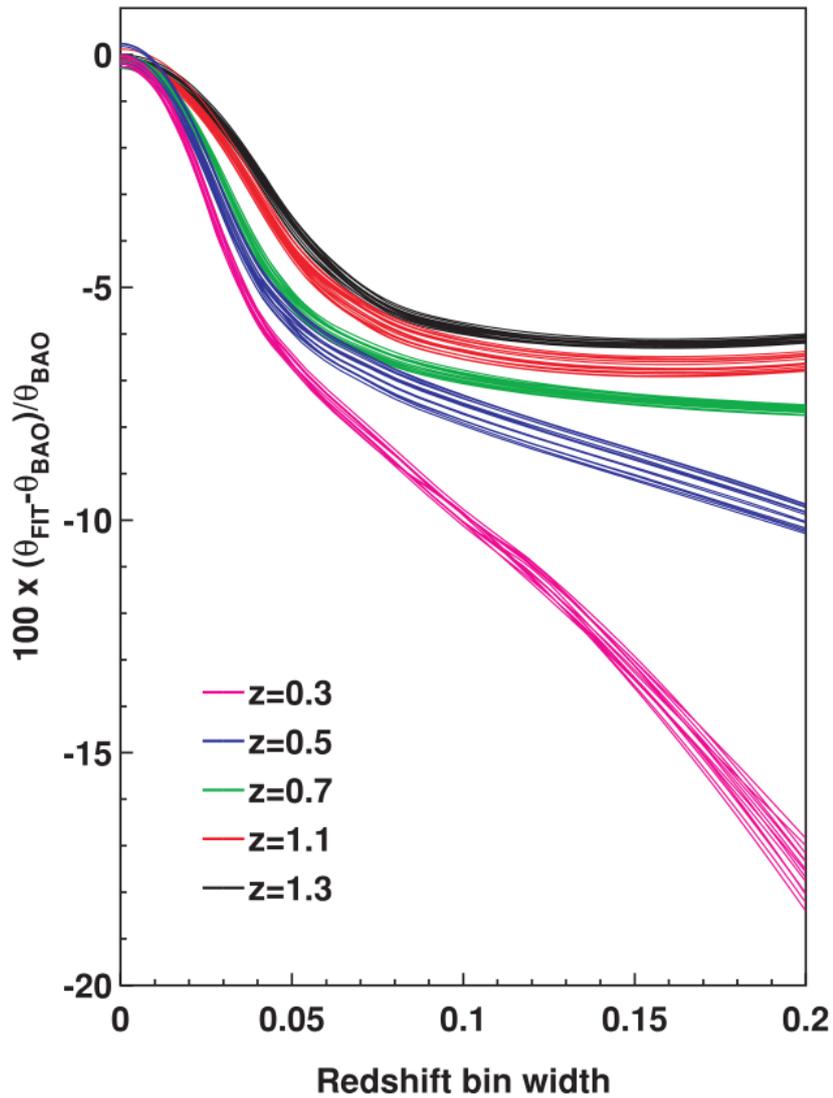


Figura 7 – Porcentagem relativa do deslocamento de θ_{FIT} em função de z e δz . As curvas para uma mesma cor indicam 14 modelos cosmológicos diferentes assumidos. As diferentes cores indicam diferentes redshifts tendo sido testados os valores desde $z = 0.3$ (curvas rosa) até $z = 1.3$ (curvas pretas), com a largura da casca variando de 0 a 0.2. Figura retirada de Sánchez et al. (2011).

Börner (1997), Gaztañaga & Bernardeau (1998), Frieman & Gaztañaga (1999)), expresso em termos do espectro de potência de matéria e da correspondente função de correlação

de dois pontos como

$$\begin{aligned}
\zeta &= \frac{10}{7} \xi_{12} \xi_{13} \\
&+ \frac{4}{7} \left\{ \frac{\Phi'(r_{12})\Phi'(r_{13})}{r_{12}r_{13}} + \left[\xi_{12} + 2\frac{\Phi'(r_{12})}{r_{12}} \right] \left[\xi_{13} + 2\frac{\Phi'(r_{13})}{r_{13}} \right] \right\} \\
&- \mu_{1213} [\xi'_{12}\Phi'(r_{13}) + \xi'_{13}\Phi'(r_{12})] \\
&+ \frac{4}{7} \mu_{1213}^2 \left[\xi'_{12} + 3\frac{\Phi'(r_{12})}{r_{12}} \right] \left[\xi'_{13} + 3\frac{\Phi'(r_{13})}{r_{13}} \right] \\
&+ \text{permutações cíclicas,}
\end{aligned} \tag{3.16}$$

onde $f'(r) = df/dr$ e $\mu_{1213} \equiv (\mathbf{r}_{12} \cdot \mathbf{r}_{13}) / (r_{12}r_{13})$. O termo $\xi(r)$ é a 2PCF, expresso pela equação 3.5 e o termo $\Phi(r)$ é escrito como

$$\Phi(r) = \int \frac{dk}{2\pi^2} P(k) \frac{\sin(kr)}{kr}. \tag{3.17}$$

No caso da 3PCF reduzida, para os casos em que Q pode ser interpretado como uma constante, ou seja, não depende de α , diz-se que Q tem uma dependência fraca com a configuração, chamado de Q -hierárquico. No caso oposto é dito que ele possui uma dependência forte com a configuração (Gaztañaga et al., 2009). Apesar de os resultados iniciais de análises da estrutura em grande escala indicarem que Q era do tipo hierárquico (veja Peebles (1980)) os dados, em geral, dão preferência ao segundo caso. As mesmas conclusões se estendem para o caso angular.

A princípio, a expressão 3.17 se aplica apenas para os regimes chamados de fracamente não lineares, onde $\xi \ll 1$, que é o caso da escala BAO, por exemplo. Para casos em que $\xi \geq 0.5$ esta expressão perde a validade. Além disso, no caso do efeito RSD, as predições são difíceis de se fazer, entretanto, resultados obtidos a partir de simulações da estrutura em grande escala, mostram que os efeitos em ζ e ξ são cancelados em Q (Gaztañaga & Scoccimarro, 2005), conseqüentemente, o mesmo efeito deve ser cancelado para as análises angulares. Ou seja, neste caso, não deverá haver uma contribuição significativa do efeito RSD no erro final de θ_{BAO} (no caso da 2PACF, este efeito era responsável por $\approx 1\%$ de desvio em θ_{BAO} , como indicado na tabela 1).

Um importante ponto a se destacar com respeito à função de correlação de três pontos, tanto angular quanto espacial, diz respeito ao bias, que representa a relação entre galáxias e matéria escura. No caso de grandes escalas, onde o contraste de densidade de galáxias δ_g pode ser modelado como uma função local (mas não linear) das flutuações de matéria δ , para $\delta \ll 1$ podemos usar a aproximação (Fry & Gaztañaga, 1993)

$$\delta_g \simeq \sum_{k=1} \frac{b_k}{k!} \delta^k. \tag{3.18}$$

O termo $k = 0$ satisfaz o requerimento de que $\langle \delta_g \rangle = 0$. Com isso, considerando-se o caso linear em δ_g pode-se escrever a relação

$$q_g \simeq \frac{q}{b_1} + \frac{b_2}{b_1^2}, \quad (3.19)$$

entre a 3PACF extraída para galáxias, comparada com aquela da matéria. Em geral, o termo b_1 pode distorcer a forma de q_g enquanto o termo não linear b_2/b_1^2 apenas desloca a curva com respeito ao eixo horizontal (Gaztañaga & Scoccimarro, 2005; Gaztañaga et al., 2009).

3.2.2.1 Correção na Posição do Pico BAO Devida ao Efeito de Projeção na 3PACF

De maneira similar ao que acontece no caso da 2PACF, a função de correlação angular de três pontos deve ser estimada para uma amostra de objetos que pertençam a uma casca de redshift, de modo que, $\delta z \neq 0$. Por outro lado, esperamos que a largura desta casca seja tal que $\delta z \rightarrow 0$ (uma casca fina de redshift), de modo a evitar que o sinal angular BAO seja muito atenuado devido à largura da casca.

Uma vez que uma casca extremamente fina de redshift diminui muito o número de objetos dentro da casca, reduzindo assim a razão sinal-ruído de θ_{BAO} , devemos considerar o efeito da largura desta casca tanto na posição do pico quanto em sua largura. Para isto, testaremos aqui como a largura da casca de redshift influencia na determinação da posição da escala angular BAO. Para isto, usaremos o modelo expresso pela equação 3.16 para gerar a forma teórica para a 3PCF e, em seguida, projetaremos este resultado de acordo com a equação 3.10 para obtermos a função de correlação angular de três pontos para diferentes valores de δz .

Como um exemplo ilustrativo, mostramos na figura 8 os resultados teóricos obtidos para a 3PACF, $W(\theta_3)$ (painel superior), além das permutações cíclicas da 2PACF, ou seja, $w_1w_2 + w_1w_3 + w_2w_3$ (painel inferior), para o redshift $z = 0.5$. Para os dois casos apresentados, fixamos os valores de θ_1 e θ_2 , de modo que, $\theta_1 = 1.5^\circ$ e $\theta_2 = 3.5^\circ$. O ângulo θ_3 , conseqüentemente, varia no intervalo $\theta_3 \in [2.0^\circ, 5.0^\circ]$ (ou $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$), suficiente para sondar a escala angular BAO, esperada para este redshift. Para fins de ilustração, a 3PACF é exibida em termos do ângulo α , ou seja $W = W(\alpha)$, enquanto que a 2PACF é exibida em termos do ângulo θ_3 . As curvas azul, vermelha e verde representam os casos cuja largura da casca de redshift corresponde a $\delta z = 0.0, 0.05$ e 0.1 , respectivamente. Além disso, de maneira complementar, usamos a parametrização proposta por Eisenstein & Hu (1998) para estimar o espectro de potência de matéria para o qual as oscilações acústicas bariônicas foram suprimidas, indicado na legenda desta figura como *nonBAO* (linha tracejada preta) considerando, para isto, apenas o caso com $\delta z = 0.0$.

Em seguida, a partir dos resultados ilustrados na figura 8 obtemos, através da equação 3.11, a 3PACF reduzida considerando os mesmos casos de δz . Podemos perceber

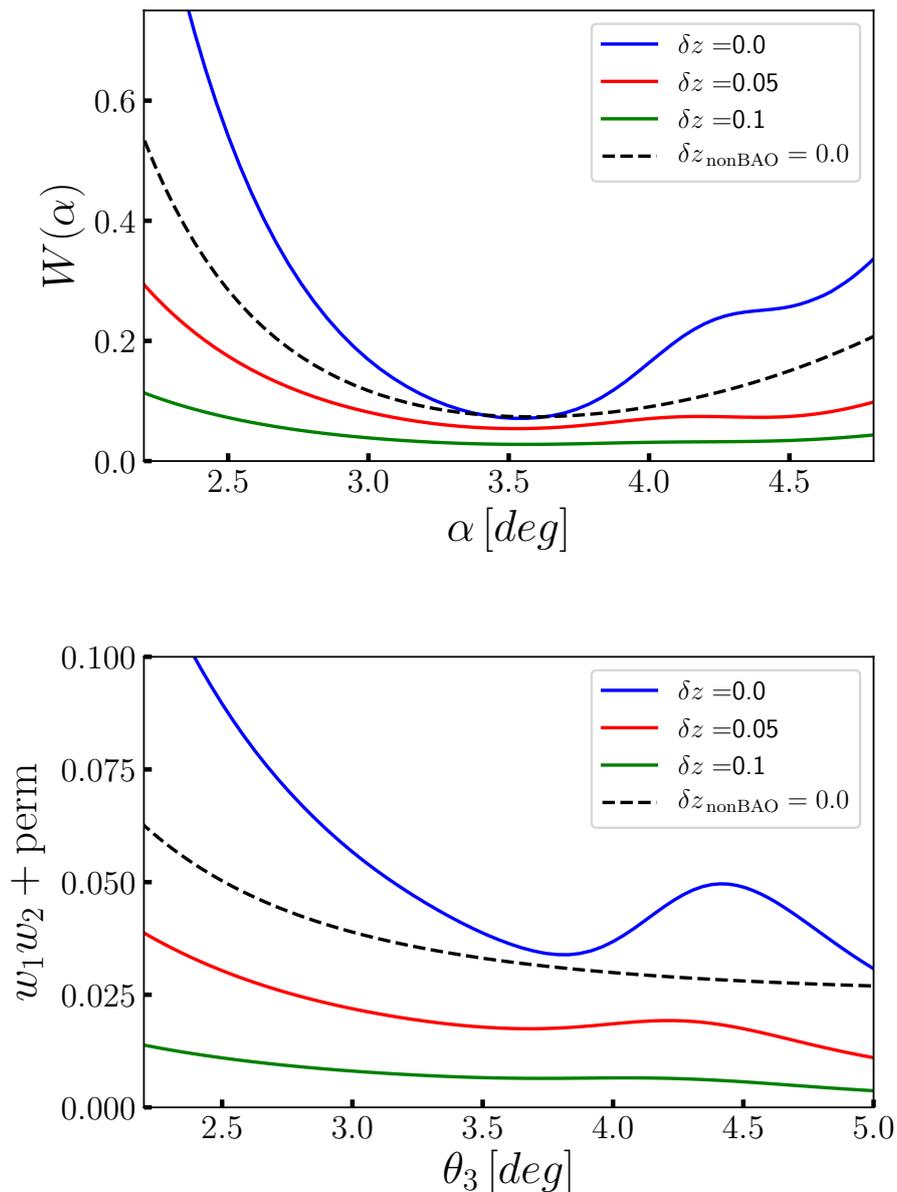


Figura 8 – A função de correlação angular de três pontos em função do ângulo α (painel superior) e as permutações cíclicas da 2PACF, $w_1w_2 + w_1w_3 + w_2w_3$, em função do ângulo θ_3 (painel inferior) para $z = 0.5$. Os ângulos θ_1 e θ_2 foram mantidos fixos, de modo que, $\theta_1 = 1.5^\circ$ e $\theta_2 = 3.5^\circ$, com o ângulo α variando no intervalo $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$, o que equivale ao ângulo θ_3 variar no intervalo $\theta_3 \in [2^\circ, 5^\circ]$. As curvas azul, vermelha e verde representam os casos com $\delta z = 0.0, 0.05$ e 0.1 , respectivamente. A curva tracejada representa o caso com $\delta z = 0$ para o qual as BAOs foram suprimidas.

na figura 9 que, assim como no caso da função de correlação angular de dois pontos, o efeito de projeção também atenua a amplitude do pico angular BAO, sendo mais severo quanto mais larga for a casca. Além disso, um segundo efeito causado por $\delta z \neq 0$ diz

respeito ao deslocamento do pico para ângulos pequenos em α . Por isso, para que este método possa ser usado para distinção de modelos cosmológicos, a correção da posição do termo α_{FIT} , obtido através da equação 3.14, se torna um ponto imprescindível para a obtenção da escala θ_{BAO} buscada.

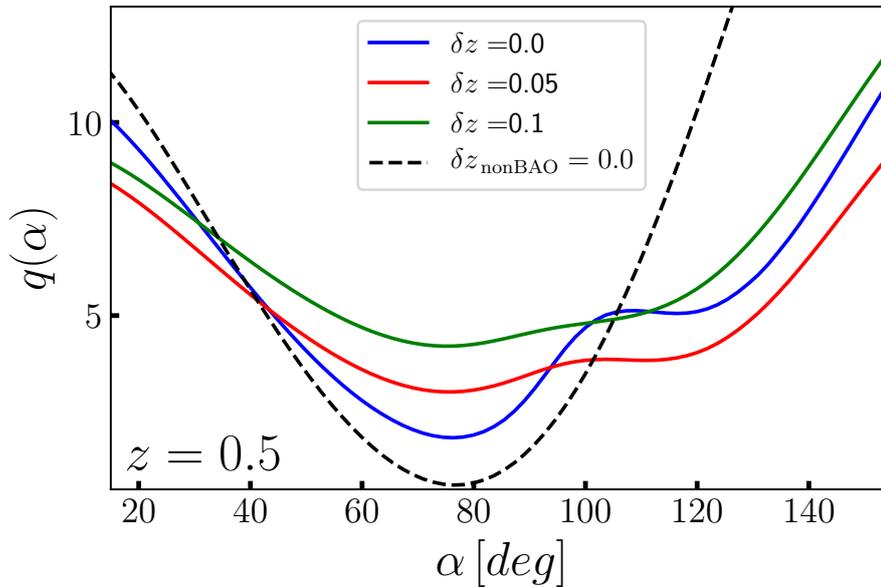


Figura 9 – A 3PACF reduzida, obtida através das curvas apresentadas na figura 8, com $\theta_1 = 1.5^\circ$ e $\theta_2 = 3.5^\circ$ fixos e $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$, para $z = 0.5$. As curvas azul, vermelha e verde representam os casos com $\delta z = 0.0, 0.05$ e 0.1 , respectivamente. A curva tracejada representa o caso com $\delta z = 0$, para a qual as oscilações acústicas bariônicas foram suprimidas.

Adicionalmente, apresentamos na figura 10, o efeito causado pelo bias na 3PACF reduzida. Para isto, assumimos o modelo dado pela expressão 3.18, considerando somente o caso com largura da casca de redshift $\delta z = 0$. Além disso, foi utilizada apenas a aproximação dada pela expressão 3.19, a fim de testar os efeitos dos termos b_1 e b_2 nos resultados. Em termos gerais, as conclusões de Gaztañaga & Scoccimarro (2005) são mantidas para o caso angular, ou seja, o bias linear, b_1 , modifica a forma da 3PACF reduzida enquanto o termo não-linear, b_2 , apenas à desloca em relação ao eixo horizontal. As cores indicam diferentes valores assumidos para b_1 e b_2 , como indicado na legenda da figura.

Por último, destacamos que, assim como no caso da 2PACF, a incerteza na medição do redshift deve exercer um papel importante na determinação do erro em θ_{BAO} , em particular no caso de catálogos fotométricos. Contudo, mostraremos no capítulo 5 que, mesmo no caso de uma amostra espectroscópica, analisada para um redshift alto, esse tipo de incerteza é capaz de induzir um erro sistemático de 4%, o qual será propagado para obtermos o erro final de θ_{BAO} .

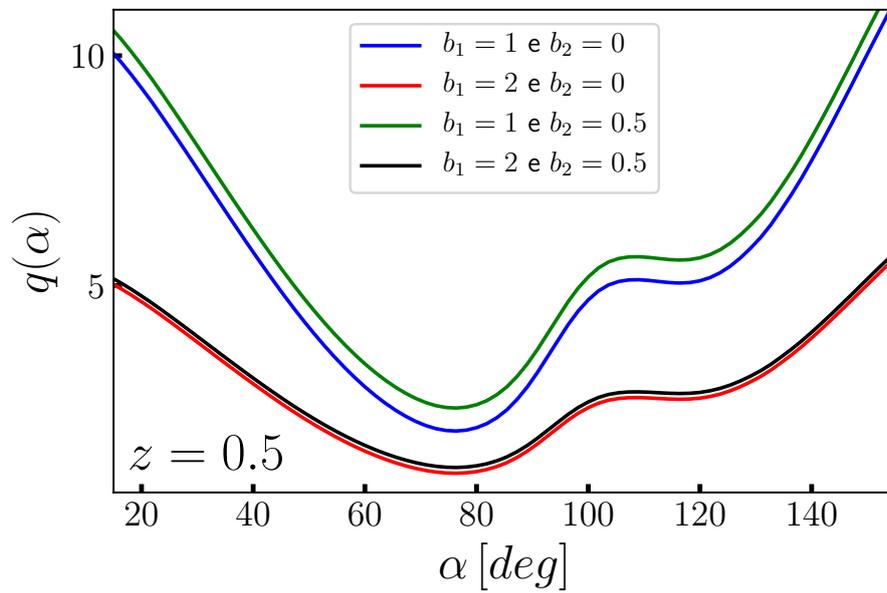


Figura 10 – A 3PACF reduzida, obtida considerando-se a expressão 3.19, com $\theta_1 = 1.5^\circ$ e $\theta_2 = 3.5^\circ$ fixos, $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$ e $\delta z = 0$, para $z = 0.5$. As diferentes cores de curva representam os casos, para os quais, foi assumindo os valores de b_1 e b_2 , de modo que, $b_1 = 1, 2$ e $b_2 = 0, 0.5$, de acordo com a legenda.

4 Oscilações Acústicas Bariônicas Medidas em $z = 2.225$ a partir do Catálogo de Quasares do SDSS

Este capítulo é baseado no trabalho de Carvalho et al. (2018) que, usando a metodologia apresentada no capítulo 3, em particular a seção 3.2.1, detectou o sinal angular BAO em alto redshift, utilizando para isso, uma casca fina de redshift de dados de quasares da colaboração *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS).

4.1 Introdução

Um dos mais icônicos e incompreensíveis componentes do Universo é a energia escura, uma componente cuja natureza ainda não se conhece e que representa cerca de $\sim 70\%$ do cosmos (Aghanim et al., 2018). Uma abordagem poderosa para desvendar alguns dos mistérios da energia escura se baseia na busca da assinatura das oscilações acústicas bariônicas em diferentes épocas a fim de investigar a sua evolução temporal (Peebles & Yu, 1970; Sunyaev & Zeldovich, 1970; Eisenstein & Hu, 1998; Meiksin, White & Peacock, 1999; Seo & Eisenstein, 2003; Bassett & Hlozek, 2010; Weinberg et al., 2013).

Na seção 2.4, vimos que as BAOs representam um fenômeno que ocorreu durante o Universo primordial, deixando na estrutura em grande escala do Universo uma característica bem definida, chamada de horizonte sonoro, r_s , impressa na distribuição espacial de objetos cósmicos como um excesso de probabilidade de encontrar pares de galáxias separadas por uma distância r_s . Com algumas décadas mapeando a distribuição de matéria luminosa em grande escala, a comunidade científica tem à sua disposição amostras grandes, densas e profundas de traçadores cósmicos, tais como galáxias luminosas vermelhas, galáxias com linhas de emissão, quasares, entre outros (York et al., 2000; Blake et al., 2011; Beutler et al., 2011), capazes de aclarar algumas questões acerca da evolução do Universo.

A partir desses dados e com o auxílio de ferramentas estatísticas tais como a função de correlação de dois pontos, a assinatura BAO tem sido detectada de maneira robusta em diferentes conjuntos de dados, o que tem levado a medidas precisas da relação distância-redshift, principalmente com base em dados de galáxias luminosas vermelhas (Eisenstein et al., 2005; Cole et al., 2005; Wang et al., 2017), como também de aglomerados de galáxias (Hong et al., 2012; Veropalumbo et al., 2014).

Contudo, para investigar a evolução temporal da energia escura em épocas mais

distantes é necessário o uso de traçadores que estejam em altos redshifts e que possam ser detectados, ou seja, eles precisam ter uma luminosidade alta. Um dos principais traçadores usados nestes casos são os quasares, que são objetos que possuem um espectro característico, bem diferente do espectro de galáxias ordinárias, apresentando amplas linhas de emissão originadas de gases excitados em altos níveis, além de um espectro contínuo no azul com a ausência de linhas de absorção, comum em estrelas ordinárias (McDonald, 2003; White, 2003; McDonald & Eisenstein, 2007; Bassett & Hlozek, 2010).

A primeira busca das BAOs a partir de dados de quasares baseou-se na nona liberação de dados, DR9, do *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS), que é um catálogo espectroscópico que faz parte da colaboração *Sloan Digital Sky Survey*, SDSS (Gunn et al., 2006), no intervalo de redshift $2.1 \leq z \leq 3.5$. O trabalho se dedicou a medir as BAOs através da função de correlação de dois pontos 3D nas flutuações de fluxo das linhas Lyman- α o que resultou em restrições na distância de diâmetro angular, $D_A(z)$, e no parâmetro de Hubble, $H(z)$, referentes aos redshifts $z = 2.3$ (Delubac et al., 2013) e $z = 2.4$ (Slosar et al., 2013). Mais recentemente, análises usando as amostras DR11 (Delubac et al., 2015) e DR12 (Bautista et al., 2017) de quasares alcançaram medidas ainda mais precisas que as iniciais em $z = 2.34$ e $z = 2.33$, respectivamente (ver a referência Ata et al. (2017)).

Uma característica comum presente em análises 3D é a adoção de um modelo cosmológico fiducial, necessário para calcular as distâncias entre os pares de objetos analisados (galáxias luminosas vermelhas, por exemplo). A partir destas distâncias a 2PCF é então estimada a fim de se encontrar a escala BAO impressa nos dados. De um modo geral, a amostra analisada contém dois modos de r_s ; o primeiro, perpendicular em relação à linha de visada, é chamado de modo transversal; e o segundo, paralelo à linha de visada, é chamado de modo radial (ver a figura 4). A maneira convencional de quantificar a evolução cósmica nestes casos se dá através da distância média esférica D_V , dada pela expressão 2.35, que combina os modos transversal e radial (Eisenstein et al., 2005).

De maneira alternativa, seguimos uma aproximação “quase” independente de modelo cosmológico (ver a seção 3.2.1) para medir o modo transversal (ou angular) BAO em alto redshift, considerando para isto, uma amostra de quasares localizados em uma casca de redshift estreita da SDSS-DR12 (Pâris et al., 2017) e que será descrita posteriormente. A principal idéia por trás desta aproximação é a seguinte: para uma casca de redshift suficientemente estreita, a função de correlação angular de dois pontos é estimada, tomando-se como base apenas as coordenadas angulares dos objetos, que são medidas de maneira direta, de modo que, não se torna necessária a adoção de um modelo cosmológico fiducial.

Precisamente, chamamos esta metodologia de “quase” independente de modelo cosmológico tendo em vista que, apesar de não ser necessário para o cálculo da 2PACF,

um modelo cosmológico deve ser assumido em dois momentos distintos (Sánchez et al., 2011; Carnero et al., 2011; Salazar-Albornoz et al., 2014; Carvalho et al., 2016; Alcaniz et al., 2017):

- (i) uma vez que a análise dos dados é feita considerando-se uma casca fina, porém finita de redshift, ou seja $\delta z \neq 0$, o efeito desta largura deve ser levado em consideração e corrigido. Contudo, no caso deste trabalho em particular, a largura da casca é $\delta z = 0.05$, suficiente para deslocar a escala angular BAO em 0.9% de sua posição “verdadeira”, como será mostrado posteriormente;
- (ii) o horizonte sonoro comóvel, r_s , usado para converter a escala angular BAO medida em distância de diâmetro angular, D_A ; é obtido assumindo-se um modelo fiducial (veja Heavens, Jimenez & Verde (2014), Alcaniz et al. (2017), por exemplo, para uma discussão sobre este ponto).

A organização deste capítulo é a seguinte: na seção 4.2 descrevemos de maneira resumida a amostra de quasares investigada, na seção 4.3 explicamos a metodologia usada para analisar os dados, na seção 4.4 mostramos os resultados obtidos e as discussões acerca desses resultados e, por último, na seção 4.5 apresentamos as conclusões e considerações finais. Análises complementares e testes de robustez são apresentadas no apêndice A.

4.2 O Catálogo de Quasares do SDSS

Neste trabalho usamos dados de quasares tornados públicos pela colaboração *Sloan Digital Sky Survey*, coletados durante a sua terceira fase de operação (SDSS-III) (Eisenstein et al., 2011)¹.

Esses dados de quasares fazem parte da décima segunda liberação de dados do SDSS (usaremos a sigla DR12Q, onde DR vem do inglês *Data Release*, para nos referirmos a esta amostra de quasares). O conjunto completo DR12Q contém 297 301 quasares observados com um telescópio de campo largo de 2.5 metros (Gunn et al., 2006), localizado no *Apache Point Observatory*², no sudeste do Novo México, nos Estados Unidos; cujas imagens foram processadas por dois espectrógrafos idênticos para compor a amostra de objetos (galáxias luminosas vermelhas e quasares) do BOSS (do inglês *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*) (Dawson et al., 2012). Desse total, 184 101 quasares estão na faixa $z \geq 2.15$, sendo que aproximadamente 90% deles são novas descobertas (comparadas ao levantamento anterior, o DR10Q).

A área coberta pelo DR12Q tem um total de 9 376 deg² no céu. Além disso, toda a amostra foi confirmada a partir do espectro da luz de cada quasar através de inspeção

¹ <www.sdss.org/dr12/algorithms/boss-dr12-quasar-catalog/>

² <<https://www.apo.nmsu.edu>>

visual. A figura 11 mostra a distribuição dos quasares do DR12Q no céu. Vale notar que os quasares estão distribuídos em duas regiões desconexas chamadas de calotas galácticas Norte e Sul, NGC e SGC, respectivamente (do inglês *North/South Galactic Cap*).

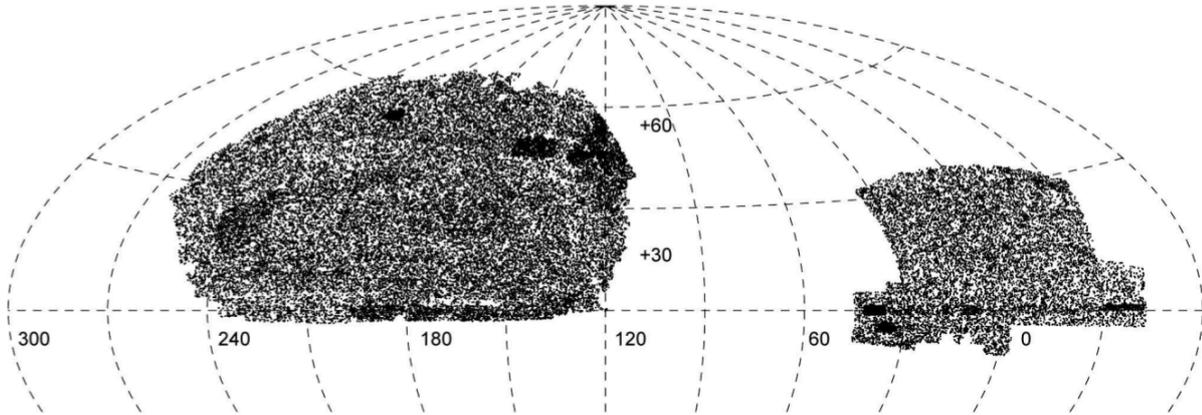


Figura 11 – Amostra de quasares do DR12-SDSS, distribuídos no céu em coordenadas equatoriais J2000, expressas em graus. Figura retirada de (Pâris et al., 2017).

O SDSS-III usa um limite de magnitudes para a seleção de alvos do tipo quasar de tal modo que, as magnitudes medidas nas bandas r e g obedecem ao critério $r \leq 21.85$ ou $g \leq 22$. Além disso, para que a amostra possa ser usada para uma detecção confiável do sinal BAO (do ponto de vista estatístico, ou seja, com uma boa razão sinal-ruído) é necessário que haja uma grande quantidade de objetos por área, sendo suficiente o mínimo de 15 quasares por deg^2 (McDonald & Eisenstein, 2007).

De fato, o DR12Q é suficientemente denso contendo, para o caso $z > 2.15$, aproximadamente 19 quasares por deg^2 , de modo que, o mesmo está habilitado para ser usado como fonte de dados, podendo ser explorado do ponto de vista angular (2D), a partir de cascas “finas” de redshift. O DR12Q é apresentado em Pâris et al. (2017) onde estão disponibilizadas todas as informações observacionais relevantes para a compreensão da amostra.

De posse deste catálogo de quasares, buscamos nos dados um sinal das BAOs angulares que tenha uma significância estatística considerável. Como pode ser visto na figura 11, o DR12Q é dividido em duas regiões: NGC e SGC, como mencionado anteriormente. Para tanto, usamos apenas a região NGC com $90^\circ < \alpha < 270^\circ$ (calota localizada à esquerda na figura 11), onde α é a ascensão reta em coordenadas equatoriais. Além disso, analisamos apenas os dados no intervalo de redshift $2.20 - 2.80$, uma vez que nessa região, tem-se um maior número de quasares por redshift. Finalmente, depois de extensivas buscas nos dados visando encontrar uma ou mais cascas de redshift que fossem, ao mesmo tempo, finas e densas a fim de minimizar o ruído estatístico (Sánchez et al., 2011), selecionamos a casca $z \in [2.20, 2.25]$ que contém um total de 10 526 quasares.

4.3 A Função de Correlação de Dois Pontos

Como mencionado anteriormente, de uma maneira geral, as buscas pelo sinal das oscilações acústicas bariônicas é feita sobre o ponto de vista tridimensional usando para isso a função de correlação de dois pontos, 2PCF, para inferir a escala BAO e, a partir desta, calcular distâncias (assumindo-se a escala sonora como régua padrão). Para isto, se torna necessário a assunção de um modelo cosmológico fiducial que será usado para transformar coordenadas angulares e redshift em distâncias (ver capítulo 2).

Aqui, contudo, empregamos uma análise bidimensional (2D) dos dados que se baseia apenas em parâmetros observáveis (coordenadas angulares) para estimar a função de correlação angular de dois pontos, 2PACF (que é a versão 2D da 2PCF). O redshift não será, contudo, usado para o cálculo das distâncias, sendo usado apenas como base para a seleção da casca de redshift.

Na análise da estrutura em grande escala do Universo, uma das ferramentas mais comumente usadas para caracterizar a aglomeração de matéria na forma de galáxias e quasares, entre outros, é a função de correlação de dois pontos (Peebles & Hauser, 1974; Hewett, 1982; Davis & Peebles, 1983; Landy & Szalay, 1993; Hamilton, 1993).

Dentre os estimadores usados, aqueles cujo uso é mais frequente são baseados em contagem de pares, $DD(s)$, de objetos cósmicos em um dado conjunto de dados, estando os membros do par separados por uma certa distância comóvel s entre si (no espaço de redshift também chamado de espaço de configuração). Por último, compara-se essa contagem de pares nos dados com uma contagem equivalente realizada sobre uma amostra de dados randômicos, $RR(s)$, que possuam aproximadamente as mesmas quantidades de pontos, geometria (distribuição dos objetos observados no céu) e distribuição de redshift (Peebles, 1980).

Em particular, o estimador de Landy-Szalay (LS) (Landy & Szalay, 1993) é, de longe, o mais usado em aplicações astrofísicas. Isto se deve ao fato deste estimador possuir uma maior probabilidade cumulativa de retornar um valor dentro de uma certa tolerância baseada na função de correlação real quando comparado com outros estimadores. Além disso, ele não envies os resultados e possui uma variância minimizada (Kerscher, Szapudi & Szalay, 2000). Na verdade, um segundo estimador, o de Hamilton (Hamilton, 1993), possui um desempenho praticamente indistinguível do estimador LS. Apesar disso, não tem sido muito empregado pela comunidade científica, salvo algumas exceções.

O estimador LS é definido como

$$\xi(s) = \frac{DD(s) - 2DR(s) + RR(s)}{RR(s)}, \quad (4.1)$$

sendo $DR(s)$ uma contagem de pares de objetos para os quais o primeiro objeto pertence ao conjunto de dados e o segundo ao conjunto randômico, estando separados por uma dis-

tância s . O termo $\xi(s)$, como vimos na capítulo 3, quantifica o excesso de probabilidade de encontrar dois pontos nos dados, separados por um certa distância s , quando comparados com uma distribuição de pontos distribuídos de maneira completamente homogênea (conjunto randômico). No caso da escala BAO, esse excesso de probabilidade irá aparecer como um pico suave em torno de $100 h^{-1}\text{Mpc}$, indicando a escala acústica (ver a figura 4).

Além disso, como exposto anteriormente, a 2PCF (3D) impreterivelmente assume um modelo cosmológico (em geral o modelo assumido é o ΛCDM plano) que será usado para o cálculo das distâncias comóveis entre os pares referidos acima, ou seja, $DD(s)$, $RR(s)$ e $DR(s)$. Para evitarmos a imposição de termos que escolher um modelo cosmológico arbitrário, seguimos aqui uma direção diferente, baseada no uso da função de correlação angular de dois pontos (Peebles, 1980; Sánchez et al., 2011) a partir da qual, o modo transversal da escala BAO será estimado (para o caso de uma casca fina de redshift) e, com esta informação, será possível medir a distância de diâmetro angular, sem a necessidade de se assumir um modelo cosmológico, uma vez que esta baseia-se apenas em grandezas observáveis diretamente, como é o caso das coordenadas angulares e do redshift (ver a seção 3.2.1).

4.3.1 A Função de Correlação Angular de Dois Pontos

O estimador usado para 2PACF é a versão angular do estimador de LS, expresso como

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}, \quad (4.2)$$

com θ sendo a separação angular entre os objetos que compõem cada par de quasares (ou outro traçador cosmológico) dado por

$$\theta = \arccos[\sin \delta_A \sin \delta_B + \cos \delta_A \cos \delta_B \cos(\alpha_A - \alpha_B)],$$

onde α_A, α_B e δ_A, δ_B se referem às coordenadas angulares ascensão reta e declinação para cada membro A e B pertencente ao par. (Peebles, 1980; Landy & Szalay, 1993; Sánchez et al., 2011; Crocce, Cabré & Gaztañaga, 2011).

Uma vez estimada a 2PACF, se torna necessário estimar o valor da escala angular BAO, θ_{BAO} . Para este fim, usaremos a metodologia descrita na seção 3.2.1, proposta por Sánchez et al. (2011) que, como vimos, é baseada em uma parametrização empírica de $\omega = \omega(\theta)$ (isto é, sem a necessidade de se assumir um modelo cosmológico), escrita como (ver equação 3.12)

$$\omega(\theta) = A + B\theta^\gamma + C \exp^{-(\theta - \theta_{FIT})/2\sigma_{FIT}^2},$$

com, $A, B, C, \gamma, \theta_{FIT}$, e σ_{FIT} sendo parâmetros livres. O procedimento consiste em ajustar esta expressão empírica aos resultados obtidos pela 2PACF aplicada aos dados,

através do método dos mínimos quadrados, a fim de determinar os parâmetros θ_{FIT} e σ_{FIT} , levando-se em conta a matriz de covariância, que será descrita posteriormente. O primeiro parâmetro será usado para calcular o valor de θ_{BAO} e o segundo será assumido, de maneira conservadora, como sendo o erro na medida de θ_{BAO} (assim como feito por [Carvalho et al. \(2016\)](#), [Alcaniz et al. \(2017\)](#) e [Carvalho et al. \(2017\)](#)).

A conversão de θ_{FIT} para θ_{BAO} , como visto na seção 3.2.1.1, é feita considerando-se o efeito da largura da casca de redshift na determinação da posição do pico, uma vez que a largura da casca influencia de duas maneiras na determinação de θ_{BAO} , a saber, atenuando a altura do pico e deixando-o mais largo, além de deslocá-lo para a esquerda. Este efeito, chamado de efeito de projeção, será mais severo quanto mais larga for a casca e quanto menor for o redshift.

Para compreendermos melhor este efeito de projeção podemos considerar, em um primeiro momento, todos os quasares localizados em uma casca esférica com o raio igual à escala característica BAO, centrados em um segundo quasar e, conseqüentemente, contribuindo para o pico BAO em uma análise 3D, sendo que o quasar central está localizado em um redshift \bar{z} (este é o redshift médio da casca de redshift que possui largura δz). Análogo a isso, em um análise 2D, a assinatura BAO na 2PACF tem origem em quasares dispostos em círculos, localizados em um plano transversal à linha de visada. Dessa forma, no caso bidimensional, assumi-se que todos os quasares na casca de redshift estão projetados no plano perpendicular à linha de visada, localizado em \bar{z} . O efeito produzido na escala angular BAO, devido a essa projeção foi estudado extensivamente no trabalho de [Sánchez et al. \(2011\)](#). Um dos resultados mais importantes deste trabalho mostra que a correção, devido a esse efeito de projeção, tem uma dependência fraca com a escolha do modelo cosmológico usado, aproximadamente 1% de desvio na determinação de θ_{BAO} . Em seguida, na seção 4.4.4, mostraremos como foi feita a correção de θ_{FIT} para este trabalho.

4.4 Análise dos Dados e Resultados

Nesta seção, apresentamos as análises realizadas sobre a amostra de quasares do DR12-SDSS, que nos levaram a uma medição robusta da escala angular BAO para casca de redshift selecionada.

4.4.1 A Função de Correlação Angular de Dois Pontos para o DR12Q

Para estimarmos a 2PACF foram considerados valores igualmente espaçados de θ no intervalo $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$, em um total de N_b segmentos. Contudo, para extrairmos a escala BAO devemos, primeiro, estimar os parâmetros θ_{FIT} e σ_{FIT} através da expressão 3.12. Para isto, restringimos θ no intervalo de $0^\circ < \theta \leq 3.5^\circ$, bem além da escala BAO esperada.

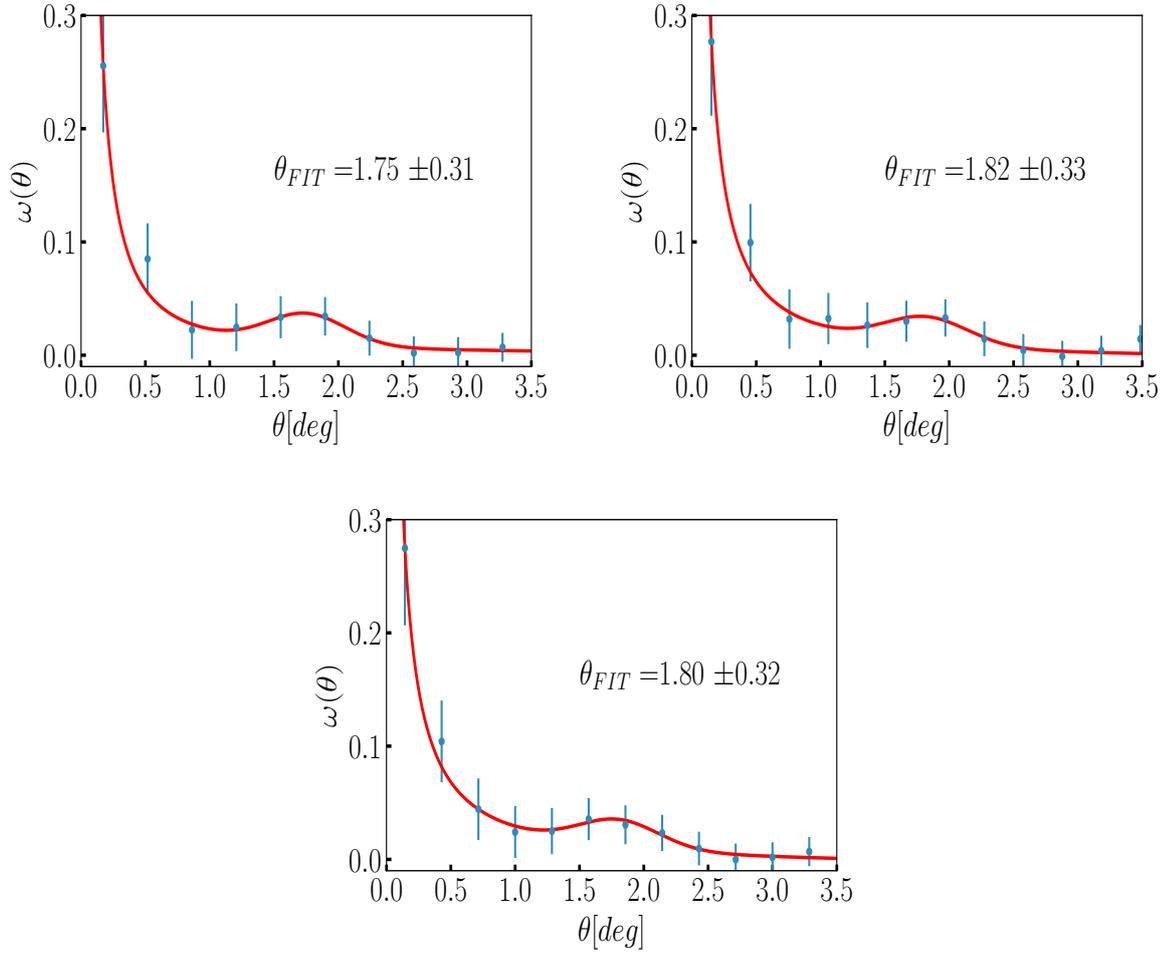


Figura 12 – A 2PACF calculada para a amostra DR12Q em $\bar{z} = 2.225$ (pontos azuis) e o melhor ajuste obtido através da equação 3.12 (linhas contínuas). Em cada caso usamos um N_b de modo que $N_b = 29$ (painel superior esquerdo), $N_b = 33$ (painel superior direito), e $N_b = 35$ (painel inferior). As unidades de θ_{FIT} e de seu erro é o grau.

Com o intuito de verificarmos a influência da escolha de N_b em nossos resultados, testamos os casos $N_b = 29$, 33 e 35 (como mostrado na figura 12) assim como várias outras escolhas de intervalos de redshift. As análises dos casos $N_b = 29$, 33 e 35 , resultaram em valores de $\theta_{FIT} = 1.75^\circ \pm 0.31^\circ$; $1.82^\circ \pm 0.33^\circ$; e $1.80^\circ \pm 0.32^\circ$, respectivamente. Estas análises mostram que θ_{FIT} depende moderadamente da escolha de N_b . Assim sendo, o critério usado para a escolha mais adequada de N_b se deu através da significância estatística dos resultados que, em última análise, seria uma maneira de discriminar uma medida com um bom sinal-ruído. Nas análises seguintes mostramos que, a maior significância estatística foi obtida para o caso com $N_b = 29$, como indicado na tabela 2.

4.4.2 As Barras de Erro da 2PACF e a Significância Estatística de θ_{FIT}

Como supracitado, dada a amostra de quasares do SDSS, foi selecionada uma casca de redshift no intervalo $z \in [2.20, 2.25]$ com redshift médio $\bar{z} = 2.225$. Em seguida, usamos o estimador LS, expresso pela equação 4.2, para obtermos os valores da função de correlação angular de dois pontos, $\omega(\theta)$, para um dado intervalo de θ , como indicado na figura 12. A maneira como foram calculados os pontos (azuis) para $\omega(\theta)$ com as suas respectivas barras de erro é descrita a seguir.

Em primeiro lugar, para minimizar as flutuações puramente estatísticas nos resultados se torna necessário o uso de catálogos randômicos de modo que $N_r \gg N_d$, onde N_r e N_d representam a quantidades de objetos nos catálogos randômicos e de dados, respectivamente. Aqui usamos $N_r = 16N_d$. No apêndice A.2 mostramos os resultados das análises considerando os casos $N_r = 25N_d$ e $N_r = 50N_d$.

Uma estratégia comumente usada para minimizar o tempo computacional, necessário para se estimar a 2PACF (ou a 2PCF), consiste em dividir o conjunto randômico em N subconjuntos (Carvalho et al., 2016; Alcaniz et al., 2017). Assim sendo, consideramos N catálogos randômicos extraídos como subconjuntos do catálogo randômico principal, com $N = 16$, cada qual contendo as mesmas características observacionais da amostra de dados (em nosso caso, dos quasares), ou seja, com aproximadamente o mesmo número de pontos e mesma geometria (ilustrada pela figura 11). Desta maneira, o procedimento deverá ser repetido para cada segmento em N_b . Usando a equação 4.2, calculamos N vezes a 2PACF, $\{\omega^j(\theta)\}$, com $j = 1, \dots, N$, uma para cada catálogo randômico. Por fim, a 2PACF é estimada para cada segmento k do ângulo θ , com $k = 1, \dots, N_b$, a partir da média aritmética: $\omega(\theta_k) = (1/N) \sum_{j=1}^N \omega^j(\theta_k)$.

A estimativa das barras de erro para a 2PCF e a 2PACF é, geralmente, um ponto delicado (Norberg et al., 2009). A maneira correta para estimá-las seria através de catálogos simulados (chamados de mocks) e/ou através de estimativas teóricas (Crocce, Cabré & Gaztañaga, 2011; Friedrich et al., 2015); vale a pena ressaltar que a colaboração SDSS não produziu simulações de quasares para o DR12Q e também não disponibilizou catálogos randômicos, o que normalmente é feito para os catálogos de galáxias vermelhas. Neste capítulo, estas barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância teórica (o método usado está descrito em Crocce, Cabré & Gaztañaga (2011)). No apêndice A.1 mostramos outras técnicas para a construção da matriz de covariância, baseadas em duas técnicas para reamostragem dos dados, conhecidas como *jackknife* e *bootstrap*.

Primeiramente foi obtido o espectro de potência angular analítico, C_ℓ , através do software CAMBsources (Lewis & Bridle, 2002; Challinor & Lewis, 2011)³ considerando:

- Um momento de multipolo máximo, ℓ , de 720, suficiente para o N_b escolhido;

³ <<http://camb.info>>

- Assumimos o modelo fiducial Λ CDM plano, adotando os valores para os parâmetros cosmológicos de acordo com os resultados da colaboração Planck, de 2015 (Planck Collaboration & Ade, 2015);
- Uma função janela do tipo degrau com $\delta z = 0.05$, centrada em $\bar{z} = 2.225$, suficiente para representar a amostra espectroscópica analisada;
- Um bias linear igual a 4.25, compatível com aquele medido para quasares; e
- Adicionamos os efeitos de RSD e lentes gravitacionais além de considerar os casos lineares e não-lineares para a aglomeração de matéria.

Com isso, a matriz de covariância analítica foi obtida através da expressão

$$\text{Cov}_{\text{Teórica}}(\theta, \theta') = \frac{2}{f_{sky}} \sum_{\ell \geq 0} \frac{2\ell + 1}{(4\pi)^2} P_{\ell}(\cos \theta) P_{\ell}(\cos \theta') (C_{\ell} + 1/\bar{n})^2, \quad (4.3)$$

onde P_{ℓ} representa os polinômios de Legendre de ordem ℓ , \bar{n} é o número de quasares por estereoradiano, e f_{sky} é a fração do céu observada pelo SDSS. Na figura 13 mostramos as matrizes de covariância para os casos linear e não-linear. As barras de erro presentes na figura 12 foram, portanto, obtidas através da raiz quadrada da diagonal principal dessa matriz de covariância para o caso não-linear.

De maneira complementar, na figura 39 do Apêndice A.1 comparamos as estimativas para as barras de erro derivadas dessa abordagem analítica, para os casos linear e não-linear, com as barras de erro estimadas a partir de métodos de reamostragem. Observamos que, em comparação com a matriz de covariância derivada analiticamente, os métodos *jackknife* e *bootstrap* superestimam as barras de erro da 2PACF enquanto que, as barras de erro provenientes da matriz de covariância derivada unicamente dos catálogos randômicos são subestimadas.

Além de ser usada nas estimativas das barras de erro, a matriz de covariância tem um papel fundamental nos procedimentos de ajuste dos resultados e na determinação da significância estatística da escala angular BAO. No caso da significância estatística dos resultados referentes à detecção de θ_{BAO} , usamos as matrizes de covariância referente aos casos linear e não-linear (ver por exemplo Ansarinejad & Shanks (2018)) para computar o χ^2 em função do parâmetro de dilatação de escala, α , dado por,

$$\chi^2(\alpha) = \left[\omega(\theta) - \omega^{FIT}(\alpha\theta) \right]^T \text{Cov}^{-1} \left[\omega(\theta) - \omega^{FIT}(\alpha\theta) \right], \quad (4.4)$$

sendo Cov^{-1} a inversa da matriz de covariância; os colchetes $[\]$ e $[\]^T$ representam vetores colunas e linhas, respectivamente; $\omega(\theta)$ é a 2PACF referente aos dados e $\omega^{FIT}(\alpha\theta)$ se refere a uma das duas possíveis curvas de melhor ajuste dos dados: uma obtida a partir da equação 3.12, e a outra obtida pela mesma expressão, porém considerando-se apenas a lei de potência, ou seja, com $C = 0$, representando o caso em que a escala BAO estaria

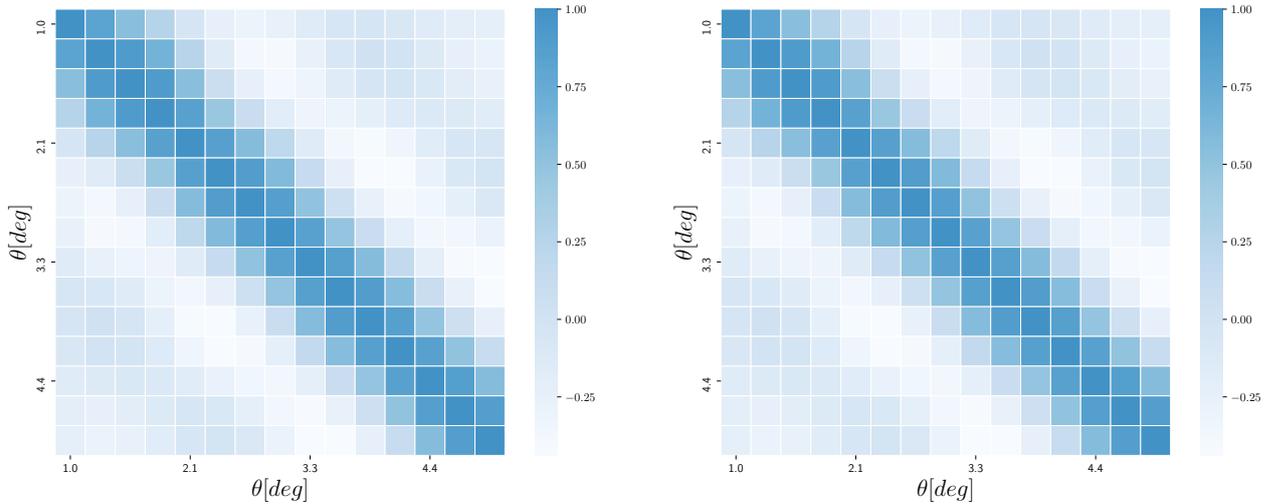


Figura 13 – Matrizes de correlação, obtidas através da equação 4.3, para os casos linear (painel esquerdo) e não-linear (painel direito).

ausente. Para cada caso, obtivemos a partir da equação 4.4, com $\alpha = 1$, os parâmetros $A, B, C, \gamma, \theta_{FIT}$ e σ_{FIT} que, em seguida, foram tornados fixos, com isso, calculamos a amplitude de χ^2 para cada valor de α . Isto foi feito considerando-se os intervalos $0.25 \leq \theta \leq 3.5^\circ$ e $0.7 \leq \alpha \leq 1.2$.

Mostramos na figura 14 as curvas referentes aos resultados para χ^2 em função de α para os casos $C = 0$ (curva vermelha) e $C \neq 0$ (curva preta), para as quais $\Delta\chi^2(\alpha) = \chi^2(\alpha) - \chi_{min}^2$, com χ_{min}^2 sendo o valor mínimo de χ^2 em $\alpha = \alpha_{min}$ para o caso $C \neq 0$. A significância estatística da escala angular BAO estimada é obtida através da diferença entre as duas curvas de $\Delta\chi^2$ em $\alpha = \alpha_{min}$. Como pode ser visto na figura 14, para o caso $N_b = 29$, usando-se a matriz de covariância analítica para o caso não-linear, foi obtida uma diferença de 4.48 entre as curvas vermelha e preta em $\alpha_{min} = 0.9796$. A significância estatística de θ_{BAO} para este caso é, conseqüentemente, 2.12σ (o que representa um nível de confiança de 97% para o sinal detectado).

Apresentamos na tabela 2 um resumo dos resultados obtidos para a significância estatística, estimada para diferentes valores de N_b , considerando-se a matriz de covariância obtida por diferentes métodos, incluindo os estimadores *jackknife* e *bootstrap*.

4.4.3 Pequenos Desvios nas Posições dos Quasares

Uma técnica usada para mostrar que a escala angular BAO é robusta, proposta por [Carvalho et al. \(2016\)](#) e chamada de *small shifts criterium* consiste em aplicar pequenos desvios nas posições dos objetos analisados a fim de ver como esta perturbação afeta o pico BAO.

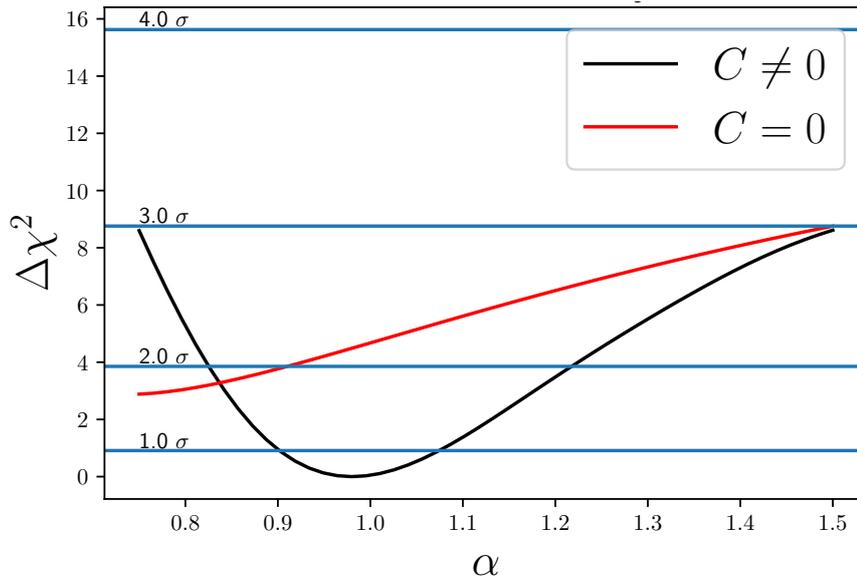


Figura 14 – Análise de χ^2 : estas são as curvas de $\Delta\chi^2(\alpha)$ obtidas a partir do cálculo de $\chi^2(\alpha)$ usando-se as equações 3.12 e 4.4, mantendo-se fixos os parâmetros ajustados previamente, com $C \neq 0$ (a curva preta com o pico BAO) e $C = 0$ (a curva vermelha sem o pico BAO). Aqui $\Delta\chi^2 = \chi^2(\alpha) - \chi_{min}^2$, onde χ_{min}^2 é o valor mínimo de χ^2 para o caso com $C \neq 0$. A matriz de covariância usada representa o caso analítico não-linear com $N_b = 29$, mostrando uma diferença de 4.48 entre as curvas preta e vermelha em $\alpha_{min} = 0.9796$, o que significa que, a medida da escala angular BAO obtida tem uma significância estatística de 2.12σ (97% de nível de confiança). A análise a partir da teoria linear reproduz resultados praticamente idênticos ao caso não-linear (ver a tabela 2).

Tabela 2 – Valores da significância estatística obtida para diferentes estimadores da matriz de covariância e para os casos de N_b analisados.

Método \ N_b	29	33	35
Jackknife	2.04σ	1.61σ	1.95σ
Bootstrap	1.87σ	1.05σ	1.41σ
Teoria Linear	2.12σ	1.86σ	1.81σ
Teoria Não-linear	2.12σ	1.86σ	1.81σ

O principal objetivo do teste é diferenciar o pico BAO, que é esperado ser robusto, e que sobreviveria (ou seria suavizado com) a essas pequenas perturbações nas posições dos objetos, enquanto aqueles picos que têm como fonte efeitos sistemáticos deveriam desaparecer em consequência dessa perturbação.

Para aplicarmos este teste foram gerados 100 catálogos modificados onde, atribuímos a cada quasar uma posição nova, derivada de uma distribuição Gaussiana que tem como média a posição original daquele quasar, além de um desvio padrão σ_s e, finalmente, para cada novo catálogo, foi estimada a 2PACF. A estimativa final para $\omega(\theta)$, para uma

dada escala σ_s , foi obtida a partir da média de todos os 100 catálogos modificados. Repetimos o procedimento para os casos $\sigma_s = 0.10^\circ$, 0.20° e 0.30° , onde os deslocamentos máximos para cada caso foram de até $\sim 0.5^\circ$, 1.00° , e 1.50° , respectivamente. Ademais, nos cálculos de cada 2PACF referentes aos novos catálogos, foram usados o conjunto de 16 catálogos randômicos usados na análise principal, descrita na seção 4.4.2, sempre usando a expressão 4.2 para estimar $\omega(\theta)$.

Mostramos na figura 15 os resultados obtidos para os três casos descritos anteriormente. Como indicado nesta figura, quanto maior a perturbação nas posições originais dos quasares mais suavizadas ficam as curvas da 2PACF atenuando, conseqüentemente, a assinatura do pico BAO. Simultaneamente, essas perturbações também suavizam outros máximos e mínimos presentes nos resultados relativos ao dados, indicando que eles, possivelmente, surgem devido a efeitos sistemáticos ou ruídos estatísticos.

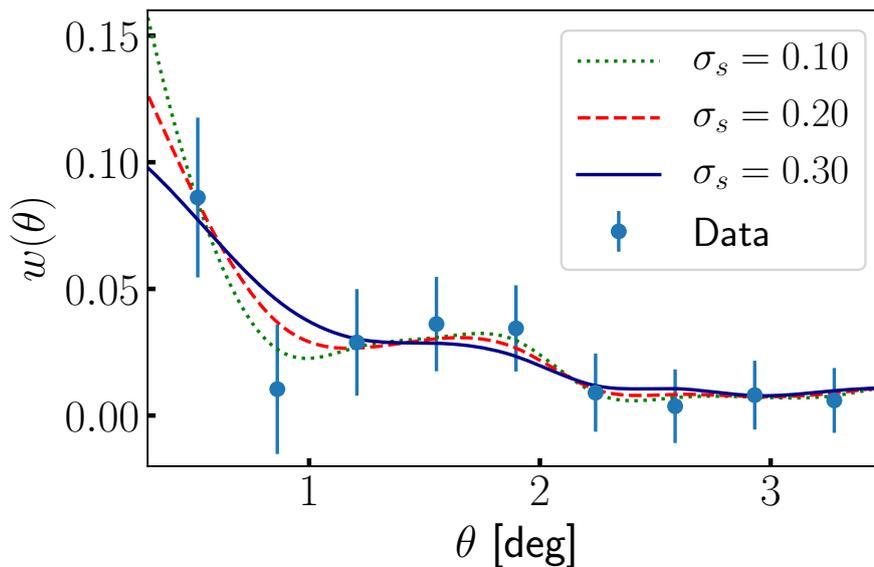


Figura 15 – A 2PACF para $N_b = 29$, para os catálogos de quasares modificados com as posições angulares deslocadas randomicamente, com respeito às posições originais, seguindo uma distribuição Gaussiana com $\sigma_s = 0.10, 0.20$, and 0.30 (linhas pontilhada, tracejada e contínua, respectivamente). Os pontos azuis representam os resultados referentes aos dados não-perturbados e cujas barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância analítica considerando-se o caso não-linear.

4.4.4 A Dependência da Escala Angular BAO com o Modelo Fiducial Devido à Correção do Efeito de Projeção

Para estimarmos a correção na posição de θ_{FIT} é necessário, todavia, assumirmos um modelo cosmológico de referência, que será usado para gerar o espectro de potência da

matéria, através do software CAMB e que, em última análise, será usado para estimar as funções $\xi(s(z_1, z_2, \theta))$ e, finalmente, $w(\theta)$ (ver a seção 3.2).

Para isto, devemos considerar, em um primeiro momento, a largura da casca para o caso de interesse com $z \in [z_1, z_2]$. Em seguida, examinamos o caso da casca de largura infinitesimal, ou seja, com $z_1 \simeq z_2 \simeq \bar{z}$ (com $\delta z = \epsilon \approx 0$).

A correção é estimada a partir da expressão 3.12, onde

$$\alpha_p = \alpha_p(z, \delta z) \equiv \frac{\theta_{BAO}^{\delta z} - \theta_{BAO}^{\delta z \approx 0}}{\theta_{BAO}^{\delta z \approx 0}}. \quad (4.5)$$

Na figura 16 mostramos a 2PACF teórica para os casos com $\delta z = 10^{-4} \approx 0$ (o valor diferente de zero é necessário para resolver a equação 3.8 numericamente) e $\delta z = 0.05$, curvas azul e laranja, respectivamente. As curvas foram geradas seguindo a descrição feita no capítulo 3. A análise numérica consiste, basicamente, na adoção de seis parâmetros cosmológicos, necessários para a produção do espectro de potência de matéria. Estes parâmetros são: a densidade de bárions $\omega_b \equiv \Omega_b h^2$, a densidade de matéria escura fria $\omega_c \equiv \Omega_c h^2$, a razão entre o horizonte acústico e a distância de diâmetro angular até o desacoplamento dos fótons com respeito aos bárions Θ , a profundidade ótica na reionização τ , a amplitude das flutuações escalares A_s , e o índice escalar espectral n_s . Adotamos, como modelo de referência, os parâmetros $\omega_b = 0.0226$, $\omega_c = 0.112$, $100 \Theta = 1.04$, $\tau = 0.09$, $10^9 A_s = 2.2$, $n_s = 0.96$, com h sendo a constante de Hubble em unidades de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Assumimos, em complemento, um Universo plano, $\Omega_k = 0$, e, no caso dos neutrinos, um número efetivo relativístico de graus de liberdade igual a 3.046.

Os valores obtidos seguindo este modelo de referência, foram $\theta_{BAO}^{\delta z} = 1.518^\circ$ para $\delta z = 0$ e $\theta_{BAO}^{\delta z} = 1.504^\circ$ para $\delta z = 0.05$ (o valor negativo obtido para o parâmetro α_p indica apenas que o pico foi deslocado para a esquerda). Ou seja, o desvio obtido foi igual a 0.014° , o que corresponde a um $\alpha_p(\bar{z}, \delta z) = 0.9\%$. Sendo assim, o efeito de projeção para $\bar{z} = 2.225$ está dentro do esperado, segundo a figura 7. Finalmente, o erro induzido pela escolha do modelo de referência será incluso no erro de θ_{BAO} , que, como descrito anteriormente, foi tomado de maneira conservativa.

4.4.5 Restrição de Parâmetros Cosmológicos

O principal resultado deste trabalho está relacionado à detecção da escala angular BAO, θ_{BAO} , referente ao redshift $\bar{z} = 2.225$, o que representa o valor mais profundo, em redshift, da escala angular BAO medida até este momento. Adicionalmente, combinamos esta nova medida com outras medições presentes na literatura, em particular nos trabalhos de [Carvalho et al. \(2016\)](#) e [Alcaniz et al. \(2017\)](#), obtidas adotando-se um procedimento semelhante àquele usado aqui, em particular, no que concerne à determinação do erro medido para θ_{BAO} . Finalmente, usamos estas medidas de θ_{BAO} para restringir parâmetros em modelos

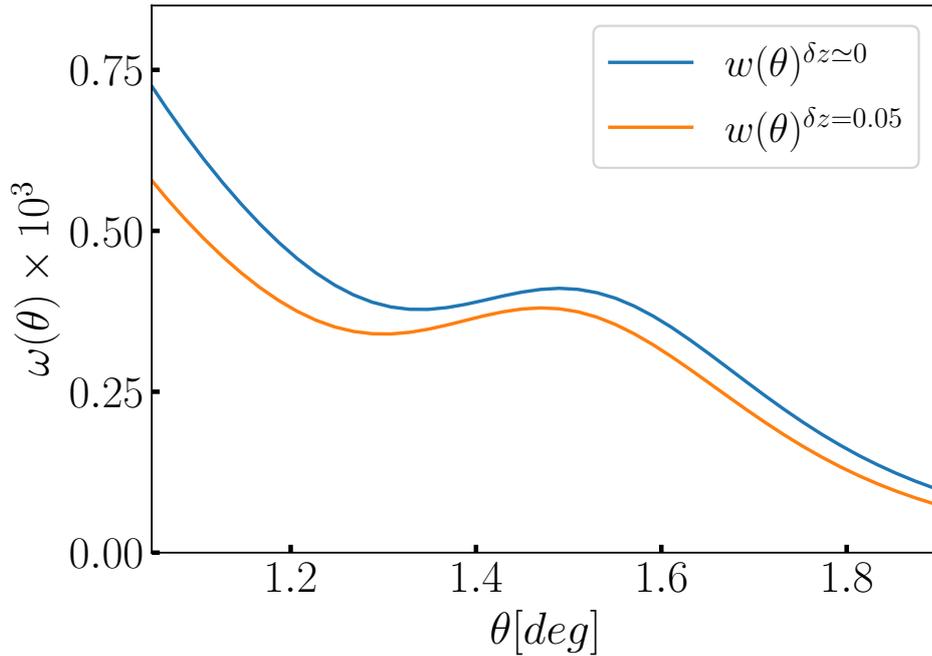


Figura 16 – Comportamento da 2PACF em função da largura da casca de redshift, δz para o caso $\bar{z} = 2.225$. Como visto anteriormente, uma casca com largura $\delta z \neq 0$ desloca o bump para a esquerda.

cosmológicos com equação de estado para a energia escura em dois casos: o primeiro, com parâmetro w da equação de estado constante, chamado de modelo w CDM e, o segundo, com $w = w(a)$, com w variando no tempo, chamado de modelo $w(a)$ CDM (ver o capítulo 2).

No caso do modelo $w(a)$ CDM, adotamos a parametrização da equação de estado para a energia escura proposta por Barboza Jr & Alcaniz (2008), conhecida como parametrização BA , expressa por,

$$w(a) = w_0 + w_a \left[\frac{1 - a}{2a^2 - 2a + 1} \right]. \quad (4.6)$$

A relação entre a escala angular BAO e a distância de diâmetro angular, $D_A(z)$ (ver a seção 2.2.2), é expressa através da expressão (Bassett & Hlozek, 2010),

$$\theta_{BAO}(z) = \frac{r_s(z_{drag})}{(1+z) D_A(z)},$$

onde $r_s(z_{drag})$ é o horizonte sonoro comóvel (equação 2.31) no fim do arrasto dos bárions pelos fótons, providenciado por medidas da CMB. Para fazer uma análise combinada do nosso resultado com aqueles da CMB, além dos valores da escala transversal BAO, adotamos o parâmetro de deslocamento da CMB, que está relacionado com a posição do

primeiro pico acústico no espectro de potência das anisotropias de temperatura (Elgarøy & Multamäki, 2007), definido como $R \equiv \sqrt{\Omega_m H_0^2} r_s(z_{rec})$, onde $r_s(z_{rec})$ é o horizonte sonoro comóvel na recombinação. Em particular, usamos o parâmetro de deslocamento fornecido pela colaboração Planck, $R = 1.7407 \pm 0.0094$ (Wang & Wang, 2013).

Por último, assumindo o horizonte sonoro obtido pela colaboração WMAP9 ⁴, $r_s(z_{drag}) = 106.61 \pm 3.47$ Mpc/h (Hinshaw et al., 2013), em conjunto com a medida da colaboração Planck para o parâmetro de deslocamento ⁵, restringimos os parâmetros Ω_m e w_0 para o modelo w CDM para o qual, o melhor ajuste dos parâmetros corresponde a $\Omega_m = 0.31 \pm 0.02$ e $w_0 = -0.92 \pm 0.06$. Para o caso do modelo $w(a)$ CDM, encontramos $w_0 = -0.87 \pm 0.13$ e $w_a = -0.15 \pm 0.32$. Os contornos de confiança $\Omega_m - w_0$ para o modelo w CDM e $w_0 - w_a$ para o modelo $w(a)$ CDM podem ser visualizados na figura 17.

4.5 Considerações Finais

Seguimos, neste trabalho, uma aproximação “quase” independente de modelo, adotando um procedimento similar àquele usado nos trabalhos de Sánchez et al. (2011), Carnero et al. (2011), Carvalho et al. (2016), Alcaniz et al. (2017), Carvalho et al. (2017). Obtivemos, desta forma, uma medida robusta, moderadamente significativa da escala angular BAO, $\theta_{BAO} = 1.77^\circ \pm 0.31^\circ$ para $\bar{z} = 2.225$, usando os dados do catálogo DR12Q da colaboração SDSS. A significância estatística obtida para esta medida, 2.12σ , ou seja, 97% de nível de confiança, foi calculada a partir da matriz de covariância teórica não-linear, esperada para o modelo de concordância Λ CDM (ver a secção 4.4.2), um resultado que concorda, de maneira excelente, com medidas reportadas na literatura (ver, por exemplo, Carnero et al. (2011), Crocce et al. (2011)).

Uma vez medida a posição do pico acústico, θ_{FIT} , através da 2PACF, foi necessário aplicar uma correção nesta posição para corrigir os inevitáveis efeitos de projeção, causados pela espessura da largura da casca de redshift, $\delta z \neq 0$, selecionada da amostra de quasares. Todavia, como esperado de análises anteriores (Sánchez et al., 2011), o exame numérico deste efeito mostrou a necessidade de uma correção razoavelmente pequena, menor do que 1%, confirmando que este efeito é menor para redshifts maiores. Além disso, apesar de termos que assumir um modelo fiducial para executarmos esta correção, a consequência de tal escolha não teve grande influência na determinação de θ_{BAO} , estando embutida em seu erro final, o que justifica o uso do termo “quase” independente de modelo, usado acima. Por fim, observamos que a contribuição efetiva de um modelo cosmológico nesta aproximação se origina no procedimento de ajuste, através do valor do horizonte acústico,

⁴ <map.gsfc.nasa.gov>

⁵ Estamos usando esses valores de diferentes catálogos porque espera-se que estes não estejam correlacionados, o que válida a presente análise.

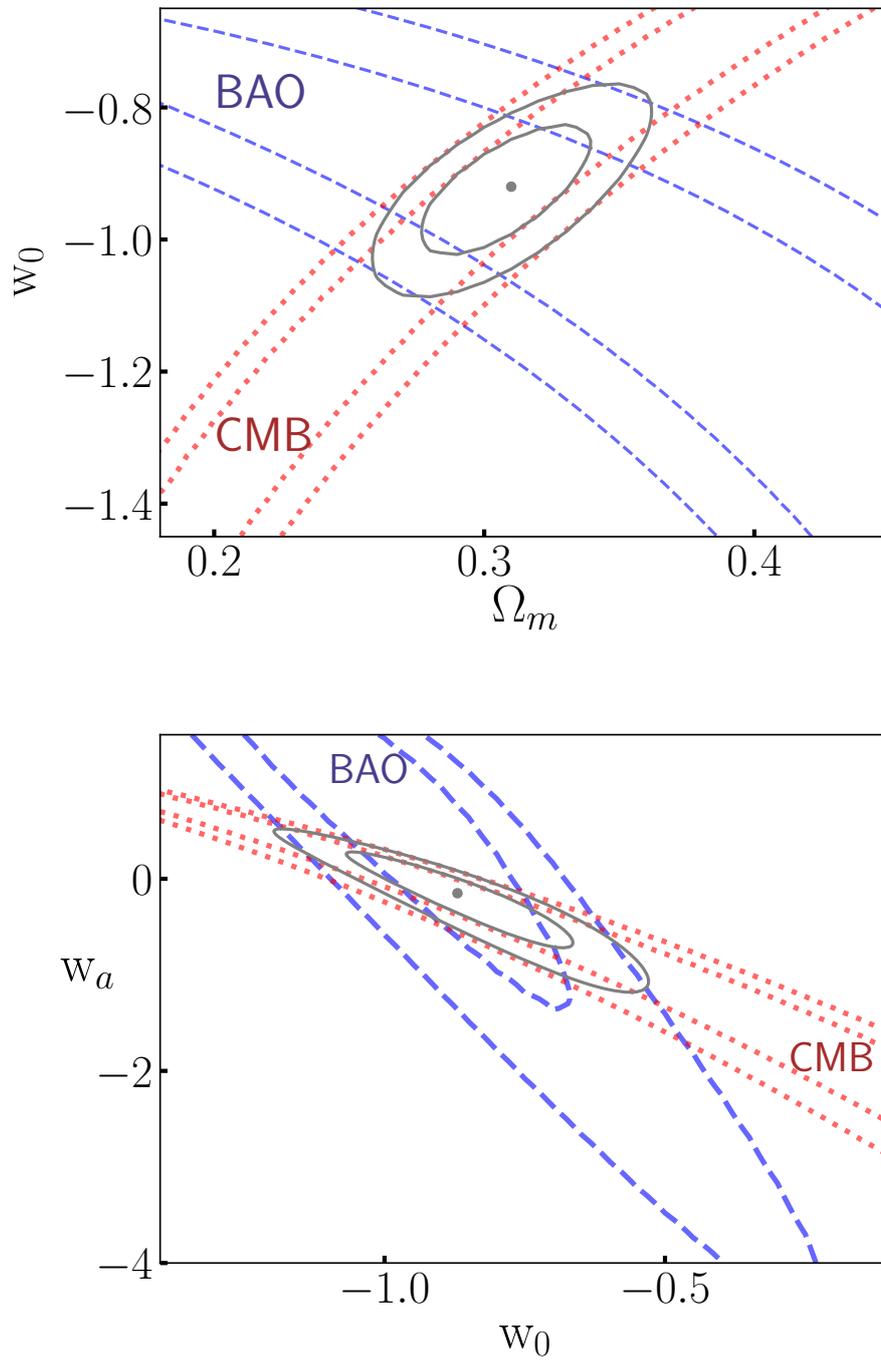


Figura 17 – Contornos de confiança considerando-se os níveis 1σ e 2σ dos planos $\Omega_m - w_0$ (painel superior) e $w_0 - w_a$ (painel inferior) para os modelos w CDM e $w(a)$ CDM, respectivamente. O ponto cinza em cada figura representa o resultado do melhor ajuste para cada parâmetro.

r_s , que é derivado de medidas da CMB de uma maneira que depende de hipóteses baseadas no modelo cosmológico adotado (Hinshaw et al., 2013).

De maneira complementar, validamos nossa detecção da escala angular BAO através de diversos testes de robustez. Por certo, mostramos nas seções 4.4.1 e 4.4.2 que o sinal BAO também é robusto sobre diferentes escolhas de N_b , usado no cálculo da 2PACF e na determinação da correspondente escala BAO medida. Adicionalmente, verificamos na seção 4.4.3 que o sinal é estável apesar de perturbarmos levemente, de maneira randômica, as posições dos quasares (o que é um modo útil de discriminar possíveis picos, provenientes de ruídos estatísticos, da verdadeira assinatura BAO).

Com esta nova medida, aumentamos o número de dados referentes a escala angular BAO disponíveis em alto redshift. Combinamos esta medida com outros oito pontos medidos por Carvalho et al. (2016) e Alcaniz et al. (2017) para restringir os parâmetros cosmológicos dos modelos w CDM e $w(a)$ CDM. Nossos resultados mostram uma excelente concordância com o modelo cosmológico Λ CDM: os parâmetros oriundos do melhor ajuste correspondem a $\Omega_m = 0.31 \pm 0.02$ e $w_0 = -0.92 \pm 0.06$ para o modelo w CDM, enquanto que para o modelo $w(a)$ CDM encontramos $w_0 = -0.87 \pm 0.13$ e $w_a = -0.15 \pm 0.32$ (veja as figuras 17 e a seção 4.4.5 para mais detalhes).

Contudo, é importante enfatizar que em nossas análises consideramos matrizes de covariância teóricas, que tiveram como fonte os espectros de potência de matéria para os casos linear e não-linear sendo que a diferença entre os dois casos era negligenciável, o que pode ser justificado pelo fato do redshift analisado ser alto, onde a aglomeração de matéria devida à interação gravitacional ainda não atingiu o regime não-linear. Finalmente, estas análises foram estendidas para outras metodologias usadas na obtenção da matriz de covariância, tais como os métodos de reamostragem *jackknife* e *bootstrap*. Conseqüentemente, comparamos os erros derivados desses diferentes métodos confirmando que, os métodos *jackknife* e *bootstrap* superestimam as barras de erro da 2PACF enquanto que, as barras de erro provenientes da matriz de covariância derivada unicamente dos catálogos randômicos são subestimadas. Estas análises estão apresentadas no apêndice A.1.

5 A Assinatura das Oscilações Acústicas Bariônicas na Função de Correlação Angular de Três Pontos a partir da Amostra SDSS-DR12 de Quasares

Este capítulo é baseado no trabalho intitulado *Baryon acoustic oscillations signature in the three-point angular correlation function from the SDSS-DR12 quasar survey*, submetido à revista científica *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.

5.1 Introdução

Estudos relacionados à estrutura em grande escala do Universo têm revelado certas propriedades que confirmam o cenário hierárquico do modelo cosmológico Λ CDM tanto para a formação de estruturas quanto para a evolução cósmica (Peacock, 1999; Springel, Frenk & White, 2006; Piattella, 2018). Este tipo de análise tem sido realizada, principalmente, através da função de correlação de n -pontos (Peebles & Groth, 1975; Groth & Peebles, 1977; Peebles, 2001).

Contudo, o caso $n = 2$, ou seja, a função de correlação de dois pontos, tem sido a mais empregada para procurar o sinal das oscilações acústicas bariônicas em catálogos de galáxias e quasares (Peebles & Yu, 1970; Sunyaev & Zeldovich, 1970; Bond & Efstathiou, 1984; Eisenstein et al., 2005; Cole et al., 2005; Pâris et al., 2017; Marra & Chirinos Isidro, 2019). A próxima ordem desta estatística, $n = 3$, ou seja, a função de correlação de três pontos, tem sido usada para investigar características relacionadas a não-gaussianidades, esperadas na distribuição de galáxias (Frieman & Gaztañaga, 1999; Slepian et al., 2017a; Slepian et al., 2017b) e confirmação das predições da teoria das perturbações cosmológicas (Bernardeau et al., 2002), por exemplo.

Em 2009, Gaztañaga et al. (2009) usou, pela primeira vez, a 3PCF reduzida para extrair informações a respeito do fenômeno BAO, analisando os dados da sexta e sétima liberação de dados da colaboração SDSS (conhecidos como DR6 e DR7, respectivamente). O principal resultado desta análise foi a detecção do sinal BAO em $\sim 100\text{Mpc}/h$. Recentemente, Slepian et al. (2017b) detectou o sinal BAO através da 3PCF com uma significância estatística de 4.5σ , usando dados de galáxias vermelhas da décima segunda liberação de dados, DR12, da colaboração SDSS.

Esses trabalhos, em geral, precisam assumir uma cosmologia fiducial a fim de calcular as distâncias comóveis tri-dimensionais entre pares de objetos que fazem parte dos tripletos, como explicado no capítulo 3, para computar a 3PCF.

Os trabalhos de Frieman & Gaztañaga (1999), Jing & Börner (2004), McBride et al. (2010), por sua vez, analisam a 3PCF no espaço projetado, ou seja, do ponto de vista angular onde a 3PCF se torna a 3PACF (Davis & Peebles, 1983). Uma das principais vantagens nesse método reside em minimizar o efeito RSD nos resultados. Em um primeiro momento, a 2PCF é estimada com respeito a duas coordenadas, que são baseadas no redshift: a distância π sobre a linha de visada e; a separação projetada r_p , de modo que $(\pi^2 + r_p^2)^{1/2}$ é a distância comóvel 3D entre pares de objetos. Como a anisotropia, devido à distorção no espaço de redshift, está contida, principalmente, na coordenada π , uma integração ao longo dessa coordenada resulta na 2PCF projetada. A 3PCF projetada é obtida seguindo o mesmo procedimento (McBride et al., 2010). Contudo, as escalas analisadas não foram suficientemente grandes, a ponto de sondar o fenômeno BAO.

Como mencionado na seção 3.2.1, Sánchez et al. (2011) desenvolveu uma metodologia, que tem como base a função de correlação angular de dois pontos, para buscar pelo sinal BAO de uma maneira “quase” independente de modelo cosmológico. Essa metodologia foi aplicada pela primeira vez por Carnero et al. (2011) para buscar o sinal angular BAO em um catálogo de galáxias vermelhas do DR7 da colaboração SDSS. Depois disso, este método tem sido aplicado em diversas amostras de dados a fim de extrair o θ_{BAO} em diferentes redshifts (Carvalho et al., 2016; Alcaniz et al., 2017; Carvalho et al., 2017; Salazar-Albornoz et al., 2017; Abbott et al., 2018; Crocce et al., 2018; de Carvalho et al., 2018).

Neste capítulo, estendemos a metodologia de Sánchez et al. (2011) para a função de correlação de três pontos, estimando pela primeira vez a 3PACF, tomando como base apenas grandezas observáveis, ou seja, as coordenadas angulares e o redshift; para um intervalo de redshift centrado em $\bar{z} = 2.225$. Deste modo, confirmamos a detecção do sinal transversal BAO encontrado no capítulo 4 (de Carvalho et al., 2018) com uma estatística complementar à 2PACF, a função de correlação angular de três pontos.

Uma das principais vantagens dessa aproximação, relacionado ao fato da análise ser feita de um modo “quase” independente de modelo cosmológico, é que os resultados derivados podem ser combinados com outros dados obtidos de maneira independente de modelo (ou fracamente dependente) a fim de impor restrições em parâmetros de um modelo cosmológico arbitrário. Além disso, esses resultados podem, simplesmente, servir de comparação para os resultados obtidos do ponto vista 3D, reforçando-os. Uma outra aplicação deste resultado é a busca pelo sinal angular BAO em várias cascas não-correlacionadas de redshift para se obter, com isso, o ajuste da distância de diâmetro angular $D_A(z; r_s)$, que poderá ser usada para a análise de parâmetros cosmológicos como

feito em Sánchez et al. (2011), Carnero et al. (2011), Carvalho et al. (2016), de Carvalho et al. (2018). Se por um lado é possível extrair um sinal angular BAO estatisticamente significativo, por outro, alguns fenômenos que afetam o sinal 3D são minimizados em análises 2D, quando é considerada uma casca fina de redshift (o fenômeno RSD é um exemplo).

Este capítulo foi organizado de modo que, na seção 5.2 são detalhados os dados usados, ou seja, os quasares pertencentes ao DR12Q da colaboração SDSS, os catálogos randômicos, e as simulações necessárias para as análises dos erros e da significância estatística dos resultados. Os estimadores referentes à função de correlação de n -pontos aplicada aos dados são apresentadas na seção 5.3. As análises dos dados e os correspondentes resultados são apresentados e discutidos na seção 5.4, enquanto que, na seção 5.5 apresentamos as nossas conclusões.

5.2 Os Dados de Quasares e o Catálogo Randômico

Os dados usados aqui são os mesmos mencionadas na seção 4.2, chamados de DR12Q. No capítulo 4, já havíamos reportado os critérios usados para a seleção da casca de redshift, necessária para a busca da assinatura BAO na função angular de dois pontos, levando-se em consideração, principalmente, a razão sinal-ruído dos resultados. Esta análise resultou na escolha da casca de redshift com $z \in [2.20, 2.25]$, cuja largura da casca é $\delta z = 0.05$, centrada em $\bar{z} = 2.225$.

Todavia, os dados usados aqui não são exatamente iguais àqueles usados no capítulo anterior. Em particular, foram selecionados um total de 13 980 quasares. A razão para este número maior (antes eram 10 526 quasares) é que acrescentamos a região SGC na análise (veja a figura 11). Isto foi feito com o intuito de maximizar a possibilidade de detecção do sinal BAO na função de correlação angular de três pontos. Com isso, a densidade numérica desta amostra é suficientemente grande, possibilitando uma detecção estatisticamente significativa do sinal BAO a partir da 3PACF.

Com respeito ao catálogo randômico, usado na extração da assinatura BAO dos dados, foi gerado um novo conjunto devido a termos uma quantidade maior de pontos e uma nova geometria (comparada ao catálogo randômico usado no capítulo anterior), que incluísse a região SGC. Todavia, o procedimento usado é o mesmo descrito no apêndice A.2 (ver de Carvalho et al. (2018)). Em síntese, geramos um catálogo randômico com número de objetos $N_r = 150N_d$, homogeneamente distribuídos na mesma região do céu que a amostra DR12Q, separando-os em um total de 150 catálogos randômicos, cada um com a mesma quantidade de objetos que os dados, ou seja $N_i = N_d$, com $i = 1, \dots, 150$. Esses 150 subconjuntos de N_r foram divididos em duas partes: a primeira, com 50 catálogos randômicos, foi usada para estimar as funções de correlação angulares de dois e três pontos, usadas para a detecção de θ_{BAO} ; o segundo, com um total de 100 catálogos randômicos,

foi usada nas análises do teste nulo (ver o apêndice A.2).

5.2.1 Simulações Lognormais de Quasares

As simulações de quasares (comumente chamadas de mocks de quasares) usadas neste trabalho são realizações lognormais de céu inteiro, criadas a partir do software FLASK¹ desenvolvido por Xavier, Abdalla & Joachimi (2016). Uma das principais utilidades destas simulações é a de simular observações da estrutura em grande escala do Universo com o objetivo de estimar medidas de erro a partir da matriz de covariância obtida usando estas simulações, assim como será feito aqui.

Para produzir estas simulações em uma única casca de redshift é necessário fornecer, como entrada, a densidade numérica projetada esperada de 1.49 deg^{-2} (a mesma dos dados do BOSS); e o espectro de potência angular de matéria fiducial, C_ℓ , obtido via CAMBsources (Challinor & Lewis, 2011) para um segmento de redshift do tipo degrau ($2.20 < z < 2.25$), assumindo um bias linear $b = 4.25$ para os quasares (Laurent et al., 2016), e os parâmetros cosmológicos derivados para o modelo Λ CDM medidos pela colaboração Planck, de 2015 (ver a referência Planck Collaboration & Ade (2015)). Além disso, foi considerada uma contribuição minimal de neutrinos (número efetivo de neutrinos $N_{\text{eff}} = 3.046$ e soma das massas $\Sigma m_\nu = 0.06 \text{ eV}$). Todas as contribuições para os C_ℓ disponíveis no CAMBsources (por exemplo, lenteamento gravitacional, efeito RSD, e aglomeração não-linear de estruturas) foram incluídas. O parâmetro de desvio λ da distribuição de probabilidade lognormal ($-\lambda$ é o valor mínimo atingido pelo contraste de densidade dos quasares) foi assumido como sendo 1.

No modelo lognormal primeiramente são definidas as quantidades: densidade numérica média, o parâmetro de desvio, λ , e o espectro de potência angular de matéria; em seguida, todas as outras propriedades estatísticas relevantes tais como a 2PACF e 3PACF são definidas em concordância com as quantidades de entrada (Xavier, Abdalla & Joachimi, 2016). Adicionalmente, adotamos uma resolução angular para as simulações de $\sim 0.06^\circ$, através do software Healpix² (Gorski et al., 2005), o que equivale ao parâmetro $N_{\text{side}} = 1024$.

Para o caso das escalas menores do que $\sim 0.06^\circ$, os quasares simulados são distribuídos de maneira homogênea (ou seja, sua distribuição dentro de um pixel é randômica). Para estarmos em conformidade com a resolução das simulações, limitamos os momentos de multipolo das realizações de modo que $\ell_{\text{max}} = 2560$. Produzimos um total de 200 catálogos simulados de céu inteiro para as nossas análises que serão descritas posteriormente.

¹ <<http://www.astro.iag.usp.br/~flask>>

² <<http://healpix.sourceforge.net>>

5.3 As Funções de Correlação Angulares

Como mencionado nos capítulos anteriores, a maior parte das análises que tentam extrair a escala BAO a partir de algum tipo de traçador astronômico assume, em geral, um modelo cosmológico fiducial para calcular as distâncias comóveis entre pares de objetos. A partir disso, a escala característica, r_s , é obtida através da 2PCF, e de maneira similar para o caso da 3PCF. Aqui, novamente, estamos interessados no sinal transversal BAO, θ_{BAO} , por isso usamos a versão angular dessas ferramentas, ou seja, a 2PACF e, a próxima ordem, a 3PACF, que serão aplicadas nos dados de quasares pertencentes a uma casca fina de redshift.

5.3.1 A Função de Correlação Angular de Três Pontos

A 3PCF é uma ferramenta complementar à 2PCF podendo ser usada para caracterizar a aglomeração de traçadores cósmicos como galáxias, quasares, entre outros. O uso desta ferramenta, aplicada aos dados, tem uma longa data em cosmologia tendo sido usada, por exemplo, nos trabalhos de Fry & Seldner (1982), Jing & Börner (2004), Gaztañaga et al. (2005), Kulkarni et al. (2007), Marín (2011), Marín et al. (2013). Além destas, outras ferramentas estatísticas alternativas podem ser empregadas neste tipo de análise como em Novaes et al. (2014), Novaes et al. (2016), Marques et al. (2017), Novaes et al. (2018), Xavier (2019). Basicamente, a 3PCF compara o número de tripletos formados por traçadores cósmicos de um dado conjunto de dados, em uma determinada configuração, chamado aqui de DDD , com respeito ao número de tripletos formados a partir de catálogos randômicos simulados, chamados de RRR .

No caso da 2PCF, como visto anteriormente, estamos interessados em contar pares de objetos cósmicos que estejam a uma determinada distância entre si, considerando a incerteza em um segmento de largura $\Delta\theta$. O mesmo tipo de contagem é feito sobre uma amostra randômica e, finalmente, estas contagens são comparadas entre si (ver o capítulo 3). A 2PCF também tem sido usada para diversos propósitos em cosmologia (ver, por exemplo, Peebles (2001), Bernui, Ferreira & Wuensche (2008), Salazar-Albornoz et al. (2014), Avila et al. (2018), Avila et al. (2019)).

Anteriormente vimos que o estimador largamente usado para estimar a 2PCF em astronomia tem sido, na maioria das vezes, o estimador LS (Landy-Szalay), expresso pela equação 4.1. Para o caso da função de correlação de três pontos, consideramos a extensão do estimador LS, desenvolvida por Szapudi & Szalay (1998), a qual chamamos de estimador SS. Em particular, consideramos a ordem $n = 3$ do estimador SS. Todavia, esse estimador é uma extensão geral, abrangendo funções de correlação de ordem n , com $n \geq 3$, com o caso $n = 2$ sendo idêntico ao estimador de LS. O estimador SS assume a

forma

$$\zeta(S) \equiv \frac{DDD(S) - 3DDR(S) + 3DRR(S) - RRR(S)}{RRR(S)}, \quad (5.1)$$

com DDD e os demais termos representando contagens normalizadas de tripletos de tal modo que, os três objetos considerados formem um triângulo de lados $S = \{s_{12}, s_{23}, s_{31}\}$, como na figura 18 onde s_{12} é a distância comóvel entre os objetos 1 e 2, e assim sucessivamente (ver a referência Marín (2011), por exemplo).

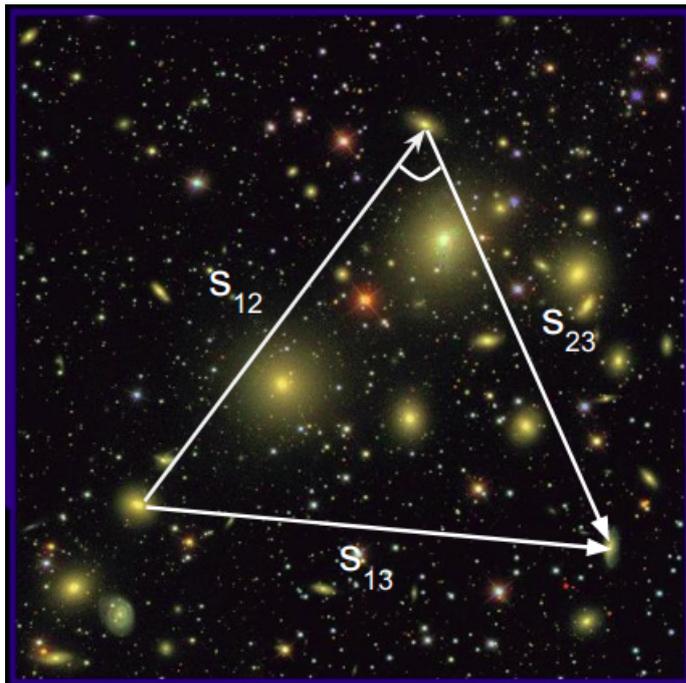


Figura 18 – Ilustração esquemática dos tripletos referentes à 3PCF nos dados. Crédito para a figura de fundo: Sloan Team

No caso angular, a versão 2D do estimador LS, expresso pela equação 4.2 foi usada, para o qual $s \rightarrow \theta$, com θ sendo a separação angular entre os pares considerados (veja a equação 4.3).

De maneira análoga, no caso da 3PACF, usamos a versão angular do estimar SS (Peebles & Groth, 1975; Materne, 1988; Frieman & Gaztañaga, 1999; Cárdenas-Montes et al., 2017). Neste caso, o estimador

$$W(\Theta) \equiv \frac{DDD(\Theta) - 3DDR(\Theta) + 3DRR(\Theta) - RRR(\Theta)}{RRR(\Theta)}, \quad (5.2)$$

envolve três variáveis usadas para definir o triângulo formado por três objetos cósmicos, com Θ representando o tripleto de separações angulares $\{\theta_1, \theta_2, \theta_3\}$ no triângulo. Especificamente, θ_1 (θ_2, θ_3) é a separação angular entre os objetos número 2 (3, 1) e número 3 (1, 2).

Além disso, usamos a metodologia desenvolvida na seção 3.2, onde foi apresentada a função de correlação angular de três pontos reduzida, expressa por (Groth & Peebles, 1977)

$$q(\Theta) = \frac{W(\Theta)}{w_1 w_2 + w_2 w_3 + w_1 w_3},$$

onde $w_i \equiv w(\theta_i)$, $i = 1, 2, 3$, com θ_i como explicado acima.

Para parametrizar os tripletos usamos a seguinte convenção: primeiramente, fixamos os valores de θ_1 (separação angular entre os objetos 2 e 3) e θ_2 (separação angular entre os objetos 3 e 1); em seguida, calculamos a função $q(\Theta) = q(\alpha[\theta_3])$, para $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$, com α sendo o ângulo formado entre os lados 2-3 e 3-1 do triângulo 1-2-3 (a figura 1 na referência Gaztañaga et al. (2005) ilustra bem o significado de α), lembrando que α é expresso pela equação 3.15 como

$$\cos \alpha = \frac{\theta_1^2 + \theta_2^2 - \theta_3^2}{2 \theta_1 \theta_2}.$$

Para o caso extremo com $\alpha = 0^\circ$, a configuração é dita *colapsada* e o comprimento do terceiro lado do triângulo é expresso por $\theta_3 = |\theta_2 - \theta_1|$. Já para o caso $\alpha = 180^\circ$, chamada de configuração *alongada*, o terceiro lado é $\theta_3 = \theta_2 + \theta_1$ (Gaztañaga & Scoccimarro, 2005; McBride et al., 2010).

Finalmente, para encontrarmos a escala referente ao pico BAO na 3PACF reduzida, $q(\alpha)$, seguimos a seção 3.2.2, baseada no método desenvolvido em Sánchez et al. (2011), aplicado para o caso da 2PACF. Em nosso caso, a metodologia é baseada em uma parametrização empírica de $q(\alpha)$ expressa por 3.14, consistindo em uma função quadrática que descreve a forma geral da 3PACF reduzida, chamada em alguns trabalhos de forma de “U”, mais uma função Gaussiana que, assim como no caso da 2PACF, descreve o pico BAO,

$$q(\alpha) = m + n\alpha + p\alpha^2 + C \exp -(\alpha - \alpha_{FIT})^2/2\sigma^2,$$

lembrando que m , n , p , C , α_{FIT} , e σ_{FIT} são parâmetros livres. Além disso, como visto anteriormente, o ajuste desta equação aos dados da 3PACF reduzida fornecem os parâmetros C , α_{FIT} and σ_{FIT} que descrevem a forma do pico BAO. Os parâmetros m , n , e p controlam tanto a amplitude quanto a forma da parábola.

5.4 Análise dos Dados e Resultados

Apresentamos, nesta seção, as análises realizadas sobre a amostra extraída do catálogo DR12Q, para a casca de redshift $z \in [2.2, 2.25]$ para a 3PACF reduzida, $q(\alpha)$, resultando em uma medida robusta da escala angular BAO.

Este trabalho representa uma extensão do capítulo 4, referente ao trabalho de de Carvalho et al. (2018). Lá, a 2PACF foi aplicada à calota galáctica Norte, NGC, dos dados de quasares do DR12 para o mesmo intervalo de redshift, resultando em um sinal BAO em $1.77^\circ \pm 0.31^\circ$, para o qual a significância estatística foi de 2.12σ .

5.4.1 Resultados para a 3PACF Reduzida

Para extrair os resultados concernentes à função de correlação angular de três pontos reduzida, expressa pela equação 3.11, é necessário, primeiramente, computar as funções $W(\Theta)$ e w_i para $i = 1, 2, 3$, expressas pelas equações 5.2 e 4.2, respectivamente. Os tripletos sondados foram parametrizados fixando-se os lados $\theta_1 = 1.0^\circ$ e $\theta_2 = 1.5^\circ$, deixando o ângulo α variar no intervalo $\alpha \in [0^\circ, 180^\circ]$, equivalente a variar o terceiro lado, θ_3 , no intervalo $\theta_3 \in [0.5^\circ, 2.5^\circ]$, em segmentos de largura $\Delta\theta_3 = 0.2^\circ$, suficientes para sondar a escala angular BAO esperada para este redshift.

Adicionalmente, para obtermos as 2PACF e 3PACF, foram utilizados um conjunto com 50 catálogos randômicos, como descrito na seção 5.2, gerados a partir da metodologia apresentada no apêndice A.2. Desta maneira, foi possível obter a 3PACF reduzida para a nossa amostra de quasares, pertencente ao intervalo de redshift $z = [2.20, 2.25]$, com redshift médio $\bar{z} = 2.225$, como apresentado na figura 19.

O procedimento para calcular a 3PACF reduzida, consiste em calcular as funções 2PACF e 3PACF para os dados de quasares comparados com cada catálogo randômico. O resultado final, assim como no capítulo 4, foi obtido a partir da média do conjunto com 50 resultados de cada caso, $w(\theta)$ e $W(\alpha)$ para os correspondentes intervalos de θ e α , um para cada catálogo randômico. Finalmente, a equação 3.11 é usada para se obter a 3PACF reduzida. As barras de erro mostradas na figura 19 foram obtidas da raiz quadrada da diagonal principal da matriz de covariância, estimada a partir das simulações de quasares descritas na seção 5.2.1 para cada caso, ou seja, $w(\theta)$, $W(\alpha)$ e $q(\alpha)$ (veja a figura 20).

A escolha do tamanho do segmento de α , no intervalo considerado, principalmente para o caso da 3PACF, é uma imposição que tem impacto na razão sinal-ruído dos resultados (Marín, 2011). Além disso, os tripletos dependem da separação angular θ entre os pares de objetos e, para formar um número suficiente de tripletos, é necessário assumir um valor para $\Delta\theta$, que definirá a resolução dos resultados, de modo que, na realidade, não são considerados valores exatos de θ_1 e θ_2 , mas sim intervalos de tal modo que $\theta_1 \pm \Delta\theta$ e $\theta_2 \pm \Delta\theta$. Uma baixa resolução, por exemplo, implica em um número pequeno de tripletos por intervalo e, conseqüentemente, um sinal-ruído baixo nos resultados. Em nossas análises, depois de diversos testes, escolhemos uma resolução com $\Delta\theta = 0.15^\circ$, capaz de extrair um número significativo de tripletos, suficientes para a detecção do sinal angular BAO com uma boa significância estatística, como veremos posteriormente.

Perceba-se que a 3PACF reduzida foi estimada considerando-se segmentos de α com um mesmo tamanho e igualmente espaçados no intervalo $0.0 \leq \alpha \leq \pi$, em um total de $N_b = 10$ segmentos. Assim sendo, a partir da equação 3.14 e da matriz de covariância extraída das simulações de quasares, o sinal angular BAO foi identificado na posição $\alpha_{FIT} = 1.57 \pm 0.081_{(stat)}$ rad, que equivale a $\alpha_{FIT} = 89.89^\circ \pm 4.6^\circ_{(stat)}$.

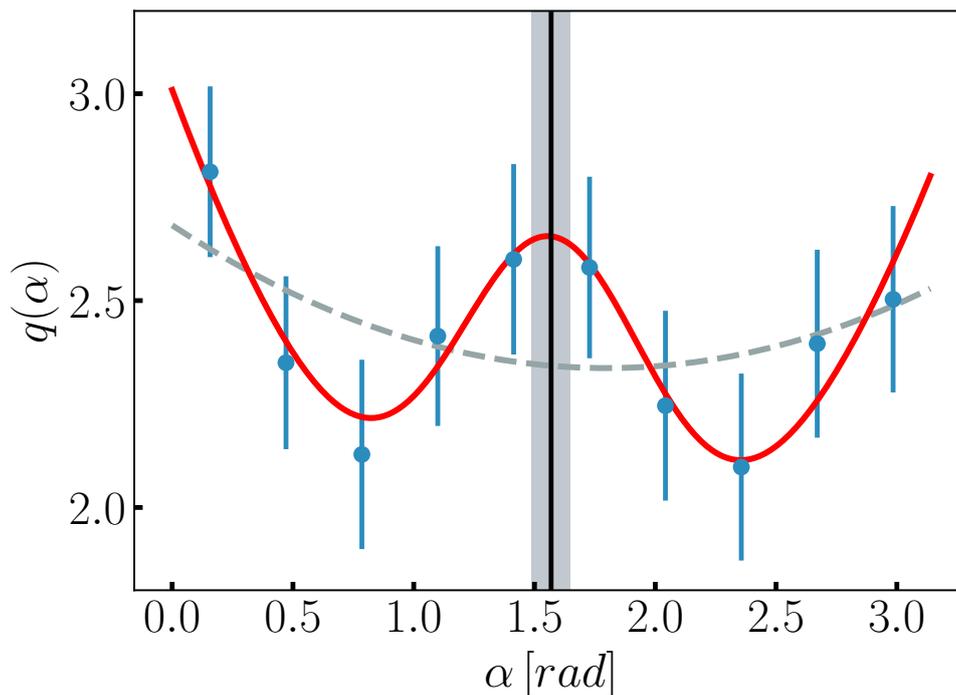


Figura 19 – A 3PACF reduzida (pontos azuis), $q(\alpha)$, obtida da amostra de quasares do DR12 – SDSS, com $\bar{z} = 2.225$, para valores fixos de $\theta_1 = 1.0^\circ$ e $\theta_2 = 1.5^\circ$. O ajuste desses dados a partir da expressão 3.14 retorna os valores $\alpha_{FIT} = 1.57 \pm 0.081_{(stat)}$ rad (linha vertical; o erro em α_{FIT} é representado pela região cinza). A linha contínua vermelha representa a curva de ajuste para o caso $N_b = 10$. A linha tracejada cinza corresponde ao ajuste para o caso sem o sinal BAO, ou seja, com $C = 0$, usado para determinar a significância estatística do sinal.

O erro estatístico, denotado aqui como *stat*, foi obtido da seguinte maneira. Antes de tudo, produzimos um total de 10 000 realizações de $q(\alpha)$, para as quais foram extraídos, a partir da equação 3.14, tanto a parábola quanto o pico BAO. Cada conjunto sintético foi gerado tomando os valores de $q(\alpha)$, medidos a partir dos dados, como verdadeiros, adicionando-se a eles erros gaussianos randômicos, de acordo com a matriz de covariância calculada das simulações. A figura 21 mostra o histograma dos valores ajustados para α_{FIT} para cada uma das 10 000 realizações, para as quais, o desvio padrão foi de $\sigma_{stat} = 0.081$ rad, assumido aqui como a incerteza estatística em nossa metodologia.

O erro sistemático, denotado aqui como *sys*, será calculado de maneira detalhada posteriormente. Levando-se em conta os valores para θ_1 e θ_2 , definidos acima, e usando-se a equação 3.15, o ângulo $\alpha = \alpha_{FIT}$, extraído dos dados corresponde a $\theta_{FIT} \equiv \theta_3 = 1.80^\circ$.

5.4.2 Determinação da Matriz de Covariância

A matriz de covariância, fundamental para estimar as barras de erro da 3PACF reduzida e a significância estatística dos resultados, foi estimada a partir das $N = 200$ simulações de quasares descritas na seção 5.2.1. O procedimento seguido foi, basicamente, o seguinte: para cada simulação, foram extraídas as 2PACF e 3PACF e, finalmente, a 3PACF reduzida, $q(\alpha)$. Em seguida, com as informações de cada simulação, a matriz de covariância para $w(\theta)$, $W(\Theta)$ e $q(\Theta)$ foi estimada a partir da expressão (ver a referência Gaztañaga et al. (2009))

$$\text{Cov}_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N [x_k(i) - \hat{x}(i)] [x_k(j) - \hat{x}(j)], \quad (5.3)$$

onde os termos $x_k(i)$ representam as estatísticas usadas para cada caso, ou seja, $w(\theta)$, $W(\Theta)$, ou $q(\Theta)$ em segmentos i para cada simulação de quasar k , e o termo $\hat{x}(i)$ representa o valor médio para a estatística usada sobre as 200 simulações naquele segmento.

As barras de erro, estimadas para cada estatística, foram obtidas a partir da raiz quadrada da diagonal principal da matriz de covariância, de modo que, $\delta x(i) = \sqrt{\text{Cov}_{ii}}$, para cada caso.

No caso da significância estatística relacionada ao sinal angular BAO detectado, esta medida foi obtida através da metodologia χ^2 , a partir da inversa da matriz de covariância, Cov^{-1} , de modo que

$$\chi^2(\alpha) = [q(\alpha) - q^{FIT}(\alpha)]^T \text{Cov}^{-1} [q(\alpha) - q^{FIT}(\alpha)]. \quad (5.4)$$

Os símbolos $[\]$ e $[\]^T$ representam vetores colunas e linhas, respectivamente. Os parâmetros da equação 3.14 foram estimados, a partir da metodologia do χ^2 mínimo, para dois casos distintos, com respeito ao parâmetro livre C ; o primeiro com $C \neq 0$ (o que correspondeu a $\chi^2_{min} = 2.24$), e o segundo com a imposição de que $C = 0$ (o que correspondeu a $\chi^2_{min} = 16.00$), este último representando o caso sem o sinal angular BAO (veja a figura 19). Na tabela 3, apresentamos os parâmetros ajustados para cada caso.

Considerando-se os parâmetros ajustados para os casos sem o sinal angular BAO (com 7 graus de liberdade, *ngl*) comparados com o caso em que o sinal está presente (com *ngl* igual á 4), obtivemos que o primeiro é desfavorecido com respeito ao segundo por $\Delta\chi^2 = 13.76$ ($ngl = 7 - 4 = 3$). Conseqüentemente, o sinal angular BAO obtido tem uma significância estatística de 2.9σ .

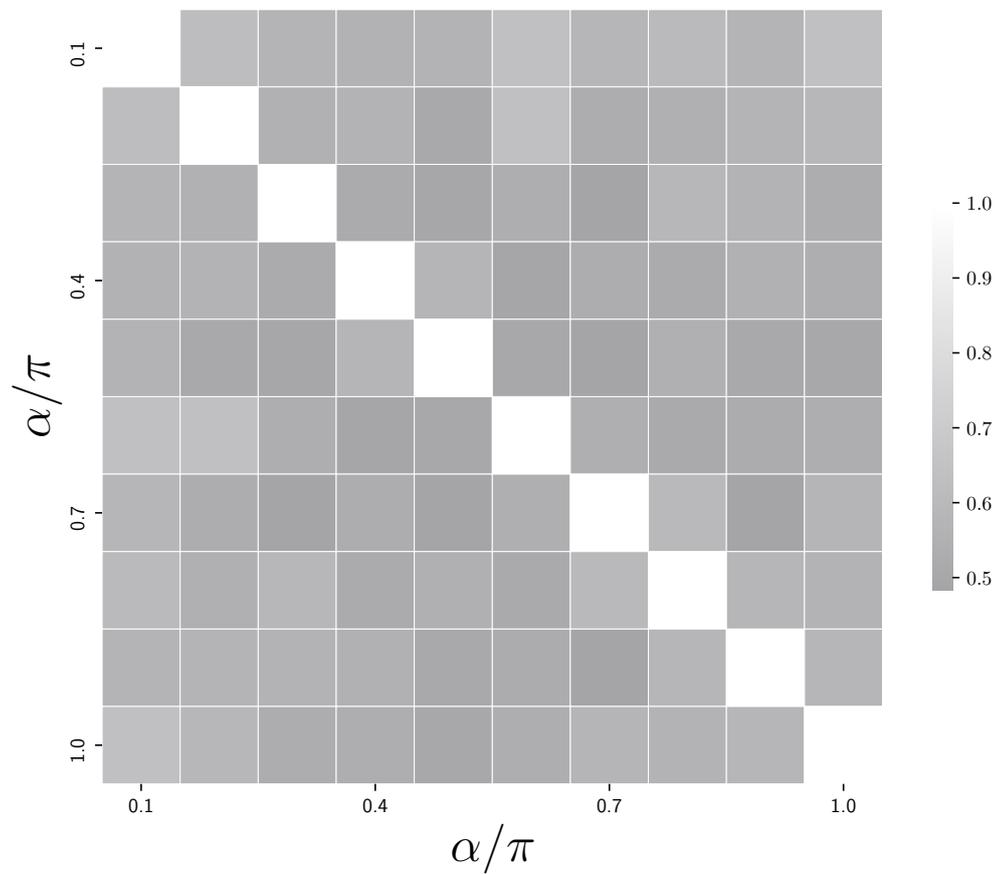


Figura 20 – A matriz de correlação (também chamada de matriz de covariância reduzida, para a qual $\text{Cov}_{red}(\theta_i, \theta_j) = \text{Cov} / [\Delta w(\theta_i)\Delta w(\theta_j)]$, com $\Delta w = \text{Cov}(\theta, \theta)^{1/2}$) para a função de correlação angular de três pontos reduzida, $q(\alpha)$, obtida a partir das 200 simulações lognormais de quasares. Os detalhes sobre como essas simulações foram produzidas e como a matriz de covariância é estimada estão nas seções 5.2.1 e 5.4.2, respectivamente.

Tabela 3 – Parâmetros ajustados para os resultados da 3PACF reduzida, a partir da metodologia do χ^2 mínimo.

Parâmetros	Eq. 3.14 ($C = 0$)	Eq. 3.14 ($C \neq 0$)
m	2.68 ± 0.31	3.01 ± 0.19
n	-0.38 ± 0.30	-1.56 ± 0.54
p	0.11 ± 0.10	0.48 ± 0.17
C	0.0	0.93 ± 0.30
σ_{FIT}	-	0.41 ± 0.12
α_{FIT}	-	1.57 ± 0.081 (stat)

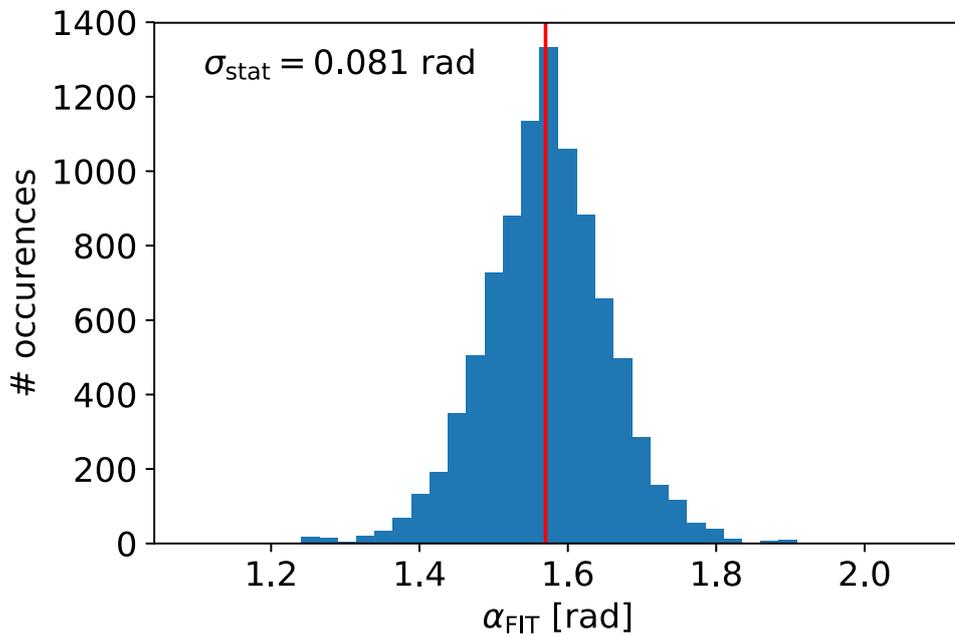


Figura 21 – Histograma do parâmetro α_{FIT} , ajustado a partir da equação 3.14, para as 10 000 realizações sintéticas de $q(\alpha)$, assumindo-se os parâmetros da tabela 3, com $C \neq 0$ e erros randômicos gaussianos, gerados a partir da matriz de covariância estimada para os dados. A linha vertical vermelha mostra o valor verdadeiro e o desvio padrão dos parâmetros α_{FIT} is $\sigma_{stat} = 0.081$ rad.

5.4.3 Erro Espectroscópico no Redshift

Como indicado na seção 3.2.1 (veja a tabela 1), a principal fonte de erro sistemático para o sinal angular BAO para a 2PACF vem da incerteza na medição do redshift z (Sánchez et al., 2011), particularmente grande no caso de catálogos fotométricos de galáxias, que usam filtros de banda-larga, como no caso da colaboração DES ³. Consequentemente, esperamos que esse erro seja propagado para as 3PACF e 3PACF reduzida. Por outro lado, filtros de banda-fina, como os usados atualmente na colaboração PAU ⁴ (Eriksen et al., 2019)

³ <<https://www.darkenergysurvey.org/>>

⁴ <<https://www.pausurvey.org/>>

e na colaboração J-PAS ⁵ (Benitez et al., 2014), conseguem ser bastante competitivos quando comparados com catálogos espectroscópicos. Como consequência, o erro obtido para θ_{BAO} , seguindo a metodologia de Sánchez et al. (2011), deve ser diminuído para o caso de amostras fotométricas de dados que usem este tipo de filtro, tendo em vista que a incerteza no redshift é a principal fonte de erro sistemático deste método.

No caso do catálogo analisado aqui, o DR12Q da colaboração SDSS, descrito na seção 5.2, os dados são espectroscópicos e a estimativa de z é muito precisa, como descrito em Pâris et al. (2017). O erro associado a essas medidas espectroscópicas, para o caso dos quasares, é de $\Delta z = 0.003$, para $z \approx 0$, correspondente a um erro de 3σ (Laurent et al., 2016); e que se relaciona com o redshift como $\Delta z = 0.003(1 + z)$, sendo chamado neste trabalho de erro *spec-z*. Contudo, vale a pena observar que no caso de altos redshifts, essa incerteza começa a desempenhar um papel importante, como mostraremos a seguir.

Para quantificarmos o impacto dessa incerteza na medição do redshift, Δz , em nossas análises realizamos o seguinte teste: consideramos os valores de redshift, z_i , fornecidos pelo catálogo DR12Q, como sendo intrinsecamente verdadeiros; em seguida, produzimos para cada z_i um erro simulado de acordo com uma distribuição Gaussiana com média z_i e desvio padrão $0.003(1 + z_i)$. Aplicamos essa metodologia na geração de 100 catálogos de quasares simulados, que chamamos de *spec-z*, para os quais cada quasar assume um novo redshift, cuja diferença com respeito ao valor correto segue a distribuição Gaussiana descrita anteriormente.

Na figura 22 mostramos a diferença entre o parâmetro α_{FIT} , ajustado a partir da equação 3.14 aplicada aos resultados da 3PACF reduzida obtidos a partir da amostra “verdadeira” de quasares, e o mesmo parâmetro, desta vez, ajustado a partir dos resultados da 3PACF reduzida, α_{FIT}^{spec-z} , obtidos para cada um dos 100 catálogos de quasares *spec-z*, de modo que $\Delta\alpha = \alpha_{FIT} - \alpha_{FIT}^{spec-z}$. Como resultado, o erro relativo obtido associado ao erro *spec-z* foi de 5% para o caso da 3PACF reduzida. No caso da 2PACF, este erro relativo foi de 4%. Consideraremos esta medida como uma fonte de erro do tipo sistemático que corresponde, no caso do sinal angular medido, a 0.08 rad em α . Outras fontes de erro do tipo sistemático como aqueles devidos a efeitos de projeção serão analisados posteriormente; no caso do efeito RSD, como vimos na seção 3.2.2, a influência é cancelada para o caso da 3PACF reduzida e; no caso da formação não-linear de estruturas, para um redshift alto como o da amostra analisada aqui, $\bar{z} = 2.225$, o efeito também pode ser desprezado.

5.4.4 A Robustez do Sinal Angular BAO e o Teste Nulo

Assim como observado por Gaztañaga et al. (2009), um teste de robustez, no caso da análise da função de correlação de três pontos reduzida, pode ser feito a partir da confirmação da presença da assinatura BAO tanto na 2PCF quanto na 3PCF, individualmente. Este

⁵ <<http://www.j-pas.org/>>

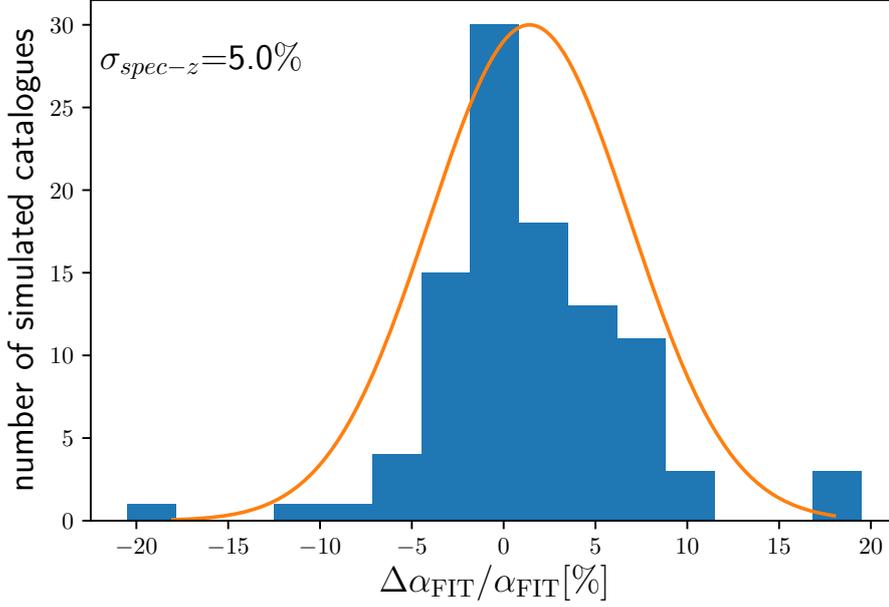


Figura 22 – Histograma da diferença $\Delta\alpha_{FIT}$ entre o α_{FIT} obtido da amostra de quasares comparado com os valores obtidos a partir das simulações de quasares *spec-z*. Esses erros *spec-z* impactam diretamente nas medidas da assinatura BAO representando uma fonte de erro do tipo sistemático, com amplitude relativa de 5%, sendo a principal fonte de erro deste tipo para 3PACF reduzida.

mesmo critério pode ser estendido para o caso angular, ou seja, uma vez que o sinal tenha sido detectado nas estatísticas 2PACF e 3PACF, podemos considerar que a detecção do sinal angular para o caso da 3PACF reduzida é robusta. Em particular, como visto no capítulo 4, o sinal obtido para a 2PACF é robusto, apresentando uma boa significância estatística.

Além disso, também realizamos o teste nulo descrito no apêndice A.2 para investigar o comportamento dos estimadores da 2PACF e da 3PACF quando os dados originais são substituídos por catálogos randômicos; esse procedimento é repetido para vários catálogos randômicos e o resultado final é obtido a partir da média dos resultados individuais de cada catálogo randômico assumido como dado. Para realizarmos este teste foi gerado um total de 100 catálogos randômicos extras (veja a seção 5.2), ou seja, cada um deles substituiu os dados gerando um total de 100 2PACF e 100 3PACF e, finalmente, a partir desses resultados foi obtida a média para cada estatística.

Os resultados tanto para o teste nulo, obtidos dos catálogos randômicos, quanto para o teste de robustez, obtidos da amostra de quasares, são apresentados na figura 23. No painel superior, são apresentados os resultados para $\omega_1\omega_2 + \text{permutações}$ (para a 2PACF). No painel inferior, por sua vez, mostramos os resultados para 3PACF, $W(\alpha)$.

Ambas as estatísticas são representadas por círculos sólidos pretos, para o caso do teste de robustez; e por quadrados pretos, no caso do teste nulo.

As barras de erro, para o caso do teste nulo, foram obtidas a partir do desvio padrão computado dos 100 catálogos randômicos. No caso do teste de robustez, as barras de erro foram extraídas da matriz de covariância, gerada a partir das simulações de quasares descritas na seção 5.2.1, para cada caso, ou seja, 2PACF e 3PACF. Como pode ser vista nesta figura, o teste nulo para $w(\theta)$ e $W(\alpha)$ é consistente com zero, como esperado, confirmando que os catálogos randômicos não carregam sinal angular BAO depois do embaralhamento. De maneira adicional, o sinal angular BAO também pode ser visualmente identificado em ambos os casos, confirmando a robustez dos resultados para a 3PACF.

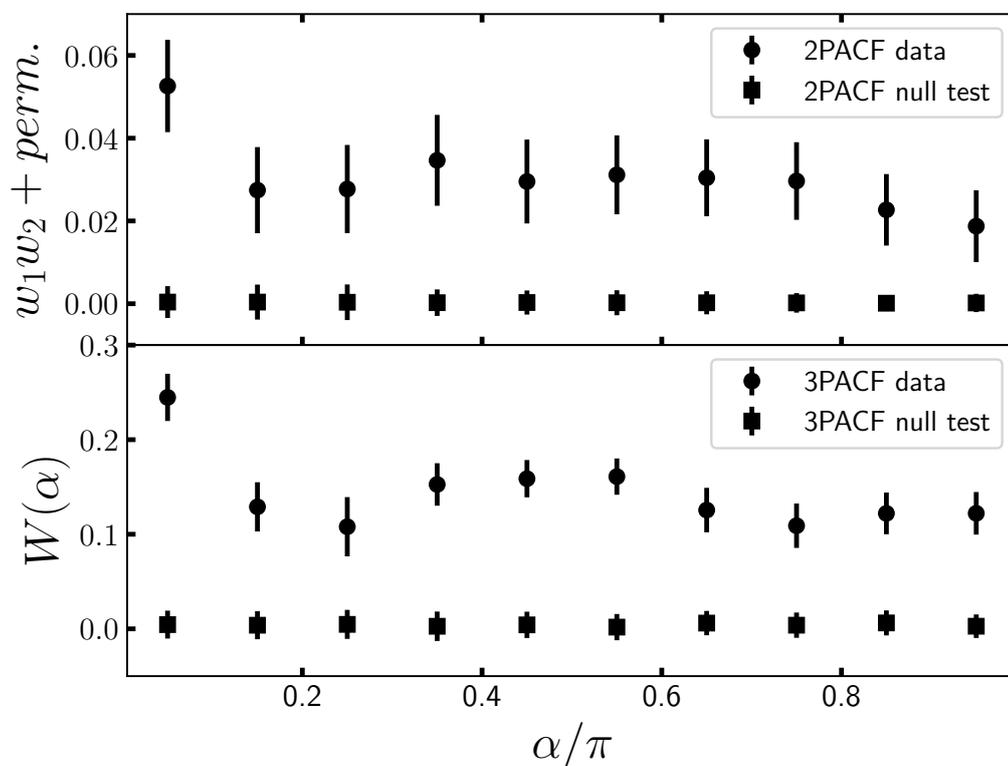


Figura 23 – A combinação das 2PACF $w_1w_2 + w_1w_3 + w_2w_3$ (painel superior), obtidas a partir da equação 4.2, e a 3PACF (painel inferior), obtida a partir da equação 5.2, onde os círculos sólidos pretos correspondem à análise dos quasares da amostra extraída do DR12 do SDSS. As barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância gerada das simulações de quasares descritas na seção 5.2.1. Em ambos os painéis, os quadrados representam o teste nulo, obtidos a partir da substituição dos dados de quasares por um catálogo randômico extra gerado, repetindo esta operação 100 vezes, uma para cada catálogo randômico extra. As barras de erro para o caso do teste nulo foram obtidas a partir do desvio padrão da média.

5.4.5 Teste *Small Shifts Criterium* para a 3PACF Reduzida

Utilizamos a técnica apresentada na seção 4.4.3, desenvolvida por Carvalho et al. (2016), como um teste de robustez adicional. Esse *small shifts criterium* será usado, de maneira complementar, para validar os nossos resultados para o caso da 3PACF reduzida a fim de confirmar que o θ_{BAO} obtido não decorre de ruído estatístico, um efeito que está sempre presente em análises estatísticas, em particular no caso das funções de correlação de n -pontos.

O procedimento seguido é idêntico àquele descrito na seção 4.4.3, ou seja, perturbamos as posições originais dos quasares no céu de acordo com uma distribuição Gaussiana para três casos distintos, considerando o seu desvio padrão como sendo $\sigma_s = 0.1^\circ, 0.2^\circ$ e 0.3° para cada caso. Geometricamente, esse processo é responsável por reposicionar os quasares de maneira randômica a partir de pequenos desvios em suas posições originais (desvios esses que seguem uma distribuição Gaussiana).

Na figura 24 apresentamos os resultados decorrentes deste teste para o caso da 3PACF reduzida. Como é possível ver, mesmo para o caso $\sigma_s = 0.2^\circ$, que representa um deslocamento máximo de 1.0° nas posições originais dos quasares (que pode ser considerado arrojado quando comparado com o valor de θ_{BAO}); o sinal angular BAO é apenas atenuado e, contudo, ainda é persistente, indicando a robustez de θ_{BAO} . No caso mais severo, $\sigma_s = 0.3^\circ$, um sinal razoavelmente pequeno poderia estar presente, entretanto, devido ao tamanho das barras de erro, o resultado é compatível com a ausência do sinal angular BAO.

5.4.6 O Efeito de Projeção para a 3PACF

Para obtermos o valor de θ_{BAO} , como visto na seção 3.2.2.1, é necessário, em primeiro lugar, corrigir o valor de α_{FIT} devido ao efeito de projeção que, assim como no caso 2PACF (Sánchez et al., 2011), produz um pequeno desvio na posição do pico BAO. Para isto, previamente, convertamos $\zeta(S)$ em $W(\Theta)$ de acordo com a expressão 3.10 (Frieman & Gaztañaga, 1999).

No caso da 2PACF, um procedimento similar é seguido (veja a seção 3.2) ou seja, convertamos $\xi(s)$ em $\omega(\theta)$ através da equação 3.8. Usamos o software **CAMBsources** para gerar o espectro de potência não-linear de matéria assumindo, como referência, o modelo Λ CDM plano, com parâmetros cosmológicos obtidos pela colaboração Planck (Aghanim et al., 2018), que correspondem a uma densidade total de matéria $\Omega_m = 0.31$, constante de Hubble $h \equiv H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$, densidade de bárions $\Omega_b = 0.059$, amplitude das flutuações de densidade de matéria $\sigma_8 = 0.8$, e um índice espectral $n_s = 0.97$.

Para calcular o efeito de projeção para os nossos dados com $z \in [2.20, 2.25]$, ou seja, em casca com $\delta z = 0.05$ de largura, avaliamos numericamente dois casos: o primeiro,

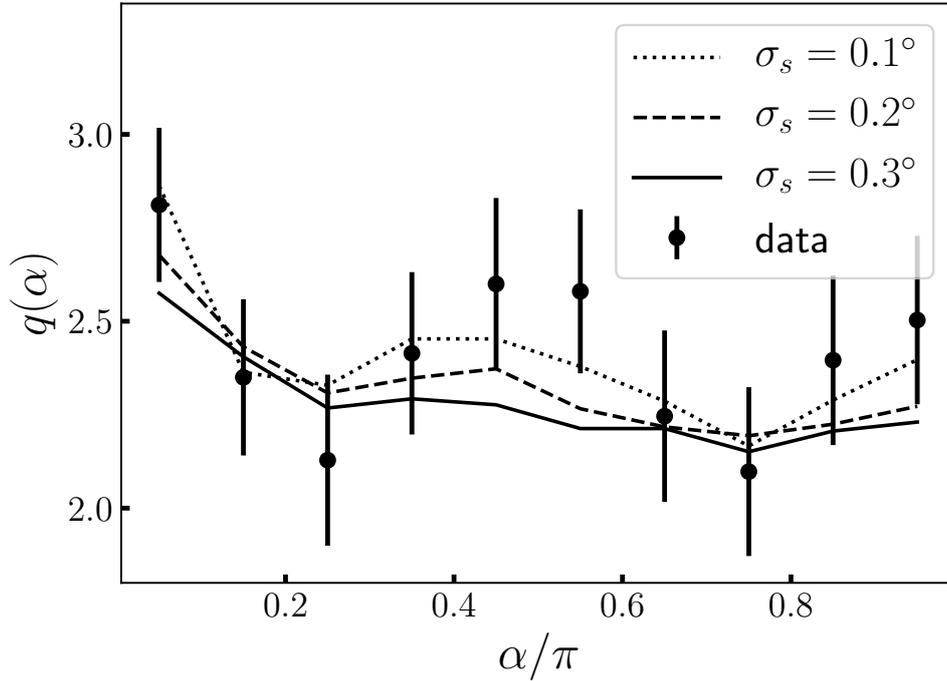


Figura 24 – A 3PCF reduzida, $q(\alpha)$, para os dados originais de quasares (círculos pretos), e para o teste *small shift criterium* descrito na seção 4.4.3. Aqui adotamos $\sigma_s = 0.1^\circ, 0.2^\circ$, e 0.3° (linhas pontilhada, tracejada e contínua, respectivamente) para perturbar as posições originais de cada quasar. Como observado, o sinal angular BAO é robusto, persistindo para os dois primeiros casos e sendo ligeiramente apagado no terceiro caso, apesar das barras de erro.

com $\delta z = 0.0$, representando o caso em que não há o efeito de projeção e; o segundo, com $\delta z = 0.05$, onde há este efeito. Tomando o primeiro caso como referência, $q(\alpha)^{\delta z=0}$, calculamos por fim, a diferença relativa na posição do pico angular BAO, de modo que $\Delta \equiv (\alpha_{FIT}|\delta z=0.05 - \alpha_{FIT}|\delta z=0.0)/\alpha_{FIT}|\delta z=0.0$ (para evitarmos confusão com a notação utilizada no capítulo 3, aqui Δ é equivalente a $\alpha_p - 1$ da equação 3.13).

A figura 25 mostra os resultados numéricos obtidos para $q(\alpha)$. Para obtermos esses resultados fixamos os lados $\theta_1 = 1.0^\circ$ e $\theta_2 = 1.5^\circ$, deixando variar o ângulo α entre 0 e π (para maior clareza, o eixo horizontal mostra os resultados apenas para o intervalo $\alpha = [0.1^\circ, 0.8^\circ]$). Acrescentamos a esta figura, de maneira complementar, os casos intermediários de δz , ou seja, $\delta z = [0.1, 0.2, 0.3, 0.4]$, com linhas na cor cinza, apenas para fins de ilustração; além dos dois casos de interesse com $\delta z = 0$ (linha azul) e $\delta z = 0.5$ (linha vermelha), necessários para estimar o desvio Δ para a casca de redshift analisada neste capítulo. Como resultado, obtivemos um diferença relativa de $\Delta = 1.12\%$ entre os dois casos. Finalmente, aplicando esse desvio em α_{FIT} , de modo que $\alpha_{BAO} = (1 + \Delta)\alpha_{FIT}$,

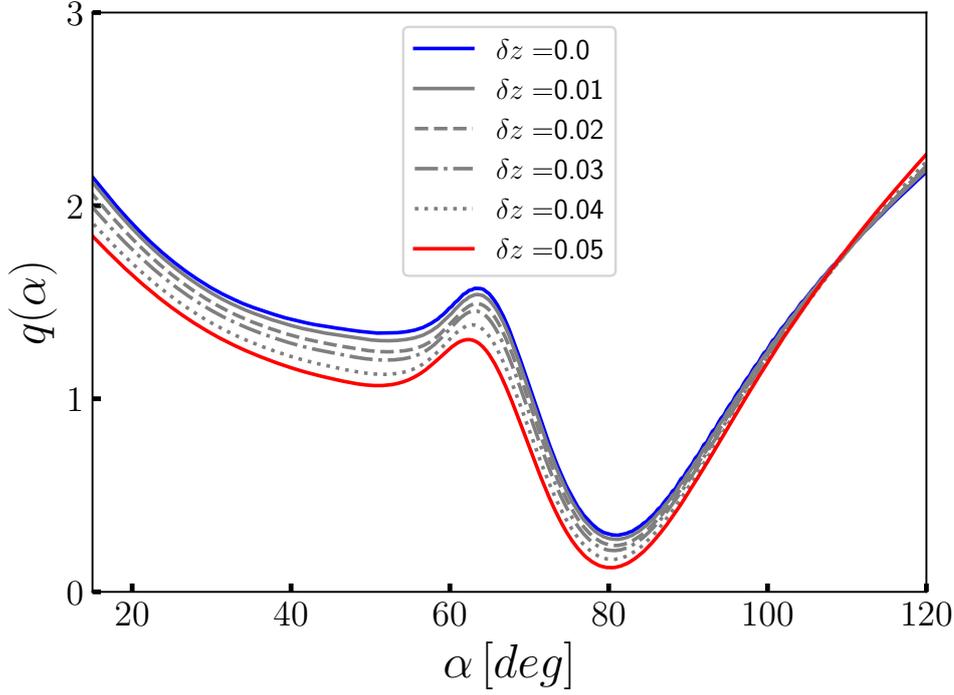


Figura 25 – A 3PACF reduzida teórica para vários casos de δz . Em particular, estamos avaliando o efeito de projeção baseado nos casos com $\delta z = 0.0$ (linha azul) e $\delta z = 0.05$ (linha vermelha). O desvio obtido para estes casos equivale a $\Delta = 1.12\%$, que será usado para corrigir o valor de α_{FIT} .

obtivemos o resultado $\alpha_{BAO} = 1.59$ rad.

Um outro ponto importante a se destacar se refere ao uso de uma parametrização empírica, representada pela equação 3.14, para ajustar os resultados da 3PACF reduzida e como isto poderia afetar os resultados. Para verificarmos se esta parametrização introduz algum viés nos resultados repetimos o procedimento de gerar 10 000 realizações sintéticas (veja a seção 5.4.1), porém, desta vez, usamos o $q(\alpha)$ teórico, como sendo o verdadeiro (Barriga & Gaztañaga, 2002). Obtivemos o valor de α_{FIT} a partir do ajuste da equação 3.14 para cada realização e calculamos a diferença com respeito ao α_{BAO} teórico. O valor médio dessas diferenças tem 2.1% de desvio com respeito ao valor de entrada, o que representa um erro de $\sigma_{param} = 0.033$ rad devido à parametrização. Estes resultados estão ilustrados na figura 26).

Na prática, este erro corresponde a uma pequena fração do erro sistemático total, cuja a maior contribuição, como vimos anteriormente, vem da incerteza na medição do redshift espectroscópico. Adicionando-se ambas as contribuições em quadratura obtivemos um erro sistemático total de $\sigma_{sys} = 0.087$ rad. Finalmente, usamos a equação 3.15

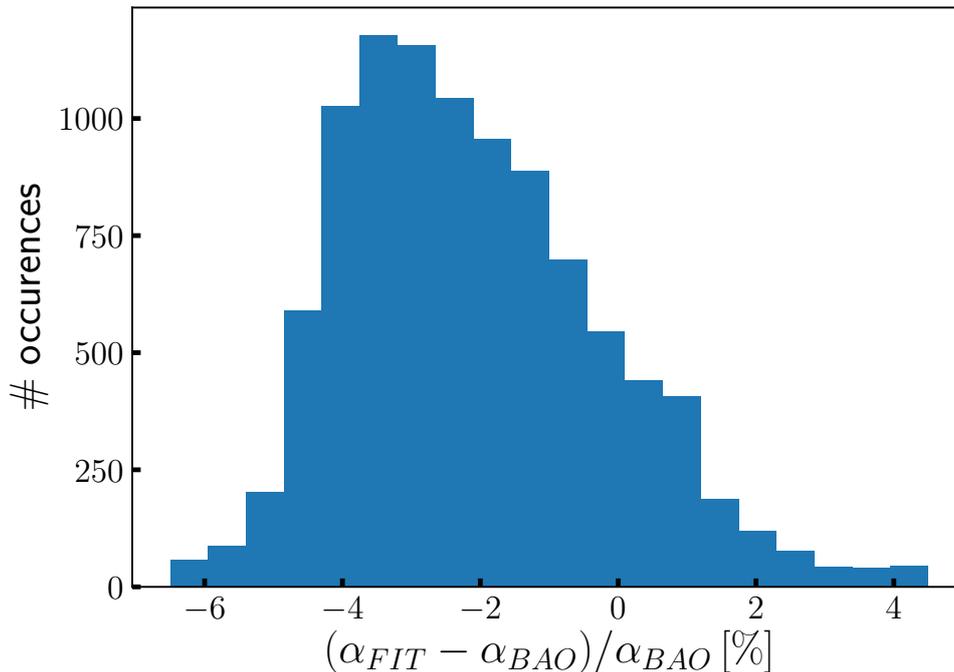


Figura 26 – Avaliação da capacidade da equação 3.14 em recuperar o valor correto de α_{BAO} . O histograma mostra a diferença relativa entre α_{BAO} (valor de entrada) e o valor do ajuste de α_{FIT} obtido para cada uma das 10 000 realizações sintéticas de $q(\alpha)$. Esta análise revela que o valor médio das diferenças tem um desvio de 2.1% com respeito ao valor de entrada α_{BAO} , o que representa um erro de $\sigma_{\text{param}} = 0.033$ rad.

para encontrar $\theta_{BAO} = 1.82^\circ \pm 0.21^\circ$, que leva em conta a combinação dos erros estatísticos e sistemáticos como feito em Carnero et al. (2011), além das incertezas em θ_1 e θ_2 . Lembrando que no capítulo 4 (de Carvalho et al., 2018), usando os resultados extraídos somente pela 2PACF obtivemos, $\theta_{BAO} = 1.77^\circ \pm 0.31^\circ$

5.5 Considerações Finais

A aglomeração de matéria no Universo é investigada, atualmente, com catálogos de dados com altas densidades numéricas, superficial e volumétrica, e profundos em redshift, através da função de correlação de n -pontos.

No capítulo 4 (de Carvalho et al., 2018) usamos a versão angular da função de correlação de dois pontos, a 2PACF, para procurar pela assinatura do fenômeno BAO no catálogo de quasares DR12 da colaboração SDSS, em uma casca de redshift com $z \in [2.20, 2.25]$, considerando apenas os quasares localizados na calota galáctica norte,

NGC, detectando o sinal angular BAO em $\theta_{BAO}^{2PACF} = 1.77^\circ \pm 0.31^\circ$, com um significância estatística de 2.12σ .

De maneira complementar, analisamos neste capítulo as características do fenômeno BAO considerando, novamente, o catálogo de quasares DR12 da colaboração SDSS, na mesma casca de redshift do capítulo 4. Contudo, desta vez temos pelo menos duas novidades: a estatística usada foi a versão angular da função de correlação de três pontos, a 3PACF; e para os dados, consideramos os quasares localizados tanto no NGC quanto na calota galáctica sul, SGC. Como resultado, detectamos o sinal angular BAO através da 3PACF reduzida em $\theta_{BAO}^{3PACF} = 1.82^\circ \pm 0.21^\circ$, com uma significância estatística de 2.9σ . Este resultado está em excelente concordância com aquela medida do capítulo 4, reforçando a robustez do sinal BAO para os quasares no redshift médio $\bar{z} = 2.225$.

Adicionalmente, realizamos diversos testes de robustez para confirmar e validar todos os passos de nossa metodologia, utilizada para detectar o sinal angular BAO nos dados de quasares. Para estimar as barras de erro e a significância estatística de nossos resultados, usamos 200 simulações lognormais de quasares. Para cada simulação, foi estimada a 2PACF e a 3PACF e, finalmente, calculamos a 3PACF reduzida, $q(\alpha)$. Por último, a matriz de covariância foi calculada para cada caso, através do procedimento desenvolvido na seção 5.4.2.

A significância estatística da medida de θ_{BAO} foi obtida comparando-se a parametrização dada pela equação 3.14, para os casos com e sem o sinal BAO. Para isto, usamos o inverso da matriz de covariância extraída das simulações de quasares. Além disso, os resultados do teste nulo garantem que os catálogos randômicos utilizados não têm qualquer sinal que possam contaminar os nossos resultados.

Finalmente, vale a pena destacar que, até onde podemos observar, esta é a primeira vez que a função de correlação angular de três pontos foi estimada em escalas suficientemente grandes, de modo que o fenômeno BAO pudesse ser sondado o que levou, conseqüentemente, à detecção de maneira significativa da sua assinatura.

6 Escala Acústica Bariônica em $z_{ef} = 0.11$ com Galáxias Azuis do SDSS

Aqui, apresentamos os resultados obtidos para a escala acústica tanto do ponto de vista angular, através da 2PACF, quanto do ponto de vista 3D, a partir da 2PCF. Os dados usados foram extraídos da colaboração SDSS e dizem respeito a análises na distribuição das galáxias azuis. Do ponto de vista angular, a medida obtida para escala acústica representa a primeira medida feita para um redshift tão baixo, em $z_{ef} = 0.11$. Adicionalmente, do ponto de vista 3D, extraímos a escala acústica em $z_{ef} = 0.135$ usando a aproximação cosmográfica e, com esses resultados, restringimos parâmetros de modelos cosmológicos. Este capítulo foi submetido à revista científica *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* com o título *Baryon acoustic scale at $z_{eff} = 0.11$ with the SDSS blue galaxies*.

6.1 Introdução

Embebidas em uma distribuição tridimensional de matéria cósmica luminosa estão as assinaturas geométricas oriundas das oscilações acústicas bariônicas primordiais (Peebles & Yu, 1970; Sunyaev & Zeldovich, 1970; Bond & Efstathiou, 1984; Eisenstein et al., 2005; Cole et al., 2005). Estas assinaturas podem ser reveladas, estatisticamente, na estrutura em grande escala do Universo através de catálogos astronômicos numericamente densos e, do ponto de vista prático, ser usadas como réguas padrão que podem ser empregadas em medições de distâncias.

Estas análises têm sido feitas através do uso de diferentes traçadores cósmicos em uma variedade de catálogos astronômicos, como o Sloan Digital Sky Survey (SDSS), o 6dF Galaxy Survey ¹, e o WiggleZ Dark Energy Survey ² (Percival et al., 2010; Beutler et al., 2011; Blake et al., 2011; Alam et al., 2017), entre outros. Como resultado dessas análises, um conjunto preciso de medidas de distância, para diversos valores de redshift, têm descrito a dinâmica do Universo de maneira inequívoca (Bond & Efstathiou, 1984; Eisenstein & Hu, 1998; Bassett & Hlozek, 2010; Weinberg et al., 2013).

As medidas de distância derivadas das BAO's têm sido obtidas, principalmente, por meio da função de correlação de dois pontos. Existem pelo menos três maneiras distintas de se usar a 2PCF para extrair informações a cerca da assinatura BAO. A primeira aproximação é baseada no ponto de vista tridimensional, normalmente aplicada em um amplo intervalo de redshift e assumindo-se um modelo cosmológico fiducial que será

¹ <<http://www.6dfgs.net>>

² <<http://wigglez.swin.edu.au/site/>>

usado para transformar redshift em distância radial e, por fim, através das coordenadas angulares de cada objeto, obter as distâncias comóveis entre todos os possíveis pares de objetos formados em um determinado conjunto de traçadores cósmicos. A assinatura BAO obtida através dessa aproximação é usada para determinar a escala do horizonte acústico, r_s , e a distância média esférica, D_V (Eisenstein et al., 2005; Percival et al., 2010; Beutler et al., 2011; Blake et al., 2011).

As outras duas aproximações, basicamente se resumem à dividir o espaço 3D em dois outros subespaços independentes. O primeiro subespaço usa a informação bidimensional, de modo que, os dados pertençam a uma casca de redshift, projetada na esfera celestial. Deste modo, a partir das coordenadas angulares de cada objeto são calculadas as separações angulares entre todos os possíveis pares destes traçadores; com essa informação é construída a função de correlação angular de dois pontos, 2PACF, para a qual, a distância de diâmetro angular, D_A , pode ser obtida uma vez que r_s seja conhecida (Sánchez et al., 2011). Em particular, para minimizar o efeito de projeção presente nesta aproximação, é necessário que os dados estejam em uma casca fina de redshift (Carnero et al., 2011; Carvalho et al., 2016).

A terceira possibilidade se baseia no uso da informação unidimensional (1D), baseada apenas no redshift, através da função de correlação radial de dois pontos. Este método foi desenvolvido por Sánchez et al. (2013) e aplicado aos dados do DR12 da colaboração SDSS por Marra & Chirinos Isidro (2019).

Independente dos prós e contras de cada aproximação, a metodologia 2D é “quase” independente de modelo cosmológico, com uma dependência fraca na cosmologia fiducial assumida e que será explicada na seção 6.4.1. Esta metodologia bidimensional será a principal ferramenta adotada neste capítulo, a fim de medir a escala angular BAO, θ_{BAO} , além da distância de diâmetro angular, D_A . Apesar de alguns trabalhos que usam a análise 3D, reportados na literatura, apresentarem medidas da distância de diâmetro angular para um dado redshift, esses resultados, geralmente, são obtidos assumindo-se uma cosmologia fiducial sendo, conseqüentemente, um método dependente de modelo cosmológico (Alam et al., 2017).

A aproximação 2D, usada para a obtenção da escala angular BAO, não foi vastamente aplicada às distribuições de dados anteriores ao ano de 2011, principalmente por que a densidade numérica de objetos não era suficiente para fornecer uma medida de θ_{BAO} com uma boa razão sinal-ruído, principalmente para os casos de uma casca fina de redshift. Contudo, os dados disponíveis atualmente têm melhorado progressivamente com respeito ao quesito densidade numérica. Análises recentes têm reportado medidas de θ_{BAO} usando amostras de galáxias luminosas vermelhas e quasares para diversos redshifts (Carnero et al., 2011; Simoni et al., 2013; Salazar-Albornoz et al., 2014; Salazar-Albornoz et al., 2017; Carvalho et al., 2016; Alcaniz et al., 2017; Abbott et al., 2018; de Carvalho et

al., 2018).

Neste capítulo, com o intuito de buscarmos a assinatura BAO, aplicaremos a análise bidimensional em objetos cósmicos com baixo redshift, ou seja, $z \ll 1$, extraídos de um traçador cósmico pouco utilizado pela comunidade científica, a amostra de galáxias azuis do SDSS (Avila et al., 2019). Além disso, para o caso desta amostra em tão baixo redshift, realizamos uma análise 3D para a qual usamos a aproximação cosmográfica para estimar as distâncias, tornando possível um tratamento independente de modelo cosmológico.

A organização deste capítulo é a seguinte: na seção 6.2 fornecemos os detalhes sobre a amostra das galáxias azuis selecionadas da base de dados do SDSS; na seção 6.3 descrevemos as ferramentas estatísticas e a metodologia empregada nas análises; nas seções 6.4 e 6.5 apresentamos e discutimos os nossos resultados com respeito às análise 2D e 3D, respectivamente e; finalmente, na seção 6.6 são feitas as nossas considerações finais.

6.2 A Amostra de Galáxias Azuis e o Catálogo Randômico

A seleção das galáxias azuis usadas neste capítulo foi feita com base no diagrama *cor-cor* de galáxias da colaboração SDSS, usando as magnitudes nas bandas u , g e r como referência (York et al., 2000). Assim como nos capítulos 4 e 5, os dados utilizados aqui fazem parte da décima segunda liberação de dados, o DR12, desta colaboração (Alam et al., 2015). Adicionalmente, as magnitudes de cada galáxia foram corrigidas, em função da extinção galáctica, que ocorre devido à presença de moléculas e poeira interestelares, entre outros; seguindo a metodologia proposta por Schlegel, Finkbeiner & Davis (1998). Finalmente, aplicamos a correção- k , necessária para corrigir as mudanças no comprimento de onda efetivo no referencial de repouso dos filtros usados na medição das magnitudes; usando uma versão do *K-correction calculator* para o software PYTHON³ (Chilingarian, Melchior & Zolotukhin, 2010; Chilingarian & Zolotukhin, 2011).

Em geral, a maior parte das galáxias azuis é obscurecida por poeira, como consequência, elas ocupam as partes vermelhas do diagrama *cor-magnitude* de galáxias, tanto no Universo local, em baixos redshifts (Sodré, Silva & Santos, 2013), quanto em altos redshifts (Gonçalves et al., 2012). Por conta disso, as magnitudes u , g e r , medidas pelo SDSS, foram corrigidas pelo avermelhando intrínscico, através do fluxo das linhas de emissão $H\alpha$ e $H\beta$ (maiores detalhes são descritos em Brinchmann et al. (2004)). Seguindo Calzetti, Kinney & Storchi-Bergmann (1994), determinamos o excesso intrínscico $B - V$ através da expressão

$$E(B - V) = 0.935 \ln \left(\frac{H_\alpha/H_\beta}{2.88} \right) \times 0.44. \quad (6.1)$$

³ <<http://kcor.sai.msu.ru/getthecode/>>

Em seguida, convertemos $E(B - V)$ em extinção nas bandas do SDSS seguindo Calzetti et al. (2000)

$$A_\lambda = k_\lambda \times E(B - V), \quad (6.2)$$

onde

$$k(\lambda) = 1.17 \left(-2.156 + \frac{1.509}{\lambda} - \frac{0.198}{\lambda^2} + \frac{0.011}{\lambda^3} \right) + 1.78, \quad (6.3)$$

para $0.12 \leq \lambda[\mu\text{m}] \leq 0.63$, e

$$k(\lambda) = 1.17 \left(-1.857 + \frac{1.040}{\lambda} \right) + 1.78, \quad (6.4)$$

para $0.63 \leq \lambda[\mu\text{m}] \leq 2.20$.

A figura 27 mostra o diagrama *cor-cor* de galáxias para a amostra analisada. Definimos galáxias azuis como sendo aquelas que obedecem aos critérios $0.0 < g - r < 0.6$ e $0.0 < u - r < 2.0$, dentro desse diagrama.

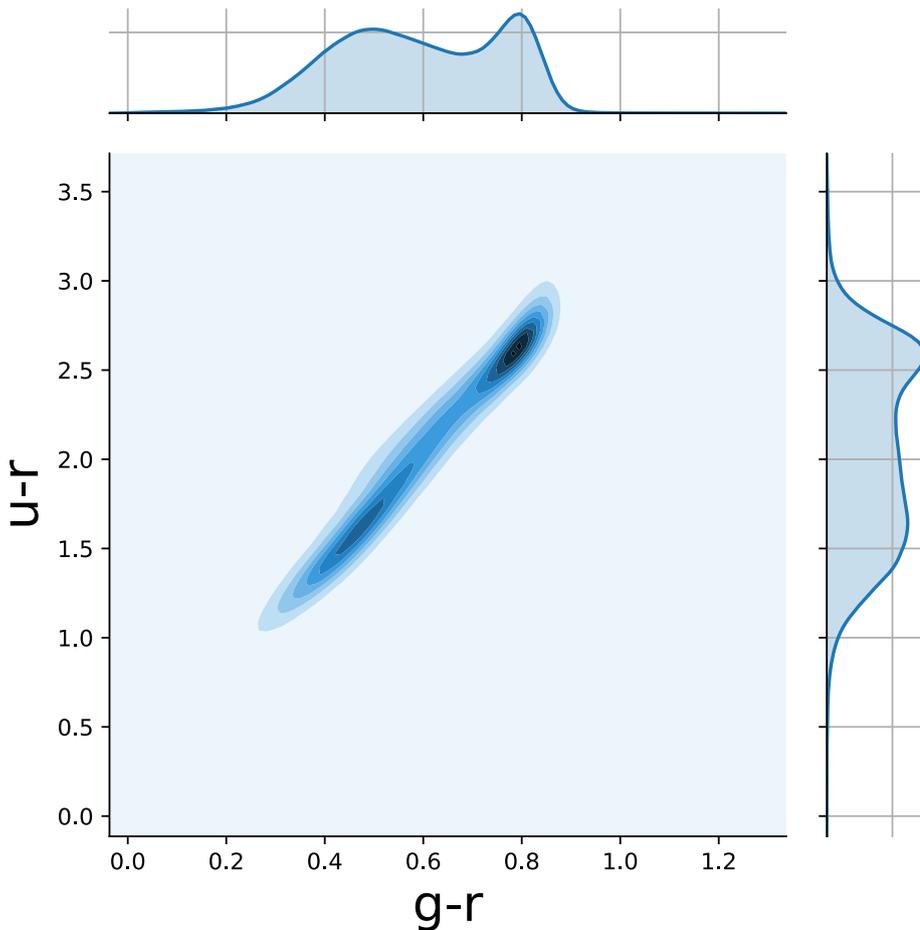


Figura 27 – Diagrama *cor-cor* para as galáxias da colaboração SDSS, corrigidas pelas extinções galácticas e intrínscas. As linhas horizontal e vertical mostram uma distribuição bimodal para as cores $g - r$ e $u - r$, respectivamente. Figura retirada de Avila et al. (2019).

Consideramos as galáxias azuis pertencentes apenas ao NGC, ilustradas na figura 28, que correspondem a uma área de, aproximadamente, $7\,000\text{ deg}^2$. Fora do NGC as galáxias estão distribuídas de maneira irregular, por isto estas regiões foram excluídas das análises. Seleccionamos, a partir desta amostra, duas subamostras: a primeira, usada para a análise bidimensional, com distribuição de redshift, de modo que, $z \in [0.105, 0.115]$, com $\delta z = 0.01$, contendo um total de $N_g = 15\,942$ galáxias azuis e; a segunda subamostra, no intervalo $z \in [0.05, 0.2]$, usada na análise 3D, com $N_g = 192\,368$ galáxias azuis.

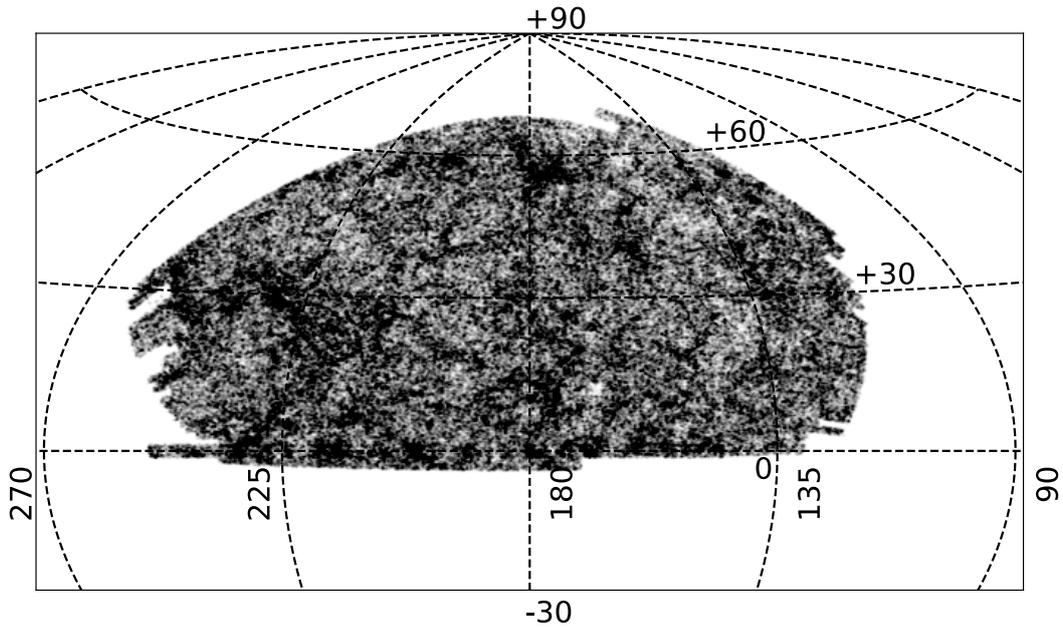


Figura 28 – Amostra de galáxias azuis do SDSS, distribuídas no céu em coordenadas equatoriais J2000, expressas em graus.

Para otimizar a razão sinal-ruído entre a variância da amostra e o ruído estatístico aplicamos os pesos FKP (Feldman, Kaiser & Peacock, 1994), w_{FKP} , nas galáxias azuis estudadas. Esta “pesagem” é independente da escala analisada, dependendo apenas do redshift e da densidade numérica n de galáxias para este redshift, de modo que

$$w_{FKP}(z) = \frac{1}{1 + n(z)P_0}, \quad (6.5)$$

onde P_0 é a amplitude do espectro de potência para um comprimento de onda de interesse, para o qual usamos $P_0 \simeq 10\,000 h^{-3}\text{Mpc}^3$, que corresponde, aproximadamente, à amplitude relevante para o sinal BAO, em $k \approx 0.15h\text{Mpc}^{-1}$ (Eisenstein et al., 2005; Beutler et al., 2011; Carter et al., 2018). Este peso é usado, principalmente, pelo fato de estarmos executando uma análise 3D uma vez que no caso bidimensional esta pesagem não tem efeito significativo pois o intervalo de redshift estudado é muito estreito e, conseqüentemente, $n(z) \approx \text{constante}$. As distribuições de redshift, para os casos antes e depois de os

pesos w_{FKP} terem sido aplicados, são mostradas na figura 29. O redshift efetivo para a amostra de galáxias azuis, considerando-se os pesos, é obtido através da expressão

$$z_{ef}(z) = \frac{\sum_{i=1}^{N_g} z_i w_i(z)}{\sum_{i=1}^{N_g} w_i(z)}, \quad (6.6)$$

onde w_i é o peso atribuído através da equação 6.5 ao objeto para o qual o redshift medido é z_i . No caso bidimensional, com a casca de redshift no intervalo $z \in [0.105, 0.115]$, o redshift efetivo corresponde a $z_{ef}^{2D} = 0.1103$; para o caso 3D, uma vez que $z \in [0.05, 0.2]$, encontramos $z_{ef}^{3D} = 0.135$.

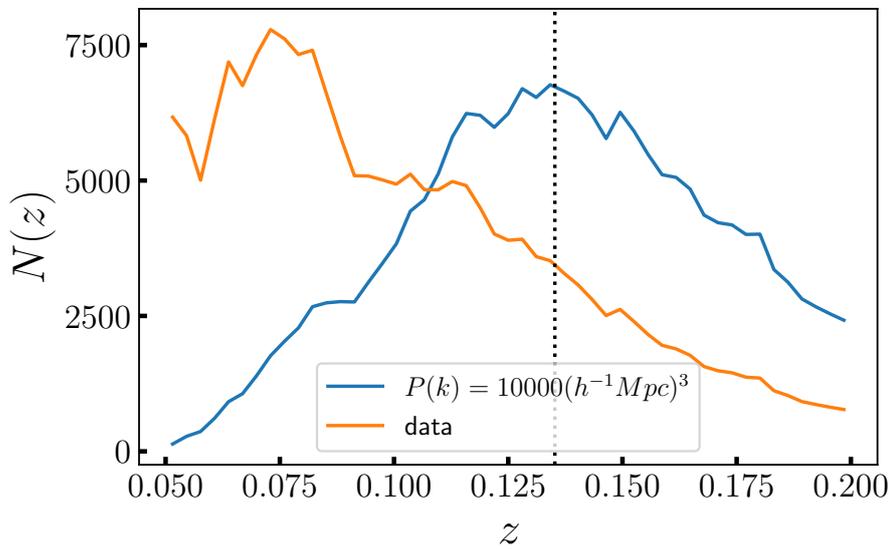


Figura 29 – Distribuição de galáxias azuis do SDSS por redshift para a amostra original (curva laranja) e para o caso em que os pesos w_{FKP} foram aplicados (curva azul). O redshift efetivo para a amostra “pesada” corresponde a $z_{ef} = 0.135$, representado pela linha vertical pontilhada.

De maneira complementar, foram produzidos dois catálogos randômicos para este capítulo, ambos com $N = 50N_g$, um para a análise 2PACF (2D) e o outro para a análise 2PCF (3D). Os detalhes sobre a geração desses catálogos randômicos podem ser vistos no apêndice A.2. No caso 3D, em particular, foi gerada uma distribuição randômica de redshift de modo a reproduzir a distribuição de redshift das galáxias azuis.

6.2.1 Simulações Lognormais para as Galáxias Azuis

Para estimar as barras de erro dos resultados obtidos a partir da aplicação da função de correlação de dois pontos, tanto angular quanto espacial; ajustar os parâmetros relevantes

e; obter a significância estatística do sinal BAO, geramos dois conjuntos de simulações lognormais de céu inteiro a partir do software **FLASK** (Xavier, Abdalla & Joachimi, 2016), descrito na seção 5.2.1, um para cada caso, ou seja, 2D e 3D. Para isto, assumimos o modelo cosmológico Λ CDM, com os parâmetros obtidos pela colaboração Planck, de 2018 (Aghanim et al., 2018), para gerar os C_ℓ através do software **CAMBsources**.

Na prática, uma máscara angular e outra radial foram aplicadas a estas simulações, de modo que, a geometria das simulações obedece àquela dos dados (veja a figura 11). No caso da máscara radial, para o conjunto de simulações usado para as análises referentes a 2PACF, usamos uma função do tipo degrau, com densidade numérica de galáxias dentro do intervalo $0.105 \leq z \leq 0.115$ igual a, aproximadamente, 2.3 deg^{-2} , e nula fora deste intervalo. No caso 3D, usamos uma distribuição gaussiana para gerar objetos no intervalo $0.05 \leq z \leq 0.2$, com uma densidade numérica de galáxias azuis de 27.5 deg^{-2} , a mesma dos dados.

Assim como no caso das simulações lognormais para os quasares, descritas na seção 5.2.1, incluímos todas as contribuições disponíveis para os C_ℓ no **CAMBsources**, isto é, lenteamento gravitacional, efeito RSD, e aglomeração não-linear de estruturas. Além disso, adotamos um resolução angular para estas simulações de $\sim 0.11^\circ$, através do software **Healpix**⁴ (Gorski et al., 2005), o que equivale ao parâmetro $N_{\text{side}} = 512$, representando um total de 3 145 728 pixels na esfera celeste. Como mencionado anteriormente, para o caso de escalas menores que 0.11° , os pontos foram distribuídos de maneira homogênea.

6.3 Os Estimadores da Função de Correlação de Dois Pontos

Como mencionado anteriormente, a principal motivação deste capítulo é extrair uma medida da escala angular BAO em baixo redshift, a partir da amostra de galáxias azuis do SDSS, complementando as medidas feitas nos capítulos anteriores com quasares e as medidas feitas, por exemplo, em Carvalho et al. (2016) com galáxias luminosas vermelhas. Esta análise bidimensional será feita através da 2PACF aplicada em uma casca fina de redshift, com $z_{ef} = 0.11$. Adicionalmente, considerando que estamos lidando com uma amostra de objetos em baixos redshifts, $z \in [0.05, 0.2]$, executamos uma análise tridimensional da 2PCF, a partir de uma análise independente de modelo, usando para isso a cosmografia (Visser, 2005). Desta maneira, confirmamos as principais características previstas teoricamente e em simulações para as oscilações acústicas bariônicas (Seo et al., 2008; Crocce & Scoccimarro, 2008; Seo et al., 2010), com respeito à formação não-linear de estruturas em baixo redshift: (a) a assinatura BAO é diluída, mas ainda assim é detectável; (b) a localização da assinatura BAO é deslocada ligeiramente para escalas menores ($1 - 2 h^{-1} \text{Mpc}$).

⁴ <<http://healpix.sourceforge.net>>

6.3.1 A Função de Correlação de Dois Pontos

Como mencionado nos capítulos anteriores, o estudo da aglomeração de galáxias, ou outro traçador cosmológico, é geralmente feita com base na 2PCF (Peebles & Hauser, 1974; Davis & Peebles, 1983; Hewett, 1982; Hamilton, 1993; Landy & Szalay, 1993). Na maioria das vezes, a 2PCF é estimada a partir da contagem de pares de objetos em um determinado conjunto de dados, separados por uma distância s , $DD(s)$, comparados a pares de objetos simulados pertencentes a uma amostra randômica, $RR(s)$, com características semelhantes às dos dados.

Neste capítulo, para o caso da análise 3D, usaremos o estimador LS (Landy & Szalay, 1993), expresso pela equação 4.1. No caso da análise 2D, usaremos a versão angular deste mesmo estimador, expresso pela equação 4.2. Lembrando que, para o caso angular, substituímos as contagens $DD(s)$ por $DD(\theta)$, e assim sucessivamente, onde o termo θ representa a separação angular, dada pela expressão 4.3, entre o par de objetos.

Usualmente, na análise 3D é assumido um modelo cosmológico fiducial (normalmente o modelo assumido é o Λ CDM plano) para converter redshift em distância radial (veja a seção 2.2.2) para cada objeto cósmico e, a partir dessas distâncias radiais e das coordenadas angulares, medidas de maneira direta, são calculadas as distâncias comóveis entre os pares de objetos (veja Matsubara, Szalay & Pope (2004), para expressões que levam em conta a curvatura do espaço-tempo). Finalmente, a 2PCF é construída baseada nessas distâncias entre pares.

Contudo, uma vez que estamos analisando objetos em baixos redshifts, temos uma oportunidade excepcional para lançar mão da cosmografia (veja Visser (2005)) para calcular as distâncias radiais. Deste modo, é possível estimar a 2PCF sem a assunção de um modelo fiducial e, a partir desta, obter o horizonte acústico r_s de uma maneira independente de modelo.

Uma vez que estamos considerando objetos com $z \leq 0.2$, a distância radial comóvel, r , entre o observador (nós) e uma galáxia azul qualquer, localizada em um dado redshift z , pode ser obtida, para um Universo plano, através da cosmografia (Visser, 2005; Li, Du & Xu, 2019) pela expressão:

$$r(z) \simeq \frac{cz}{H_0} \left[1 - \frac{1}{2}(1 + q_0)z \right], \quad (6.7)$$

onde H_0 e q_0 representam a constante de Hubble e o parâmetro de desaceleração, respectivamente. Esta expressão representa a aproximação cosmográfica em segunda ordem em que, para o caso $z \leq 0.2$, se distancia em $< 1\%$ do modelo Λ CDM plano para qualquer valor de q_0 no intervalo $q_0 \in [-0.5, -0.6]$. Adicionalmente, o parâmetro q_0 pode ser expresso em função dos parâmetros de densidade como $q_0 = \sum_i \Omega_{i0}(1 + 3w_i)$ (Bolotin et al., 2015), com $w_i = 0$ e -1 para a matéria e a energia escura, respectivamente; de modo que, considerando os parâmetros de densidade obtidos por Aghanim et al. (2018), encontramos

$q_0 = -0.53 \pm 0.01$. Entretanto, usando outros conjuntos de dados, os valores encontrados para q_0 , em geral, encontram-se no intervalo $q_0 \in [-0.5, -0.6]$ (Amirhashchi, 2018). Contudo, adotamos um valor intermediário para este parâmetro de modo que $q_0 = -0.55$.

Assim, a distância comóvel entre um par de galáxias, localizados nos redshifts z_1 e z_2 , será obtida através da expressão

$$s = \sqrt{r^2(z_1) + r^2(z_2) - 2r(z_1)r(z_2)\cos\theta_{12}}, \quad (6.8)$$

com θ_{12} sendo a separação angular entre os objetos pertencentes ao par, expressa pela equação 4.3.

Um excesso de probabilidade em torno de alguma escala, como aquele que acontece no caso da escala BAO, irá aparecer como um pico suavizado no gráfico ξ versus s . Para determinarmos o valor desta escala acústica r_s correspondente ao pico BAO na 2PCF, $\xi(s)$, usaremos uma extensão do método proposto por Sánchez et al. (2011), descrito na seção 3.2.1, baseado na parametrização empírica de $\xi = \xi(s)$, na forma

$$\xi(s) = \alpha + \beta s^\delta + \mathcal{C} \exp^{-(s-r_s)/2\Sigma_{BAO}^2} + \mathcal{D}s^{-1}, \quad (6.9)$$

onde α , β , δ , \mathcal{C} , \mathcal{D} , r_s e Σ_{BAO} são parâmetros livres. Esta equação paramétrica, consequentemente, será usada para a obtenção da escala BAO, r_s , de um modo independente de modelo. Além disso, o erro associado a este parâmetro será derivado da matriz de covariância dos parâmetros ajustados como um erro estatístico.

6.4 Análise Bidimensional das Galáxias Azuis

Exploramos aqui a amostra de galáxias azuis através de uma análise bidimensional. Considerando o tamanho N_g dessa amostra, discutimos inicialmente os detalhes para a aplicação da 2PACF aos dados e, em seguida, descrevemos as análises relacionadas com as barras de erro obtidas para a 2PACF e a respectiva significância estatística do sinal angular BAO.

Adotando o estimador LS para a 2PACF, expresso pela equação 4.2, estimamos $w(\theta)$ para uma amostra de galáxias azuis pertencentes a uma casca fina de redshift, de modo que, $z \in [0.105, 0.115]$, com $\delta z = 0.01$ e $z_{ef} = 0.11$, contendo um total de $N_g = 15\,942$ galáxias. Seguindo os critérios adotados nos capítulos anteriores, a seleção desta casca em particular obedeceu ao critério de maior significância estatística. Além disso, para a amostra analisada, descrita na seção 6.2, este intervalo de redshift maximiza a quantidade de objetos por área, aumentando assim o sinal-ruído dos resultados.

A 2PACF foi estimada para segmentos igualmente espaçados da separação angular θ , no intervalo $5^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$, em um total de $N_b = 20$ segmentos, onde cada segmento tem um tamanho de 1.25° (maiores detalhes sobre este procedimento foram descritos no capítulo 4). Para extrair a posição do pico angular BAO, usamos a equação 3.12 para

ajustar os resultados obtidos pela 2PACF aplicada aos dados e assim obter os parâmetros θ_{FIT} e σ_{FIT} . O resultado deste procedimento pode ser observado na figura 30, onde os pontos azuis com as respectivas barras de erro representam a 2PACF extraída das galáxias azuis, para os quais o procedimento de ajuste, representado pela curva vermelha, gerou os valores $\theta_{FIT} = 19.42^\circ$ e $\sigma_{FIT} = 3.26^\circ$. Os resultados obtidos do procedimento de ajuste são resumidos na tabela 4, onde apresentamos os resultados para os demais parâmetros A , B , γ e C .

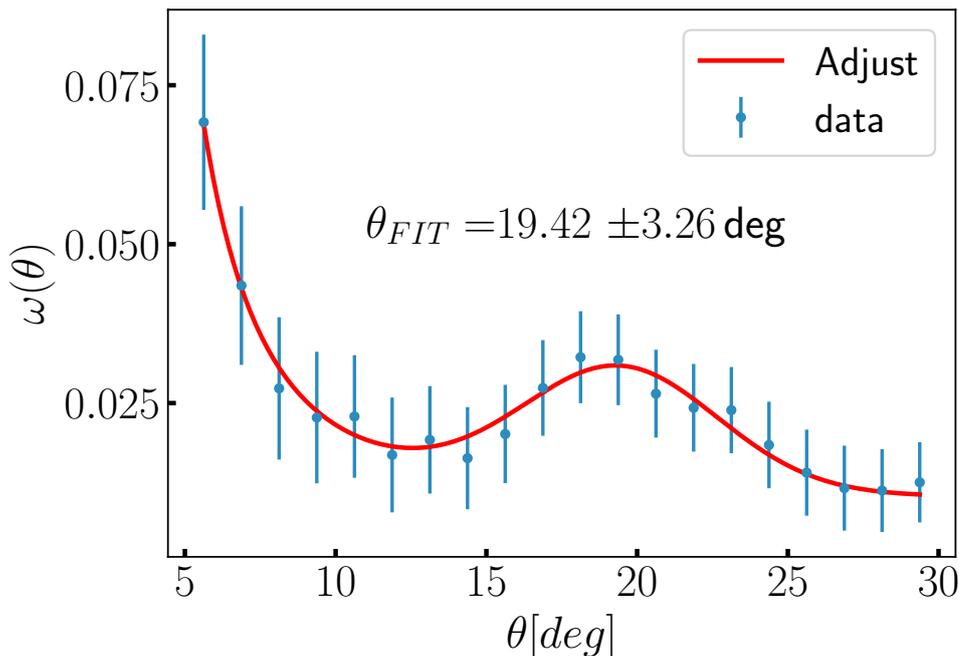


Figura 30 – A 2PACF calculada para a amostra de galáxias azuis pertencentes à casca de redshift com $z \in [0.105^\circ, 0.115^\circ]$ (pontos azuis) e o melhor ajuste obtido através da equação 3.12 (linha contínua vermelha). O intervalo para a separação angular θ vai de 5° a 30° (eixo horizontal), dividido em $N_b = 20$ segmentos, igualmente espaçados. Os valores de θ_{FIT} e σ_{FIT} indicados representam o melhor ajuste obtido via método dos mínimos quadrados.

6.4.1 Efeito de Projeção para as Galáxias Azuis

Como vimos no capítulo 3, para acessar o valor de θ_{BAO} é necessário, primeiramente, corrigir o valor de θ_{FIT} devido ao efeito de projeção que ocorre devido à largura, $\delta z \neq 0$, da casca de redshift. O procedimento usado é idêntico àquele adotado nos capítulos 4 e 5, ou seja, estimamos, do ponto vista teórico, o valor da escala angular BAO para uma casca infinitesimal, de modo que, $\delta z \simeq 0$. Em seguida, repetimos o procedimento, desta vez para o caso $\delta z = 0.01$.

O modelo cosmológico adotado para realizar esta análise numérica foi o modelo Λ CDM plano, com parâmetros idênticos aqueles obtidos pela colaboração Planck (Agha-

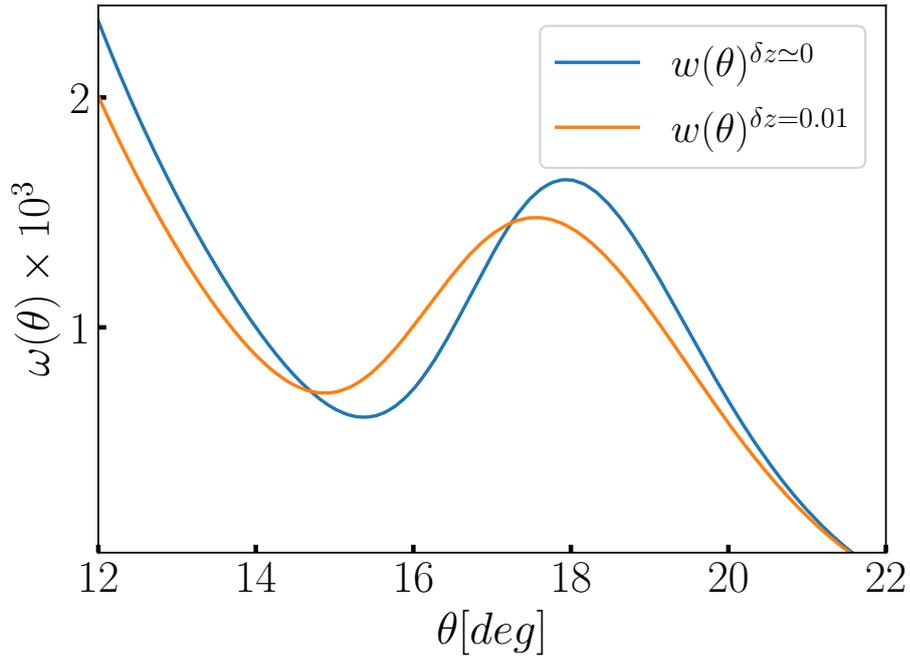


Figura 31 – Análise numérica com respeito ao efeito de projeção para o caso cuja largura da casca de redshift corresponde à $\delta z = 0.01$ (curva laranja) em comparação com o caso ideal $\delta z \simeq 0$ (curva azul), centradas em $z_{ef} = 0.11$.

nim et al., 2018). Mostramos na figura 31, os resultados obtidos para ambos os casos. Para o caso $\delta z \simeq 0$, obtivemos $\theta_{FIT} = 17.93^\circ$, curva azul, considerado como valor de referência. No segundo caso, para $\delta z = 0.01$, o valor obtido foi de $\theta_{BAO} = 17.58^\circ$.

Esses resultados correspondem a um fator de correção para θ_{FIT} equivalente à $\alpha_p = 1.96\%$, mostrando que, devido a largura $\delta z = 0.01$, o pico angular BAO é levemente deslocado para a esquerda, como esperado. Consequentemente, a posição da escala angular acústica obtida foi de $\theta_{BAO}(z_{ef}) = \theta_{BAO}(0.11) = 19.8^\circ$. Lembrando, novamente, que a escolha arbitrária de um modelo cosmológico, usado para corrigir a posição do pico angular BAO devido ao efeito de projeção, introduz um erro do tipo sistemático de 1% e que será propagado para a medida de erro final de θ_{BAO} . Contudo, como mencionado anteriormente, para sermos consistentes com o ponto obtido para a amostra de quasares no capítulo 4, além dos pontos obtidos, a partir de amostras de galáxias vermelhas, nos trabalhos de Carvalho et al. (2016), Alcaniz et al. (2017) e Carvalho et al. (2017), assumimos o erro na medida de θ_{BAO} como sendo o valor de σ_{FIT} , o que representa uma medida conservadora para este erro.

Além disso, gostaríamos de ressaltar que, seguindo o método de Sánchez et al. (2011) (veja, adicionalmente, a referência Carnero et al. (2011)) O erro final na medida da escala angular BAO, considerando tanto as fontes sistemáticas de erro quanto o erro estatístico em θ_{FIT} (no caso do erro estatístico, o valor equivale a 5% da medida de

θ_{FIT}), poderia ser de 1.05° , particularmente pequeno uma vez que estamos lidando com dados espectroscópicos, para os quais, as medidas de redshift são bastante precisas, principalmente para redshifts baixos. Lembrando que uma das principais fontes de erro nesse método seria a incerteza na medição do redshift. Na seção 6.4.4 indicamos o valor do erro medido devido a esta incerteza no redshift para o caso das galáxias azuis.

6.4.2 Estimando a Matriz de Covariância para as Galáxias Azuis

Para estimarmos a matriz de covariância, fundamental para a obtenção das barras de erro para a 2PACF e a 2PCF e no ajuste dos parâmetros das equações paramétricas 3.12 e 6.9, respectivamente, além da significância estatística dos resultados, usamos dois conjuntos de simulações, descritas na seção 6.2.1. Cada conjunto de simulações possui um total de $N = 1000$ amostras onde, para cada amostra, foram obtidas as funções de correlação angular, $w(\theta)$, e espacial 3D, $\xi(s)$. Com isso, a partir da equação 5.4, obtivemos a matriz de covariância para cada caso.

Na figura 33, apresentamos a matriz de covância reduzida (também conhecida como matriz de correlação), para o caso da função de correlação angular de dois pontos. As barras de erro mostradas na figura 30, foram obtidas a partir da raiz quadrada da diagonal principal dessa matriz.

A significância estatística obtida para a medida da escala angular BAO seguiu a metodologia baseada na minimização do χ^2 , como descrito nas seções 4.4.2 e 5.4.2. A partir do inverso da matriz de covariância, usamos a equação 4.4 para determinar os valores de χ^2 para $\alpha \in [0.85, 1.25]$, onde α é o parâmetro de dilatação de escala, para dois casos: no primeiro caso, consideramos o parâmetro $C \neq 0$, obtendo $\chi_{min}^2 = 13.13$ e; no segundo caso, impomos que $C = 0$, para representar o caso sem a escala BAO, para o qual obtivemos ($\chi_{min}^2 = 22.06$). Em ambos os casos χ_{min}^2 corresponde a $\alpha_{min} = 0.996$. Esses resultados podem ser visualizados na figura 32. Além disso, na tabela 4 são apresentados os parâmetros da equação 3.12, obtidos a partir deste procedimento.

Finalmente, como resultado, o caso sem a escala angular BAO é desfavorecido, quando comparado com o caso em que o sinal angular BAO está presente, por $\Delta\chi^2 = 8.92$. Portanto, a detecção do sinal angular BAO obtida neste capítulo tem uma significância estatística de 2.2σ , compatível com a distância do parâmetro C de zero.

6.4.3 Testando a Robustez do Sinal Angular BAO

Seguindo os capítulos anteriores, para confirmar a robustez do sinal angular BAO empregamos o teste de robustez chamado de *small shifts criterium*, descrito na seção 4.4.3 (Carvalho et al., 2016; de Carvalho et al., 2018). Para isto, primeiramente, geramos catálogos

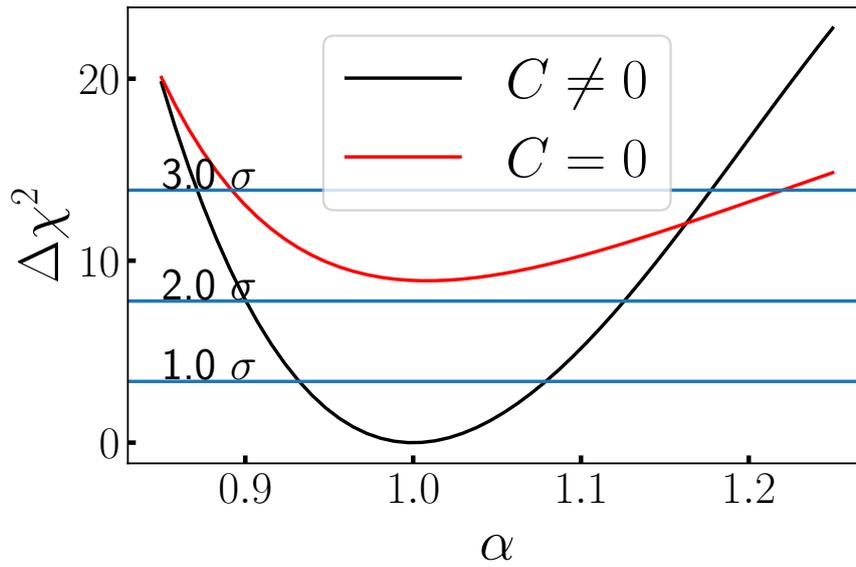


Figura 32 – Análise de χ^2 : as curvas são obtidas a partir das equações 3.12 e 4.4, mantendo-se fixos os parâmetros ajustados previamente, com $C \neq 0$ (a curva preta com o pico BAO) e $C = 0$ (a curva vermelha sem o pico BAO). A matriz de covariância usada foi aquela extraída das simulações de galáxias azuis. A diferença entre as duas curvas para $\alpha_{min} = 0.996$ foi de 8.92, indicando que a medida da escala angular BAO obtida tem uma significância estatística de 2.2σ (97% de nível de confiança).

Tabela 4 – Parâmetros ajustados a partir da equação 3.12 para a 2PACF, obtidos através da minimização do χ^2 , usando para isso a matriz de covariância mostrada na figura 33.

parâmetros de ajuste (equação 3.12)	$N_b = 20$
A	$9.92 \pm 6.41 (\times 10^{-3})$
B	$0.77 \pm 2.05 (\times 10^{-5})$
γ	2.86 ± 1.06
C	19.29 ± 7.43
σ_{FIT}	$3.26^\circ \pm 0.96^\circ$
θ_{FIT}	$19.42^\circ \pm 0.95^\circ$ (stat)

modificados dos dados onde cada galáxia azul teve suas posições angulares perturbadas seguindo uma distribuição gaussiana com média igual à posição original e desvio padrão σ_s . Em seguida, a 2PACF foi obtida para cada catálogo modificado.

Consideramos três casos para σ_s , de modo que, $\sigma_s = 1.0^\circ, 2.0^\circ$ e 3.0° . Para cada caso, foram gerados 100 catálogos perturbados. Os catálogos randômicos usados foram

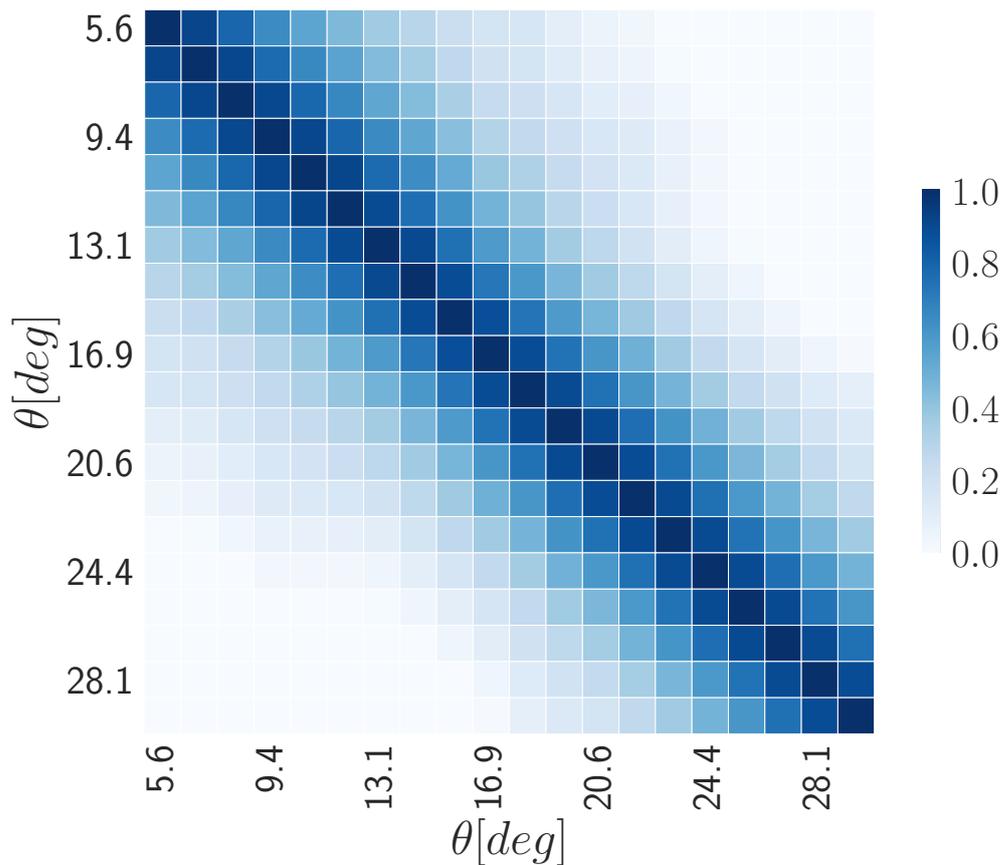


Figura 33 – Matriz de covariância reduzida para o caso da 2PACF, obtida a partir de 1 000 simulações lognormais (descritas na seção 6.2.1).

os mesmos usados na análise principal da seção 6.4. A estimativa final para cada σ_s corresponde à média sobre as 100 2PACF obtidas para cada caso.

Os resultados deste teste estão dispostos na figura 34, onde apresentamos os resultados referentes aos dados originais como pontos pretos com barras de erro (aqueles apresentados na figura 30). Os diferentes valores de σ_s são apresentados como curvas com diferentes cores, como indicado na legenda da figura. Como pode ser observado nesta figura, quanto maior o deslocamento, ou seja, σ_s , mais suavizadas ficam as curvas o que, conseqüentemente, suaviza o pico angular característico da assinatura BAO. Simultaneamente, essas perturbações também suavizam de forma mais contundente outros máximos e mínimos possivelmente oriundos de efeitos sistemáticos e ruído estatístico, presentes na curva original da 2PACF.

6.4.4 Erro Devido à Incerteza no Redshift

Como mencionado no capítulo 3 e demonstrado por Sánchez et al. (2011), a principal fonte de erro sistemático na obtenção da escala angular BAO para catálogos fotométricos vem da

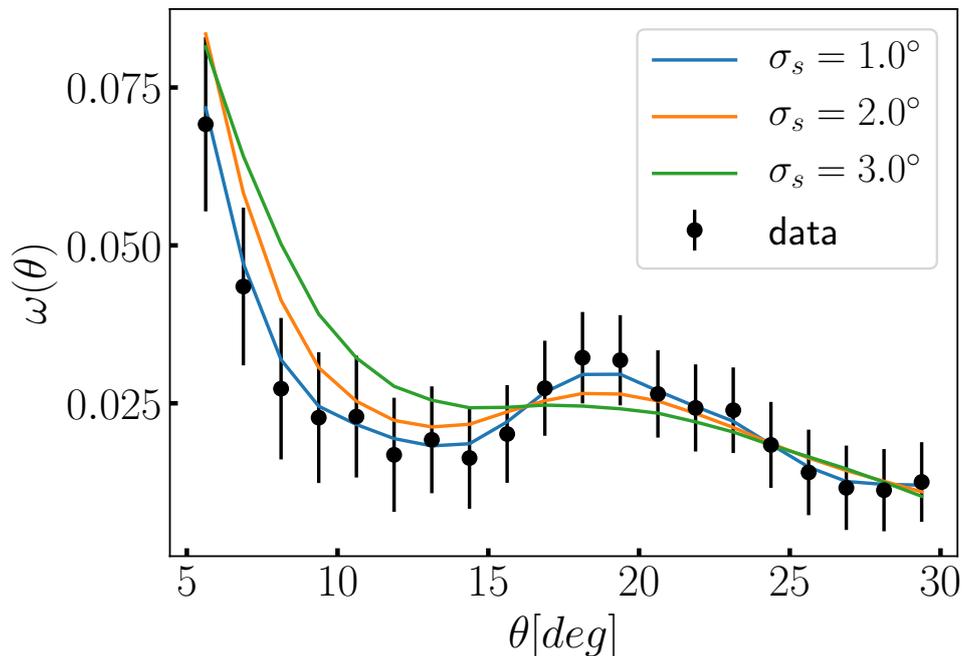


Figura 34 – Teste de robustez: performamos o teste *small shifts criterium* para testar a robustez do sinal angular BAO medido. As coordenadas angulares das galáxias azuis foram modificadas seguindo uma distribuição gaussiana com largura σ_s . Podemos observar que, essas pequenas perturbações nas posições dos objetos são suficientes para destruir os ruídos não-correlacionados porém, a escala angular BAO é persistente. Os pontos representam os resultados originais e as curvas os casos analisados de acordo com a legenda.

incerteza na medição do redshift. Entretanto, a amostra analisada aqui é espectroscópica, sendo a incerteza na medição do redshift razoavelmente pequena.

Contudo, mesmo para o caso espectroscópico, precisamos mensurar o efeito desta incerteza na medição de z na determinação de θ_{BAO} . Para isto, construímos um conjunto de 300 simulações *spec-z* (veja a seção 5.4.3), para as quais consideramos o valor medido de z como sendo o valor verdadeiro, adicionando um erro com distribuição gaussiana de acordo com a incerteza medida para cada z , disponível no catálogo do SDSS. Na prática, cada galáxia azul do catálogo assumirá um novo redshift, de acordo com essa distribuição gaussiana logo, uma nova seleção da casca de redshift é feita para cada uma das 300 simulações *spec-z*.

Aplicamos, para cada catálogo *spec-z* gerado, a 2PACF e, em seguida, obtivemos os correspondentes valores de θ_{FIT} através da equação 3.12. Os resultados obtidos são mostrados na figura 35, que representa um histograma da diferença relativa entre os valores de θ_{FIT} medidos para cada simulação *spec-z* comparados com o θ_{FIT} medido da

amostra original de galáxias azuis. Como esperado, para o caso destas galáxias azuis, para as quais os redshifts foram medidos espectroscopicamente, as incertezas na medição de z introduzem um erro de, apenas, 0.11% com respeito ao valor de θ_{BAO} para esta casca de redshift centrada em $z_{ef} = 0.11$.

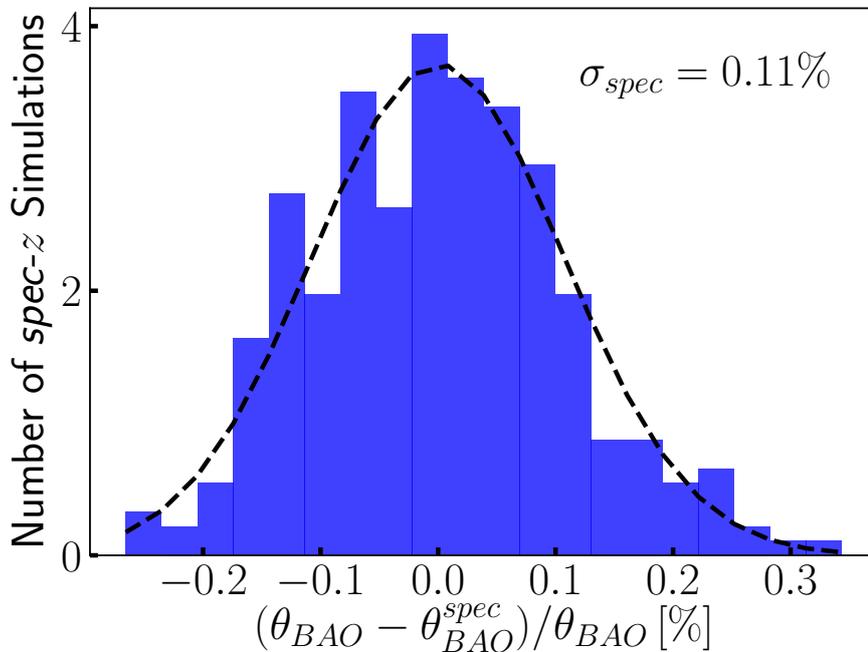


Figura 35 – Histograma da diferença relativa $(\theta_{BAO} - \theta_{BAO}^{spec})$ em % entre θ_{FIT} obtido das galáxias azuis comparados com os valores obtidos para cada simulação $spec-z$. Como esperado, para dados espectroscópicos os erros $spec-z$ tem um impacto pequeno na medição da assinatura BAO, contribuído com apenas 0.11% para o erro final em θ_{BAO} .

6.5 Análise Tridimensional e a Escala BAO

Em redshifts baixos, como é o caso tratado aqui onde $z \leq 0.2$, a aglomeração de matéria é dominada por efeitos não-lineares. Esses efeitos têm sido estudados tanto do ponto de vista teórico quanto a partir de simulações cosmológicas a fim de se quantificar os efeitos dessas não-linearidades sobre o escala BAO extraída dos dados (Eisenstein, Seo & White, 2007; Crocce & Scoccimarro, 2008). Com isso, verificar se as características relacionadas ao fenômeno BAO são atenuadas em redshifts baixos, devido a estes efeitos não-lineares, é uma das motivações que nos levam a procurar pela assinatura BAO na amostra de galáxias azuis do SDSS.

Diferentemente das análises que assumem um modelo cosmológico fiducial, usamos aqui a aproximação cosmográfica para computar as distâncias radiais comóveis das galáxias azuis até nós e, a partir destas distâncias, medir as separações espaciais 3D entre

os pares de galáxias da amostra (Lazkoz et al., 2013). Finalmente, a 2PCF será obtida a partir dessas separações medidas.

A 2PCF foi estimada usando o software TREECORR, desenvolvido por Jarvis, Bernstein & Jain (2004), para a amostra de galáxias azuis do SDSS, pertencentes ao intervalo $z \in [0.05, 0.2]$, com $z_{ef} \simeq 0.135$, para valores igualmente espaçados de s no intervalo $0 \leq s \leq 160 h^{-1}\text{Mpc}$, totalizando $N_b = 23$ segmentos, com cada segmento medindo, aproximadamente, $7 h^{-1}\text{Mpc}$, para um total de $N_g = 192\,368$ galáxias. A escolha de N_b obedeceu o critério de melhor sinal-ruído.

A figura 37 apresenta os resultados obtidos para a função de correlação de dois pontos extraída da amostra de galáxias azuis. Note que o eixo horizontal desta figura está escrito em termos de $s \times \xi$ para facilitar a identificação visual da escala BAO. A linha vermelha representa a curva de ajuste obtida através da expressão (6.9) aplicada aos dados da 2PCF, levando-se em conta a matriz de covariância extraída das simulações lognormais, descritas na seção 6.2.1. Finalmente, a escala BAO obtida a partir do procedimento de ajuste corresponde a $r_s = 100.7 \pm 3.63 h^{-1}\text{Mpc}$. As barras de erro dos pontos referentes a 2PCF foram extraídas a partir da matriz de covariância, como a raiz quadrada da diagonal principal, construída para os resultados obtidos para a 2PCF aplicada às simulações lognormais.

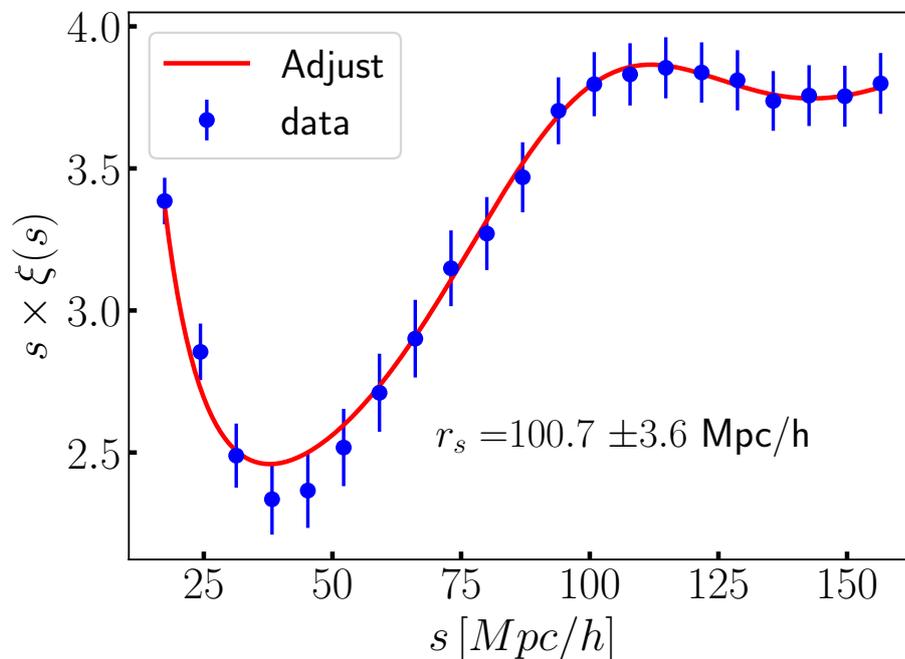


Figura 36 – A 2PCF aplicada a amostra de galáxias azuis do SDSS no intervalo $0.0 < s \leq 160.0$, dividido em $N_b = 23$ segmentos. As barras de erro foram obtidas a partir da matriz de covariância construída para as simulações lognormais. A curva vermelha mostra a equação 6.9 ajustada a esses resultados para a qual foi extraído o parâmetro $r_s = 100.7 \pm 3.63 h^{-1}\text{Mpc}$.

Em adição, sabendo que a distância de diâmetro angular, $D_A(z)$, pode ser relacionada à escala angular $\theta_{BAO}(z)$ de acordo com a equação 2.34, desde que o valor da escala acústica r_s seja conhecida, usando o valor extraído das galáxias azuis a partir da aproximação cosmológica, encontramos $D_A(0.11) = 262.52 \pm 9.5 h^{-1}\text{Mpc}$.

6.5.1 Restrição de Parâmetros Cosmológicos a partir de r_s

Na seção 3.2.1, que descreve o método de Sánchez et al. (2011), mostramos como a 2PACF pode ser usada para restringir parâmetros cosmológicos para um determinado modelo. A princípio, a proposta era dividir uma mesma amostra de objetos em diversas cascas de redshift e usar as escalas angulares BAO, extraídas para cada casca de modo que $\theta_{BAO} = \theta_{BAO}(z)$. Todavia, em catálogos reais, nem sempre é possível obter várias cascas de redshift para um mesmo catálogo com uma razão sinal-ruído suficiente para extrair os valores de θ_{BAO} . Por isso, seguimos um caminho alternativo; ao invés de obter várias cascas de redshift em uma mesma amostra de objetos, consideramos diversas cascas obtidas para diferentes amostras de objetos, sumarizadas na tabela 5. O critério adotado para a escolha dessas medidas está relacionado a maneira como o erro em θ_{BAO} foi determinado, sendo assumido para todos casos este erro como sendo o valor de σ_{FIT} (Carvalho et al., 2017; de Carvalho et al., 2018).

Tabela 5 – Valores de θ_{BAO} extraídos de diferentes catálogos, considerando amostras de objetos distintos, em um total de 15 pontos.

z_{ef}	intervalo de z	θ_{BAO} [°]	catálogo (SDSS)	fonte
0.110	[0.105, 0.115]	19.80 ± 3.26	DR12 (Galáxias Azuis)	este trabalho
0.235	[0.200, 0.270]	9.06 ± 0.23	DR7 (LRGs)	(Alcaniz et al., 2017)
0.365	[0.340, 0.390]	6.33 ± 0.22		
0.450	[0.440, 0.460]	4.77 ± 0.17	DR10 (LRGs)	(Carvalho et al., 2016)
0.470	[0.465, 0.475]	5.02 ± 0.25		
0.490	[0.480, 0.500]	4.99 ± 0.21		
0.510	[0.505, 0.515]	4.81 ± 0.17		
0.530	[0.525, 0.535]	4.29 ± 0.30		
0.550	[0.545, 0.555]	4.25 ± 0.25		
0.570	[0.565, 0.575]	4.62 ± 0.40	DR11 (LRGs)	(Carvalho et al., 2017)
0.590	[0.585, 0.595]	4.37 ± 0.35		
0.610	[0.605, 0.615]	3.86 ± 0.33		
0.630	[0.625, 0.635]	3.88 ± 0.42		
0.650	[0.640, 0.660]	3.54 ± 0.17		
2.225	[0.200, 0.250]	1.77 ± 0.31	DR12 (Quasares)	(de Carvalho et al., 2018)

Assim como feito no capítulo 4, escrevemos θ_{BAO} em termos de r_s e $D_A(z)$,

$$\theta_{BAO} = \frac{r_s}{(1+z)D_A}.$$

Na figura 37 mostramos, em escala logarítmica, os valores de θ_{BAO} com as respectivas barras de erro em função do redshift em que estes foram medidos. Além disso, as curvas tracejada e pontilhada mostram os resultados teóricos obtidos assumindo-se os parâmetros cosmológicos r_s , Ω_m e Ω_Λ estimados pelas colaborações Planck (Aghanim et al., 2018) ($\chi^2_{\text{reduzido}} = 3.89$) e WMAP (Hinshaw et al., 2013) ($\chi^2_{\text{reduzido}} = 1.56$), respectivamente. Por último, a curva contínua mostra os resultados obtidos para os parâmetros Ω_m e Ω_Λ ajustados considerando-se o valor obtido para escala acústica indicado na figura 37 ($\chi^2_{\text{reduzido}} = 1.03$). Em todos estes casos, o número de graus de liberdade (n_{gl}) é $15 - 3$.

Para restringirmos os parâmetros cosmológicos referentes aos modelos w CDM e $w(t)$ CDM (os mesmos usados no capítulo 4), além do modelo Λ CDM, todos com $\Omega_K = 0$, consideramos os valores de r_s obtidos pelas colaborações Planck, $r_s^{\text{Planck}} = 99.08 \pm 0.18 h^{-1}\text{Mpc}$ (Aghanim et al., 2018) e WMAP, $r_s^{\text{WMAP}} = 106.61 \pm 3.47 h^{-1}\text{Mpc}$ (Hinshaw et al., 2013). Adicionalmente, consideramos o valor de r_s medido neste capítulo a partir da amostra de galáxias azuis, com $r_s = 100.7 \pm 3.63 h^{-1}\text{Mpc}$. Mencionamos, uma vez mais, que esta medida foi obtida de maneira totalmente independente de modelo.

Inicialmente, consideramos o modelo Λ CDM plano, para o qual extraímos, a partir dos 15 pontos da tabela 5 e dos valores de r_s descritos anteriormente, os valores dos parâmetros de densidade Ω_m e Ω_Λ . Em seguida, para o modelo w CDM foram extraídos os parâmetros w e Ω_m . Finalmente, para o modelo $w(t)$ CDM, representando pela parametrização BA (Barboza Jr & Alcaniz, 2008) (veja a seção 4.4.5), foram extraídos os parâmetros w_0 e w_1 . Os valores correspondentes a essas medidas estão dispostos na tabela 6, juntamente com o valor de r_s extraído para cada caso.

As restrições de parâmetros foram feitas através do software PyMC⁵, assumindo-se um *prior* uniforme para todos os parâmetros restringidos, com exceção do parâmetro r_s , para o qual o *prior* foi gaussiano com erro em r_s sendo assumido como a largura da gaussiana. Utilizando a técnica *Markov chain Monte Carlo* (MCMC), que é uma maneira otimizada de varrer o espaço de parâmetros (Dunkley et al., 2005), foi possível rodar cadeias com 100 000 interações. Os resultados da tabela 6 são apresentados com as respectivas barras de erro, em 1σ .

A figura 6 38 mostra, como exemplo, o caso das restrições de parâmetros feitas para o modelo Λ CDM baseado no r_s extraído das galáxias azuis. Os contornos internos e externos

⁵ <<https://pymc-devs.github.io/pymc>>

⁶ Esta figura foi feita através do software `Corner Plot` desenvolvido por Foreman-Mackey (2016).

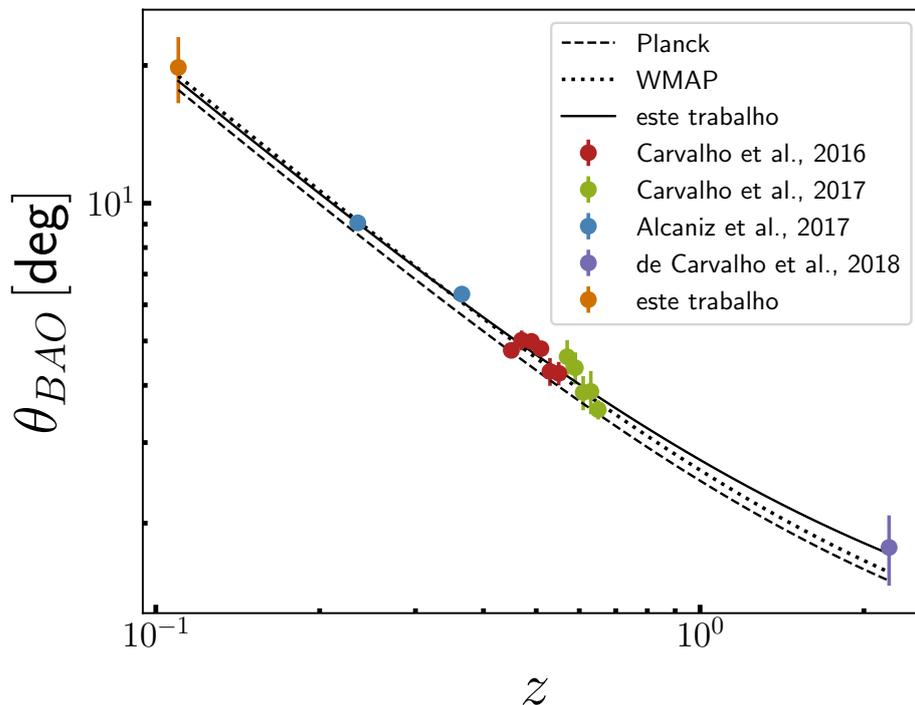


Figura 37 – Pontos de θ_{BAO} , com as respectivas barras de erro, em função do redshift em que os mesmos foram medidos (apresentados na tabela 5). As curvas tracejada e pontilhada representam os resultados obtidos pelas colaborações Planck (Aghanim et al., 2018) e WMAP (Hinshaw et al., 2013), respectivamente; a curva contínua representam os resultados obtidos neste capítulo para r_s (veja a figura 37), Ω_m e Ω_Λ .

representam os níveis de confiança 1σ e 2σ , respectivamente. No caso dos histogramas, apenas os valores de 1σ são mostrados como linhas verticais tracejadas. Em todos os casos os dados preferem uma alta fração de matéria, comparada com $\Omega_m = 0.315 \pm 0.007$, obtido pelo Planck (Aghanim et al., 2018), de maneira que $\Omega_m > 0.4$, com exceção de um único caso. Além do mais, no caso dos modelos w CDM and $w(t)$ CDM, os resultados são consistentes com o modelo Λ CDM entretanto, utilizando apenas os dados da escala angular BAO e do parâmetro r_s , a restrição do parâmetros w , w_0 e w_1 não funciona muito bem, evidenciada pelo tamanho da barra de erro desses parâmetros.

Em geral, os resultados são consistentes entre si, embora, quando usamos o parâmetro r_s do Planck, as restrições têm uma barra de erro maior, que pode estar ocorrendo devido tanto a um r_s pequeno, $r_s = 99.08 \pm 0.18 h^{-1}\text{Mpc}$. Os resultados obtidos para o r_s derivado das galáxias azuis, com $r_s = 100.7 h^{-1}\text{Mpc}$ exibem, em geral, menores barras de erro comparadas ao caso r_s^{planck} , mostrando que essas escalas angulares BAO preferem

Tabela 6 – Restrição de parâmetros para os modelos Λ CDM ($n_{gl} = 15 - 3$), w CDM ($n_{gl} = 15 - 4$) e $w(t)$ CDM ($n_{gl} = 15 - 4$) considerando o horizonte acústico medido pelas colaborações Planck e WMAP, além do valor r_s medido neste capítulo a partir da cosmografia e do χ^2_{reduzido} . Os valores de r_s estão em $h^{-1}\text{Mpc}$.

modelo	parâmetros	r_s (galáxias azuis)	r_s^{Planck}	r_s^{WMAP}
Λ CDM	Ω_m	0.463 ± 0.131	0.481 ± 0.140	0.408 ± 0.115
	Ω_Λ	0.585 ± 0.222	0.608 ± 0.233	0.532 ± 0.194
	r_s	100.695 ± 0.523	98.858 ± 2.362	106.605 ± 0.537
	χ^2_{reduzido}	1.028	3.893	1.159
w CDM	Ω_m	0.468 ± 0.145	0.469 ± 0.157	0.417 ± 0.125
	Ω_Λ	0.584 ± 0.188	0.617 ± 0.191	0.529 ± 0.165
	w	-1.128 ± 0.496	-1.083 ± 0.499	-1.152 ± 0.484
	r_s	100.687 ± 0.525	98.961 ± 2.301	106.597 ± 0.540
	χ^2_{reduzido}	1.175	1.186	1.170
$w(t)$ CDM	Ω_m	0.476 ± 0.127	0.499 ± 0.150	0.386 ± 0.085
	w_0	-0.946 ± 0.324	-0.855 ± 0.368	-1.194 ± 0.244
	w_1	-0.077 ± 0.566	-0.111 ± 0.562	-0.012 ± 0.573
	r_s	100.704 ± 0.519	99.253 ± 2.187	106.556 ± 0.533
	χ^2_{reduzido}	1.234	1.247	1.136

esses resultados, principalmente no caso do modelo Λ CDM. No caso dos modelos w CDM e $w(t)$ CDM, apesar das barras de erro, o r_s do WMAP é o que melhor se adapta aos dados de θ_{BAO} .

Finalmente, o resultado obtido para o parâmetro r_s a partir das galáxias azuis está em acordo com $r_s = 104.6 \pm 4.4 h^{-1}\text{Mpc}$, obtido por [Carvalho et al. \(2017\)](#), no caso em que não foi assumido um prior para Ω_m . Além disso, eles usaram uma aproximação diferente para estimar o valor de r_s baseada em estimá-lo apenas a partir dos pontos de θ_{BAO} . Por outro lado, adicionamos aqui os valores de θ_{BAO} obtidos no capítulo 4 para os quasares ([de Carvalho et al., 2018](#)) e o obtido aqui, além de um prior gaussiano para r_s centrado no valor obtido a partir da aproximação cosmológica para as galáxias azuis.

6.6 Considerações Finais

Usando uma amostra de galáxias azuis do DR12 tornada pública pela colaboração SDSS realizamos uma análise estatística a partir dos pontos de vista 2D e 3D afim de obter informações referentes a escala BAO. No caso 2D, a amostra usada é uma subamostra do caso 3D, contendo um total de $N_g = 15\,942$ galáxias, distribuídas no intervalo $z \in [0.105, 0.115]$, com $z_{ef} = 0.11$. Empregando o aferidor 2PACF a estes dados extraímos a escala angular BAO com $\theta_{BAO} = 19.80^\circ \pm 3.26^\circ$ com uma significância estatística de 2.2σ . Além disso, este sinal angular se mostrou resistente sobre diferentes tipos de teste

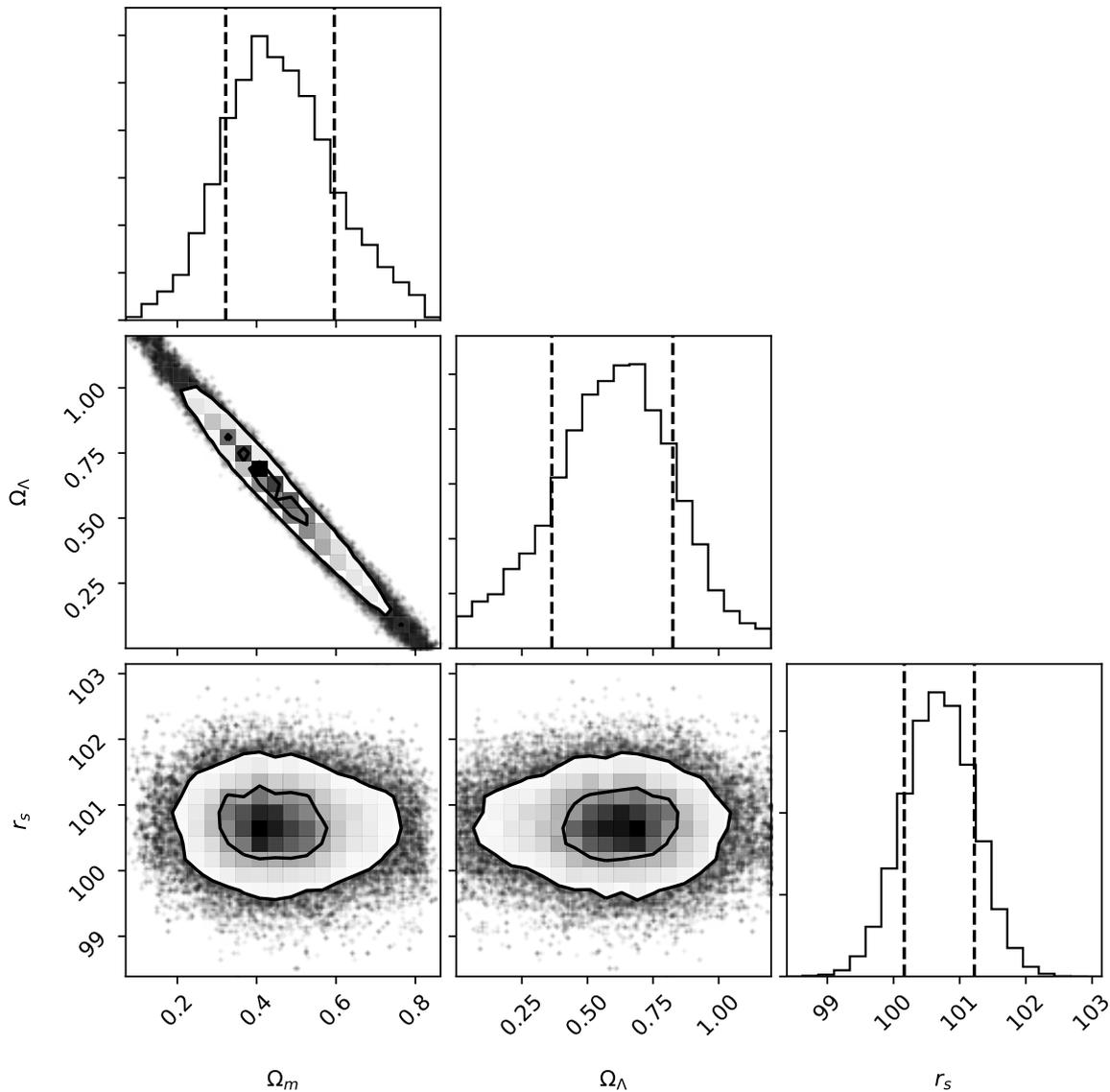


Figura 38 – Níveis de confiança em 1σ (contorno interno correspondendo à 39.3% do volume) e 2σ (contorno externo correspondendo à 86.5% do volume) para os parâmetros Ω_m , Ω_Λ e r_s usando como base os pontos da tabela 5 e o parâmetro r_s indicado na figura 37. Para os histogramas é mostrado apenas o caso com 1σ (neste caso 1D, os níveis de confiança correspondem a 68%).

de robustez como o teste *small shifts criterium*, por exemplo.

Para o caso 3D, contendo um total de $N_g = 192\,368$ galáxias azuis distribuídas no intervalo $z \in [0.05, 0.2]$, com $z_{ef} = 0.135$, usamos uma análise a partir do ponto de vista da cosmografia, para a qual não é necessária a adoção de um modelo cosmológico de referência para calcular distâncias. Com isso, foi possível extrair a escala r_s de uma maneira independente de modelo, a qual foi usada para fazer a restrição de parâmetros

cosmológicos para os modelos Λ CDM, w CDM e $w(t)$ CDM. Além disso, para efeito de comparação, foi feita a restrição de parâmetros para os mesmos modelos considerando os valores de r_s obtidos pelas colaborações Planck e WMAP.

Por último, gostaríamos de enfatizar que estas restrições de parâmetros seguiram uma metodologia independente da hipótese de um modelo fiducial logo, este se torna um teste sobre os modelos cosmológicos estudados, segundo os quais as melhores restrições foram obtidas para o modelo Λ CDM.

7 Considerações Finais e Perspectivas

Devido ao acúmulo de dados observacionais coletados por grandes colaborações astronômicas, em conjunto com aquelas previstas para iniciarem nos próximos anos, como por exemplo as colaborações *Large Synoptic Survey Telescope-LSST*¹ e a *The Dark Energy Spectroscopic Instrument-DESI*², novas técnicas para o tratamento e análise desses dados se fazem necessárias. Em consequência disso, a cosmologia deverá ser refinada continuamente a um nível sem precedentes. Deste modo, o modelo Λ CDM, tido atualmente como sendo o modelo de concordância cosmológica, poderá ser testado exhaustivamente afim de resolver alguns de seus pontos delicados como a tensão entre a constante de Hubble medida pela colaboração Planck e aquela extraída de medidas locais, como no caso das supernovas do tipo *Ia* (Feeney et al., 2019), por exemplo.

Nesta tese, usamos dados observacionais de diferentes traçadores cósmicos (quasares e galáxias azuis) para extrair informações referentes às oscilações acústicas de bárions e com isso restringir os parâmetros do modelo Λ CDM, entre outros, de uma forma praticamente independente de modelo. Para isso lançamos mão da metodologia desenvolvida por Sánchez et al. (2011), que é baseada em analisar dados projetados no céu de modo que, a adoção de um modelo cosmológico se torna desnecessária.

No capítulo 4 (de Carvalho et al., 2018), usamos dados de quasares da colaboração SDSS, pertencentes ao DR12, e que estão localizados em altos redshifts, com $\bar{z} = 2.225$, para extrair a escala angular BAO. A metodologia empregada baseia-se na análise desses dados projetados no céu, de modo que apenas as coordenadas angulares desses objetos são utilizadas, para tanto estes dados pertenciam a uma casca fina de redshift com $\delta z = 0.05$. O sinal angular obtido se mostrou robusto quando submetido a diversos testes de robustez sendo detectado com uma significância estatística comparável àquelas medidas para outros traçadores cósmicos tratados pelo mesmo método. Ressaltamos que esta medida representa a escala angular BAO medida no mais alto redshift até o momento, sendo importante para testar modelos cosmológicos, uma vez que esta se localiza na era da dominação da matéria, antes da transição para a era acelerada, dominada pela constante cosmológica.

O capítulo 5 por sua vez, usou dados de quasares similares aos do capítulo 4, localizados no mesmo redshift e com a mesma largura da casca. A ferramenta estatística usada, entretanto, foi a função de correlação angular de três pontos, usada pela primeira vez para sondar escalas onde o fenômeno BAO deixa as suas assinaturas. Para isso, uma metodologia similar a de Sánchez foi desenvolvida no capítulo 3 para a qual o objetivo

¹ <www.lsst.org>

² <www.desi.lbl.gov>

principal é a extração da escala angular BAO de uma maneira independente de modelo. O sinal detectado nesses dados de quasares foi aproximadamente idêntico aquele detectado no capítulo anterior, exibindo uma significância estatística coerente de modo que esta ferramenta se mostrou eficiente para análise desses dados. Entre as perspectivas futuras desta tese está a possibilidade de analisar outros traçadores cósmicos a partir desta ferramenta.

Por último, no capítulo 6, usamos dados também pertencentes à colaboração SDSS, fazendo parte do DR12 porém, desta vez, o traçador usado foram as galáxias azuis, localizadas em redshifts baixos, com $z \leq 0.2$. Novamente, a metodologia de Sánchez foi empregada e um sinal angular BAO foi detectado para um casca de redshift de largura $\delta z = 0.01$, localizada no redshift efetivo $z_{ef} = 0.11$. Este sinal também mostrou-se robusto quando confrontado com diferentes testes de robustez, além disso, também apresentou uma significância estatística razoável. Assim como no capítulo 4, este resultado representa uma medida extrema, desta vez, no redshift mais baixo medido até o momento. Adicionalmente, uma vez que estamos lidando com objetos em baixos redshifts, com $z \leq 0.2$, usamos a aproximação cosmográfica para calcular as distâncias até os objetos e, a partir disso, estimar a 2PCF, e assim determinar o valor da escala acústica r_s e, a partir dessa escala. Juntamente com os valores obtidos para a escala angular reportados neste capítulo e no capítulo 4, além de 13 pontos extras, disponíveis na literatura; foi possível restringir parâmetros referentes aos modelos Λ CDM, w CDM e $w(t)$ CDM, além de determinarmos o valor da distância de diâmetro angular para $z_{ef} = 0.11$.

Como perspectiva futura, temos a intenção de buscar a escala angular BAO nos futuros catálogos que deverão ser disponibilizados nos próximos anos. Além disso, pretendemos explorar o uso dessa escala para sondar outros aspectos do modelo padrão da cosmologia como isotropia estatística, entre outros. Finalmente, temas como homogeneidade estatística, tensões do modelo Λ CDM e estudo do crescimento de estruturas são outros temas que nos interessam e que poderemos explorar com a expertise acumulada em um futuro próximo.

Referências

ABBOTT, T., et al. 2018, Dark energy survey year 1 results: Measurement of the baryon acoustic oscillation scale in the distribution of galaxies to redshift 1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 483, n. 4, p. 4866–4883. Citado 3 vezes nas páginas 82, 102 e 103.

ADDISON, G. E., HINSHAW, G., ; HALPERN, M. 2013, Cosmological constraints from baryon acoustic oscillations and clustering of large-scale structure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 436, n. 2, p. 1674–1683. Citado na página 43.

AGHANIM, N., et al. 2018, Planck 2018 results. vi. cosmological parameters. *arXiv preprint arXiv:1807.06209*. Citado 13 vezes nas páginas 21, 29, 30, 38, 40, 43, 63, 96, 107, 108, 111, 119 e 120.

AKRAMI, Y., et al. 2018, Planck 2018 results. iv. diffuse component separation. *arXiv preprint arXiv:1807.06208*. Citado na página 29.

ALAM, S., et al. 2015, The eleventh and twelfth data releases of the sloan digital sky survey: final data from sdss-iii. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, IOP Publishing, v. 219, n. 1, p. 12. Citado na página 103.

ALAM, S., et al. 2017, The clustering of galaxies in the completed sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey: cosmological analysis of the dr12 galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 470, n. 3, p. 2617–2652. Citado 4 vezes nas páginas 29, 31, 101 e 102.

ALCANIZ, J. S., et al. 2017, Measuring baryon acoustic oscillations with angular two-point correlation function. In: *Gravity and the Quantum*. [S.l.]: Springer. p. 11–19. Citado 11 vezes nas páginas 65, 69, 71, 76, 78, 80, 82, 102, 103, 111 e 118.

AMIRHASHCHI, H. 2018, Exact cosmography. *arXiv preprint arXiv:1811.05400*. Citado na página 109.

ANSARINEJAD, B.; SHANKS, T. 2018, Detection significance of baryon acoustic oscillations peaks in galaxy and quasar clustering. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 479, n. 3, p. 4091–4107. Citado 2 vezes nas páginas 72 e 143.

ATA, M., et al. 2017, The clustering of the sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey dr14 quasar sample: first measurement of baryon acoustic oscillations between redshift 0.8 and 2.2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 473, n. 4, p. 4773–4794. Citado na página 64.

AVILA, F., et al. 2019, The angular scale of homogeneity in the local universe with the sdss blue galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 488, n. 1, p. 1481–1487. Citado 4 vezes nas páginas 19, 85, 103 e 104.

- AVILA, F., et al. 2018, The scale of homogeneity in the local universe with the alfalfa catalogue. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2018, n. 12, p. 041. Citado na página 85.
- BARBOZA JR, E.; ALCANIZ, J. 2008, A parametric model for dark energy. *Physics Letters B*, Elsevier, v. 666, n. 5, p. 415–419. Citado 2 vezes nas páginas 77 e 119.
- BARRIGA, J.; GAZTAÑAGA, E. 2002, The 3-point function in the large scale structure. 1. the weakly nonlinear regime in n-body simulations. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 333, p. 443–453. Citado na página 98.
- BASSETT, B.; HLOZEK, R. 2010, Baryon acoustic oscillations. *Dark energy: observational and theoretical approaches*, Cambridge University Press: Cambridge, UK, p. 246. Citado 5 vezes nas páginas 31, 63, 64, 77 e 101.
- BAUMANN, D. 2015, *Cosmology. Part III, University of Cambridge, Department of Applied Mathematics and Theoretical Physics*. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 42.
- BAUMGART, D. J.; FRY, J. N. 1991, Fourier spectra of three-dimensional data. *The Astrophysical Journal*, v. 375, p. 25–34. Citado na página 49.
- BAUTISTA, J. E., et al. 2017, Measurement of baryon acoustic oscillation correlations at $z = 2.3$ with sdss dr12 $\text{Ly}\alpha$ -forests. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 603, p. A12. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 64.
- BENITEZ, N., et al. 2014, J-pas: the javalambre-physics of the accelerated universe astrophysical survey. *arXiv preprint arXiv:1403.5237*. Citado na página 93.
- BERNARDEAU, F., et al. 2002, Large-scale structure of the universe and cosmological perturbation theory. *Physics reports*, Elsevier, v. 367, n. 1-3, p. 1–248. Citado 3 vezes nas páginas 31, 41 e 81.
- BERNUI, A., FERREIRA, I., ; WUENSCHÉ, C. 2008, On the large-scale angular distribution of short gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 673, n. 2, p. 968. Citado na página 85.
- BETOULE, M. e. a. 2014, Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples. *Astronomy & Astrophysics*, submitted, p. 30. ISSN 14320746. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1401.4064>>. Citado na página 35.
- BEUTLER, F., et al. 2011, The 6df galaxy survey: baryon acoustic oscillations and the local hubble constant. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 416, n. 4, p. 3017–3032. Citado 4 vezes nas páginas 63, 101, 102 e 105.
- BLAKE, C., et al. 2011, The wigglez dark energy survey: mapping the distance–redshift relation with baryon acoustic oscillations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 418, n. 3, p. 1707–1724. Citado 3 vezes nas páginas 63, 101 e 102.
- BOLOTIN, Y. L., et al. 2015, Cosmology in terms of the deceleration parameter. part i. *arXiv preprint arXiv:1502.00811*. Citado na página 108.

- BOND, J.; EFSTATHIOU, G. 1984. *Cosmic background radiation anisotropies in universes dominated by nonbaryonic dark matter*. Citado 2 vezes nas páginas 81 e 101.
- BRINCHMANN, J., et al. 2004, The physical properties of star-forming galaxies in the low-redshift universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 351, n. 4, p. 1151–1179. Citado na página 103.
- BULL, P., et al. 2016, Beyond Λ cdm: Problems, solutions, and the road ahead. *Physics of the Dark Universe*, Elsevier, v. 12, p. 56–99. Citado na página 29.
- CALZETTI, D., et al. 2000, The dust content and opacity of actively star-forming galaxies. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 533, n. 2, p. 682. Citado na página 104.
- CALZETTI, D., KINNEY, A. L., ; STORCHI-BERGMANN, T. 1994, Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: The ultraviolet and optical extinction law. *The astrophysical journal. Chicago. Vol. 429, no. 2, pt. 1 (July 1994), p. 582-601*. Citado na página 103.
- CAPOZZIELLO, S.; LAURENTIS, M. de. 2011, Extended Theories of Gravity. *Physics Reports*, Elsevier B.V., v. 509, n. 4-5, p. 167–321. Citado na página 35.
- CÁRDENAS-MONTES, M., et al. 2017, Report: Performance comparison between c2075 and p100 gpu cards using cosmological correlation functions. *arXiv preprint arXiv:1709.03264*. Citado na página 86.
- CARNERO, A., et al. 2011, Clustering of photometric luminous red galaxies—ii. cosmological implications from the baryon acoustic scale. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 419, n. 2, p. 1689–1694. Citado 8 vezes nas páginas 65, 78, 82, 83, 99, 102, 103 e 111.
- CARROLL, S. M., et al. 2004, Is cosmic speed-up due to new gravitational physics? *Physical Review D*, APS, v. 70, n. 4, p. 043528. Citado 2 vezes nas páginas 34 e 35.
- CARTER, P., et al. 2018, Low redshift baryon acoustic oscillation measurement from the reconstructed 6-degree field galaxy survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 481, n. 2, p. 2371–2383. Citado na página 105.
- CARVALHO, G., et al. 2016, Baryon acoustic oscillations from the sdss dr10 galaxies angular correlation function. *Physical Review D*, APS, v. 93, n. 2, p. 023530. Citado 16 vezes nas páginas 65, 69, 71, 73, 76, 78, 80, 82, 83, 96, 102, 103, 107, 111, 112 e 118.
- CARVALHO, G., et al. 2017, Measuring the transverse baryonic acoustic scale from the sdss dr11 galaxies. *arXiv preprint arXiv:1709.00271*. Citado 6 vezes nas páginas 69, 78, 82, 111, 118 e 121.
- CHALLINOR, A. 2012, Cmb anisotropy science: a review. *Proceedings of the International Astronomical Union*, Cambridge University Press, v. 8, n. S288, p. 42–52. Citado na página 40.
- CHALLINOR, A.; LEWIS, A. 2011, Linear power spectrum of observed source number counts. *Physical Review D*, APS, v. 84, n. 4, p. 043516. Citado 2 vezes nas páginas 71 e 84.

- CHEVALLIER, M.; POLARSKI, D. 2001, Accelerating universes with scaling dark matter. *International Journal of Modern Physics D*, World Scientific, v. 10, n. 02, p. 213–223. Citado na página 40.
- CHILINGARIAN, I. V., MELCHIOR, A.-L., ; ZOLOTUKHIN, I. Y. 2010, Analytical approximations of k-corrections in optical and near-infrared bands. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 405, n. 3, p. 1409–1420. Citado na página 103.
- CHILINGARIAN, I. V.; ZOLOTUKHIN, I. Y. 2011, A universal ultraviolet–optical colour–colour–magnitude relation of galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 419, n. 2, p. 1727–1739. Citado na página 103.
- COLE, S., et al. 2005, The 2df galaxy redshift survey: power-spectrum analysis of the final data set and cosmological implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 362, n. 2, p. 505–534. Citado 4 vezes nas páginas 31, 63, 81 e 101.
- CROCCE, M., CABRÉ, A., ; GAZTAÑAGA, E. 2011, Modelling the angular correlation function and its full covariance in photometric galaxy surveys. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 414, n. 1, p. 329–349. Citado 4 vezes nas páginas 51, 68, 71 e 143.
- CROCCE, M., et al. 2011, Clustering of photometric luminous red galaxies–i. growth of structure and baryon acoustic feature. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 417, n. 4, p. 2577–2591. Citado 2 vezes nas páginas 78 e 143.
- CROCCE, M., et al. 2018, Dark energy survey year 1 results: galaxy sample for bao measurement. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 482, n. 2, p. 2807–2822. Citado na página 82.
- CROCCE, M.; SCOCCIMARRO, R. 2008, Nonlinear evolution of baryon acoustic oscillations. *Physical Review D*, APS, v. 77, n. 2, p. 023533. Citado 2 vezes nas páginas 107 e 116.
- DAVIS, M.; PEEBLES, P. 1983, A survey of galaxy redshifts. v-the two-point position and velocity correlations. *The Astrophysical Journal*, v. 267, p. 465–482. Citado 3 vezes nas páginas 67, 82 e 108.
- DAWSON, K. S., et al. 2012, The baryon oscillation spectroscopic survey of sdss-iii. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 145, n. 1, p. 10. Citado na página 65.
- DE CARVALHO, E., et al. 2018, Angular baryon acoustic oscillation measure at $z=2.225$ from the sdss quasar survey. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2018, n. 04, p. 064. Citado 11 vezes nas páginas 63, 82, 83, 88, 99, 102, 103, 112, 118, 121 e 125.
- DELUBAC, T., et al. 2015, Baryon acoustic oscillations in the $ly\alpha$ forest of boss dr11 quasars. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 574, p. A59. Citado na página 64.

- DELUBAC, T., et al. 2013, Baryon acoustic oscillations in the Ly α forest of BOSS quasars. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 552, p. A96. Citado na página 64.
- DI VALENTINO, E., MELCHIORRI, A., ; SILK, J. 2019, Planck evidence for a closed universe and a possible crisis for cosmology. *Nature Astronomy*, Nature Publishing Group, p. 1–8. Citado na página 32.
- DODELSON, S.; PARK, S. 2014, Nonlocal gravity and structure in the universe. *Physical Review D*, APS, v. 90, n. 4, p. 043535. Citado na página 29.
- DUNKLEY, J., et al. 2005, Fast and reliable Markov chain Monte Carlo technique for cosmological parameter estimation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 356, n. 3, p. 925–936. Citado na página 119.
- EISENSTEIN, D. J.; HU, W. 1998, Baryonic features in the matter transfer function. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 496, n. 2, p. 605. Citado 5 vezes nas páginas 16, 50, 58, 63 e 101.
- EISENSTEIN, D. J., SEO, H.-J., ; WHITE, M. 2007, On the robustness of the acoustic scale in the low-redshift clustering of matter. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 664, n. 2, p. 660. Citado 4 vezes nas páginas 15, 42, 45 e 116.
- EISENSTEIN, D. J., et al. 2011, SDSS-III: Massive spectroscopic surveys of the distant universe, the Milky Way, and extra-solar planetary systems. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 142, n. 3, p. 72. Citado na página 65.
- EISENSTEIN, D. J., et al. 2005, Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 633, n. 2, p. 560. Citado 10 vezes nas páginas 15, 31, 44, 48, 63, 64, 81, 101, 102 e 105.
- ELGARØY, Ø.; MULTAMÄKI, T. 2007, On using the cosmic microwave background shift parameter in tests of models of dark energy. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 471, n. 1, p. 65–70. Citado na página 78.
- ERIKSEN, M., et al. 2019, The PAU survey: Early demonstration of photometric redshift performance in the COSMOS field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 484, n. 3, p. 4200–4215. Citado na página 92.
- FEENEY, S. M., et al. Feb 2019, Prospects for resolving the Hubble constant tension with standard sirens. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 122, p. 061105. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.061105>>. Citado na página 125.
- FELDMAN, H. A., KAISER, N., ; PEACOCK, J. A. 1994, Power spectrum analysis of three-dimensional redshift surveys. *Astrophys. J.*, v. 426, p. 23–37. Citado na página 105.
- FOREMAN-MACKEY, D. 2016, corner.py: Scatterplot matrices in Python. *The Journal of Open Source Software*, v. 24. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.45906>>. Citado na página 119.

- FRIEDRICH, O., et al. 2015, Performance of internal covariance estimators for cosmic shear correlation functions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 456, n. 3, p. 2662–2680. Citado na página 71.
- FRIEMAN, J. A.; GAZTAÑAGA, E. 1999, The projected three-point correlation function: theory and observations. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 521, n. 2, p. L83. Citado 7 vezes nas páginas 51, 55, 56, 81, 82, 86 e 96.
- FRY, J. 1994, Gravity, bias, and the galaxy three-point correlation function. *Physical Review Letters*, APS, v. 73, n. 2, p. 215. Citado na página 49.
- FRY, J.; SELDNER, M. 1982, Transform analysis of the high-resolution shane-wirtanen catalog—the power spectrum and the bispectrum. *The Astrophysical Journal*, v. 259, p. 474–481. Citado na página 85.
- FRY, J. N. 1984, The galaxy correlation hierarchy in perturbation theory. *The Astrophysical Journal*, v. 279, p. 499–510. Citado na página 55.
- FRY, J. N.; GAZTAÑAGA, E. 1993, Biasing and hierarchical statistics in large-scale structure. *Astrophys. J.*, v. 413, n. astro-ph/9302009, p. 447–452. Citado na página 57.
- GAZTAÑAGA, E.; BERNARDEAU, F. 1998, The skewness and kurtosis of the projected density distribution function: validity of perturbation theory. *Astronomy and Astrophysics*, v. 331, p. 829–837. Citado na página 56.
- GAZTAÑAGA, E., et al. 2009, Clustering of luminous red galaxies—iii. baryon acoustic peak in the three-point correlation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 399, n. 2, p. 801–811. Citado 8 vezes nas páginas 16, 49, 50, 57, 58, 81, 90 e 93.
- GAZTAÑAGA, E., et al. 2005, Statistical analysis of galaxy surveys—ii. the three-point galaxy correlation function measured from the 2dfgrs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 364, n. 2, p. 620–634. Citado 2 vezes nas páginas 85 e 87.
- GAZTAÑAGA, E.; SCOCCIMARRO, R. 2005, The three-point function in large-scale structure: redshift distortions and galaxy bias. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 361, n. 3, p. 824–836. Citado 4 vezes nas páginas 57, 58, 60 e 87.
- GONÇALVES, T. S., et al. 2012, Quenching star formation at intermediate redshifts: downsizing of the mass flux density in the green valley. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 759, n. 1, p. 67. Citado na página 103.
- GORBUNOV, D. S.; RUBAKOV, V. A. 2011. *Introduction to the theory of the early universe: Cosmological perturbations and inflationary theory*. [S.l.]: World Scientific. Citado na página 40.
- GORSKI, K. M., et al. 2005, Healpix: A framework for high-resolution discretization and fast analysis of data distributed on the sphere. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 622, n. 2, p. 759. Citado 2 vezes nas páginas 84 e 107.

- GROTH, E. J.; PEEBLES, P. 1977, Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. vii-two-and three-point correlation functions for the high-resolution shane-wirtanen catalog of galaxies. *The Astrophysical Journal*, v. 217, p. 385–405. Citado 3 vezes nas páginas 49, 81 e 87.
- GUNN, J. E., et al. 2006, The 2.5 m telescope of the sloan digital sky survey. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 131, n. 4, p. 2332. Citado 2 vezes nas páginas 64 e 65.
- HAMILTON, A. 1993, Toward better ways to measure the galaxy correlation function. *The Astrophysical Journal*, v. 417, p. 19. Citado 2 vezes nas páginas 67 e 108.
- HEAVENS, A., JIMENEZ, R., ; VERDE, L. 2014, Standard rulers, candles, and clocks from the low-redshift universe. *Physical review letters*, APS, v. 113, n. 24, p. 241302. Citado na página 65.
- HEWETT, P. C. 1982, The estimation of galaxy angular correlation functions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press Oxford, UK, v. 201, n. 4, p. 867–883. Citado 2 vezes nas páginas 67 e 108.
- HILDEBRANDT, H., et al. 2016, Kids-450: Cosmological parameter constraints from tomographic weak gravitational lensing. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 465, n. 2, p. 1454–1498. Citado na página 29.
- HINSHAW, G., et al. 2013, Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: cosmological parameter results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, IOP Publishing, v. 208, n. 2, p. 19. Citado 5 vezes nas páginas 21, 78, 79, 119 e 120.
- HOBSON, M. P., EFSTATHIOU, G. P., ; LASENBY, A. N. 2006. *General relativity: an introduction for physicists*. [S.l.]: Cambridge University Press. Citado 3 vezes nas páginas 33, 34 e 35.
- HOGG, D. W. 1999, Distance measures in cosmology. *arXiv preprint astro-ph/9905116*. Citado na página 39.
- HONG, T., et al. 2012, The correlation function of galaxy clusters and detection of baryon acoustic oscillations. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 749, n. 1, p. 81. Citado na página 63.
- HUBBLE, E. 1929, A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, National Acad Sciences, v. 15, n. 3, p. 168–173. Citado na página 36.
- JARVIS, M., BERNSTEIN, G., ; JAIN, B. 07 2004, The skewness of the aperture mass statistic. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 352, n. 1, p. 338–352. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07926.x>>. Citado na página 117.
- JING, Y.; BÖRNER, G. 1997, Three-point correlation function in the quasilinear regime. *Astron. Astrophys*, Citeseer, v. 318, p. 667–672. Citado na página 56.

- JING, Y.; BÖRNER, G. 2004, The three-point correlation function of galaxies determined from the two-degree field galaxy redshift survey. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 607, n. 1, p. 140. Citado 2 vezes nas páginas 82 e 85.
- JONES, D., et al. 2018, Measuring dark energy properties with photometrically classified pan-starrs supernovae. ii. cosmological parameters. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 857, n. 1, p. 51. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 31.
- KERSCHER, M., SZAPUDI, I., ; SZALAY, A. S. 2000, A comparison of estimators for the two-point correlation function. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 535, n. 1, p. L13. Citado na página 67.
- KULKARNI, G. V., et al. 2007, The three-point correlation function of luminous red galaxies in the sloan digital sky survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 378, n. 3, p. 1196–1206. Citado na página 85.
- LANDY, S. D.; SZALAY, A. S. 1993, Bias and variance of angular correlation functions. *The Astrophysical Journal*, v. 412, p. 64–71. Citado 4 vezes nas páginas 67, 68, 108 e 145.
- LAURENT, P., et al. 2016, A $14h^{-3}$ Gpc³ study of cosmic homogeneity using BOSS DR12 quasar sample. *JCAP*, v. 11, n. 11, p. 060. Citado 2 vezes nas páginas 84 e 93.
- LAZKOZ, R., et al. dec 2013, BAO cosmography. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2013, n. 12, p. 005–005. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088%2F1475-7516%2F2013%2F12%2F005>>. Citado na página 117.
- LEWIS, A.; BRIDLE, S. 2002, Cosmological parameters from cmb and other data: A monte carlo approach. *Physical Review D*, APS, v. 66, n. 10, p. 103511. Citado na página 71.
- LI, E.-K., DU, M., ; XU, L. 2019, General cosmography model with spatial curvature. *arXiv preprint arXiv:1903.11433*. Citado na página 108.
- LIDDLE, A. R. 1998. *An introduction to cosmological inflation*. [S.l.]: World Scientific, 260–295 p. Citado na página 43.
- LINDER, E. V. 2003, Exploring the expansion history of the universe. *Physical Review Letters*, APS, v. 90, n. 9, p. 091301. Citado na página 40.
- MARÍN, F. 2011, The large-scale three-point correlation function of sloan digital sky survey luminous red galaxies. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 737, n. 2, p. 97. Citado 4 vezes nas páginas 49, 85, 86 e 88.
- MARÍN, F. A., et al. 2013, The wigglez dark energy survey: constraining galaxy bias and cosmic growth with three-point correlation functions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 432, n. 4, p. 2654–2668. Citado na página 85.
- MARQUES, G., et al. 2017, Isotropy analyses of the planck convergence map. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 473, n. 1, p. 165–172. Citado na página 85.

- MARRA, V.; CHIRINOS ISIDRO, E. G. 2019, A first model-independent radial BAO constraint from the final BOSS sample. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, v. 487, n. 3, p. 3419–3426. Citado 2 vezes nas páginas 81 e 102.
- MATERNE, J. 1988, The correlation function. *Acta Cosmologica*, v. 15, p. 49. Citado na página 86.
- MATSUBARA, T., SZALAY, A. S., ; POPE, A. C. 2004, Eigenmode analysis of galaxy distributions in redshift space. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 606, n. 1, p. 1. Citado na página 108.
- MCBRIDE, C. K., et al. 2010, Three-point correlation functions of sdss galaxies: luminosity and color dependence in redshift and projected space. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 726, n. 1, p. 13. Citado 2 vezes nas páginas 82 e 87.
- MCDONALD, P. 2003, Toward a measurement of the cosmological geometry at $z \sim 2$: Predicting $ly\alpha$ forest correlation in three dimensions and the potential of future data sets. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 585, n. 1, p. 34. Citado na página 64.
- MCDONALD, P.; EISENSTEIN, D. J. 2007, Dark energy and curvature from a future baryonic acoustic oscillation survey using the lyman- α forest. *Physical Review D*, APS, v. 76, n. 6, p. 063009. Citado 2 vezes nas páginas 64 e 66.
- MCMAHON, D. 2006. *Relativity demystified*. [S.l.]: Tata McGraw-Hill Education. Citado na página 34.
- MEIKSIN, A., WHITE, M., ; PEACOCK, J. 1999, Baryonic signatures in large-scale structure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 304, n. 4, p. 851–864. Citado na página 63.
- MUKHANOV, V. 2005. *Physical foundations of cosmology*. [S.l.]: Cambridge university press. Citado 3 vezes nas páginas 33, 37 e 41.
- MUKHANOV, V. F., FELDMAN, H. A., ; BRANDENBERGER, R. H. 1992, Theory of cosmological perturbations. *Physics Reports*, Elsevier, v. 215, n. 5-6, p. 203–333. Citado na página 41.
- MYERS, A. D., et al. 2006, First measurement of the clustering evolution of photometrically classified quasars. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 638, n. 2, p. 622. Citado na página 143.
- NORBERG, P., et al. 2009, Statistical analysis of galaxy surveys–i. robust error estimation for two-point clustering statistics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 396, n. 1, p. 19–38. Citado 2 vezes nas páginas 71 e 143.
- NOVAES, C., et al. 2014, Searching for primordial non-gaussianity in planck cmb maps using a combined estimator. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2014, n. 01, p. 018. Citado na página 85.
- NOVAES, C., et al. 2016, Local analyses of planck maps with minkowski functionals. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 461, n. 2, p. 1363–1373. Citado na página 85.

- NOVAES, C. P., et al. 2018, Tomographic local 2d analyses of the wise x supercosmos all-sky galaxy catalogue. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 478, n. 3, p. 3253–3265. Citado na página 85.
- PADMANABHAN, T. 2003, Cosmological constant - The weight of the vacuum. *Physics Reports*, v. 380, n. 5-6, p. 235–320. ISSN 03701573. Citado na página 36.
- PAIS, A. 1982. *Sutil é o Senhor... A Ciência e a Vida de Albert Einstein (Editora Nova Fronteira, Rio de Janeiro, 1995). Excelente biografia científica de Einstein, publicada originalmente em inglês.* [S.l.]: pela Oxford University Press, em. Citado na página 35.
- PÂRIS, I., et al. 2017, The sloan digital sky survey quasar catalog: twelfth data release. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 597, p. A79. Citado 5 vezes nas páginas 17, 64, 66, 81 e 93.
- PEACOCK, J. 2003, Large-scale surveys and cosmic structure. *arXiv preprint astro-ph/0309240*. Citado na página 38.
- PEACOCK, J. A. 1999. *Cosmological physics*. [S.l.]: Cambridge university press. Citado na página 81.
- PEEBLES, P. 1973, Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. i. theory. *The Astrophysical Journal*, v. 185, p. 413–440. Citado na página 51.
- PEEBLES, P. 2001, The galaxy and mass n-point correlation functions: a blast from the past. *arXiv preprint astro-ph/0103040*. Citado 2 vezes nas páginas 81 e 85.
- PEEBLES, P.; GROTH, E. 1975, Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. v-three-point correlation function for the galaxy distribution in the zwicky catalog. *The Astrophysical Journal*, v. 196, p. 1–11. Citado 3 vezes nas páginas 49, 81 e 86.
- PEEBLES, P.; YU, J. 1970, Primeval adiabatic perturbation in an expanding universe. *ApJ*, v. 162, n. 815, p. 6. Citado 3 vezes nas páginas 63, 81 e 101.
- PEEBLES, P. J. E. 1980. *The large-scale structure of the universe*. [S.l.]: Princeton university press. Citado 6 vezes nas páginas 47, 49, 51, 57, 67 e 68.
- PEEBLES, P. J. E.; HAUSER, M. G. 1974, Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. iii. the shane-wirtanen and zwicky catalogs. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, v. 28, p. 19. Citado 3 vezes nas páginas 67, 108 e 144.
- PENZIAS, A. A.; WILSON, R. W. 1965, A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *The Astrophysical Journal*, v. 142, p. 419–421. Citado na página 29.
- PERCIVAL, W. J., et al. 2010, Baryon acoustic oscillations in the sloan digital sky survey data release 7 galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 401, n. 4, p. 2148–2168. Citado 2 vezes nas páginas 101 e 102.
- PERLMUTTER, S., et al. 1998, Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 391, n. 6662, p. 51. Citado na página 29.
- PIATTELLA, O. 2018. *Lecture notes in cosmology*. [S.l.]. Citado na página 81.

- Planck Collaboration; ADE, P. A. R. e. a. 2015, Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *arXiv*. ISSN 0717-6163. Citado 3 vezes nas páginas 35, 72 e 84.
- REGO, C., FROTA, H., ; GUSMÃO, M. 2013, Multifractality of brazilian rivers. *Journal of hydrology*, Elsevier, v. 495, p. 208–215. Citado na página 145.
- RIESS, A. G., et al. 1998, Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 116, n. 3, p. 1009. Citado na página 29.
- ROSS, A. J., et al. 2011, Ameliorating systematic uncertainties in the angular clustering of galaxies: a study using the sdss-iii. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 417, n. 2, p. 1350–1373. Citado na página 143.
- RYDEN, B. 2016. *Introduction to cosmology*. [S.l.]: Cambridge University Press. Citado 4 vezes nas páginas 33, 36, 37 e 38.
- SALAZAR-ALBORNOZ, S. 2016. *A tomographic approach to the statistical analysis of the large-scale structure of the universe*. Tese (Doutorado) — lmu. Citado na página 42.
- SALAZAR-ALBORNOZ, S., et al. 2017, The clustering of galaxies in the completed sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey: angular clustering tomography and its cosmological implications. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 468, n. 3, p. 2938–2956. Citado 3 vezes nas páginas 82, 102 e 103.
- SALAZAR-ALBORNOZ, S., et al. 2014, Clustering tomography: measuring cosmological distances through angular clustering in thin redshift shells. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 443, n. 4, p. 3612–3623. Citado 4 vezes nas páginas 65, 85, 102 e 103.
- SÁNCHEZ, E., et al. 2013, Precise measurement of the radial baryon acoustic oscillation scales in galaxy redshift surveys. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 434, n. 3, p. 2008–2019. Citado na página 102.
- SÁNCHEZ, E., et al. 2011, Tracing the sound horizon scale with photometric redshift surveys. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Blackwell Publishing Ltd Oxford, UK, v. 411, n. 1, p. 277–288. Citado 23 vezes nas páginas 16, 51, 52, 54, 55, 56, 65, 66, 68, 69, 78, 82, 83, 87, 92, 93, 96, 102, 109, 111, 114, 118 e 125.
- SANTOS, B. dos. 2013. *Aspectos Observacionais em Teorias $f(R)$ no Formalismo de Palatini*. Tese (Doutorado) — Observatório Nacional. Citado na página 35.
- SCHLEGEL, D. J., FINKBEINER, D. P., ; DAVIS, M. 1998, Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 500, n. 2, p. 525. Citado na página 103.
- SEO, H.-J., et al. 2010, High-precision predictions for the acoustic scale in the nonlinear regime. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 720, n. 2, p. 1650. Citado na página 107.
- SEO, H.-J.; EISENSTEIN, D. J. 2003, Probing dark energy with baryonic acoustic oscillations from future large galaxy redshift surveys. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 598, n. 2, p. 720. Citado na página 63.

- SEO, H.-J., et al. 2008, Nonlinear structure formation and the acoustic scale. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 686, n. 1, p. 13. Citado na página 107.
- SIMONI, F. de, et al. 2013, Large-scale analysis of the sdss-iii dr8 photometric luminous galaxies angular correlation function. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 435, n. 4, p. 3017–3027. Citado 2 vezes nas páginas 102 e 103.
- SLEPIAN, Z., et al. 2017, The large-scale three-point correlation function of the sdss boss dr12 cmass galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 468, n. 1, p. 1070–1083. Citado na página 81.
- SLEPIAN, Z., et al. 2017, Detection of baryon acoustic oscillation features in the large-scale three-point correlation function of sdss boss dr12 cmass galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 469, n. 2, p. 1738–1751. Citado na página 81.
- SLOSAR, A., et al. 2013, Measurement of baryon acoustic oscillations in the lyman- α forest fluctuations in boss data release 9. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2013, n. 04, p. 026. Citado na página 64.
- SODRÉ, L., SILVA, A. Ribeiro da, ; SANTOS, W. A. 2013, The nature of extremely red galaxies in the local universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 434, n. 3, p. 2503–2508. Citado na página 103.
- SPRINGEL, V., FRENK, C. S., ; WHITE, S. D. 2006, The large-scale structure of the universe. *nature*, Nature Publishing Group, v. 440, n. 7088, p. 1137. Citado na página 81.
- SUNYAEV, R. A.; ZELDOVICH, Y. B. 1970, Small-scale fluctuations of relic radiation. *Astrophysics and Space Science*, Springer, v. 7, n. 1, p. 3–19. Citado 3 vezes nas páginas 63, 81 e 101.
- SZAPUDI, I.; SZALAY, A. S. 1998, A new class of estimators for the n-point correlations. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 494, n. 1, p. L41. Citado na página 85.
- VERDE, L., et al. 2002, The 2df galaxy redshift survey: the bias of galaxies and the density of the universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, The Royal Astronomical Society, v. 335, n. 2, p. 432–440. Citado na página 49.
- VEROPALUMBO, A., et al. 2014, An improved measurement of baryon acoustic oscillations from the correlation function of galaxy clusters at $z \approx 0.3$. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 442, n. 4, p. 3275–3283. Citado na página 63.
- VISSER, M. 2005, Cosmography: Cosmology without the einstein equations. *General Relativity and Gravitation*, Springer, v. 37, n. 9, p. 1541–1548. Citado 2 vezes nas páginas 107 e 108.
- WANG, Y.; WANG, S. 2013, Distance priors from planck and dark energy constraints from current data. *Physical Review D*, APS, v. 88, n. 4, p. 043522. Citado na página 78.

- WANG, Y., et al. 2017, The clustering of galaxies in the completed sdss-iii baryon oscillation spectroscopic survey: tomographic bao analysis of dr12 combined sample in configuration space. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 469, n. 3, p. 3762–3774. Citado na página 63.
- WEINBERG, D. H., et al. 2013, Observational probes of cosmic acceleration. *Physics reports*, Elsevier, v. 530, n. 2, p. 87–255. Citado 5 vezes nas páginas 29, 31, 35, 63 e 101.
- WEINBERG, S. 1972. *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity*. [S.l.]: Wiley New York, v. 67. Citado 3 vezes nas páginas 33, 35 e 37.
- WEINBERG, S. 1989, The cosmological constant problem. *Reviews of Modern Physics*, v. 61, n. 1, p. 1–23. ISSN 00346861. Citado na página 36.
- WHITE, M. 2003, Cosmology with the ly-a forest. *arXiv preprint astro-ph/0305474*. Citado na página 64.
- WILL, C. M. 2017, The confrontation between general relativity and experiment: A 1995 update. In: *General Relativity*. [S.l.]: Routledge. p. 239–282. Citado na página 30.
- XAVIER, H. S. 2019, Largest scales from the largest galaxy surveys: the pseudo karhunen-loève method. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, IOP Publishing, v. 2019, n. 04, p. 037. Citado na página 85.
- XAVIER, H. S., ABDALLA, F. B., ; JOACHIMI, B. 2016, Improving lognormal models for cosmological fields. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 459, n. 4, p. 3693–3710. Citado 2 vezes nas páginas 84 e 107.
- YORK, D. G., et al. 2000, The sloan digital sky survey: Technical summary. *The Astronomical Journal*, IOP Publishing, v. 120, n. 3, p. 1579. Citado 3 vezes nas páginas 30, 63 e 103.

Apêndices

APÊNDICE A – Análises Complementares ao Cap. 4

A.1 Métodos de Reamostragem *Jackknife* e *Bootstrap* para Estimar as Barras de Erro para a 2PACF

Como complemento aos resultados apresentados no capítulo 4, estimamos aqui as barras de erro para a 2PACF dos quasares através dos métodos de reamostragem *jackknife* e *bootstrap*, bem estabelecidos na literatura (ver, por exemplo, Myers et al. (2006), Norberg et al. (2009), Ross et al. (2011), Ansarinejad & Shanks (2018)).

No caso da metodologia *jackknife*, criamos 35 amostras de quasares a partir dos dados DR12Q e, para cada uma delas, calculamos a 2PACF. As barras de erro são obtidas com base na raiz quadrada da diagonal principal da matriz de covariância obtida de acordo com a expressão (Crocce et al., 2011),

$$\text{Cov}_{JK}(\theta, \theta') = \frac{N_{JK} - 1}{N_{JK}} \sum_{i,j=1}^{N_{JK}} (\omega_{JK}^i(\theta) - \hat{\omega}(\theta)) \times (\omega_{JK}^i(\theta') - \hat{\omega}(\theta')), \quad (\text{A.1})$$

onde ω_{JK}^i corresponde a i -ésima amostra *jackknife* e $\hat{\omega}$, corresponde a 2PACF para a amostra completa de dados.

Para o método de reamostragem *bootstrap*, consideramos $N_{sub} = 47$ subamostras com respeito a amostra original. Com isto, usamos o procedimento descrito em Norberg et al. (2009), de modo que, $N_r = 3N_{sub}$, com N_r sendo a quantidade de subamostras escolhidas de maneira randômica com substituição dos dados originais. Em seguida, geramos um total de 100 amostras *bootstrap*. As barras de erro, para este caso, foram calculadas a partir da matriz de covariância de acordo com Norberg et al. (2009).

Os resultados obtidos, como já reportado pela literatura (Norberg et al., 2009; Crocce, Cabré & Gaztañaga, 2011; Crocce et al., 2011), indicam que as barras de erro para 2PACF são superestimadas seguindo essas metodologias, quando comparadas com as barras de erro derivadas da matriz de covariância teórica. Na figura 39 comparamos as barras de erro, $\Delta\omega$, obtidas a partir de diversos estimadores, sendo possível observar que os métodos *jackknife* e *bootstrap* superestimam os erros da 2PACF. Além disso, acrescentamos as barras de erro (círculos pretos) estimadas diretamente dos $N = 16$ catálogos randômicos usados na seção 4.4.2, através do desvio padrão do conjunto das 2PACF de

cada random com respeito a média. Neste caso, é possível notar que as barras de erro foram subestimadas.

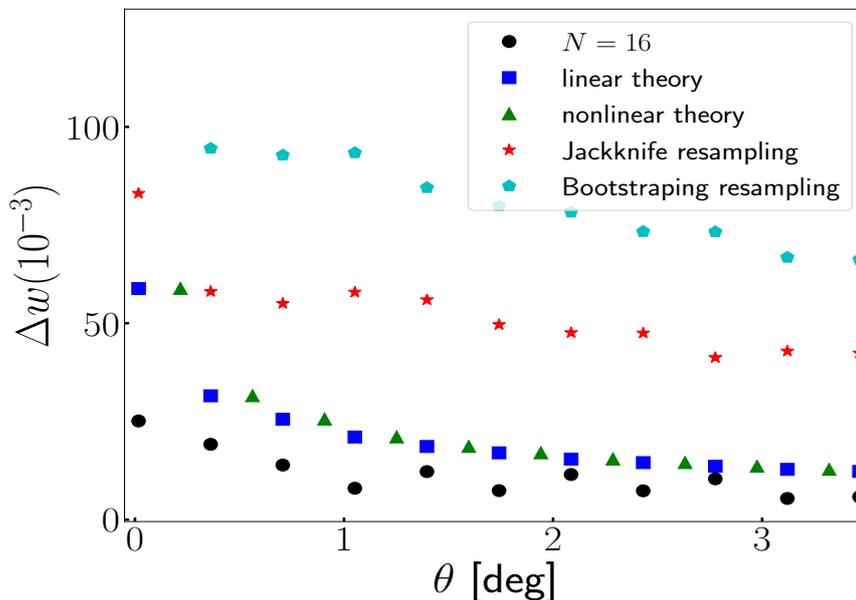


Figura 39 – Comparação das estimativas das barras de erro obtidas a partir dos métodos: catálogos randômicos (círculos pretos), teoria linear (quadrados azuis), teoria não-linear (triângulos verdes), *jackknife* (estrelas vermelhas) e *bootstrap* (pentágonos cianos). Os triângulos representando a teoria não-linear foram levemente deslocados para a direita.

A.2 O Gerador dos Catálogos Randômicos

Uma parte crucial para a detecção robusta e estatisticamente significativa da escala angular BAO diz respeito a produção do catálogo randômico, que deverá ter as mesmas características dos dados estudados: eles devem conter objetos distribuídos de maneira homogênea, na mesma área do céu que os dados originais e obedecer a mesma geometria; além disso, o número de objetos, N_r , deve ser bem maior que o de dados, N_d , a fim de minimizar o ruído estatístico nos resultados, sendo N_d a quantidade de objetos, em nosso caso de quasares.

Ademais, uma estratégia comumente usada para as contagens RR de pares de objetos no catálogo randômico e DR de pares de objetos, um nos dados e o outro nos randoms, refere-se a subdividir a amostra randômica em N subconjuntos, de modo que $N \simeq N_d$.

A metodologia usada para gerar os catálogos randômicos utilizados neste trabalho, com o propósito de se obter uma amostra homogênea de objetos (Peebles & Hauser, 1974),

se baseia em “embaralhar” as coordenadas angulares da casca de quasares selecionada de maneira que, qualquer possível correlação presente nos dados seja destruída (Rego, Frota & Gusmão, 2013). Neste caso em particular, a quantidade final de objetos randômicos é necessariamente, $N = N_d$.

Existem outras maneiras de se gerar essa amostra randômica e, por isso, averiguar se a metodologia empregada foi eficiente para obtermos um conjunto homogêneo de dados se torna uma tarefa importante. Uma maneira de testar esses dados se dá através do chamado *teste nulo* (veja a seção 5 em Landy & Szalay (1993), por exemplo). Considere, por exemplo, que tenhamos produzido $N + 1$ catálogos randômicos. Para o teste nulo é assumido que, qualquer um dos $N + 1$ catálogos randômicos assumirá o papel de *pseudo-catálogo de dados*, sendo comparado, a partir da 2PACF via equação 4.2, com os N catálogos randômicos restantes. Uma vez que a 2PACF não deverá indicar nenhuma aglomeração para qualquer escala, considerando-se as barras de erro, foram gerados três casos para realização dos testes, $N = 16, 25$ e 50 onde, $N_{16} \subset N_{25} \subset N_{50}$. Os resultados estão expostos na figura 40, onde é possível observar a ausência de aglomeração para qualquer escala particular, indicando uma excelente performance.

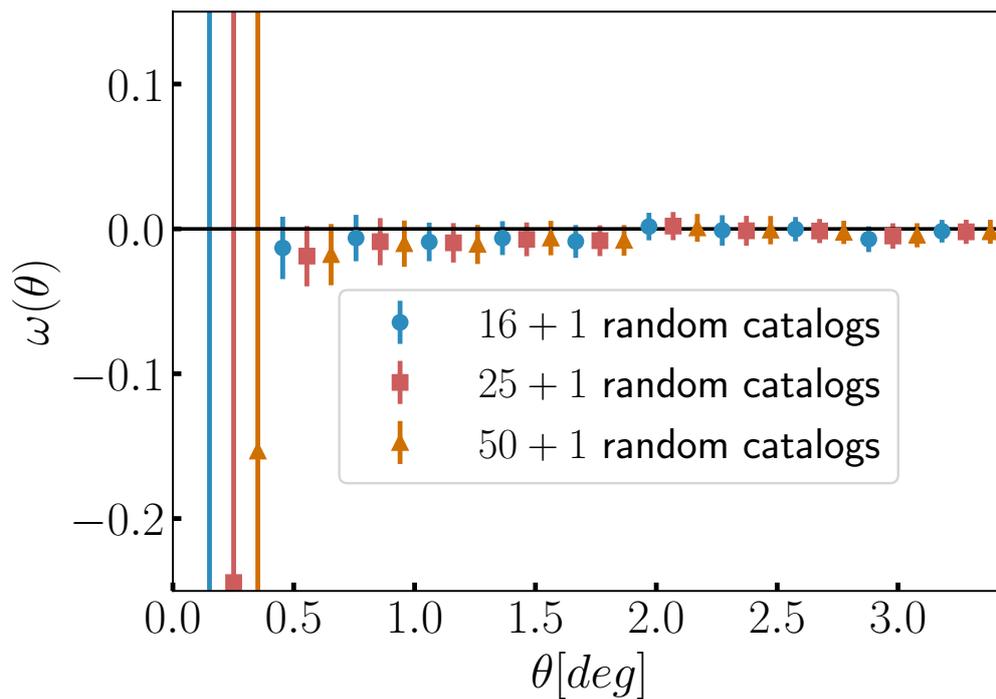


Figura 40 – A 2PACF ($N_b = 29$) obtida para os casos com $N = 16 + 1$ (círculos), $25 + 1$ (quadrados), e $50 + 1$ (triângulos) catálogos randômicos onde, o último catálogo randômico para cada conjunto de dados foi considerado como *pseudo-catálogo de dados*. Os quadrados e os triângulos foram deslocados para a direita artificialmente por 0.10° e 0.20° , respectivamente, para fins de clareza. As barras de erro foram obtidas a partir dos N catálogos randômicos restantes em cada caso, ou seja, elas representam os desvio padrão para as N 2PACF calculadas lembrando que, de acordo com os resultados do apêndice A.1, as barras de erro geradas desta maneira são subestimadas quando comparadas com aquelas geradas a partir da matriz de covariância teórica.