

Large scale structure and dark energy

Ph.D Thesis in Physics
Universitat de Barcelona
Departament d'Astronomia i Meteorologia

(Programa de doctorat bienni 2003-2005)

Anna Cabré Albós
Supervisor: Enrique Gaztañaga Balbás

Tutor: Eduard Salvador Solé

Barcelona 2008

Part III

Resum de la tesi

El model cosmològic estàndard actual comença amb el “Big Bang”, seguit d’una expansió ràpida de gran extensió anomenada inflació. A partir d’aquest moment, les petites fluctuacions quasi homogènies primordials comencen a créixer segons la gravetat mentre l’Univers es va expandint a un ritme més lent que la inflació. Després de 300.000 anys de l’origen de l’Univers, la temperatura ha baixat prou com per a facilitar la recombinació dels àtoms amb els electrons. L’Univers és ara neutre, i els fotons queden lliures a partir d’aquest moment, i poden arribar fins a nosaltres, transportant una informació molt valuosa: l’univers és pla o quasi pla, i això només ho podem explicar si introduïm un nou constituent de l’univers a part de la ja coneguda matèria, per a poder completar la densitat d’energia d’un univers pla. Aquest nou constituent és l’energia fosca i actua com a anti-gravetat, per tant és la responsable de la recent acceleració de l’univers observada a partir de supernoves Ia. Tot i que hi ha un model que explica les observacions, el problema és que ni la matèria fosca ni l’energia fosca es coneixen, tot i que en descobrim els efectes a través d’observacions. Recentment, les observacions a escala cosmològica han augmentat molt. Analitzant els nous catàlegs, podem restringir els models vàlids en l’univers que observem, o millorar els errors i anar limitant el model estàndard, que encara té paràmetres molt degenerats. Estudiem els constituents de l’univers, l’evolució del creixement de perturbacions, la història de l’expansió i també teories alternatives com la modificació de la gravetat a grans escales.

En la primera part de la tesi, hem estudiat l’efecte Sachs-Wolfe Integrat (ISW), a través de la correlació creuada entre l’estructura a gran escala, que les galàxies tracen, i les fluctuacions de temperatura del fons còsmic de microones (CMB). Els fotons que provenen de la superfície d’última interacció poden veure’s afectats pels potencials de gravetat que la matèria crea. Aquest efecte ens dona informació directe i independent de l’energia fosca, ja que si el nostre univers només estigués format de matèria, l’efecte ISW net seria igual a zero.

En la segona part de la tesi, estudiem l’agrupament de galàxies que tracen la matèria fosca, de la qual volem obtenir informació. Utilitzem el catàleg de galàxies vermelles lluminoses del SDSS (Sloan Digital Sky Survey) i estudiem com s’agrupen en l’espai “redshift” (on les galàxies experimenten corrent al roig). Aquestes galàxies ocupen un volum extens, important per tenir un bon senyal, tot i que tracen pous de potencials esbiaixats, perquè se situen en les zones més denses, i el tractament del biaix en funció de l’escala és més complicat que en d’altres galàxies. Gràcies a les distorsions en l’espai “redshift” podem trencar degeneracions existents en l’espai real.

Chapter 12

Formació d'estructura correlacionant mapes del cel

12.1 L'efecte Sachs-Wolfe integrat

La temperatura dels fotons del fons còsmic de microones (CMB) està influenciada per qual-sevol camp que interaccioni amb els fotons. Tot i que la majoria d'efectes es produeixen a la superfície de recombinació, també hi ha efectes secundaris, en el camí dels fotons provinents del CMB cap a nosaltres. L'efecte Sachs-Wolfe Integrat (ISW) és un corriment al blau gravitacional net (o corriment al roig) que experimenten els fotons provinents del CMB quan cauen en un pou de potencial profund (guanyen energia, corriment al blau) i surten del mateix potencial ara menys profund que ha evolucionat amb el temps (corriment al roig més baix). O també pot passar al contrari, depenent del constituent que faci evolucionar els potencials gravitatoris amb el temps, tant pot ser que l'univers no sigui pla o que hi hagi energia fosca. Si assumim que l'univers és pla, com indiquen les observacions del CMB amb el satèl·lit WMAP, l'efecte ISW indica exclusivament energia fosca, i el podem detectar correlacionant l'agrupament de galàxies (que tracen els potencials gravitatoris) amb la temperatura del CMB. Per un univers sense energia fosca, no hi ha correlació creuada perquè el potencial gravitacional es manté constant, malgrat que les perturbacions creixin.

S'han trobat anomalies en les prediccions de l'efecte ISW contrastant-les amb observacions de fluctuacions de temperatura directament, i és particularment interessant estudiar si es pot detectar l'efecte a través d'un test independent, com ara la correlació creuada just esmentada (Crittenden & Turok 1996).

Utilitzant el catàleg SDSS DR1, Fosalba et al. (2003) han trobat una correlació creuada positiva amb WMAP1 (catàleg medidor del CMB), així com Scranton et al. (2003). WMAP1 també ha estat correlacionat amb galàxies del catàleg APM (Fosalba & Gaztañaga 2004), amb galàxies infrarojes (Afshordi et al. 2004), amb galàxies ràdio (Nolta et al. 2004), amb el fons de rajos X (Boughn & Crittenden 2004a,b) i amb galàxies vermelles lluminoses (Padmanabhan et al. 2005). La significància d'aquestes mesures és baixa (al voltant de $2-3 \sigma$, mireu Gaztañaga et al. 2006 per un anàlisi conjunt) i molts científics segueixen mostrant-se escèptics davant d'aquestes deteccions. Una significància més alta s'ha trobat per Cabré et al. (2006), explicada en aquesta tesi, quan correlacionem WMAP3 amb SDSS DR4 o DR5. Més recentment, Giannantonio et al. (2006) han correlacionat WMAP3 amb una selecció de quàsars del catàleg SDSS, juntament amb una nova compilació dels resultats, que mostren una clara

tendència a preferir valors més alts que el model estàndard descrit pels resultats de WMAP. Rassat et al. (2007) han correlacionat WMAP3 amb el catàleg 2MASS i Giannantonio et al. (2008) han realitzat un anàlisi conjunt que inclou totes les observacions fetes fins ara.

12.2 Teoria ISW

Una manera de detectar l'efecte ISW és correlacionant les fluctuacions en la densitat de galàxies amb les fluctuacions de temperatura del fons de microones. Quan els fotons que provenen del CMB passen a través de potencials gravitatoris creats per l'estructura a gran escala, la temperatura es veu modificada segons:

$$\Delta_T^{ISW}(\hat{n}) \equiv \frac{T(\hat{n}) - T_0}{T_0} = - \int dz \frac{d}{dz}(\Phi - \Psi) = -2 \int dz \frac{d\Phi}{dz}(\hat{n}, z) \quad (12.1)$$

on Φ i Ψ són els potencials gravitacionals Newtonians ($\Phi = -\Psi$ pel cas estudiat) i suposem una reionització instantània amb $\tau = \infty$ abans de la reionització i $\tau = 0$ després.

Calculem la correlació creuada $w_{TG}^{ISW}(\theta) = \langle \Delta_T^{ISW}(\hat{n}_1) \delta_G(\hat{n}_2) \rangle$ entre temperatura i galàxies que expandim en polinomis de Legendre. Per escales grans i separacions angulars petites:

$$w_{TG}^{ISW}(\theta) = \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{4\pi} p_{\ell}(\cos \theta) C_{GT}^{ISW}(\ell) \quad (12.2)$$

Després d'uns càlculs arribem a les següents equacions:

$$\begin{aligned} C_{GT}^{ISW}(\ell) &= \frac{4}{(2\ell + 1)^2} \int dz W_{ISW}(z) W_G(z) \frac{H(z)}{c} P(k) \\ W_{ISW}(z) &= 3\Omega_m (H_0/c)^2 \frac{d[D(z)/a]}{dz} \\ W_G(z) &= b(z) \phi_G(z) D(z), \end{aligned} \quad (12.3)$$

on $k = \frac{\ell+1/2}{r}$, $\phi_G(z)$ és la funció de selecció de les galàxies, $r(z)$ és la distància comòbil, $b(z)$ és el biaix en les galàxies al corriment al roig z , $D(z)$ és la funció de creixement lineal que relaciona la sobredensitat a corriment al roig z amb amb la mateixa en l'època actual, normalitzada a 1 al present, $\delta(k, z) = D(z)\delta(k, 0)$.

L'equació de Hubble: $H(z)^2/H_0^2 = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda}(1+z)^{3(1+w)}$ relaciona la distància comòbil depenent de l'època. En aquest treball considerem un univers pla i l'energia fosca està representada per una equació d'estat efectiva $w = p/\rho$. La formulació usada aquí és una descomposició de les equacions presentades a Fosalba & Gaztañaga (2004) i Afshordi (2004). L'avantatge principal és que podem anular el monopol ($\ell = 0$) i el dipol ($\ell = 1$) individualment, així com es fa en els mapes WMAP. La contribució del monopol i dipol a w_{TG} és significant i pot sobre predir w_{TG} en un 10%. L'espectre de potències utilitzat és $P(k) = A k^{n_s} T^2(k)$, on $T(k)$ és la funció de transferència Λ CDM, que podem avaluar amb l'ajust d'Eisenstein & Hu (1998).

12.3 Anàlisi d'errors en la correlació creuada TG

Els errors en l'efecte ISW estan limitats bàsicament per la variància còsmica i per l'àrea disponible en els mapes del cel. Les deteccions que hi ha fins ara a la literatura només arriben

a $2-4 \sigma$ com a màxim. Fins i tot, en el model de concordància, una mesura òptima de la correlació a tot el cel només arribaria a una senyal/soroll de 10 (Afshordi 2004). Així doncs, a causa del baix senyal que l'efecte ISW té, resulta molt important d'estudiar bé els errors i la covariància en el senyal de la correlació. En aquesta secció parlarem de 4 mètodes per estimar els errors.

El primer està basat en el mètode Monte Carlo (MC) on utilitzem M simulacions dels mapes que volem correlacionar i estudiem la variància entre aquestes simulacions independents. Podem introduir la correlació entre els dos mapes o aproximar que tot l'error ve dels mapes originals (que és cert en un % d'error). Si incloem la correlació creuada en els mapes, parlem de MC2 i si fixem el mapa de les galàxies, MC1. En aquest segon cas no hi ha correlació però és un anàlisi més fàcil de realitzar i per això s'ha fet fins ara. També estudiarem les diferències amb dos mètodes teòrics, un que utilitza la popular predicció en l'espai harmònic (TH), i un que treballa en l'espai de configuració (TC). Finalment, utilitzem l'error "jackknife" (JK) que utilitza sub-regions de les mateixes dades per a estudiar la variància.

Una vegada tenim l'estimació dels errors en un espai, podem traslladar-lo a un altre espai complementari a través de transformades de Legendre.

La covariància MC està definida com:

$$C_{ij} = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \Delta w_{TG}^k(\theta_i) \Delta w_{TG}^k(\theta_j) \quad (12.4)$$

$$\Delta w_{TG}^k(\theta_i) = w_{TG}^k(\theta_i) - \widehat{w}_{TG}(\theta_i) \quad (12.5)$$

on $w_{TG}^k(\theta_i)$ és la mesura en la simulació k ($k=1, \dots, M$) i $\widehat{w}_{TG}(\theta_i)$ és la mitjana per les M realitzacions. Obtenim l'error diagonal pel cas $i=j$, o variància.

Demostrem la convergència de les simulacions MC en la figura 12.1, on veiem que necessitem de l'ordre de 700 simulacions per a arribar a una covariància estable.

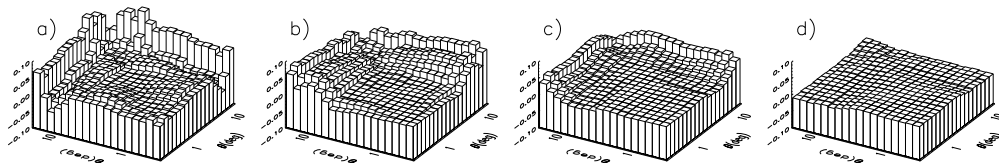


Figure 12.1: Convergència en la matriu normalitzada de covariància per a les simulacions MC2. Comparem com canvia la covariància quan augmentem el nombre de simulacions. En aquest plot mostrem la diferència entre a) les 100 primeres respecte les 200 primeres b) 200-400 , c) 400-700, d) 700-1000. Els resultats mostren que com a mínim es necessiten 700 simulacions perquè la covariància convergeixi completament.

Tanmateix, amb 200 simulacions n'hi ha prou per a calcular un bon error diagonal (fig.12.2).

Els errors JK es calculen a partir del mapa de dades, el qual dividim en sub-regions aproximades en tamany i forma. Cada realització JK és el catàleg sencer excepte una de les sub-regions. D'aquesta manera, podem obtenir els errors de les mateixes dades, que és el més ideal, però les diferents realitzacions JK estan clarament correlacionades, per tant apliquem un factor de correcció a la covariància MC (eq.12.4), $(M - 1)$. L'error depen del nombre

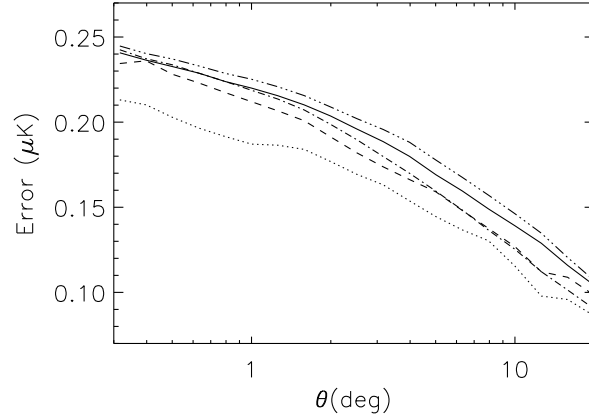


Figure 12.2: Convergència en l'error diagonal per a simulacions MC. Mostrem l'error per a les primeres 100 simulacions (puntets), 200 (ratlles), 400 (ratlla-punt), 700 (ratlla-punt-punt) i 999 (línia sòlida). Amb 200 simulacions l'exactitud dels errors és d'un 20%.

de zones i de la forma, però hem mirat les diferències entre 20 i 80 zones, i obtenim resultats molt similars, sempre que les zones siguin compactes en l'espai i tinguin una forma similar.

La teoria en l'espai harmònic és més fàcil ja que la covariància és diagonal quan analitzem tot el cel, fet que no succeeix en l'espai real. Per a camps Gaussians, es pot veure fàcilment que la variància és

$$\Delta^2 C_\ell^{TG} = \frac{1}{f_{sky}(2\ell + 1)} [(C_\ell^{TG})^2 + C_\ell^{TT} C_\ell^{GG}]. \quad (12.6)$$

Això indica que la variància de l'espectre de potències resulta en combinacions quadràtiques de l'auto-espectre i espectres de potència creuats, amb una amplitud que depen del nombre de m -modes independents en cada escala ℓ que ve donada per $f_{sky}(2\ell + 1)$.

Quan treballem amb una part del cel, introduïm acoblament entre diferents nodes ℓ , provocant que la covariància entre diferents ℓ ja no sigui diagonal. Els multipols baixos de C_ℓ són sistemàticament esbiaixats cap a valors més baixos, però això es pot arreglar amb una correcció dependent de la màscara del catàleg. Nosaltres utilitzem: $C_\ell^{AllSky}/C_\ell^{PartialSky}$ per a compensar aquest efecte.

Amb la transformada de Legendre, propaguem l'error ΔC_ℓ en l'equació 12.6 cap a l'espai de configuració,

$$\Delta^2 w(\theta) = \sum_l \left(\frac{2\ell + 1}{4\pi} \right)^2 P_\ell^2(\mu) \Delta^2 C_\ell, \quad (12.7)$$

on $\mu \equiv \cos\theta$. Per la matriu de covariància:

$$\begin{aligned} C_{ij} &\equiv Cov(w(\theta_i), w(\theta_j)) \\ &= \sum_l \left(\frac{2\ell + 1}{4\pi} \right)^2 P_\ell(\mu_i) P_\ell(\mu_j) \Delta^2 C_\ell, \end{aligned} \quad (12.8)$$

L'equació 12.8 i 12.7 assumeixen que els diferents multipols ℓ no estan correlacionats, que només és estrictament cert per catàlegs que ocupin tot el cel. Tanmateix, aquesta aproximació és bona fins i tot per catàlegs que ocupen un 10% del cel.

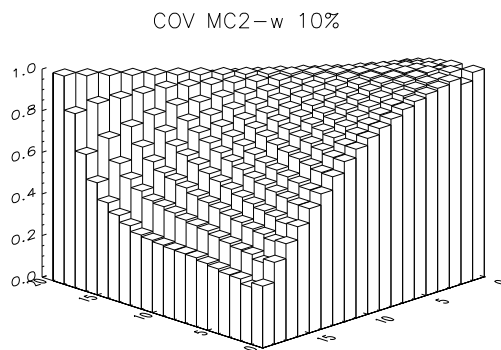


Figure 12.3: Covariància normalitzada en l'espai real pel cas MC2. No trobem diferències significants entre aquesta covariància amb la resta de mètodes i tampoc trobem diferències entre la fracció del cel usada en l'estudi.

Els errors tèorics en l'espai de configuració TC estan explicats detalladament en la tesi de Marc Manera, però aquí en fem un breu resum. Aquest mètode té grans avantatges, perquè té en compte la geometria del catàleg, pot donar errors més exactes per a angles grans on tant els errors TH com els JK són inaccurats. Comparat amb l'error MC, aquest mètode TC és més ràpid computacionalment ja que no necessita generar un gran nombre de realitzacions del cel, a part de no necessitar cap model fiducial, perquè pot obtenir l'error a partir dels mapes observats.

12.4 Comparació entre covariàncies i errors diagonals

Per a la covariància, observem pocs canvis en l'espai real, sigui quin sigui el mètode i independentment de la fracció del cel utilitzada en l'anàlisi. Les diferències les trobarem en l'error diagonal (fig.12.3). En canvi, en l'espai harmònic, les covariàncies perfectament diagonals en cas d'utilitzar tot el cel, van sent menys diagonals quan utilitzem una fracció del cel més petita.

La figura 12.4 representa un dels resultats principals d'aquesta part de la tesi. Compara la variància en l'espai real per a diferents mètodes. L'error MC2 és el considerat real, i veiem que els mètodes tèorics TH i TC donen resultats acurats. L'error JK té un pendent diferent que els altres mètodes tot i ser consistent amb ells donada la dispersió. L'error MC1 sembla subestimar els errors, però és lògic ja que estem prescindint de la part corresponent a la correlació creuada. Pel cas de cel complet, els errors tèorics coincideixen perfectament amb l'error MC2.

Hem provat els mètodes MC2-w, TH-w i TC-w per a diferents àrees del cel f_{sky} i obtenim també resultats similars. Observem que l'error escala per un factor $1/\sqrt{f_{sky}}$, com esperàvem.

12.5 Correlació creuada entre WMAP3 i el catàleg de galàxies SDSS DR3

Correlacionem les fluctuacions de temperatura obtingudes del 3r any del catàleg WMAP, amb fluctuacions del nombre de galàxies agafades del catàleg SDSS DR4 que cobreix un 13% del cel, incrementant un factor 3.7 el volum samplejat en anàlisi previs. Utilitzem una selecció de galàxies amb magnitud aparent r entre 20 i 21 i una selecció especial de galàxies vermelles lluminoses que es troben a una distància molt més llunyana. Les dues mostres són

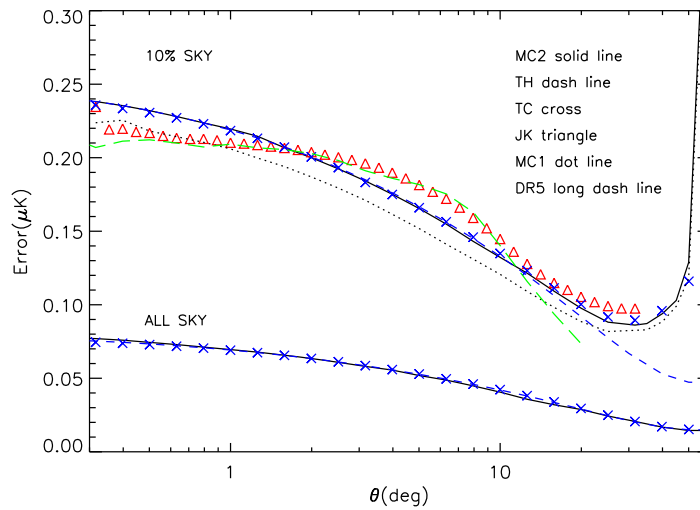


Figure 12.4: Error calculat amb diferents mètodes (com indica la figura) en l'espai real per a $\Omega_{DE} = 0.7$. Per un mapa que cobreixi el 10% del cel (línies i símbols de dalt), els models teòrics TC (creus), i TH (ratlles), funcionen bé comparat amb el model real MC2 (línia), mentre que el mètode MC1 (punts) sembla que subestimi els errors en un 10%. El mètode JK (triangles) sembla lleugerament esbiaixat amunt/avall en escales grans/petites, tot i que els errors són compatibles donada la dispersió dels JK en totes les simulacions. A baix veiem els resultats per mapes de tot el cel: MC2 (línia), TH (ratlles) i TC

aproximadament independents. Les noves mesures confirmen una correlació creuada positiva amb una significància molt alta (el senyal entre soroll és aproximadament 4.7). La correlació com a funció de l'angle observat està ben ajustat per l'efecte ISW per un model estàndard Λ CDM amb constant cosmològica. L'anàlisi combinant varies mostres dóna $\Omega_{\Lambda} = 0.80 - 0.85$ (68% de nivell de confiança, CL) o $0.77 - 0.86$ (95% CL). Trobem resultats similars independentment de la mostra utilitzada que pot estar centrada a un corriment al roig $z \simeq 0.3$ o $z \simeq 0.5$, indicant que l'evolució de l'univers concorda amb un model Λ CDM amb equació d'estat $w = -1$. Tanmateix, els errors són encara massa grans per trencar la degeneració entre w versus Ω_{Λ} només utilitzant les dades ISW. Una explicació més detallada d'aquest estudi la podem trobar a Cabré et al. (2006). També hem provat la correlació creuada amb el catàleg millorat SDSS DR5 i veiem que no hi ha millora ni diferències significants respecte als resultats previs.

En la figura 12.5 veiem la correlació creuada per a les dues mostres utilitzades en l'anàlisi, i en la figura 12.6 la distribució de probabilitats per Ω_{Λ} , que és el paràmetre que modifiquem en el nostre anàlisi.

12.6 Discussió

Quin mètode hem de fer servir quan utilitzem dades reals? Utilitzar 1000 simulacions seria la forma més adequada d'enfrontar-nos amb els errors, però és molt costós computacionalment. A més a més, hem de decidir quin model teòric utilitzar, o córrer més simulacions per cada model que volem provar. L'avantatge principal de l'error JK és que els errors s'obtenen directament de les mateixes dades, que són independents del model. És important en l'efecte ISW, on els errors són molt grans i poden canviar molt d'un model a un altre.

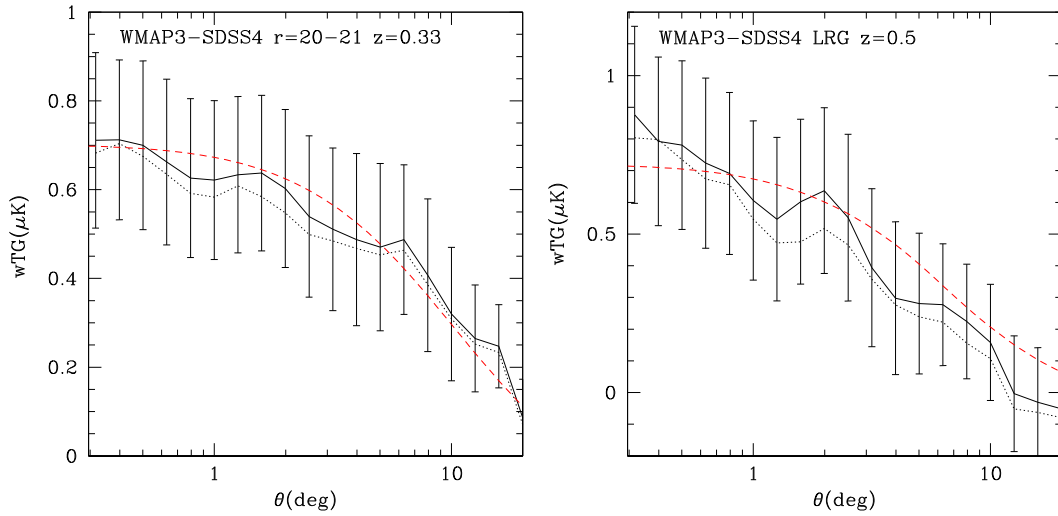


Figure 12.5: La línia contínua amb errors mostra la correlació creuada entre WMAP3-SDSS com a funció de l'escala per la mostra $r = 20 - 21$ (esquerre) i la mostra LRG (dreta). La línia de punts correspon a utilitzar WMAP1, que dóna un resultat molt similar. Les línies ratllades mostren un model Λ CDM amb $\Omega_{\Lambda} = 0.83$ (el millor ajust) escalat amb el biaix apropiat.

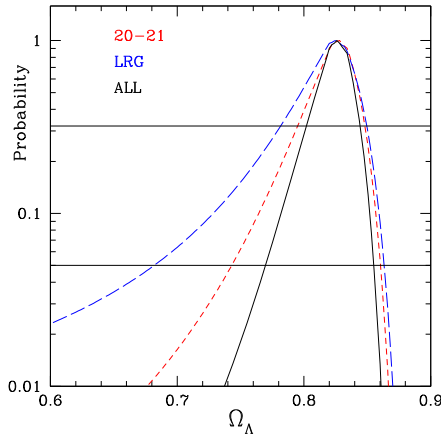


Figure 12.6: Distribució de probabilitat: $1 - P_{\chi}[\Delta\chi^2, \nu = 1]$ per a Ω_{Λ} en la mostra $r = 20 - 21$ (ratlles curtes), la mostra LRG (ratlles llargues), i l'anàlisi combinat (línia contínua). El rang de confiança 68% i 95% està definit per la intersecció amb les corresponents línies horitzontals.

La discrepància trobada entre el model estàndard i els valors de la correlació creuada SDSS4-WMAP3 no és molt significant degut a la covariància còsmica, però podria ser una indicació d'un nou model de física que produeixi un espectre de potències més alt que el model estàndard, com per exemple desviacions en σ_8 , o en l'índex espectral n_s , o en els neutrins Ω_{ν} , etc., que allunyin la solució del model estàndard considerat.

També hem mostrat que és possible utilitzar altres models teòrics (ie TC and TH) per a realitzar prediccions dels errors independents dels models, que serveixin per a les observacions. Contràriament a la resta de mètodes, l'error JK no assumeix estadística Gaussiana, però la seva exactitud pot dependre de la manera d'implementar-lo (ie forma o nombre de sub-regions). Concluïm que per estar-ne segurs, cal validar els errors JK amb les simulacions, però no hi ha cap raó a priori que invalidi aquest mètode (JK).

Chapter 13

Distorsions en l'espai de velocitats

13.1 Teoria

Les galàxies apareixen desplaçades en la direcció radial de l'espai de "redshift" (corriment al roig) a causa de les velocitats peculiars, ja que la distància en l'espai de "redshift" es mesura a través de les velocitats. Per això l'anomenem espai de velocitats. La distància s en l'espai de velocitats és diferent que la real r i difereixen per la component de la velocitat peculiar en la direcció radial. En l'espai de velocitats l'agrupament de galàxies apareix distorsionat, bàsicament a través de dues contribucions. La primera, de les sobredensitats a grans escales que porten a una caiguda coherent entre els centres d'halos: veiem les parets més denses i els buits més grans i més buits, amb un efecte d'aplanament en la funció de correlació de 2 punts en la direcció radial (Kaiser 1987). Les velocitats aleatòries de les galàxies dins dels halos, a escales petites, produeixen un allargament radial, conegut com a dits de Déu (FOG, "fingers of God").

Tot i que les distorsions en l'espai de velocitats compliquen la interpretació dels mapes, tenen l'avantatge d'aportar informació de la dinàmica de les galàxies. En particular, l'amplitud de les distorsions en escales grans porta a una mesura del paràmetre de distorsió lineal del "redshift" β , que està directament relacionat amb la densitat de matèria cosmològica.

Kaiser (1987) va concloure que, en la zona lineal, és a dir escales grans, i suposant l'aproximació plano-paral·lela (on suposem que les galàxies estan suficientment lluny de l'observador de manera que els desplaçaments induïts per velocitats peculiars són efectivament paral·lels), la distorsió causada per la caiguda coherent entre halos es pot descriure d'una forma senzilla en l'espai de Fourier:

$$P_s(k) = (1 + \beta\mu_k^2)^2 P_r(k). \quad (13.1)$$

on μ és el cosinus de l'angle entre k i la direcció radial, el subíndex s indica espai de velocitats, r espai real, i β és el ritme de creixement en la teoria lineal, la quantitat no dimensional que resol l'equació de continuïtat linearitzada $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} + \beta\delta = 0$ en unitats on la constant de Hubble és 1. Si la sobredensitat de les galàxies δ està esbiaixada linealment per un factor b respecte la densitat de matèria de l'Univers δ_m , $\delta = b\delta_m$, però les velocitats no estan esbiaixades, llavors el valor observat de β és

$$\beta \approx \frac{\Omega^{0.55}}{b} \quad (13.2)$$

per gravetat estàndard. Mireu Hamilton (1992) per una introducció més extensa.

Podem traslladar el model de Kaiser en espai de Fourier a l'espai real (Hamilton 1992), i obtenim per a la funció de correlació l'expressió $\xi'(\pi, \sigma)$ detallada en la secció 8.2, que després convolucionem amb una distribució de velocitats entre parelles aleatòries $f(v)$, per a donar el model final $\xi(\sigma, \pi)$.

$$\xi(\sigma, \pi) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi'(\sigma, \pi - v/H_0) f(v) dv \quad (13.3)$$

i representem les velocitats peculiars amb una forma exponencial,

$$f(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2}} \exp\left(-\frac{\sqrt{2}|v|}{\sigma_v}\right) \quad (13.4)$$

on σ_v és la dispersió de la distribució de velocitats entre parelles, que ajustem a una exponencial, forma que s'ha vist que concorda amb observacions.

Definim els multipols de $\xi(\pi, \sigma)$ com

$$\xi_\ell(s) = \frac{2\ell + 1}{2} \int_{-1}^{+1} \xi(\pi, \sigma) P_\ell(\mu) d\mu. \quad (13.5)$$

on μ és el cosinus de l'angle amb la direcció radial π .

El quadrupol normalitzat (Hamilton 1992) es defineix com

$$Q(s) = \frac{\xi_2(s)}{\xi_0(s) - (3/s^2) \int_0^s \xi_0(s') s'^2 ds'} \quad (13.6)$$

Per escales grans, en l'aproximació de Kaiser, el quadrupol es pot relacionar directament amb β

$$Q(s) = \frac{\frac{4}{3}\beta + \frac{4}{7}\beta^2}{1 + \frac{2}{3}\beta + \frac{1}{5}\beta^2} \quad (13.7)$$

Com veiem, la funció de correlació en l'espai de velocitats difereix de la real significativament, degut a les distorsions que s'originen en la direcció radial. Una manera d'estimar la funció de correlació real és integrant $\xi(\pi, \sigma)$ a través de la direcció radial per a obtenir la funció projectada en l'espai real,

$$\Xi(\sigma) = 2 \int_0^\infty \xi(\sigma, \pi) d\pi \quad (13.8)$$

que està relacionada amb la funció de correlació real $\xi(r)$

$$\xi(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{(d\Xi(\sigma)/d\sigma)}{(\sigma^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}} d\sigma. \quad (13.9)$$

La història de l'expansió cosmològica prova la dinàmica de l'evolució global de l'univers i els constituents que el formen, mentre que la història del creixement de perturbacions prova la part inhomogènia de la densitat d'energia. Si comparem les dues històries, podem distingir si la responsable de l'acceleració de l'univers és l'energia fosca o una modificació de la gravetat a grans escales. Les observacions de la història de l'expansió únicament no poden distingir entre energia fosca i gravetat modificada, ja que $H(z)$ pot reproduir-se fàcilment per a qualsevol model de gravetat modificada, si canviem l'equació d'estat de l'energia w . Necessitem

informació addicional provinent del creixement de perturbacions $\delta(z) = \frac{\delta\rho}{\rho}(z)$, que depen exclusivament de la història d'expansió $H(a)$, $w(a)$, $\Omega_m(a)$ en una gravetat normal. Si trobem una discrepància entre el creixement observat i el que prediu la gravetat, podem estar davant d'un cas de gravetat modificada, que representem mitjançant l'índex de creixement γ , el qual podem separar de la resta d'efectes d'expansió segons

$$f = \frac{d \ln D}{d \ln a} = \Omega_m(a)^\gamma, \quad (13.10)$$

Gràcies a les distorsions en l'espai de velocitats, podem obtenir resultats de γ

$$\beta = \frac{1}{b} \frac{d \ln D}{d \ln a} = f/b, \quad (13.11)$$

on b és el biaix entre galàxies i la matèria total, i D és el ritme de creixement lineal a l'escala d'expansió a .

13.2 Estudi d'errors

En aquesta secció analitzem els errors que utilitzarem en les dades amb simulacions. Calculem els errors Monte Carlo, i els comparem amb els errors JK.

13.2.1 Errors en $\xi(\pi, \sigma)$

En la fig.13.1 mostrem les diferències entre l'error diagonal obtingut per MC amb les simulacions MICE de Barcelona, JK i la forma analítica explicada en detall en la tesi, quan binegem la funció de correlació amb 5Mpc/h. L'error JK és bo per escales perpendiculars σ petites, mentre que l'error analític és bo per a escales σ grans. També hem realitzat el mateix anàlisi amb unes simulacions d'halos de Durham, amb la funció de correlació esbiaixada, i les conclusions són les mateixes. En la figura 13.2 podem veure la comparació entre els errors obtinguts amb JK en les dades reals amb un catàleg aleatori (R) 10 vegades més dens que les dades i la forma analítica (que correspon a la forma real MC com acabem de veure). Veiem que l'error JK és bo per escales petites però és massa gran per escales grans, com ja sabíem de l'anàlisi de les simulacions.

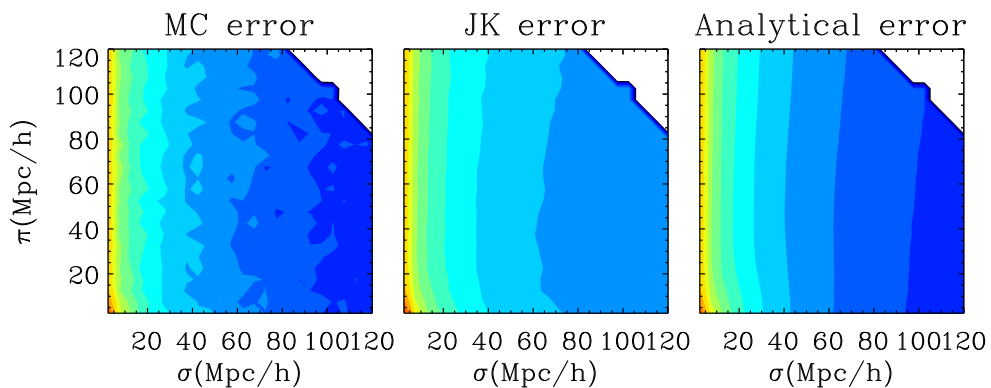


Figure 13.1: Error diagonal en $\xi(s)$ en l'espai de velocitats per a simulacions MICE binejant amb 5Mpc/h, amb contorns $\xi = 0.002 - 0.1$ (increment $\log=0.2$)

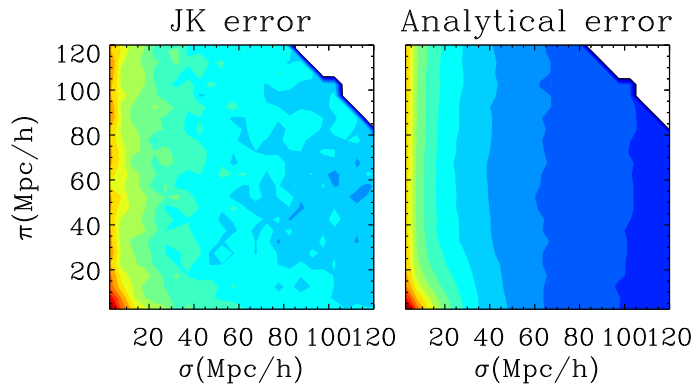


Figure 13.2: Error diagonal en $\xi(s)$ en l'espai de velocitats per a les dades LRG (contorns com a la fig.13.1)

Les mateixes conclusions es repeteixen si enlloc de binejar amb 5Mpc/h ho fem amb 1Mpc/h.

13.2.2 Error en el monopol $\xi_0(s)$

En aquest cas comparem els errors MC i JK perquè no hi ha cap forma analítica fàcil d'aplicar, però si veiem que els JK funcionen bé els podem aplicar a les dades. Podem veure una comparació entre el monopol obtingut en les simulacions i les dades i també la diferència en els errors MC i JK en la figura 13.3, on podem veure clarament que els errors JK funcionen bé.

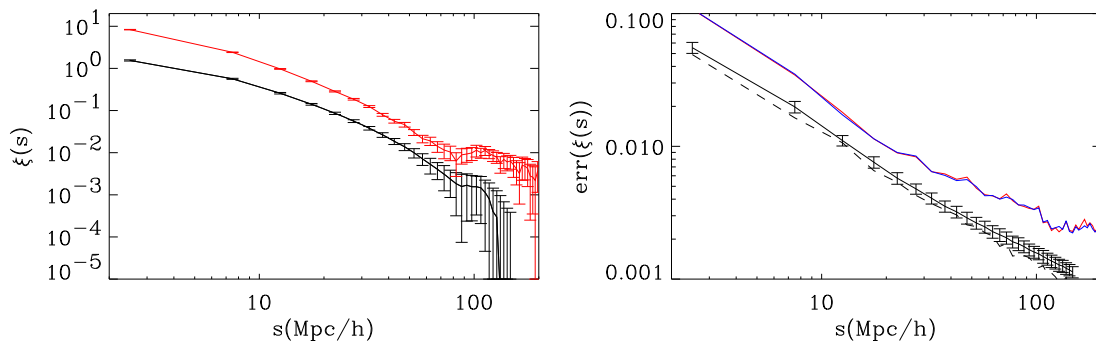


Figure 13.3: Esquerre: Monopole $\xi(s)$ amb errors per a les simulacions MICE (negre) i per les dades LRG (vermell) usant un bin de 5Mpc/h. Dreta: Error diagonal en les simulacions MICE (JK amb dispersió és la línia blanca amb errors, MC línia de puntets) i per a les dades LRG (vermell i blau per $N_R = 10$ i $N_R = 20$)

13.2.3 Error en el quadrupol $Q(s)$

En el quadrupol, l'error JK també funciona bé, com podem veure en la figura 13.4.

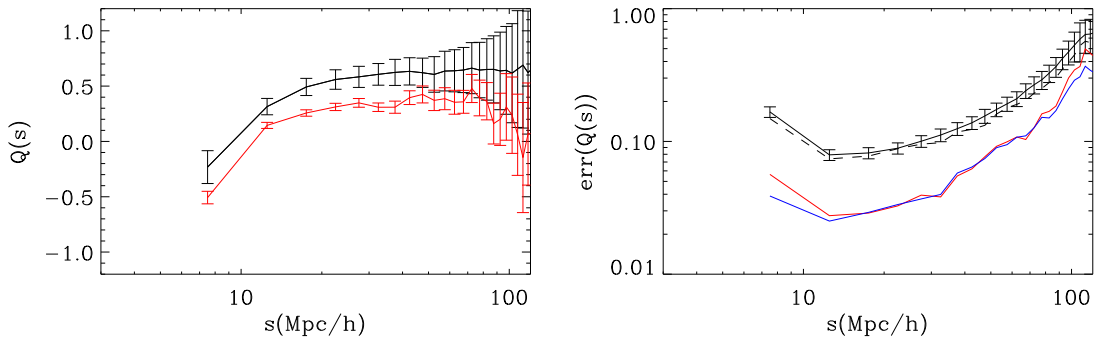


Figure 13.4: Esquerre: $Q(s)$ amb errors per a les simulacions MICE (negre) i per LRG (vermell) amb $\text{bin}=5\text{Mpc/h}$. Dreta: Error diagonal per a les simulacions MICE (línia negra JK amb dispersió, línia puntets MC) i dades LRG (vermell i blau per $N_R = 10$ i $N_R = 20$)

13.2.4 Errors en la funció de correlació projectada $\Xi(\sigma)$

Calculem la funció de correlació projectada $\Xi(\sigma)$ per a cada catàleg fals obtingut de les simulacions MICE integrant a través de π la funció de correlació de 2 punts en l'espai de velocitats, i també calculem l'error JK. En la figura 13.5 mostrem les diferències entre els errors MC i JK, que tornen a coincidir en aquest cas.

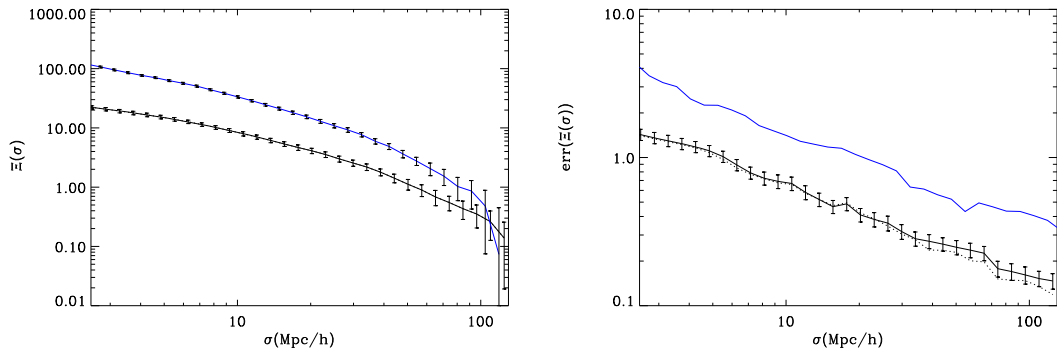


Figure 13.5: Esquerre: $\Xi(\sigma)$ per a les simulacions calculat a partir de $\xi(\pi, \sigma)$ (línia negra amb errors) i el valor per a les dades LRG (blau). Dreta: MC (puntets negre) i JK (línia negra amb errors) per a les simulacions i error en $\Xi(\sigma)$ per a les dades LRG (blau)

13.2.5 Errors en la funció de correlació real $\xi(r)$

Ara calculem la funció de correlació real $\xi(r)$ a partir de la funció projectada $\Xi(r)$. En la figura 13.6 podem veure la funció de correlació obtinguda al deprojectar $\Xi(r)$ amb errors (negre) comparat amb la correlació en l'espai real que calculem directament de les simulacions sense distorsions. Recuperem $\xi(r)$ per escales menors que 30Mpc/h després d'integrar $\xi(\pi, \sigma)$ i deprojectar $\Xi(\sigma)$. També veiem la funció de correlació real obtinguda en les dades LRG, que està més esbiaixada que les simulacions, com esperàvem. A la dreta de la figura, veiem la diferència entre els errors MC (línia amb errors) i JK (puntets), molt similars per escales petites, i també veiem els errors JK obtinguts en les dades LRG (blau). En vermell, veiem la diferència entre JK i MC quan calculem els errors directament de l'espai real sense distorsionar, que òbviament són més baixos que els que obtenim integrant i deprojectant, processos que

produeixen un increment en l'error.

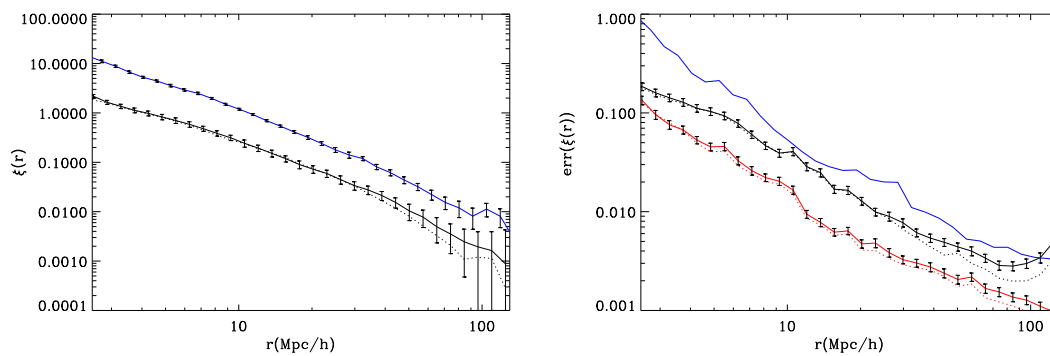


Figure 13.6: Esquerra: $\xi(r)$ per a les simulacions calculat a partir $\Xi(\sigma)$ (negre), el valor real (puntets) i el valor per a les dades LRG (blau). Dreta: MC (puntets negre) i JK (línia amb errors) per a les simulacions, error en $\Xi(\sigma)$ per a dades LRG (blau) i error JK i MC (vermell) per a la funció de correlació real calculada directament de les simulacions sense distorsions.

13.3 Anàlisi de les galàxies lluminoses vermelles (LRG)

Les galàxies lluminoses vermelles (LRG) se seleccionen segons el color i la magnitud per a obtenir galàxies intrínscament vermelles en el catàleg SDSS (Eisenstein et al. 2001). Aquestes galàxies tracen un volum enorme, al voltant de $1Gpc^3h^{-3}$, que les converteix en galàxies perfectes per a l'estudi de l'agrupament de matèria a gran escala. Les LRG són galàxies velles el·líptiques, amb evolució passiva (baixa formació estel·lar). Tenen pendents molt pronunciats en la funció de correlació, perquè tracen la matèria d'una manera molt esbiaixada, ja que resideixen en centres d'halos massius.

En aquesta tesi, hem utilitzat les dades més recents del catàleg SDSS, DR6 (Adelman-McCarthy et al. 2008), per a realitzar un anàlisi a totes les escales de la funció de correlació anisotròpica en l'espai de velocitats, a part d'estudiar la funció de correlació projectada, la funció de correlació real, diferents multipols; amb el consegüent anàlisi del biaix lineal per escales grans d'on obtenim paràmetres cosmològics, l'estudi del biaix no lineal per escales petites que ens ensenyen el comportament de les galàxies, el trencament de la degeneració entre biaix i σ_8 gràcies a les distorsions, i possibles modificacions de la gravetat. També obtenim informació de la posició del pic acústic en la direcció radial, i correlacionem les galàxies LRG amb el CMB un altre cop ja que les galàxies utilitzades en aquesta part de la tesi són lleugerament diferents que les d'abans. Ens trobem diferents problemes, com ara el biaix no lineal, la dependència no lineal del pic acústic o la modelització de les velocitats peculiars.

Per a estimar la funció de correlació 2 dimensional $\xi(\sigma, \pi)$ utilitzem

$$\xi(\sigma, \pi) = \frac{DD - 2DR + RR}{RR} \quad (13.12)$$

amb un catàleg aleatori (R) 20 vegades més dens que el catàleg de galàxies LRG del SDSS.

13.4 Resultat en el quadrupol

Un cop comprovat amb les simulacions que és un bon mètode, ja que recuperem els paràmetres de la simulació, utilitzem el quadrupol per a obtenir informació de $\beta - \sigma_v$ en les dades. Les escales grans depenen només de β i les escales petites depenen fortament de les velocitats peculiars entre parelles. Els altres paràmetres que defineixen la forma de la funció de correlació real com la densitat de matèria a escales grans o el biaix no lineal a escales petites, no es veuen reflectides en el quadrupol, i el biaix lineal queda cancel·lat gràcies a la forma com ha estat definit. Quan utilitzem totes les escales, obtenim uns lligams més forts en β , tot i que no podem anar fins a escales molt petites, perquè llavors les velocitats peculiars poden començar a canviar, per tant ajustem a un model de 5 a 60Mpc/h. Mostrem en la figura 13.7 els contorns per β i σ_v i el millor ajust sobre el quadrupol.

13.5 Ajust per a escales grans

Utilitzem la funció $\xi(\pi, \sigma)$ per a estimar la densitat de matèria i l'amplitud, segons la forma que s'ajusti millor als models. Hem vist que la funció de correlació real obtinguda integrant $\xi(\pi, \sigma)$ no és exacte per escales grans, on volem trobar la densitat de matèria, per tant no la podem utilitzar com a base per a obtenir aquests paràmetres característics de grans escales. Hem comprovat en les simulacions quina és la millor zona del pla $\pi - \sigma$ per a ajustar una bona densitat de matèria i amplitud, i arribem a la conclusió que ens hem de centrar a un

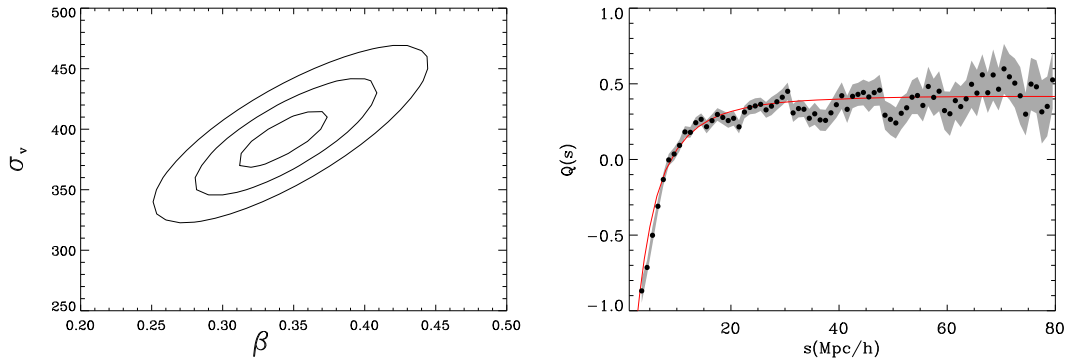


Figure 13.7: Millor ajust per a σ_v i β en el quadrupol $Q(s)$ en les distàncies entre 5-60Mpc/h

angle de 30 o 40 graus de la direcció radial π per eviat els FOG, i les diferències provocades per velocitats peculiars, i per un σ prou gran com per evitar el biaix no lineal i com a límit uns 60Mpc/h per no arribar fins al pic acústic, on el biaix no lineal pot canviar l'amplitud, i podem tenir problemes per culpa de l'aproximació de límit paral·lel. Amb aquestes condicions, obtenim un contorn per a $\Omega_m - Amp$ (on $Amp = b(z)\sigma_8$) que hem trobat marginalitzant sobre els valors $\beta - \sigma_v$. (fig.13.8)

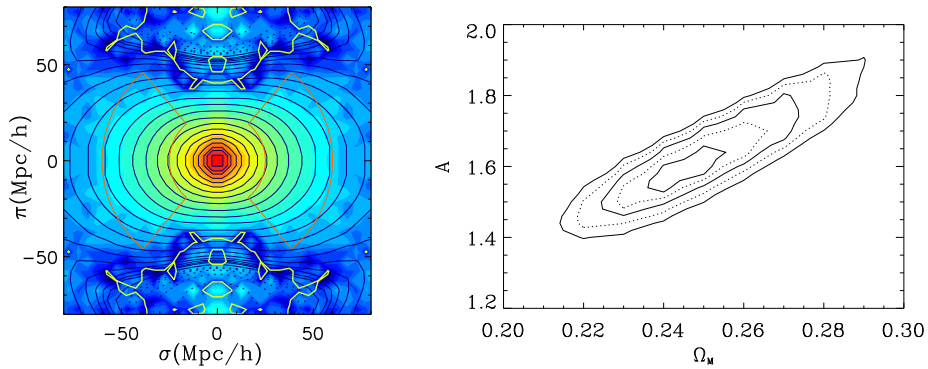


Figure 13.8: $\xi(\pi, \sigma)$ per les dades (en color) i les línies corresponen al millor ajust obtingut en la zona limitada per la línia taronja. La línia groga delimita les zones negatives. A la dreta el contorn $\Omega_m - Amp$.

13.5.1 Ajust de σ_8

Podem obtenir un ajust per al paràmetre σ_8 , que podem separar del biaix $b(z)$ gràcies a les distorsions en l'espai de velocitats, seguint la següent equació:

$$\beta = \frac{\Omega_m(z)^\gamma}{b(z)} \quad (13.13)$$

Utilitzem la predicció $\Omega_m - Amp$ de l'ajust a grans escales i els resultats de β del quadrupol $Q(s)$, fixem $\gamma = 0.55$ per gravetat estàndard, i com que $Amp = \sigma_8 b(z)$,

$$\sigma_8 = \frac{\beta A}{\Omega_m(z)^{0.55}} \quad (13.14)$$

on

$$\Omega_m(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + 1 - \Omega_m} \quad (13.15)$$

per a un univers pla (motivat pels resultats de WMAP) amb una equació d'estat de l'energia fosca caracteritzada per un valor constant $w = -1$. Quan ja tenim σ_8 , podem obtenir el biaix $b(z)$ fàcilment, mireu la fig.13.9.

El biaix $b(z)$ és clarament alt quan ens movem cap a “redshifts” més alts, la qual cosa és consistent amb antics resultats de LRG. En canvi, σ_8 és consistent amb el valor actual igual a 0.8 però sembla tenir una petita desviació per la mostra a distància intermitja cap a valors lleugerament més baixos.

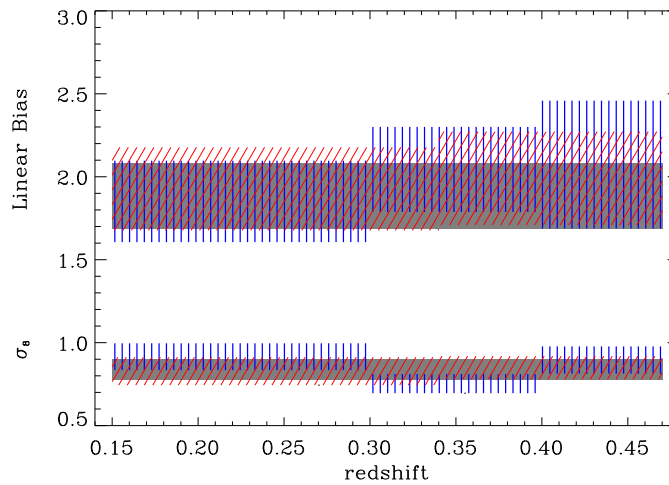


Figure 13.9: $b(z)$ i σ_8 per diferents mostres en “redshift”. Gris: Catàleg sencer, Vermell: $z=0.15-0.34$, $z=0.34-0.47$, Blau: $z=0.15-0.3$, $z=0.3-0.4$, $z=0.4-0.47$

13.6 Ajust per a escales petites i biaix no lineal

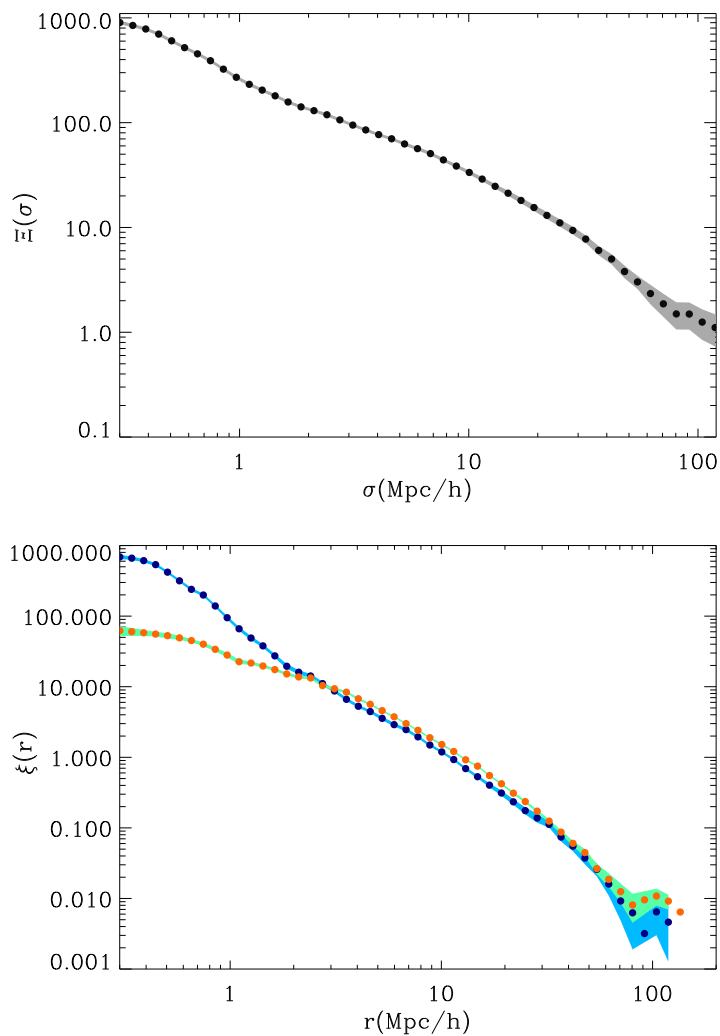
Quan estudiem les escales petites, trobem els següents problemes. Per començar, el biaix depen de l'escala clarament per escales menors que 10-20Mpc/h, perquè les galàxies LRG estan molt esbiaixades i característicament, tenen un biaix no lineal. A més a més, el model que estem utilitzant per descriure la funció de correlació en l'espai de velocitats suposa una dispersió de velocitats aleatòries independent de l'escala, i sabem de les simulacions que segurament és fals per escales menors que 3-5Mpc/h, on la dispersió de velocitats en l'espai real pot augmentar respecte el valor quasi-constant que trobem per escales grans.

En la figura 13.10 veiem la funció de correlació projectada $\Xi(\sigma)$ calculada integrant $\xi(\pi, \sigma)$ a través de la direcció radial π , i la funció de correlació real $\xi(r)$ que obtenim deprojectant, comparada amb el monopòl en l'espai de velocitats. Veiem clarament les diferències típiques entre l'espai real (punts blaus) i l'espai de velocitats (punts taronges): per escales grans (que estan ben calculades en l'espai real fins a uns 40Mpc/h) la funció de correlació en l'espai de velocitats és més gran que la real per un factor constant que depen de β i que hem comprovat que quadra amb el β trobat en l'ajust del quadrupol $Q(s)$; per escales petites, la funció de correlació real té un biaix no lineal més empinat que en l'espai de velocitats, ja que aquest últim es veu suavitzat per efecte de les velocitats peculiars.

Utilitzem les escales petites de la funció de correlació real per a ajustar el biaix no lineal a una forma de llei de potències tipus $\xi(r) = (r/r_b)^{-\gamma_b}$. Sabem que segueix una llei d'aquest tipus perquè ho hem estudiat en simulacions d'halos que tenen biaix no lineal, el qual depen de la massa dels halos i de la formació de galàxies (fig.13.11). Definim el biaix no lineal com $b(r) = \sqrt{\xi(r)/(b_{lin}^2 \xi(r)_{DM})}$. Mostra la relació entre la funció de correlació real de les LRG entre la funció de correlació real de la matèria corregida per l'amplitud lineal. Quan el biaix no lineal és igual a 1, significa que el biaix és lineal a partir d'aquesta escala. Per a calcular els contorns, utilitzem els contorns $\Omega_m - Amp$ d'escales grans i per a cada densitat de matèria calculem el biaix, i després marginalitzem per a obtenir el valor per els paràmetres r_b i γ_b finals. Per escales menors que 0.3Mpc/h, la funció de correlació real cau probablement degut a les col·lisions de fibres.

De la diferència entre el monopòl teòric (que obtenim a partir de la funció de correlació real, seguint l'equació 8.14 que convolucionem amb una distribució gaussiana de velocitats entre parelles) i el monopòl mesurat en l'espai de velocitats, podem saber si la distribució de velocitats és constant en l'escala o no, depenent de si coincideixen els monopòls o no. Veiem que per escales menors que 5Mpc/h, el monopòl teòric és més gran que el mesurat si utilitzem la dispersió de velocitats σ_v que hem trobat per escales grans en l'ajust del quadrupol $Q(s)$, i això significa que la dispersió de velocitats és més gran per escales petites (fig.13.12). Per a cada escala petita, ajustem una dispersió de velocitats σ_v que expliqui la diferència en el monopòl observat, i la solució la podem veure en la figura 13.13. Com podem observar, la dispersió de velocitats entre parelles augmenta quan disminuïm l'escala fins a arribar a 1Mpc/h, on sembla que comença a disminuir. Aquests resultats són completament consistents amb els resultats recents sobre dispersions de velocitat que descriuen aquests canvis per escales petites com un efecte mixt creat per les velocitats entre parelles halo-halo (distàncies majors que 5Mpc/h), halo-satèl·lit (distàncies menors que 1Mpc/h) o satèl·lit-satèl·lit (1-5Mpc/h).

Podem comprovar finalment si el model obtingut de densitat de matèria, amplitud lineal, β , biaix no lineal i dispersió de velocitat entre parelles, explica les observacions en $\xi(\pi, \sigma)$,

Figure 13.10: Esquerre: $\Xi(r)$. Dreta: $\xi(r)$ and $\xi(s)$

si també incloem els canvis en la dispersió de velocitats σ_v , que aproximem com a constant en la direcció π i que canvien en la direcció σ . Com veiem en la figura 13.14, recuperem les observacions, que contenen uns FOG enormes amb aquest model simple, sense necessitat d'introduir més canvis. Hem de recalcar que part dels FOG evidents, que provenen sobretot de les velocitats peculiars, també s'expliquen pel biaix no lineal.

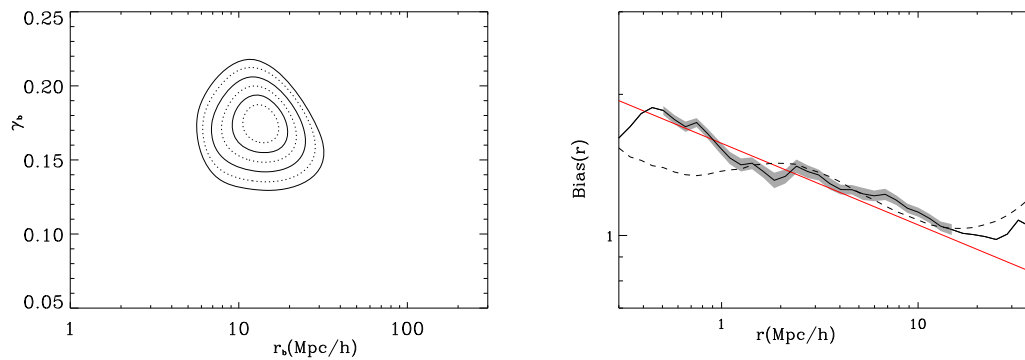


Figure 13.11: Millor ajust a la llei de potències pel biaix no lineal (vermell) i biaix obtingut si suposéssim que la funció de correlació de galàxies seguís una llei de potències (ratllat)

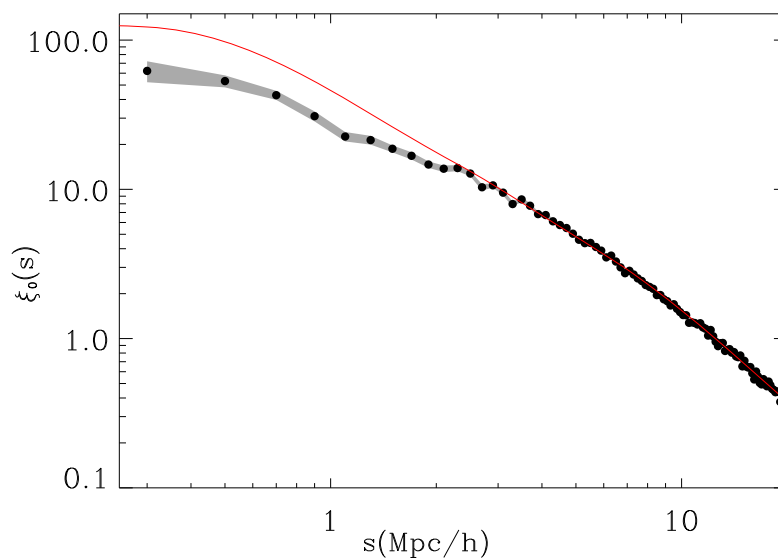


Figure 13.12: Monopol $\xi(s)$ observat (punts) i model teòric (vermell) si suposem que les velocitats peculiars tenen sempre la mateixa dispersió independentment de l'escala

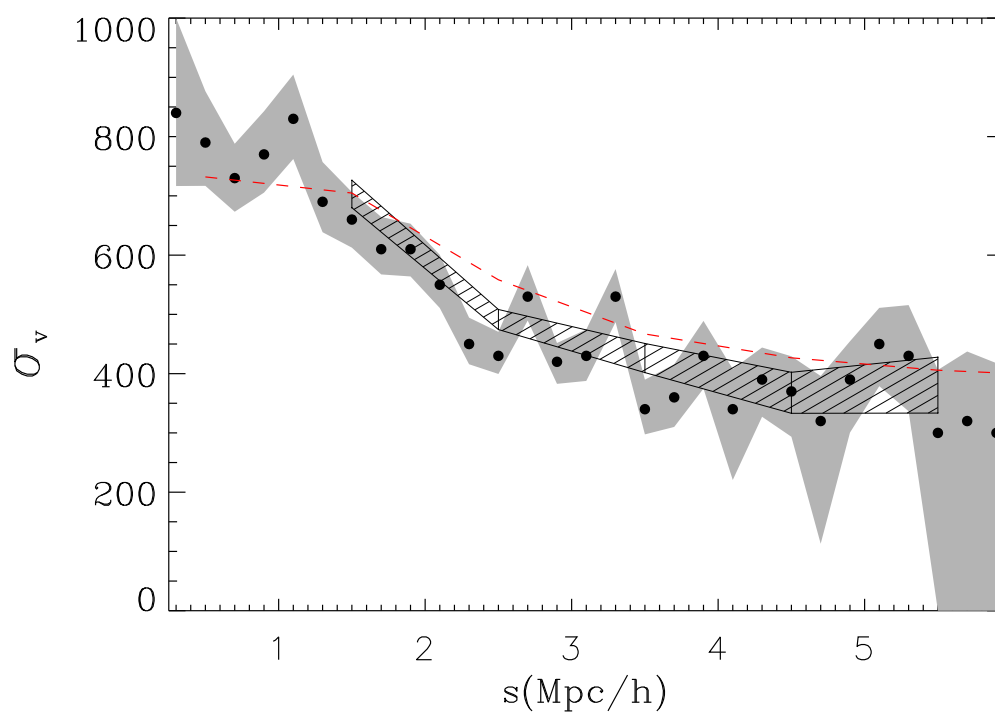


Figure 13.13: σ_v vs distància, calculat directament des del monopol

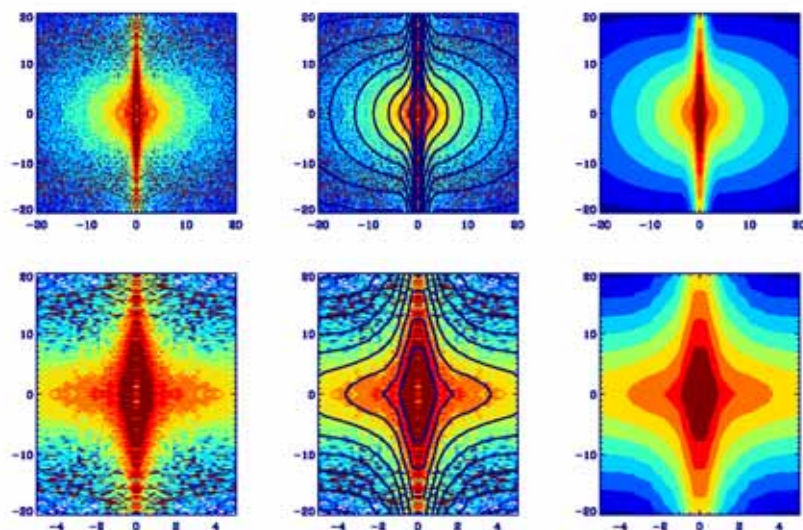


Figure 13.14: $\xi(\pi, \sigma)$ obtingut a partir de la funció de correlació real introduint canvis en σ_v per escales petites. Dalt: dades (colors), dades(colors)+ model(línia), model(colors) . Baix: el mateix però augmentat

13.7 Correlació angular i correlació creuada amb el CMB, efecte ISW

Com en la primera part de la tesi, aquí explorem un altre cop l'efecte ISW mitjançant la correlació creuada entre la densitat de nombre de galàxies LRG i les fluctuacions en la temperatura del CMB amb el catàleg WMAP. Els resultats són diferents que en la primera part de la tesi perquè ara estem utilitzant el catàleg espectroscòpic mentre que en la primera part treballem amb el catàleg fotomètric, que està centrat a un corriment al roig més llunyà.

La funció de correlació angular entre galàxies és proporcional a

$$w_{GG} \propto \sigma_8^2 \phi_G(z)^2 b(z)^2 D(z)^2 \quad (13.16)$$

i la correlació creuada entre galàxies i temperatura CMB proporcional a

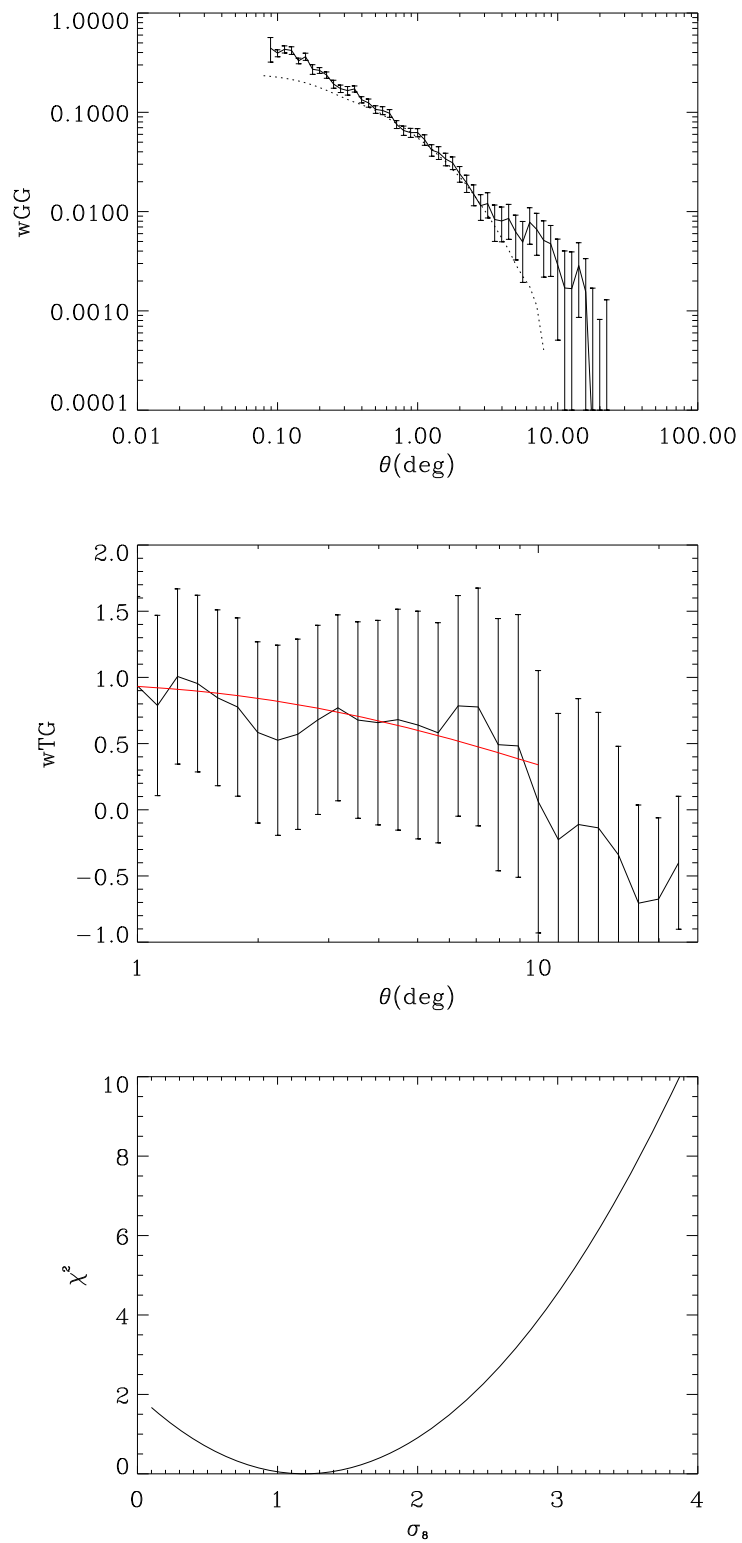
$$w_{TG} \propto \sigma_8^2 \phi_G(z) b(z) D(z) \frac{d[D(z)/a]}{dz} \quad (13.17)$$

on

$$\frac{d[D(z)/a]}{dz} = D(z)(1 - f) \quad (13.18)$$

Les dues expressions són proporcionals a σ_8^2 perquè aquest factor prové de la normalització de l'espectre de potències de la matèria, però w_{GG} és proporcional a $b(z)^2$ mentre que w_{TG} a $b(z)$, i per tant podem trencar la degeneració entre $b(z)$ i σ_8 . Trobem el senyal w_{TG} més gran que el model estàndard, i ho podem explicar amb un σ_8 més gran, o una densitat de matèria més baixa, efectes no lineals, biaix diferent entre galàxia i matèria que entre galàxies, efectes del biaix no lineal, equació d'estat de l'energia fosca $w > -1$ (mireu Cabré et al. 2006), gravetat modificada o magnificació no lineal (la lineal no és important al "redshift" del nostre catàleg).

Hem mirat principalment com hauria de canviar σ_8 un cop fixats la resta de paràmetres per a explicar el canvi en el senyal observat respecte el model estàndard, i obtenim valors per σ_8 més grans que 1 tot i que els errors són grans i podria ser una desviació dins del model estàndard (mireu fig.13.15).

Figure 13.15: w_{GG} , w_{TG} , χ^2 per σ_8

13.8 Obtenció de paràmetres cosmològics a partir de la posició del pic acústic

La funció de correlació real mostra un pic al voltant de $100\text{Mpc}/h$, que també veiem en forma d'anell en la funció anisotròpica $\xi(\pi, \sigma)$ en l'espai de velocitats, produït per oscil·lacions bariòniques. Si mesurem el pic en la direcció radial, obtenim informació de $H(z)$, ja que $dr = dz/H(z)$. Fins ara, s'ha utilitzat el pic en el monopol de l'espai de velocitats per a fixar paràmetres cosmològics, a través d'una combinació de $H(z)$ i $D_A(z)$ (que també depen de $H(z)$) (veure Eisenstein et al. 2005b). En la funció de correlació anisotròpica $\xi(\pi, \sigma)$, les diferències entre les posicions perpendicular i paral·lela es tradueixen en un anell quasi circular al voltant de $100\text{Mpc}/h$, tot i que el pic té una amplitud diferent depenent de l'angle amb la direcció radial. Les galàxies LRG són bones per a detectar el pic bariònic perquè tenen una senyal més alta en estar esbiaixades, i tracen un volum gran, ideal per a grans escales.

En la figura 13.16 podem veure la funció de correlació $\xi(\pi, \sigma)$ per a la selecció completa de galàxies LRG. En el context de teoria lineal, hauríem de veure menys senyal com més ens aproximem a la direcció radial (veure Fig.10.53, esquerra). En canvi, observem un anell d'igual amplitud. A més a més, sembla que la senyal sigui encara més alta en la direcció radial precisament. En aquesta secció volem explicar l'origen del gran senyal observat en la direcció radial en el pic acústic i utilitzar la seva posició per a l'obtenció de paràmetres cosmològics.

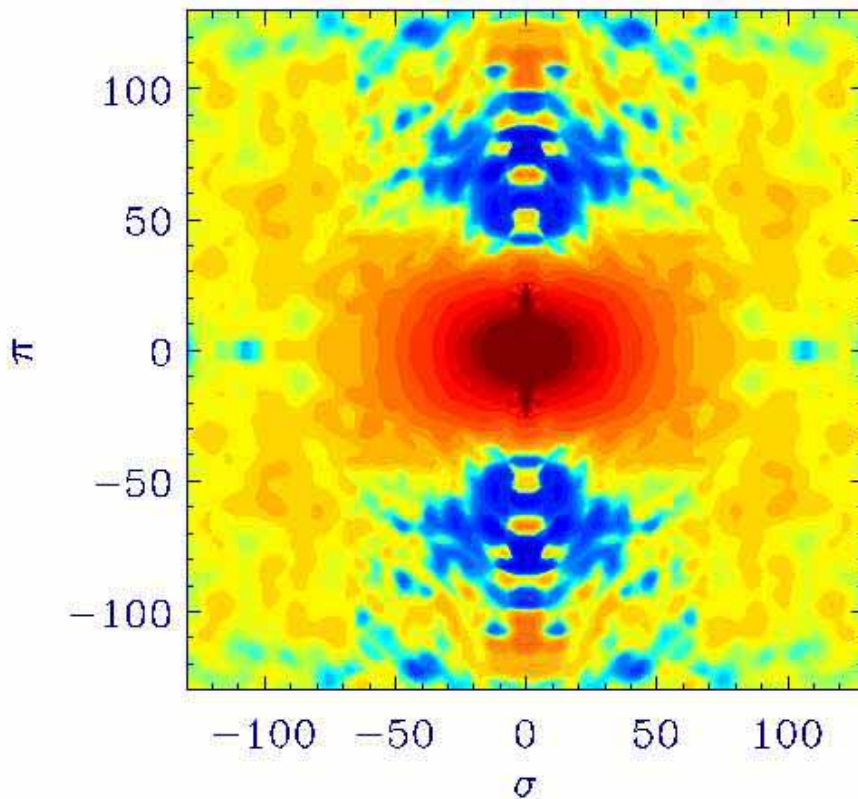


Figure 13.16: $\xi(\pi, \sigma)$, $z=0.15-0.47$ (tot el catàleg)

Hem calculat la probabilitat que el pic observat sigui estadísticament significatiu, i trobem una probabilitat de més de $3 - \sigma$ que el pic sigui diferent de zero. Un cop demostrada la significància del pic, mirem possibles raons que puguin explicar el pic. La més plausible és magnificació per efecte de lent gravitatòria, que és molt important justament en la direcció radial, de visió. Aquest efecte s'afegeix a les distorsions de velocitat, amb els termes correlacionats magnificació-magnificació i magnificació-matèria. El terme d'auto-magnificació és molt petit, comparat amb el terme creuat, que només és significatiu en la direcció radial, i més important per escales grans, just on tenim el pic. Podem veure l'efecte de magnificació a la dreta de la figura 13.17. Veiem que tot i que la magnificació va en la direcció correcta per explicar el pic observat, encara necessitem més senyal, que probablement es pot explicar per variància còsmica, o amb efectes no lineals.

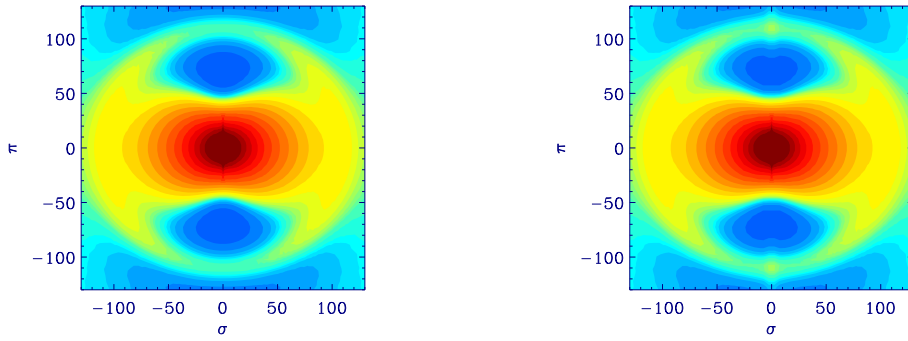


Figure 13.17: $\xi(\pi, \sigma)$ teòric. Esquerre: Model lineal amb distorsions en l'espai de velocitats. Dreta: Model lineal + magnificació lineal que afecta principalment la direcció radial ($s=2$)

En la figura 10.56 dibuixem el factor $(S/N)^2$ que és χ^2 , per diferents mostres.

Aprofitem la posició del pic per a trobar paràmetres cosmològics amb $H(z)$. La idea és comparar la posició del pic bariònic calculat per WMAP5, amb la posició del pic que obtenim nosaltres quan utilitzem un model fiducial ($\Omega_m = 0.25$ i $w = -1$). En la direcció radial, el canvi en la posició del pic ens informa sobre $H(z)$ que utilitzem per a traduir “redshifts” a distàncies, ja que $dr = dzc/H(z)$.

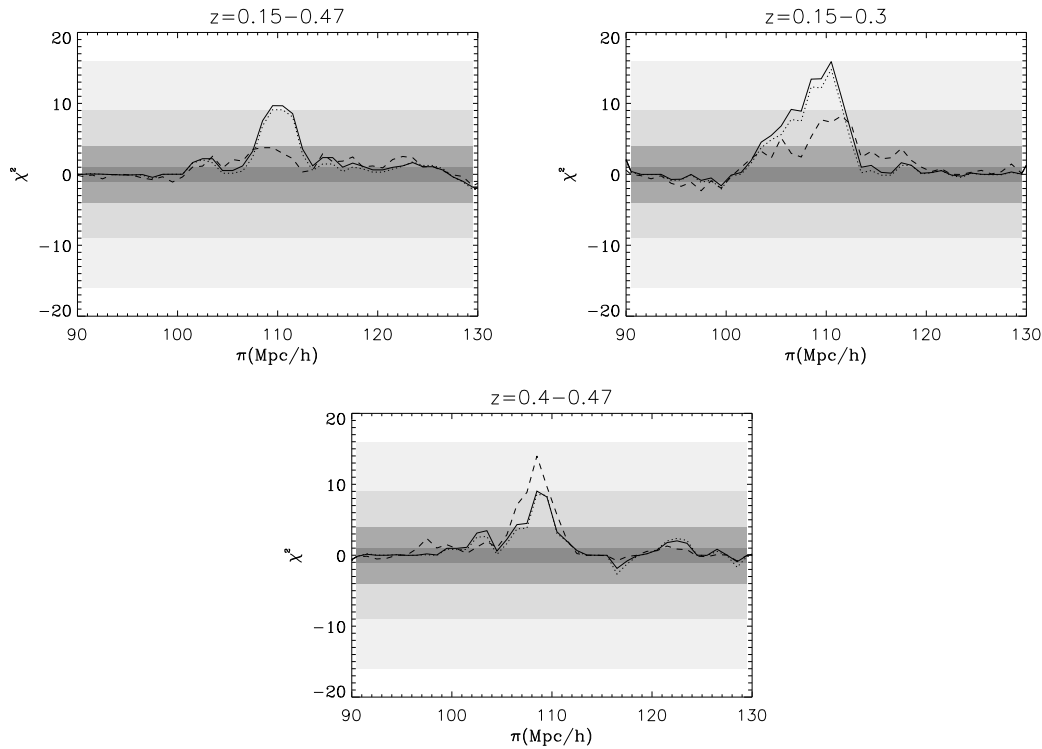
$$H(z)_{real} = r_{survey}/r_{WMAP}H(z)_{fiducial} \tag{13.19}$$

on el pic mesurat per WMAP5 és $r = 146.8 \pm 1.8 Mpc$ on r és la distància comòbil, $H(z)_{fiducial}$ és el que utilitzem en el càlcul de distàncies al pic del catàleg LRG, r_{survey} .

$$H(z)/H_0 = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + (1-\Omega_m)(1+z)(3+3w)} \tag{13.20}$$

si suposem que l'univers és pla i que l'equació d'estat de l'energia fosca es pot parametritzar amb un w constant. La diferència entre $H(z)_{real}$ i $H(z)_{fiducial}$ ens informarà sobre diferències en Ω_m o w (Eq.(13.20)).

La figura 13.19 mostra la $H(z)$ calculada per a cada mostra en “redshift”. En vermell, veiem el millor ajust per $H(z)$ donats uns valors per WMAP5 $\Omega_m = 0.258 \pm 0.03$ i

Figure 13.18: $\chi^2 = (S/N)^2$

$h = 0.72 \pm 0.026$, amb els seus errors en taronja. Els valors de H obtinguts en el nostre anàlisi són consistents amb WMAP5 però tenen un error més petit que pot ajudar a restringir els paràmetres cosmològics. El nostre anàlisi ha detectat $H(z)$ més altes que les estàndard (WMAP5). Això pot significar una Ω_m més alta per a poder mantenir w proper a -1 o w ha de ser més alt. Tanmateix, no hi ha cap model amb w fix al llarg de l'evolució temporal que s'ajusti als valors observats. Aquesta tendència només es pot arreglar canviant $w(z)$ en el "redshift". En la figura 10.58 hem calculat l'evolució en $w(z)$ si suposem que Ω_m és igual a 0.2 (vermell), 0.25 (negre) o 0.3 (blau). La tendència és que $w(z)$ canviï en l'escala, obtenint valors més alts de w quan ens acostem a l'actualitat.

Tanmateix, hem de ser cuidadosos amb les conclusions, ja que no hem modelat en detall el pic en la direcció radial, i pot ser que la posició del pic estigués esbiaixada. Si la posició que observem és més alta que la real, encara podem utilitzar les dades i mirar el pendent de H a través de z . Si $w = -1$, en aquest cas, el pendent seria similar a una cosmologia amb Ω_m baixa. Però si el pic ens està indicant realment la posició de l'escala de l'horitzó del so, la solució més realista seria que w canviés amb el temps.

Creiem que les anisotropies en la funció de correlació en l'espai de velocitats poden servir per restringir els paràmetres H_0 , Ω_m i $w(z)$, que encara tenen uns errors molt grans amb els estudis actuals.

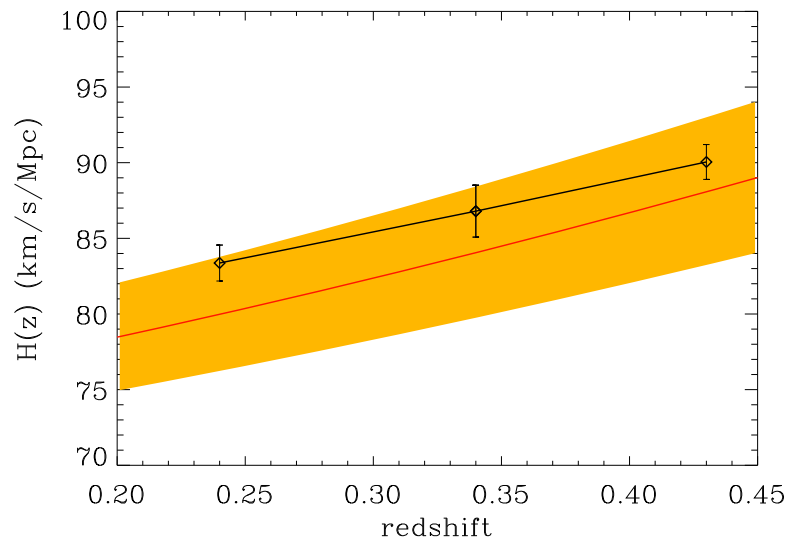


Figure 13.19: $H(z)$ per diferents z (punts amb errors), la línia vermella representa el millor model per dades de WMAP5, amb els errors (taronja)

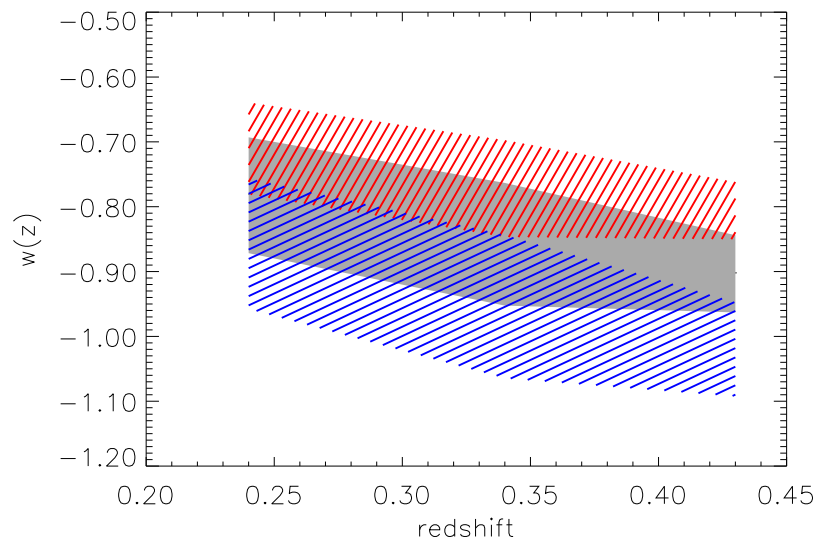


Figure 13.20: Fixem Ω_m a 0.20 (vermell), 0.25 (negre) or 0.30 (blau) i expliquem $H(z)$ (Fig.13.19) mitjançant una w constant que pot ser diferent a cada z

Chapter 14

Conclusions de: Distorsions en l'espai de velocitats

- a) Hem demostrat amb simulacions realistes que el quadrupol normalitzat $Q(s)$ és un bon estimador del paràmetre β , i de la dispersió efectiva de velocitats peculiars entre parelles (a gran escala) i aquesta mesura és independent d'altres paràmetres com la densitat de matèria de l'univers, l'amplitud o el biaix.
- b) Veiem que només podem recuperar la funció de correlació en l'espai real per $r < 30Mpc/h$ a través de la integral de les distorsions a través de la direcció radial, amb dades actuals. Per a escales majors que $30Mpc/h$, la funció de correlació recuperada està sistemàticament esbiaixada.
- c) Hem trobat una aproximació analítica a l'error per $\xi(\pi, \sigma)$ (veure §9.4.1), ideal per distàncies perpendiculars σ grans. Aquesta aproximació ha estat provada amb un nombre elevat de simulacions numèriques. L'error JK estima l'error correctament per escales perpendiculars $\sigma < 20Mpc/h$, i sobreestima l'error real per escales majors.
- d) Hem demostrat amb catàlegs falsos realístics (amb la funció de selecció de les galàxies LRG, una àrea 1/8 del cel i 60 zones JK) que l'error JK funciona bé en totes les escales per a: $Q(s)$, monopol $\xi_0(0)$, funció de correlació projectada $\Xi(\sigma)$ i funció de correlació en l'espai real $\xi(r)$ (veure §8). També provem en detall en §9.7 el rang de validesa de les eines i anàlisis que utilitzem a les mostres reals LRG.
- e) Les velocitats peculiars a escales grans tracen la interacció halo-halo. Si mirem les velocitats peculiars en halos, tenim aproximadament les mateixes velocitats peculiars. Per a escales petites, la dispersió de les velocitats peculiars σ_v canvia amb l'escala (veure §9.6).
- f) En el capítol §10 estudiem en detall el nou catàleg SDSS DR6 de galàxies LRG i trobem conclusions similars que els resultats previs per a catàlegs més petits.
- g) En la secció §10.5, utilitzem el quadrupol $Q(s)$ mesurat per estimar el paràmetre de distorsió β .

In §10.5, we use the measured quadrupole $Q(s)$ to estimate the redshift distortion parameter β .

- h) Estimem Ω_m -Amp a grans escales (règim lineal) en la secció §10.6 utilitzant $\xi(\pi, \sigma)$, on $\text{Amp} = b(z)\sigma_8$
- i) Tenim una estimació de σ_8 gràcies a les distorsions en l'espai de velocitats, que ens permet trencar la degeneració existent entre el biaix i σ_8 en la funció de correlació real. Trobem $\sigma_8 = 0.8 - 0.9$. També mesurem el biaix com a funció del "redshift".
- j) També hem presentat estimacions per a l'índex de creixement de perturbacions γ (que indica modificació de gravetat) a través de les distorsions en l'espai de velocitats.
- k) Obtenim una llei de potències per al bias no lineal a escales petites, que concorda amb resultats previs.
- l) Recuperem la dispersió de velocitats peculiars entre parelles σ_v com a funció de l'escala per escales petites a través del monopòl distorsionat. Aquest mètode funciona en simulacions realistes (§10.7.1).
- m) En la secció §10.7.2 demostrem que el model simple de Kaiser convolucionat amb una funció de velocitats peculiars amb una forma exponencial, pot explicar la forma complicada de $\xi(\pi, \sigma)$ a escales petites, si afegim el biaix no lineal i una dispersió de velocitats σ_v dependent de l'escala (constant en la direcció radial).
- n) Quan comparem les diferents mostres en z , veiem que totes tenen un paràmetre de distorsió β similar, valors consistents de Ω_m i $D(z)b(z)$ similars com en l'agrupament estable.
- o) Realitzem la correlació creuada entre LRG i CMB per a estudiar l'efecte ISW un altre cop però en el catàleg espectroscòpic. Trobem un senyal que es pot explicar amb una combinació de σ_8 alt i potser també γ alt, tot i que a errors $1 - 2\sigma$ és compatible amb el model estàndard.
- p) El pic acústic ajuda a restringir el paràmetre w que descriu l'equació d'estat de l'energia fosca, i és difícil d'obtenir de les distorsions en l'espai de velocitats o de l'efecte ISW. Utilitzem la posició del pic BAO en la direcció radial, on el pic està magnificat, per a obtenir valors més acurats de $H(z)$. Els valors són compatibles amb els resultats de WMAP5, però trobem errors més bons, que independentment, demostren una tendència a valors w més alts amb una evidència de creixement amb el temps còsmic. Hem vist que l'anisotropia en el pic en l'espai de velocitats és una bona oportunitat per obtenir Ω_m i w més acuradament.