

1

Validation des mocks

Ce chapitre a pour vocation de présenter l’analyse menée sur les mocks, afin de valider leur construction et le choix des différents paramètres. Nous présentons d’abord les estimateurs des diverses fonctions de corrélation, puis les modèles ajustés sur celles-ci. Nous donnons premièrement le modèle ajusté sur les données et présenté dans DU MAS DES BOURBOUX, RICH et al. (2020), puis le modèle modifié ajusté sur les mocks. Enfin, nous présentons l’analyse des 30 réalisations de mocks produites. Le résultat de l’analyse des données, utilisée pour choisir les paramètres $\text{Ly}\alpha$ des mocks, est présentée dans le chapitre suivant. Toutes ces analyses sont produites avec le code `picca`¹. Ce code permet de calculer les champs δ , les fonctions de corrélation, les matrices de distorsion, les matrices de covariance ainsi que de réaliser l’ajustement du modèle.

1.1 Les estimateurs

Nous présentons ici les estimateurs utilisés pour calculer la fonction d’auto-corrélation du $\text{Ly}\alpha$, la fonction de corrélation croisée $\text{Ly}\alpha$ -QSO, ainsi que la fonction d’auto-corrélation d’objets ponctuels tels les quasars. Dans le cas des objets ponctuels, il est nécessaire de produire un catalogue aléatoire d’objets qui prend en compte la complétude² du relevé spectrométrique. Il est aussi nécessaire d’estimer l’inhomogénéité de la sélection des cibles, afin de pondérer chaque quasar par un poids qui vise à la corriger. Pour le calcul des fonctions de corrélation impliquant le $\text{Ly}\alpha$, il n’est pas utile d’avoir un catalogue aléatoire. En effet, le champ δ_F nous donne directement accès, à un biais près, au contraste de densité. Nous pouvons donc calculer la fonction de corrélation avec une formule du type de l’équation ??, ce qui n’est pas possible dans le cas des objets ponctuels, et nous n’avons pas besoin de tenir compte de l’inhomogénéité de la sélection des cibles. Les poids servent donc uniquement à maximiser le rapport signal sur bruit.

Pour le calcul du champ δ_F , nous distinguons deux cas : le cas où nous analysons les *raw mocks* et le cas où nous analysons les *cooked mock* ou les données. Les *raw mocks* (les mocks bruts, non préparés) désignent les mocks avant d’avoir tourné le code `quickquasars`. Les fonctions de corrélation sont alors calculées en utilisant directement la fraction de flux transmise F donnée dans les fichiers de transmissions. Étant donné que pour chaque forêt, nous avons directement accès à F , le champ δ_F est donné par

$$\delta_F = \frac{F}{\overline{F}(z)} - 1. \quad (1.1)$$

Les *cooked mocks* quant à eux désignent les mocks après avoir appliqué `quickquasars` à chaque forêt. Dans ce cas, comme pour les données, la fraction de flux transmise F n’est pas accessible. Il faut alors utiliser la procédure d’ajustement du continuum décrite dans la section ?. Une fois le champ δ_F calculé, nous pouvons calculer les différentes fonctions de corrélation.

1.1.1 L’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$

Comme expliqué dans le chapitre d’introduction, la fonction d’auto-corrélation du champ d’absorption F du $\text{Ly}\alpha$ est définie comme

$$\xi_{\text{Ly}\alpha}(\vec{r}) = \langle \delta_F(\vec{r}') \delta_F(\vec{r} + \vec{r}') \rangle. \quad (1.2)$$

Nous pouvons utiliser comme estimateur

$$\hat{\xi}(\vec{r}) = \langle \delta_i \delta_j \rangle, \quad (1.3)$$

1. Le code est en accès libre sur GitHub : <https://github.com/igmhub/picca>.

2. La complétude donne la proportion de cibles observées en spectroscopie par rapport au nombre de cibles détectées avec le relevé photométrique.

où $\langle . \rangle$ désigne la moyenne sur tous les pixels i et j qui vérifient $\vec{r}_{ij} = \vec{r}$. Afin d'estimer $\xi_{\text{Ly}\alpha}$, une grille en $(r_{\parallel}, r_{\perp})$ est créée. Les bins mesurent $4 h^{-1}$ Mpc dans chaque direction. Cette taille de bin est choisie de façon à avoir suffisamment de bins pour résoudre correctement la région du pic BAO, mais aussi de façon à ne pas avoir trop de bins pour le calcul de la matrice de covariance. La taille de bin choisie et la gamme en r utilisée produisent déjà une matrice de covariance de 2500×2500 bins. Une fois cette grille construite, la séparation de chaque paires $(\Delta\theta, \Delta z)$ est transformée en distance comobile afin d'obtenir la séparation $(r_{\parallel}, r_{\perp})$:

$$\begin{cases} r_{\parallel} = [D_C(z_i) - D_C(z_j)] \cos\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right), \\ r_{\perp} = [D_M(z_i) - D_M(z_j)] \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right), \end{cases} \quad (1.4)$$

où D_C est la distance comobile le long de la ligne de visée, et D_M la distance comobile transverse (voir section ??, paragraphe *Les distances*). z_i et z_j sont les redshifts des pixels i et j . Puis, pour chaque bin A de la grille en $(r_{\parallel}, r_{\perp})$, toutes les paires de pixels dont la distance de séparation se trouve dans ce bin A sont considérées. La fonction de corrélation dans ce bin est alors donnée par

$$\hat{\xi}_A = \frac{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j \delta_i \delta_j}{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j}, \quad (1.5)$$

où w_i est le poids associé au pixel i . Ces poids sont définis dans l'équation ???. La correction de la dépendance en redshift du biais du Ly α permet de donner plus de poids aux pixels à grand redshift, où l'amplitude de la fonction de corrélation est plus importante. Le calcul de la fonction de corrélation est donc effectué à l'aide d'une double boucle sur les pixels. Afin de réduire le temps de calcul, la fonction de corrélation est calculée uniquement pour les paires de pixels pour lesquelles r_{\parallel} et r_{\perp} sont inclus dans $[0; 200] h^{-1}$ Mpc. La fonction de corrélation est donc calculée dans $50 \times 50 = 2500$ bins. Les paires formées par des pixels provenant de la même forêt sont exclues du calcul afin d'éviter que les erreurs sur l'ajustement du continuum biaisent la mesure de la fonction de corrélation.

L'analyse Ly α des données complète d'eBOSS (DU MAS DES BOURBOUX, RICH et al. 2020) utilise deux fonctions de corrélation distinctes : les fonctions de corrélation Ly α (Ly α) \times Ly α (Ly α) et Ly α (Ly α) \times Ly α (Ly β). La région Ly β ne fournit pas suffisamment de pixels pour pouvoir calculer la fonction de corrélation Ly α (Ly β) \times Ly α (Ly β) et y détecter le pic BAO. De plus, le gain de statistique que représente cette fonction de corrélation est négligeable. L'utilisation de ces deux fonctions de corrélation permet de mesurer la position du pic BAO avec une plus grande précision. Dans ce manuscrit, nous nous intéressons à la mesure de $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ afin de construire correctement nos mocks. Pour limiter les potentielles systématiques, nous considérons donc uniquement la fonction de corrélation Ly α (Ly α) \times Ly α (Ly α). Le graphique de droite de la figure ?? présente les distributions pondérées en redshift des paires Ly α (Ly α) \times Ly α (Ly α) et Ly α (Ly α) \times Ly α (Ly β). L'analyse des données DR16 présentée dans ce manuscrit considère donc uniquement la distribution indiquée en orange.

1.1.2 La corrélation croisée Ly α \times QSO

Nous donnons dans cette section l'estimateur de la fonction de corrélation croisée Ly α \times QSO. De la même manière que précédemment, le calcul s'effectue dans des bins en $(r_{\parallel}, r_{\perp})$. L'estimateur de la fonction de corrélation dans le bin A est donnée par

$$\hat{\xi}_A = \frac{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j \delta_i}{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j}, \quad (1.6)$$

où l'indice i court sur les pixels des forêts et j sur les quasars pour lesquels la distance de séparation est comprise dans le bin A . Les paires ij où le pixel i appartient à la forêt du quasar j sont rejetées. Similairement au $\text{Ly}\alpha$, les poids w_j associés aux quasars favorisent les quasars à plus grand redshift. Ces poids sont définis comme

$$w_j = \left(\frac{1+z_j}{1+2.25} \right)^{\gamma_{\text{QSO}}}, \quad (1.7)$$

où $\gamma_{\text{QSO}} = 1.44 \pm 0.08$ (DU MAS DES BOURBOUX, DAWSON et al. 2019). Dans le calcul de la fonction de corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$, nous nous restreignons aux paires pour lesquelles $r_{\perp} \in [0; 200] h^{-1}$ Mpc. Contrairement à l'auto-corrélation du $\text{Ly}\alpha$, la fonction de corrélation croisée n'est pas symétrique en r_{\parallel} . Cette asymétrie est produite par l'erreur systématique sur la mesure du redshift des quasars, et aussi par le rayonnement des quasars qui n'est pas isotrope. La fonction de corrélation croisée est donc calculée dans les bins pour lesquels $r_{\parallel} \in [-200; 200] h^{-1}$ Mpc. Ceci représente $100 \times 50 = 5000$ bins.

1.1.3 Le spectre de puissance à une dimension

Comme expliqué dans le chapitre précédent, nous ajustons le spectre de puissance P_s appliqué à δ_s de façon à obtenir un spectre de puissance à une dimension $P^{1\text{D}}$ en accord avec les données. Nous présentons donc maintenant la mesure de ce spectre de puissance sur les raw mocks. Pour chaque forêt, nous appliquons une transformation de Fourier au champ δ_F afin d'obtenir le champ δ_k . Puis, le spectre de puissance de cette forêt est obtenu comme

$$\hat{P}^{1\text{D}}(k) = \langle \delta_k^2 \rangle. \quad (1.8)$$

Nous répétons cette procédure pour toutes les forêts, puis le spectre de puissance total est obtenu comme la moyenne du spectre de puissance de chaque forêt.

En ce qui concerne les données et les cooked mocks, la mesure du spectre de puissance à une dimension est plus complexe. Un certain nombre d'effets liés à la mesure doivent être pris en compte. En particulier, le bruit et la résolution doivent être estimés et pris en compte pour ne pas fausser l'estimation du spectre de puissance. Cette analyse est détaillée dans CHABANIER et al. (2018).

1.1.4 La fonction de corrélation à une dimension

Nous présentons maintenant l'estimateur de la fonction de corrélation à une dimension. Similairement au $P^{1\text{D}}$, cette fonction de corrélation est calculée en considérant uniquement les paires de pixels appartenant à la même forêt. Nous l'estimons comme

$$\hat{\xi}_A^{1\text{D}} = \frac{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j \delta_i \delta_j}{\sum_{(i,j) \in A} w_i w_j}, \quad (1.9)$$

où w_i est le poids associé au pixel i . Ces poids sont définis dans l'équation ?? La fonction de corrélation à une dimension $\xi^{1\text{D}}$ correspond à la fonction de corrélation à trois dimensions pour $\mu = 1$. En considérant uniquement les paires le long de la ligne de visée, elle permet de mettre en évidence les autres absorbeurs présents dans le milieu intergalactique, tels les métaux. La longueur d'onde d'absorption au repos de ces espèces étant différente de celle du $\text{Ly}\alpha$, les séparations physiques $r_{\parallel} = 0$ sont reconstruite à une séparation r_{\parallel} non nulle (voir l'explication de la matrice des métaux, section 1.4.1). Ceci produit des pics dans la fonction de corrélation à une dimension. Ces pics sont d'autant plus visibles quand la fonction de corrélation est représentée en fonction de λ_i/λ_j , où λ_i et λ_j sont les longueurs des deux pixels formant chaque paire.

1.1.5 L'auto-corrélation QSO×QSO

Afin de tester les mocks sous tous leurs aspects, nous mesurons aussi l'auto-corrélation QSO×QSO. L'estimateur utilisé pour cette corrélation est l'estimateur de Landy-Szalay (LANDY et SZALAY 1993). C'est l'estimateur qui minimise la variance. Il est défini comme

$$\hat{\xi} = \frac{DD - 2DR + RR}{RR}. \quad (1.10)$$

Les termes DD , RR et DR donnent les nombres de paires normalisés dans chaque bin $(r_{\parallel}, r_{\perp})$. Ils sont donnés par

$$DD(r_{\parallel}, r_{\perp}) = \frac{dd(r_{\parallel}, r_{\perp})}{n_d(n_d - 1)/2}, \quad (1.11)$$

$$RR(r_{\parallel}, r_{\perp}) = \frac{rr(r_{\parallel}, r_{\perp})}{n_r(n_r - 1)/2}, \quad (1.12)$$

$$DR(r_{\parallel}, r_{\perp}) = \frac{dr(r_{\parallel}, r_{\perp})}{n_d n_r}, \quad (1.13)$$

où dd donne le nombre de paires mesuré dans les données, rr le nombre de paires mesuré dans le catalogue aléatoire, et dr le nombre de paires constituées d'un objet présent dans les données et d'un objet présent dans le catalogue aléatoire. n_d et n_r donnent respectivement le nombre d'objet constituant le catalogue des données et le catalogue aléatoire. Nous utilisons aussi cet estimateur pour calculer la fonction d'auto-corrélation HCD×HCD.

1.2 Les matrices de distorsion

L'ajustement du continuum nécessaire au calcul du champ δ_F dans les données et les cooked mocks biaise le champ mesuré. Cependant, grâce à la transformation (équation ??) décrite dans la section ??), l'effet sur la fonction de corrélation peut-être pris en compte. L'idée est la suivante : modéliser la distorsion induite par l'ajustement du continuum et par la transformation ?? sur la fonction de corrélation, appliquer cette distorsion au modèle, puis ajuster le modèle « distordu » aux données. L'effet le plus important de l'ajustement du continuum et de la transformation ?? est de forcer la moyenne et la pente de chaque région spectrale à être nulle. Ceci induit des corrélations entre les pixels d'une même région spectrale, et donc le long de la ligne de visée. Ainsi, au premier ordre, nous pouvons considérer que chaque δ_F après distorsion d'une forêt est une combinaison linéaire de tous les δ_F avant distorsion de cette forêt. La fonction de corrélation distordue dans le bin A peut alors être reliée à la vraie fonction de corrélation comme

$$\xi_{\text{distorsion}}(A) = \sum_B D_{AB} \xi_{\text{vraie}}(B), \quad (1.14)$$

où D_{AB} est appelée la *matrice de distorsion*. Celle-ci s'exprime en fonction du terme η_{ij}^q , défini dans l'équation ??. Pour l'auto-corrélation, elle s'exprime comme

$$D_{AB} = \frac{1}{W_A} \sum_{(i,j) \in A} w_i w_j \left(\sum_{(i',j') \in B} \eta_{ii'} \eta_{jj'} \right) \quad (1.15)$$

où $W_A = \sum_{(i,j) \in A} w_i w_j$ est le poids du bin A . Pour la corrélation croisée, la matrice de distorsion est donnée par

$$D_{AB} = \frac{1}{W_A} \sum_{(i,j) \in A} w_i w_j \left(\sum_{(i',j') \in B} \eta_{ii'} \right). \quad (1.16)$$

Comme précédemment, les indices i correspondent aux pixels des forêts, et j aux quasars. A cause de la double somme, le calcul de la matrice de distorsion est très long. Afin de rendre possible l'estimation de cette dernière, le calcul est fait sur 1 % des paires, tirées au hasard.

La figure 1.1 présente l'effet de la distorsion sur l'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ dans les mocks. La fonction de corrélation est présentée dans quatre gammes en μ . Les points bleus donnent la corrélation estimée à partir des raw mocks, c'est à dire sans les distorsions liées à l'ajustement du continuum. La ligne continue bleue donne l'ajustement du modèle de `picca`. Les points rouges donnent la corrélation estimée à partir des mocks eboss-0.0. Cette corrélation est affectée par les distorsions de l'ajustement du continuum. La courbe rouge donne l'ajustement du modèle sur cette corrélation. La matrice de distorsion permet ainsi de passer de la courbe bleue, à la courbe rouge.

La matrice de distorsion est un objet uniquement géométrique. Son calcul est indépendant du champ δ_F . Elle dépend uniquement de la géométrie du relevé et de la distribution des poids. Il n'est pas nécessaire, en principe, de calculer la matrice de distorsion pour l'ensemble des réalisations des mocks. Nous vérifions cela en comparant le résultat de l'ajustement de la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir d'une réalisation et ajustée en utilisant la matrice de distorsion calculée à partir de cette réalisation, au résultat de l'ajustement de la même corrélation, ajustée en utilisant la matrice de distorsion d'une autre réalisation. Les différences observées entre ces deux ajustements sont plus faibles que les erreurs liées à chaque paramètre. Ainsi, dans l'analyse présentée dans la suite de ce chapitre, nous calculons la matrice de distorsion pour l'auto-corrélation et pour la corrélation croisée une seule fois. L'ajustement de chaque fonction de corrélation utilise une de ces deux matrices de distorsion.

1.3 Les matrices de covariance

Afin de réaliser l'ajustement de chaque fonction de corrélation, nous avons besoin de calculer les matrices de covariance associées à ces fonctions de corrélation. La covariance de la fonction de corrélation ξ dans le bin A et de ξ dans le bin B est définie comme

$$C_{AB} = \langle \xi_A \xi_B \rangle - \langle \xi_A \rangle \langle \xi_B \rangle . \quad (1.17)$$

De cette matrice de covariance, la matrice de corrélation est définie comme

$$\text{Corr}_{AB} = \frac{C_{AB}}{\sqrt{C_{AA}C_{BB}}} . \quad (1.18)$$

La matrice de corrélation donne la corrélation, comprise dans $[-1;1]$, d'un bin A avec un bin B . Afin d'estimer la matrice de covariance, le relevé est divisé en pixels HEALPix, en utilisant `nside` = 16. Cette résolution produit des pixels d'une taille sur le ciel de $3,7 \times 3,7 = 13,4 \text{ deg}^2$, correspondant à $250 \times 250 (h^{-1} \text{ Mpc})^2$ à un redshift $z = 2,33$. Ces sous-échantillons sont suffisamment grands pour pouvoir négliger les corrélations entre différents pixels HEALPix et ainsi estimer la matrice de covariance comme la variance d'un sous-échantillon à un autre. La matrice de covariance est donc calculée comme

$$C_{AB} = \frac{1}{W_A W_B} \sum_s W_A^s W_B^s (\xi_A^s \xi_B^s - \xi_A \xi_B) , \quad (1.19)$$

où s est un sous-échantillon, et W_A^s les poids du bin A de ce sous-échantillon. Les éléments les plus importants de cette matrice sont les éléments diagonaux : la variance dans chaque bin. Les éléments non-diagonaux, les covariances entre deux bins distincts, sont faibles. Leur estimation est bruitée. La matrice de covariance est donc lissée après avoir été estimée. En ce qui concerne l'auto-corrélation, la matrice de covariance possède 2500×2500 bins. Pour la corrélation croisée, elle en possède 5000×5000 .

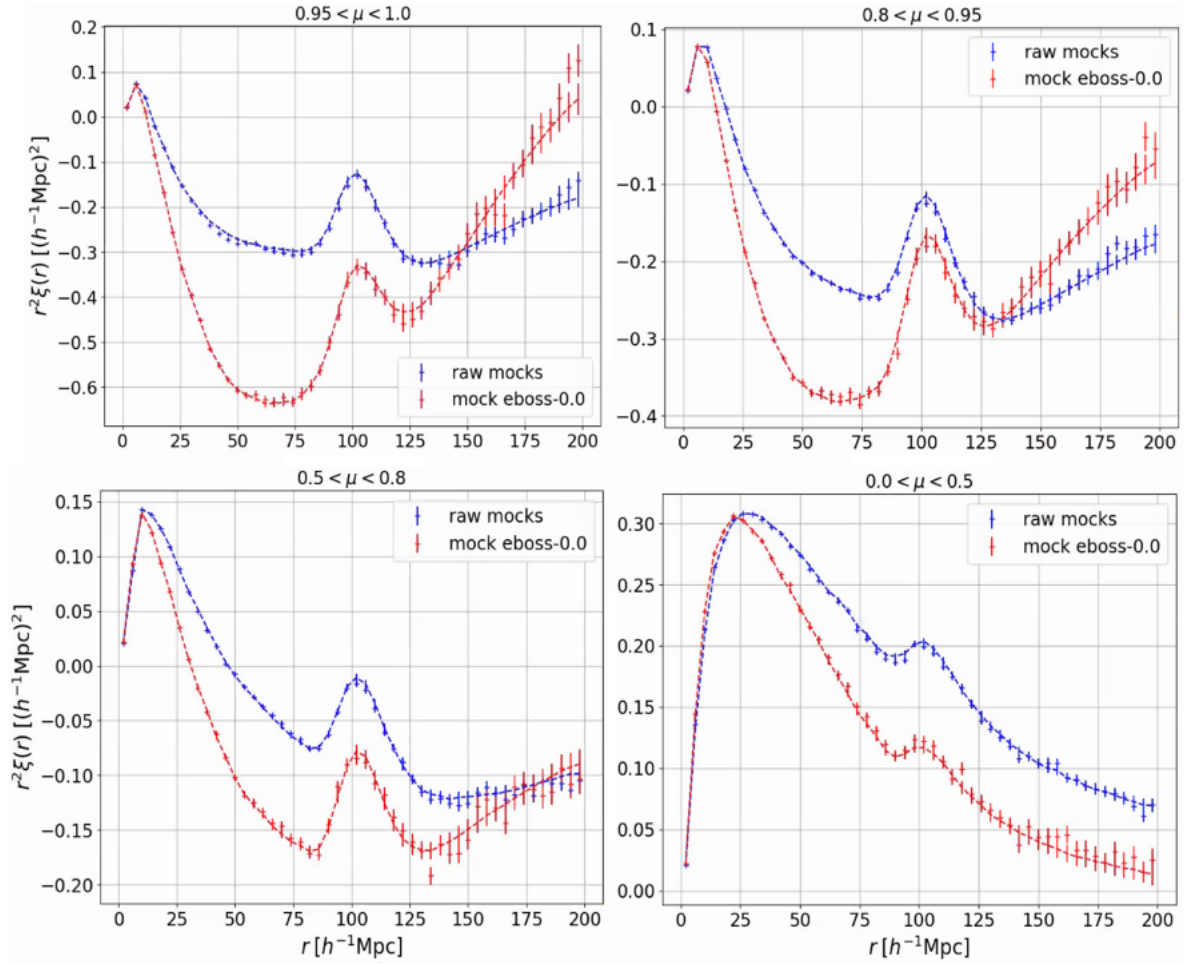


FIGURE 1.1 – L’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir de 30 réalisations des raw mocks (bleu) et à partir de 30 réalisations des mocks eboss-0.0 (rouge). Les lignes continues bleues et rouges donnent respectivement l’ajustement du modèle sur les raw mocks et les mocks eboss-0.0.

1.4 Modélisation des fonctions de corrélation

Dans cette section, nous présentons les modèles utilisés pour ajuster les fonctions de corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$. Nous présentons d'abord les modèles utilisés dans l'analyse des données DR16, puis nous donnons les modèles utilisés pour analyser les mocks.

1.4.1 Modélisation des données

Pour l'analyse des données DR16, dont les résultats sont présentés dans le chapitre suivant, nous utilisons le modèle décrit dans DU MAS DES BOURBOUX, RICH et al. (2020). L'analyse décrite dans cette étude est une analyse BAO : l'auto-corrélation et la corrélation croisée sont modélisées de façon à mesurer au mieux les paramètres BAO α_{\parallel} et α_{\perp} . Pour ce faire, le modèle est séparé en deux composantes. La première, ξ_{smooth} , correspond à la forme globale de la fonction de corrélation. La seconde, ξ_{peak} , correspond au pic BAO. C'est cette seconde composante qui dépend des paramètres BAO :

$$\xi(r_{\parallel}, r_{\perp}, \alpha_{\parallel}, \alpha_{\perp}) = \xi_{\text{smooth}}(r_{\parallel}, r_{\perp}) + \xi_{\text{peak}}(\alpha_{\parallel} r_{\parallel}, \alpha_{\perp} r_{\perp}) . \quad (1.20)$$

Cette distinction entre les composantes *smooth* et *peak* est faite lors du calcul du spectre de puissance modèle (voir paragraphe suivant). Le modèle de la fonction de corrélation est ensuite obtenue à l'aide d'une transformation de Fourier inverse de ce spectre de puissance.

Le spectre de puissance utilisé dans la modélisation de la fonction de corrélation des traceurs i et j s'exprime comme

$$P(\vec{k}) = b_i b_j (1 + \beta_i \mu_k^2) (1 + \beta_j \mu_k^2) P_{\text{QL}}(\vec{k}) F_{\text{NL}}(\vec{k}) G(\vec{k}) . \quad (1.21)$$

Les termes $b_i(1 + \beta_i \mu_k^2)$ et $b_j(1 + \beta_j \mu_k^2)$ sont les facteurs de Kaiser (équation ??) relatifs aux traceurs i et j . P_{QL} est le spectre de puissance *quasi-linéaire*. Il est découpé en deux composantes P_{smooth} et P_{peak} comme

$$P_{\text{QL}}(\vec{k}, z) = P_{\text{smooth}}(k, z) + \exp\left(-\frac{k_{\parallel}^2 \Sigma_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 \Sigma_{\perp}^2}{2}\right) P_{\text{peak}}(k, z) . \quad (1.22)$$

P_{smooth} est le spectre de puissance linéaire, sans les BAO. Il est construit à partir du spectre de puissance linéaire P_{L} donné par Camb, puis les BAO sont retirées en utilisant la technique *side-band* décrite dans KIRKBY et al. (2013). Le spectre de puissance P_{peak} est alors obtenu comme la différence $P_{\text{L}} - P_{\text{smooth}}$: il contient uniquement les oscillations dues aux BAO présentes dans le spectre de puissance linéaire. Le terme exponentiel devant P_{peak} , paramétré par Σ_{\parallel} et Σ_{\perp} , prend en compte l'élargissement non linéaire du pic BAO. Nous utilisons $\Sigma_{\parallel} = 6,42 h^{-1} \text{ Mpc}$ et $\Sigma_{\perp} = 3,26 h^{-1} \text{ Mpc}$ (EISENSTEIN et al. 2007). Le terme F_{NL} prend en compte les non-linéarités aux petites échelles. Nous distinguons $F_{\text{NL}}^{\text{auto}}$ et $F_{\text{NL}}^{\text{cross}}$. Pour l'auto-corrélation, les effets non linéaires proviennent de l'élargissement thermique, des vitesses particulières et de la croissance des structures non linéaire. Comme lors de la modélisation du P^{1D} , nous utilisons le modèle décrit dans ARINYO-I-PRATS et al. (2015). Nous avons donc $F_{\text{NL}}^{\text{auto}}(k, \mu) = D(k, \mu)$, où D est défini dans l'équation ??. Les paramètres utilisés sont une interpolation à $z = 2,334$ de ceux donnés dans la section « Planck » de la table 7 de ARINYO-I-PRATS et al. (2015). Pour la corrélation croisée, l'effet dominant est dû aux vitesses non linéaires des quasars. Cet effet est modélisé par une lorentzienne :

$$F_{\text{NL}}^{\text{cross}}(k_{\parallel}) = \frac{1}{1 + (k_{\parallel} \sigma_v)^2} , \quad (1.23)$$

où l'inverse de la demi-largeur à mi-hauteur σ_v est un paramètre libre. L'effet dû aux erreurs statistiques sur la mesure du redshift des quasars étant confondu avec l'effet des vitesses non linéaires des quasars, il est aussi pris en compte par le terme $F_{\text{NL}}^{\text{cross}}$. Enfin, le terme $G(\vec{k})$ prend en compte

l'effet du binning utilisé lors du calcul de la fonction de corrélation. Il est défini comme le produit des transformés de Fourier de la fonction porte :

$$G(\vec{k}) = \text{sinc}\left(\frac{k_{\parallel} R_{\parallel}}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{k_{\perp} R_{\perp}}{2}\right), \quad (1.24)$$

avec R_{\parallel} et R_{\perp} la largeur des bins, soit $4 h^{-1}$ Mpc.

Afin de modéliser la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$, nous ajoutons le paramètre $\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}$, inclus comme

$$r_{\parallel} = r_{\parallel, \text{mesure}} + \Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}, \quad (1.25)$$

où $r_{\parallel, \text{mesure}}$ est la séparation mesurée des paires (i, j) , et r_{\parallel} est la séparation utilisée dans le modèle de la corrélation croisée. L'ajout de ce paramètre permet de prendre en compte les erreurs systématiques sur la mesure du redshift des quasars, qui rendent asymétrique la fonction de corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$.

La présence des facteurs de Kaiser dans l'équation 1.21 permet de mesurer le biais et le paramètre RSD de nos traceurs. En ce qui concerne l'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$, la fonction de corrélation est proportionnelle à $b_{\text{Ly}\alpha}^2 (1 + \beta_{\text{Ly}\alpha} \mu^2)^2$. Cependant, la présence de HCD dans les données modifie le biais et le paramètre RSD du $\text{Ly}\alpha$. En effet, l'efficacité de l'algorithme de détection n'étant pas de 100 %, il subsiste des DLA non identifiés dans les forêts. De plus, les HCD avec $\log n_{\text{HI}} < 20,3$ ne sont pas identifiés. Ces deux effets participent à augmenter le biais mesuré du $\text{Ly}\alpha$ significativement. Nous utilisons les paramètres effectifs

$$b'_{\text{Ly}\alpha} = b_{\text{Ly}\alpha} + b_{\text{HCD}} F_{\text{HCD}}(k_{\parallel}), \quad (1.26)$$

$$b'_{\text{Ly}\alpha} \beta'_{\text{Ly}\alpha} = b_{\text{Ly}\alpha} \beta_{\text{Ly}\alpha} + b_{\text{HCD}} \beta_{\text{HCD}} F_{\text{HCD}}(k_{\parallel}), \quad (1.27)$$

où F_{HCD} est une fonction qui dépend de la distribution en z et en $\log n_{\text{HI}}$ des HCD (FONT-RIBERA et MIRALDA-ESCUDE 2012). Cette fonction est estimée sur des simulations hydrodynamiques (ROGERS et al. 2017). Elle est modélisée comme

$$F_{\text{HCD}}(k_{\parallel}) = \exp(-L_{\text{HCD}} k_{\parallel}), \quad (1.28)$$

où L_{HCD} est la taille typique des HCD non masqués. La résolution du spectrographe d'eBOSS rend possible l'identification des DLA dont la largeur est supérieure à 2 nm, correspondant à une taille d'environ $14 h^{-1}$ Mpc au redshift effectif de la mesure. Par ailleurs, L_{HCD} est très dégénéré avec les autres paramètres du modèle, comme le biais des HCD ou les paramètres du $\text{Ly}\alpha$. Nous fixons donc sa valeur à $10 h^{-1}$ Mpc dans l'ajustement du modèle. Le paramètre β_{HCD} est aussi très dégénéré avec les autres paramètres du modèle, nous utilisons un prior gaussien centré sur 0,5 et avec une largeur 0,09 lors des ajustements.

Afin de pouvoir ajuster le même modèle sur tous les bins $(r_{\parallel}, r_{\perp})$, la dépendance en redshift de δ_F est prise en compte. En considérant que $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ est constant avec le redshift, nous avons $\delta_F(z) \propto G(z) b_{\text{Ly}\alpha}(z)$, avec $G(z) \propto (1+z)^{-1}$. Concernant le biais du $\text{Ly}\alpha$, nous utilisons la même dépendance que celle choisie lors du calcul des poids (équation ??), c'est à dire $b_{\text{Ly}\alpha} \propto (1+z)^{\gamma_{\text{Ly}\alpha}}$, avec $\gamma_{\text{Ly}\alpha} = 2.9$ (MCDONALD et al. 2004). En ce qui concerne $\beta_{\text{Ly}\alpha}$, nous considérons lors de l'ajustement du modèle qu'il est indépendant du redshift. Comme montré dans l'analyse présentée dans le chapitre ??, $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ n'est pas indépendant du redshift. Cependant, le redshift moyen dans chaque bin $(r_{\parallel}, r_{\perp})$ varie peu. Lors de l'analyse de l'ensemble des données DR16, il varie dans la gamme $2,31 < z < 2,39$. Cette variation correspond à une variation de $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ de moins de 5 %. De plus, elle est d'autant plus faible lorsque l'analyse est faite dans différents bins en redshift.

La fonction de corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ est sensible au produit $b_{\text{Ly}\alpha}(1 + \beta_{\text{Ly}\alpha} \mu^2) b_{\text{QSO}}(1 + \beta_{\text{QSO}} \mu^2)$. L'ajustement de cette seule fonction de corrélation ne permet donc pas de lever la dégénérescence des paramètres $\text{Ly}\alpha$ et des paramètres des QSO. Nous fixons donc b_{QSO} et β_{QSO} . Concernant

le biais des quasars, comme pour le Ly α nous prenant en compte l'évolution avec le redshift. Il est paramétrisé comme

$$b_{\text{QSO}}(z) = 3,77 \left(\frac{1+z}{1+2,334} \right)^{1,44}. \quad (1.29)$$

Cette paramétrisation est celle choisie dans DU MAS DES BOURBOUX, RICH et al. (2020). Nous gardons cette paramétrisation pour notre analyse des données, présentée dans le chapitre suivant. Cependant, lorsque nous analysons les mocks, nous utilisons la paramétrisation adoptée pour construire les mocks. Elle est donnée dans l'équation ?? . β_{QSO} est choisi constant et vaut $\beta_{\text{QSO}} = f/b_{\text{QSO}}(z_{\text{eff}})$, où z_{eff} est le redshift effectif de la mesure. Le taux de croissance f est lui aussi évalué au redshift effectif de la mesure.

Une fois les composantes multiplicatives incluses au modèle, nous pouvons transformer le $P(\vec{k})$ modèle défini dans l'équation 1.21 en fonction de corrélation $\xi(r, \mu)$. Pour ce faire, la fonction de corrélation est décomposée en polynômes de Legendre P_l jusqu'à $l_{\text{max}} = 6$. Pour chaque $l \in [0; 2; 4; 6]$, le spectre de puissance est multiplié par la fonction de Bessel j_l puis intégré sur μ_k (voir l'équation 2.7 de KIRKBY et al. (2013)). Étant donné que la transformation $P(\vec{k}) \rightarrow \xi(r, \mu)$ est faite à chaque étape de la minimisation lors de l'ajustement du modèle, il est important que cette transformation se fasse très rapidement. Nous utilisons donc l'algorithme FFTLog (HAMILTON 1999), qui apporte à la fois rapidité et précision. Ainsi, en suivant cette procédure, nous obtenons les fonctions de corrélation $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha}$ en choisissant $i = j = \text{Ly}\alpha$, et $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}}$ en choisissant $i = \text{Ly}\alpha$ et $j = \text{QSO}$. Afin de pouvoir ajuster les fonctions de corrélation calculées avec les données, nous devons prendre en compte dans nos modèles les corrélations parasites. Ces corrélations s'ajoutent au ξ modèle calculé précédemment. A ce stade, nous distinguons le modèle utilisé pour l'auto-corrélation et la corrélation croisée. Le modèle de l'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ est défini comme

$$\xi = \xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha} + \sum_{m,n} \tilde{\xi}_{m \times n} + \xi_{\text{ciel}}, \quad (1.30)$$

où $\tilde{\xi}_{m \times n}$ est la corrélation de l'absorbeur m avec l'absorbeur n , interprétés comme des absorptions Ly α . Nous verrons plus tard comment relier la corrélation $\tilde{\xi}_{m \times n}$ à la corrélation physique $\xi_{m \times n}$. Ces absorbeurs peuvent être du Ly α ou des métaux (m et n ne peuvent pas être tous les deux du Ly α). Le tableau 1.1 liste les métaux ajustés dans les données. ξ_{ciel} est la corrélation induite par la soustraction du fond de ciel. Ces termes sont décrits dans les prochains paragraphes. Le modèle de la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ est défini comme

$$\xi = \xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}} + \sum_m \tilde{\xi}_{m \times \text{QSO}} + \xi_{\text{prox}}, \quad (1.31)$$

où $\tilde{\xi}_{m \times \text{QSO}}$ est la corrélation du métal m (interprété comme du Ly α) avec les quasars, et ξ_{prox} donne la corrélation induite par l'effet de proximité des quasars. Ces termes sont décrits dans les prochains paragraphes.

Afin de modéliser la corrélation des métaux, nous utilisons le modèle défini précédemment, utilisé pour décrire les corrélations $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha}$ et $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}}$. Comme expliqué dans la section ??, toutes les absorptions sont supposées être des absorptions Ly α . Les absorptions causées par les métaux sont donc reconstruites à un mauvais redshift. Ceci résulte dans un décalage de la fonction de corrélation le long de la ligne de visée. Considérons deux absorbeurs m et n ($m \neq n$). La fonction de corrélation $\xi_{m \times n}$ de ces deux absorbeurs est maximale pour les séparations $r = 0$. Cependant, puisque l'analyse suppose que ces deux absorptions sont causées par le Ly α , cette séparation $r = 0$ est reconstruite à $r_{\perp} = 0$ et $r_{\parallel} \sim (1+z)D_{\text{H}}(z)(\lambda_m - \lambda_n)/\lambda_{\text{Ly}\alpha}$, où z est le redshift moyen des deux absorbeurs. Ainsi, l'excès

TABLE 1.1 – Liste des métaux inclus dans le modèle ajusté aux données. La 3^e colonne donne la séparation reconstruite pour une séparation réelle $r = 0$. CIV(eff) indique la raie effective du carbone IV : la résolution du spectrographe d’eBOSS étant trop faible pour distinguer le doublet du CIV, nous ajustons la combinaison des deux raies. La séparation liée au CIV est bien supérieure à $200 h^{-1}$ Mpc, la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{CIV}$ n’a donc pas d’effet sur nos mesures. Nous modélisons cependant l’effet lié à l’auto-corrélation $\text{CIV} \times \text{CIV}$.

Raie	$\lambda_m [\text{\AA}]$	$r_{\parallel} [h^{-1} \text{ Mpc}]$
SiII(1190)	1190,4158	−64
SiII(1193)	1193,2897	−56
SiIII(1207)	1206,500	−21
SiII(1260)	1260,4221	+111
CIV(eff)	1549,06	> 200

de corrélation observé n’est pas situé à $r = 0$, mais se trouve décalé le long de la ligne de visée. Le tableau 1.1 donne les séparations associées aux corrélations entre le $\text{Ly}\alpha$ et les métaux ajustés sur les données. Les métaux étant beaucoup moins présents que l’hydrogène dans le milieu intergalactique, les corrélations mettant en jeu deux métaux sont beaucoup moins importantes que les corrélations mettant en jeu un métal et le $\text{Ly}\alpha$. L’effet principal vient donc des corrélations $\xi_{\text{Ly}\alpha \times m}$. En ce qui concerne les corrélations $\xi_{m \times m}$, le décalage est d’origine différente. Une séparation physique $r = 0$ correspond bien à une reconstruction $r_{\parallel} = r_{\perp} = 0$. Cependant, le redshift de la paire est mal estimé. Chaque séparation physique (r_{\parallel}, r_{\perp}) est donc reconstruite à $(D_H(z_m)/D_H(z))r_{\parallel}$ et $(D_M(z_m)/D_M(z))r_{\perp}$. Pour la corrélation $\xi_{m \times \text{QSO}}$, le décalage est le même que dans le cas $\xi_{m \times n}$, en prenant $z_n = z_{\text{QSO}}$.

Pour chaque couple (m, n) , le décalage de la fonction de corrélation $\xi_{m \times n}$ est pris en compte par la matrice des métaux $M_{AB}^{m \times n}$. Nous ne détaillons pas son calcul ici, mais il est donné dans la thèse **DeSainteAgathe**. La matrice des métaux permet donc de relier la fonction de corrélation $\xi_{m \times n}$ à la fonction de corrélation $\tilde{\xi}_{m \times n}$, où les absorbeurs m et n sont interprétés comme des absorptions $\text{Ly}\alpha$, utilisée comme modèle dans l’équation 1.30 et 1.31 :

$$\tilde{\xi}_{m \times n}(A) = \sum_B M_{AB}^{m \times n} \xi_{m \times n}(B), \quad (1.32)$$

Les bins A correspondent aux séparations calculées en supposant une absorption $\text{Ly}\alpha$. Les bins B correspondent aux séparations physiques, calculées en utilisant les redshifts z_m et z_n des absorbeurs. Ainsi, pour chaque couple (m, n) , la matrice des métaux $M_{AB}^{m \times n}$ est calculée, puis la fonction de corrélation $\tilde{\xi}_{m \times n}$ est estimée et ajoutée à la fonction de corrélation $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha}$ (équation 1.30). Dans le cas de la corrélation croisée, la matrice est calculée pour tous les couples (m, QSO) , puis la fonction de corrélation $\tilde{\xi}_{m \times \text{QSO}}$ est estimée et ajoutée à la fonction de corrélation $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}}$ (équation 1.31).

Le modèle utilisé pour construire les fonctions de corrélation $\xi_{m \times n}$ et $\xi_{m \times \text{QSO}}$ est le même que celui utilisé pour construire les fonctions de corrélation $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha}$ et $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}}$ (équation 1.21) mais avec les paramètres b_i , b_j , β_i et β_j qui sont ceux des métaux. Du fait que les métaux sont mesurables principalement le long de la ligne de visée, il est difficile d’ajuster à la fois le biais et le paramètre RSD de chaque métal. Nous ajustons donc uniquement le biais de chaque métal, le paramètre RSD étant fixé à $\beta_m = 0,5$. De plus, comme la quantité de métaux dans le milieu intergalactique est bien moins importante que celle de l’hydrogène, il n’existe pas ou peu de structures denses constituées de métaux. Nous n’incluons donc pas la modélisation des HCD dans les fonctions de corrélation $\xi_{m \times n}$ et $\xi_{m \times \text{QSO}}$.

Le terme additionnel suivant est le terme ξ_{ciel} . Ce terme prend en compte les corrélations induites par la soustraction du fond de ciel. Lors de la réduction des données, décrite dans la section ??, le

spectre du fond de ciel est soustrait à tous les spectres d’une même demi-plaque. Ceci induit alors des corrélations entre tous ces spectres pour $r_{\parallel} = 0$. A cause de la distorsion induite par l’ajustement du continuum, cette effet ne se limite pas à $r_{\parallel} = 0$. L’effet est modélisé par une fonction gaussienne de r_{\perp} :

$$\xi_{ciel}(r_{\parallel}, r_{\perp}) = \begin{cases} \frac{A_{sky}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{sky}^2} \exp(-\frac{r_{\perp}^2}{2\sigma_{sky}^2}) & , \text{ si } r_{\parallel} = 0 \\ 0 & , \text{ si } r_{\parallel} \neq 0 \end{cases} . \quad (1.33)$$

Les paramètres A_{sky} et σ_{sky} sont laissés libres lors de l’ajustement des données. Ils donnent l’amplitude et la largeur de la gaussienne. Le terme ξ_{ciel} n’est présent que dans l’ajustement de l’auto-corrélation, car ces corrélations parasites ne sont induites que lorsqu’on corréle des pixels d’absorption issus de deux spectres présents sur la même demi-plaque. Cet effet n’a donc pas lieu d’être pour la corrélation croisée.

Enfin, le dernier terme additionnel est le terme ξ_{prox} . Ce terme n’est présent que dans la fonction de corrélation croisée $\xi_{Ly\alpha \times QSO}$. Il prend en compte l’effet du rayonnement produit par les quasars sur l’hydrogène environnant. En effet, à cause de leur grande luminosité, et en particulier dans la direction de leur jet, les quasars ionisent le gaz qui les entoure. Ceci réduit donc la fraction d’hydrogène neutre et donc la profondeur optique au voisinage de chaque quasar, ce qui induit des corrélations supplémentaire entre le champ d’absorption $Ly\alpha$ et la position des quasars. Cet effet est modélisé comme (FONT-RIBERA, ARNAU et al. 2013) :

$$\xi_{prox} = \xi_{0,prox} \left(\frac{1 h^{-1} \text{ Mpc}}{r} \right)^2 \exp(-\frac{r}{\lambda_{UV}}) , \quad (1.34)$$

où $\xi_{0,prox}$ donne l’amplitude de l’effet. L’émission est supposée isotrope, et le paramètre λ_{UV} est fixé à $300 h^{-1} \text{ Mpc}$.

Une fois tous ces termes inclus, nous obtenons un modèle qui décrit la fonction de corrélation de la matière dans l’espace des redshifts, à un biais près, et qui prend en compte les différents effets astrophysiques ou instrumentaux qui affectent les données. Afin de pouvoir correctement comparer notre modèle aux fonctions de corrélation calculées avec les données, nous devons prendre en compte la distorsion due à l’ajustement du continuum. Ceci est fait, comme décrit dans la section 1.2, grâce à la matrice de distorsion. Le modèle distordu est alors donné par

$$\xi_{distorsion}(A) = \sum_B D_{AB} \xi(B) , \quad (1.35)$$

où D_{AB} est la matrice de distorsion, et ξ est le modèle construit précédemment. Ainsi, le modèle qui est ajusté aux données est $\xi_{distorsion}(A)$.

1.4.2 Modélisation des mocks

Afin d’analyser les fonctions de corrélation $Ly\alpha \times Ly\alpha$ et $Ly\alpha \times QSO$ des mocks, nous utilisons les modèles ajustés sur les données et décrits dans la section précédente. Cependant, un certain nombre d’effets modélisés dans les données ne sont pas présents dans les mocks. Nous modifions donc légèrement les modèles décrits précédemment.

Premièrement, nous n’incluons pas l’élargissement non linéaire du pic BAO dans les mocks. Les non-linéarités prises en compte par le terme F_{NL} ne sont pas non plus présentes dans nos mocks. Ainsi, le spectre de puissance défini dans l’équation 1.21 et utilisé comme modèle pour l’auto-corrélation ne contient pas le terme F_{NL}^{auto} . Cependant, le code `quickquasars` ajoute une vitesse particulière à chaque quasar. Ceci a pour effet d’ajouter une erreur statistique sur la mesure du redshift des quasars. Nous

gardons donc le terme F_{NL}^{cross} lorsque nous ajustons la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ issues des mocks avec **quickquasars**. Ce terme n'est pas présent dans le modèle utilisé pour ajuster les raw mocks.

L'effet instrumental causé par la soustraction du fond de ciel sur l'auto-corrélation n'est pas modélisé par **quickquasars**. Nous n'ajoutons donc pas le terme ξ_{ciel} à $\xi_{\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha}$ dans l'ajustement de l'auto-corrélation. L'effet de proximité des quasars sur le champ $\text{Ly}\alpha$ environnant n'est ajouté ni dans les mocks, ni dans **quickquasars**. Le terme ξ_{prox} n'est donc pas inclus dans le modèle de la corrélation croisée.

En ce qui concerne l'ajustement des HCD et des métaux, cela dépend de la version des mocks analysée. Pour les raw mocks comme pour les mocks eboss-0.0, ni les HCD ni les métaux ne sont présents. Nous n'incluons donc pas leur modélisation dans ces versions des mocks. Les versions eboss-0.2 incluent les HCD, nous modélisons donc leur présence comme décrit dans la section précédente. Les versions eboss-0.3 incluent à la fois les HCD et les métaux. L'ajustement des fonctions de corrélation issues de ces mocks contient donc les paramètres b_{HCD} et β_{HCD} . De plus, nous calculons la matrice des métaux pour ces versions et ajoutons au modèle les termes $\xi_{m \times n}$ et $\xi_{m \times \text{QSO}}$.

Pour l'ajustement des corrélations croisées $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$, nous gardons le paramètre $\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}$. Même si **quickquasars** ajoute une erreur statistique sur les redshifts des quasars, cette erreur est nulle en moyenne. Nous nous attendons donc à obtenir $\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}} = 0$ dans l'ajustement des différentes versions des mocks. Ainsi, $\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}$ sert de test de la construction des mocks, pour vérifier par exemple que les lignes de visées sont placées correctement à partir de chaque quasar.

Comme pour les données, les fonctions de corrélation sont évaluées sur une grille de séparation d'intervalle $4 h^{-1}$ Mpc. Nous gardons donc le terme $G(\vec{k})$ dans la modélisation des mocks. Dans le cas des mocks, nous incluons un terme supplémentaire, qui prend en compte le lissage gaussien appliqué au champ δ_l interpolé. Ce terme est donné par

$$W(k) = \exp\left(-\frac{k^2 \sigma_{\text{smooth}}^2}{2}\right). \quad (1.36)$$

Comme montré sur la figure ??, l'effet du lissage gaussien sur la fonction de corrélation est important surtout à petit r . Les mocks n'étant pas en très bon accord avec le modèle à petit r , la modélisation du lissage gaussien a tendance à corriger ces désaccords lorsque le paramètre σ_{smooth} est laissé libre. De plus, σ_{smooth} est dégénéré avec d'autres paramètres du modèle. Nous fixons donc σ_{smooth} à la taille des voxels, soit $2,19 h^{-1}$ Mpc lors des ajustements. Le spectre de puissance modèle $P(\vec{k})$ est ainsi multiplié par $W^2(k)$.

Enfin, similairement à la modélisation des données, le modèle ajusté sur les mocks est multiplié par la matrice de distorsion D_{AB} (équation 1.35). Cependant, dans le cas des raw mocks, les fonctions de corrélation ne sont pas affectées par la distorsion due à l'ajustement du continuum puisque nous avons accès directement au champ δ_F . Dans ce cas, la matrice de distorsion D_{AB} vaut la matrice identité.

L'accord entre les mocks et le modèle n'est pas excellent à petit r , malgré le terme $W(k)$ qui prend en compte en principe l'effet dû au lissage gaussien. La mesure de $b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}(z)$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}(z)$ est très affectée par ces petites séparations. Comme nous le montrons ici, celle-ci dépend de la séparation minimale r_{min} utilisée pour ajuster le modèle sur les mocks. Toujours dans le but d'avoir une mesure stable de $b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}(z)$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}(z)$, nous produisons plusieurs ajustements de la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir des raw mocks et des mocks eboss-0.0 pour différents r_{min} . Pour chacun des ajustements, nous mesurons $b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ et χ_{red}^2 . Ce dernier est défini comme

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{\chi^2}{n_{\text{dof}}}, \quad (1.37)$$

où $n_{\text{d.o.f.}}$ donne le nombre de degrés de liberté de l'ajustement : c'est le nombre de bins dans laquelle la fonction de corrélation est ajustée moins le nombre de paramètres libres du modèle. $n_{\text{d.o.f.}}$ varie

de 1590 pour $r_{\min} = 10 h^{-1}$ Mpc à 1278 pour $r_{\min} = 80 h^{-1}$ Mpc. La figure 1.2 montre l'évolution de χ_{red}^2 , $b_{\text{eff,Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ en fonction de r_{\min} . La colonne de gauche donne les mesures faites sur les raw mocks, et celle de droite les mesures faites sur les mocks eboss-0.0. Sur cette figure, nous pouvons premièrement remarquer qu'il est difficile de mesurer $b_{\text{eff,Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ lorsque r_{\min} est trop grand : l'erreur statistique augmente énormément avec r_{\min} . Ensuite, χ_{red}^2 augmente drastiquement (en particulier pour les raw mocks¹) pour $r_{\min} = 10 h^{-1}$ Mpc. De plus, $b_{\text{eff,Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ ont un comportement erratique pour $r_{\min} = 10 h^{-1}$ Mpc, et semblent être stables pour $r_{\min} \geq 10 h^{-1}$ Mpc. Pour toutes ces raisons, et aussi pour garder un maximum de statistique, nous choisissons dans tous les ajustements des mocks (sauf autrement spécifié) $r_{\min} = 20 h^{-1}$ Mpc. En ce qui concerne la borne supérieure, le modèle est ajusté jusqu'à $r_{\max} = 180 h^{-1}$ Mpc.

1. Les raw mocks possèdent un χ^2 plus important car la statistique au sein d'une même réalisation est plus importante (le bruit ajouté par **quickquasars** n'est pas présent) : les déviations, s'il y en a, sont moins marquées du fait des barres d'erreur plus grandes dans les mocks avec **quickquasars**.

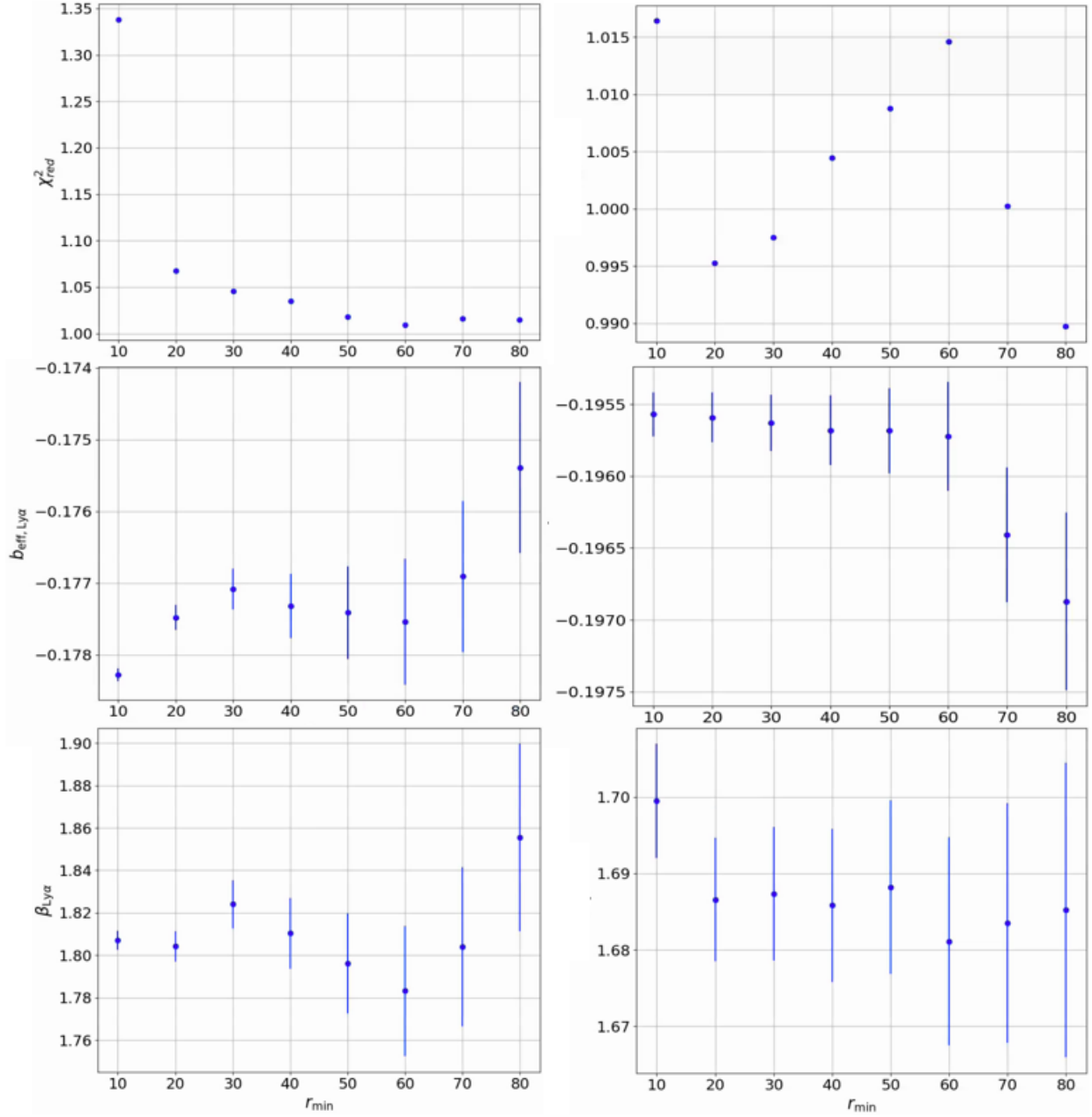


FIGURE 1.2 – Évolution de χ_{red}^2 (graphiques du haut), $b_{\text{eff,Ly}\alpha}$ (graphiques du milieu) et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ (graphiques du bas) en fonction de r_{\min} (donné en h^{-1} Mpc). La colonne de gauche donne les mesures avec l'ajustement de la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir des raw mocks. Celle de droite donne la mesure faite sur les mocks eboss-0.0.

1.5 Analyse des mocks

Comme expliqué dans la section ??, nous produisons différentes versions de mocks : les raw mocks, pour lesquels le champ δ_F est obtenu directement à partir des vraies transmissions, et les mocks après l'utilisation de **quickquasars** : eboss-0.0, eboss-0.2 et eboss-0.3. Nous présentons dans cette section l'analyse de ces différentes versions de mocks.

1.5.1 Analyse des raw mocks

Pour chacune des 30 réalisations produites, nous avons estimé les fonctions de corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ des raw mocks. L'analyse de ces fonctions de corrélation permet d'identifier plus facilement les problèmes qui peuvent exister au niveau de la construction des mocks, car les effets dus à l'ajustement du continuum et les effets astrophysiques et instrumentaux introduits par **quickquasars** ne sont pas présents. Nous commençons donc par valider la construction des mocks, via l'étude des raw mocks, puis nous présentons l'analyse des versions des mocks avec **quickquasars**.

Les fonctions de corrélation présentées ici sont estimées dans quatre bins en redshift. Ces bins sont les mêmes que ceux choisis pour analyser les données et déterminer $b_{\text{Ly}\alpha}(z)$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}(z)$ à utiliser pour la construction des mocks (voir section ??). Ces bins sont : $[0; 2,35]$, $[2,35; 2,65]$, $[2,65; 3,05]$ et $[3,05; 10]$. Nous utilisons les mêmes bins afin de faciliter la comparaison entre les mocks et les données. Une fois les fonctions de corrélation estimées dans chaque bin et pour chaque réalisation, nous calculons, dans chaque bin en redshift, la moyenne de ces fonctions de corrélation, puis ajustons le résultat de cette moyenne. L'ajustement est fait avec le code **picca**.

L'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$

La figure 1.3 donne la moyenne des 30 fonctions de corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ des raw mocks dans chaque bin en redshift. Pour chaque bin en redshift, la fonction de corrélation est présentée dans quatre bins en μ différents. Le bin $0,95 < \mu < 1$ correspond aux paires avec une séparation le long de la ligne de visée. Le bin $0 < \mu < 0,5$ correspond aux paires perpendiculaires à la ligne de visée. Les lignes continues donnent l'ajustement du modèle produit par **picca**. Ce modèle décrit très bien les raw mocks. Les lignes en pointillés donnent la prédiction des mocks. L'écart visible entre la corrélation estimée à partir des raw mocks et la prédiction provient de l'écart entre la corrélation du champ δ_g et la prédiction que nous en faisons (figure ??). Cet écart se propage lorsque nous passons de la prédiction de ξ_g à la prédiction de ξ_F grâce à l'équation ??.

Le tableau 1.2 donne le résultat de l'ajustement dans chaque bin en redshift. Nous pouvons remarquer que les paramètres BAO α_{\parallel} et α_{\perp} sont compatibles avec 1. La figure 1.4 présente le biais et le paramètre RSD du $\text{Ly}\alpha$ obtenus dans l'ajustement des fonctions de corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ des raw mocks (vert), ainsi que ceux obtenus dans l'ajustement des données (noir). L'analyse en quatre bins en redshift des données est décrite dans la section ??.

Les valeurs obtenues avec la prédiction lors de l'ajustement des paramètres des mocks sont indiquées en magenta. Enfin, pour chacun des jeux des données présentés sur la figure 1.4, nous ajustons une loi de puissance du type $a(1+z)^\gamma$. Les paramètres $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ mesurés sur les raw mocks sont en très bon accord avec ceux prédits, et donc, par construction, avec les données DR16. Nous pouvons cependant noter une légère déviation entre $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ mesuré dans les raw mocks et la valeur prédite pour les faibles redshifts. Comme nous l'avons déjà fait remarquer, la prédiction ne décrit pas parfaitement la fonction de corrélation du champ δ_g , en particulier le long de la ligne de visée (figure ??). Ceci peut expliquer les déviations observées dans la mesure de $\beta_{\text{Ly}\alpha}$.

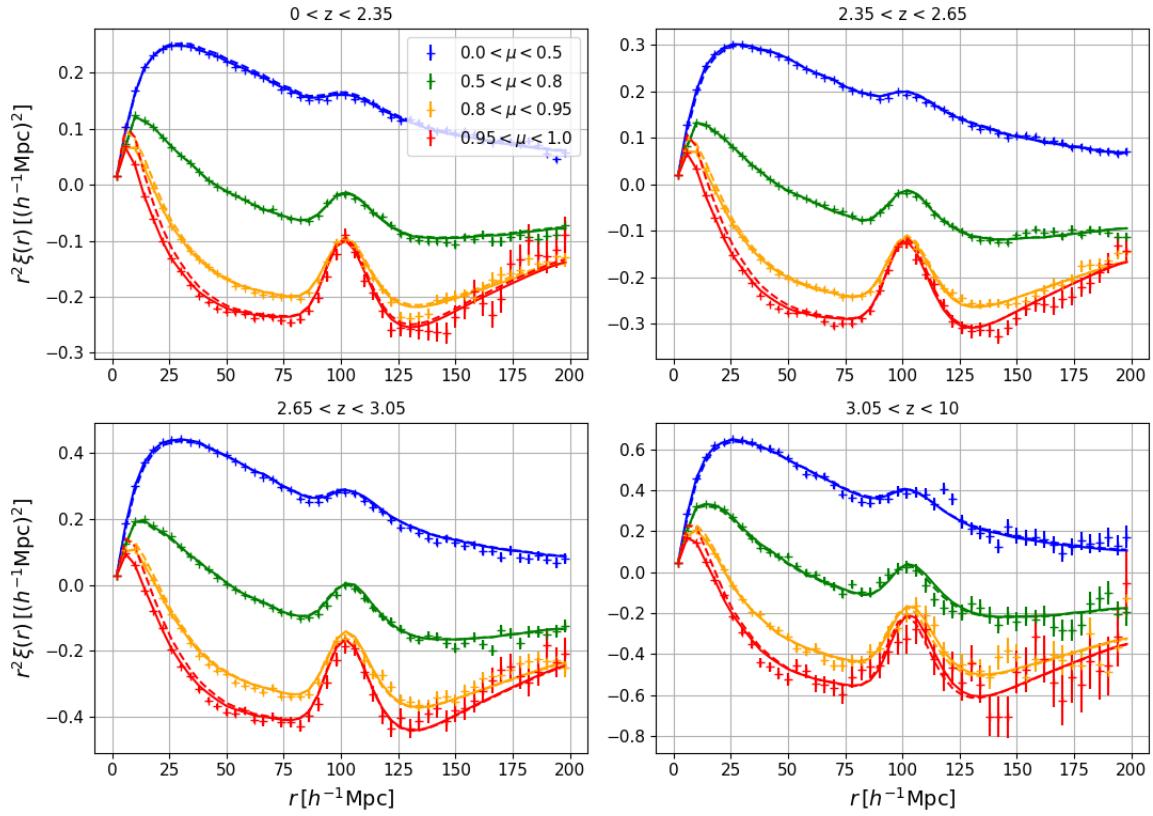


FIGURE 1.3 – L’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ calculée sur la moyenne des 30 raw mocks. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift pour chaque réalisation. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle. Les lignes en pointillés donnent la prédiction des mocks.

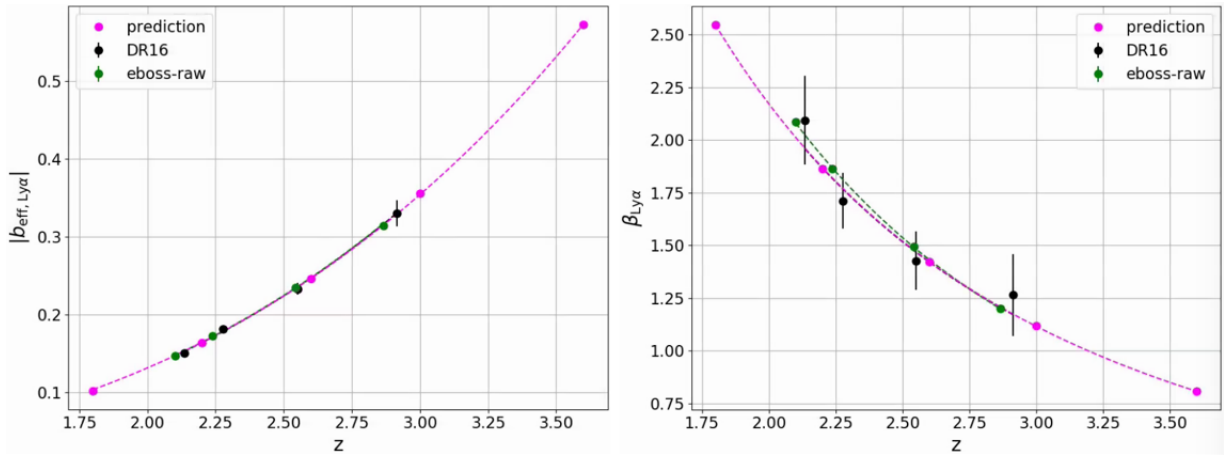


FIGURE 1.4 – Mesures des paramètres $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ faites avec les auto-corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimées dans chaque bin en redshift à partir des données DR16 (noir) et de la moyenne des 30 raw mocks (vert). Les barres d’erreur sont affichées pour ces deux jeux de données. Dans le cas des raw mocks, elles sont plus petites que la taille des points. Les points magenta donnent les mesures faites avec la prédiction des mocks. Les lignes en pointillés représentent l’ajustement sur chaque jeu de données d’une loi de puissance $(1+z)^\gamma$.

TABLE 1.2 – Résultats de l’ajustement de l’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ calculée sur la moyenne des 30 raw mocks. Chaque colonne donne le résultat de l’ajustement d’un bin en redshift. La dernière colonne donne le résultat de l’ajustement de la corrélation moyennée sur ces quatre bins en redshift. La première section du tableau donne les paramètres du modèle qui sont ajustés. La seconde donne le redshift effectif z_{eff} et le χ^2 . Le nombre de bins sur lesquels le modèle est ajusté est $N_{\text{bin}} = 1574$, ce qui donne un nombre de degrés de liberté $n_{d.o.f.} = 1570$. La dernière section donne le biais et le biais effectif du $\text{Ly}\alpha$.

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$	$0 < z < 10$
α_{\parallel}	1.001 ± 0.005	1.004 ± 0.004	0.998 ± 0.005	0.986 ± 0.014	1.001 ± 0.003
α_{\perp}	0.999 ± 0.007	1.002 ± 0.006	0.984 ± 0.008	0.994 ± 0.018	0.995 ± 0.004
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1751 ± 0.0004	-0.1936 ± 0.0004	-0.2311 ± 0.0008	-0.2692 ± 0.0019	-0.1960 ± 0.0003
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	2.085 ± 0.014	1.863 ± 0.011	1.494 ± 0.011	1.200 ± 0.016	1.804 ± 0.007
χ^2	1557	1608	1628	1534	1676
z_{eff}	2.101	2.237	2.542	2.866	2.261
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.0808 ± 0.0004	-0.1004 ± 0.0004	-0.1507 ± 0.0007	-0.2198 ± 0.0017	-0.1051 ± 0.0003
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1458 ± 0.0002	-0.1721 ± 0.0002	-0.2355 ± 0.0004	-0.3176 ± 0.0011	-0.1775 ± 0.0002

La corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$

Afin d’estimer la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$, nous avons recours à l’estimateur défini dans l’équation 1.6. Cependant, dans le cas des raw mocks, la moyenne des δ_F est non nulle dans certaines régions du ciel, et ainsi $r^2\xi(r)$ ne tend pas vers 0 à grand r . Pour palier ce problème, la fonction de corrélation « mélangée » est calculée : les forêts sont attribuées aléatoirement à un autre quasar, puis la fonction de corrélation est estimée en utilisant l’équation 1.6. Cette fonction de corrélation estime donc les corrélations parasites, comme celles qui peuvent être créées lorsque la moyenne des δ_F est non nulle. Une fois cette corrélation estimée, nous obtenons la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ comme la différence de la corrélation croisée « normale » et de la corrélation « mélangée ». Cependant, dans le cas des mocks présentés dans ce manuscrit, cette méthode pour estimer la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ à partir des raw mocks ne suffit pas à retirer toutes les corrélations parasites. La figure 1.5 présente la moyenne des 30 corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ estimées à partir des raw mocks dans chaque bin en redshift. Les lignes continues donnent le modèle ajusté par *picca*. Nous remarquons que $r^2\xi(r)$ ne tend pas vers 0 à grand r . Les déviations par rapport au modèle se compensent en partie lorsque nous regardons la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ moyennée dans les quatre bins en redshift. Cette corrélation est présentée sur la figure 1.6. L’effet est quand même visible, en particulier sur le graphique de droite, qui présente la corrélation moyennée dans la gamme $0 < \mu < 1$.

Nous ne comprenons pas vraiment d’où proviennent ces corrélations parasites à grande échelle. Nous suspectons le calcul du champ δ_F ou des corrélations : comme nous le verrons dans les sections 1.5.2 et 1.5.3, nous n’observons aucune déviation de la sorte lorsque nous estimons les corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ à partir des mocks eboss-0.0 ou eboss-0.2. De plus, nous suspectons aussi le fait que nous calculons les fonctions de corrélation dans différents bins en redshift. Ceci n’était pas fait jusqu’à présent, et est très peu testé. Par exemple, le calcul de la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ à partir des mocks eboss-0.0 ou eboss-0.2 ne requiert pas, en principe, de retirer la corrélation mélangée. Cependant, lorsque nous avons estimé ces corrélations dans les quatre bins en redshift à partir des mocks eboss-0.0 et eboss-0.2, nous avons observé le même genre de déviations que celles observées sur la figure 1.5. Ces déviations se compensaient lorsque nous moyennions les corrélations des différents bins en redshift. Cependant, dans le but de mesurer la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ dans ces différents bins en redshift, nous avons décidé de retirer la corrélation mélangée dans chacun des bins en redshift. Ceci a résolu le problème et retiré les corrélations parasites. Paradoxalement, cette solution ne fonctionne pas complètement pour les

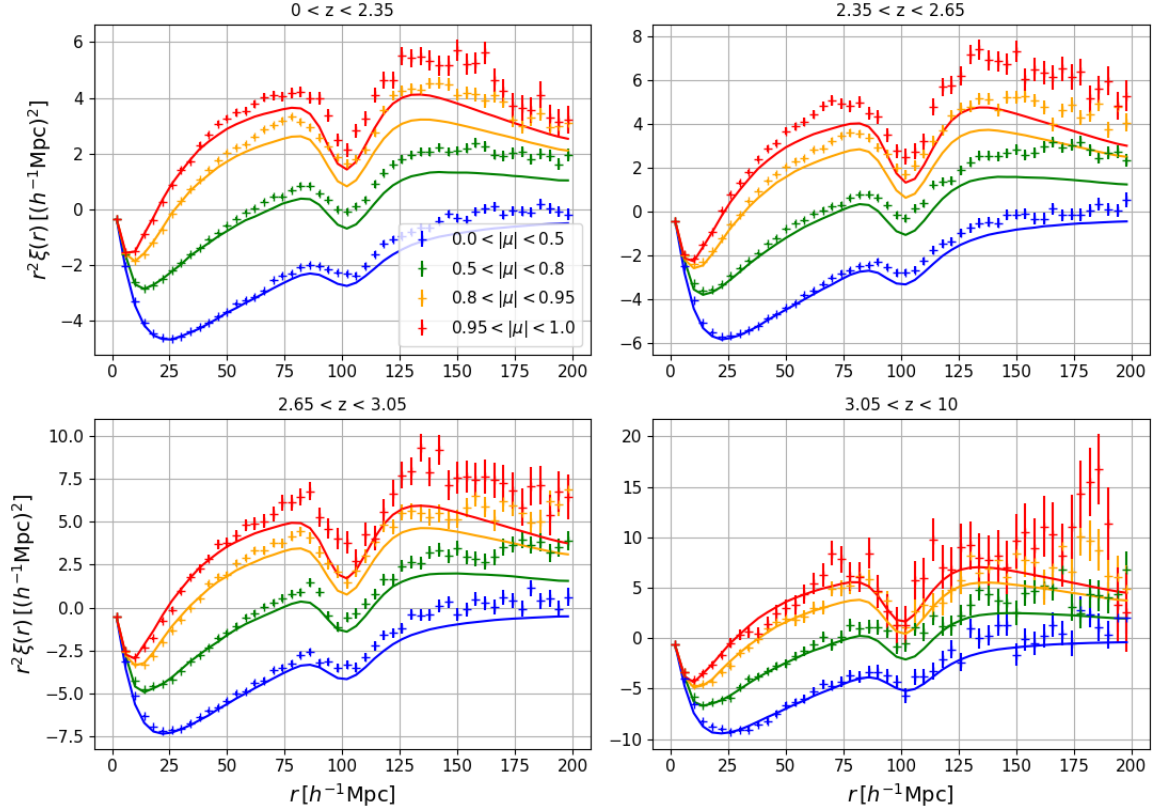


FIGURE 1.5 – La corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ calculée sur la moyenne des 30 raw mocks. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift pour chaque réalisation. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle.

raw mocks. Il serait intéressant de calculer les fonctions de corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ directement sur l’ensemble des forêts, afin de vérifier que ces corrélations parasites disparaissent.

Le spectre de puissance à une dimension

Comme expliqué dans la section ??, le procédure d’ajustement des mocks nous permet d’obtenir un spectre de puissance à une dimension P^{1D} correcte dans la gamme $1,8 < z < 3,6$. Cependant, lorsque nous calculons le spectre de puissance à une dimension à partir des raw mocks, nous observons des déviations par rapport au modèle sur lequel le P^{1D} des mocks est ajusté. La figure 1.7 présente le spectre de puissance à une dimension estimé à partir des raw mocks dans différents bins en redshift. Les lignes continues donnent le modèle utilisé pour ajuster les mocks. Pour chacune des valeurs z du redshift indiquées sur cette figure, le spectre de puissance à une dimension est estimée à l’aide de l’équation 1.8, en considérant uniquement les pixels dont le redshift z_i vérifie $z - 0,1 < z_i < z + 0,1$. Sur la figure 1.7, nous pouvons remarquer une déviation par rapport au modèle pour les redshifts les plus à l’extérieur de l’intervalle $[1,8; 3,6]$. Ceci est étonnant car, comme montré sur la figure ??, les P^{1D} obtenus à la fin de la procédure d’ajustement sont en parfait accord avec le modèle. Nous suspectons que les déviations observées sont liées d’une certaine façon à la dépendance avec le redshift des pixels d’absorption $\text{Ly}\alpha$. En effet, lorsque nous produisons des forêts où tous les pixels d’absorption sont construits au même redshift, nous n’observons pas ces déviations et le spectre de puissance calculé sur ces forêts est en parfait accord avec le modèle. Heureusement, les déviations que nous observons concernent uniquement les redshifts les plus à l’extérieur de l’intervalle $[1,8; 3,6]$. Ces déviations ne

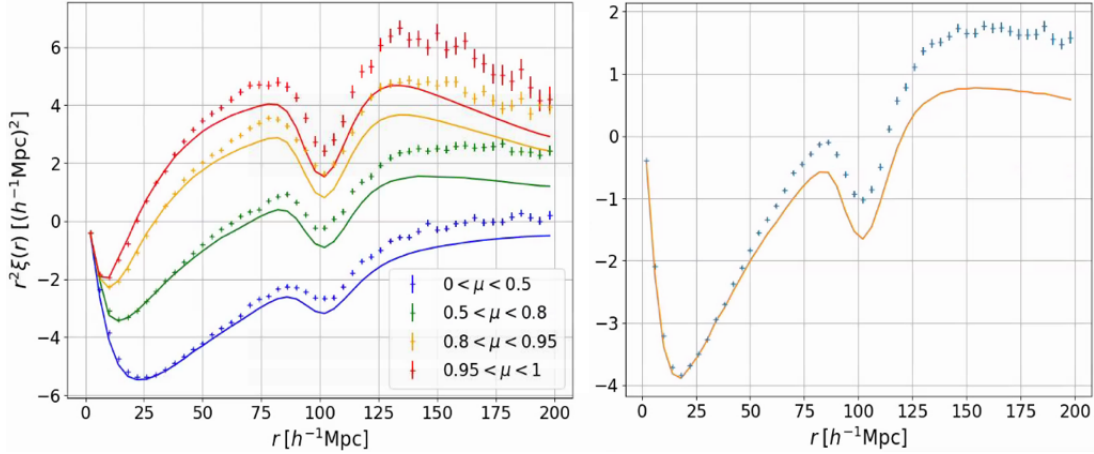


FIGURE 1.6 – La corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ estimée à partir des raw mocks et moyennée dans les quatre bins en redshift. Le graphique de gauche présente les fonctions de corrélation dans quatre bins en μ . Le graphique de droite présente la fonction de corrélation moyennée dans la gamme $0 < \mu < 1$. Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle.

concernent donc qu’un faible nombre de pixels.

La corrélation à une dimension $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$

Contrairement aux autres fonctions de corrélation, la corrélation à une dimension $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ n’est pas estimée dans différents bins en redshift. Nous l’estimons sur une seule réalisation des raw mocks, en considérant les forêts de l’ensemble des quasars. La figure 1.8 présente cette corrélation. Du fait qu’elle est estimée à partir des raw mocks, elle ne possède ni les distorsions produites par l’ajustement du continuum, ni les HCD et les métaux. Nous ne comparons donc pas cette corrélation à celle des données. Cette comparaison est faite en utilisant la corrélation à une dimension estimée à partir des mocks eboss-0.3, présentée sur la figure 1.5.4.

L’auto-corrélation $\text{QSO} \times \text{QSO}$

Nous présentons ici la mesure de l’auto-corrélation $\text{QSO} \times \text{QSO}$, estimée grâce à l’équation 1.10. Comme pour les corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$, la fonction de corrélation $\text{QSO} \times \text{QSO}$ est estimée puis ajustée dans les quatre bins en redshift $[0; 2,35]$, $[2,35; 2,65]$, $[2,65; 3,05]$ et $[3,05; 10]$. La corrélation est estimée à partir de 10 réalisations. La figure 1.9 présente la moyenne des dix fonctions de corrélation et son ajustement dans chaque bin en redshift. Pour chacun des bins, la fonction de corrélation est présentée dans trois bins en μ .

Le modèle utilisé pour ajuster la corrélation $\text{QSO} \times \text{QSO}$ est le même que celui utilisé pour ajuster la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$, à la différence que nous n’incluons pas le terme représentant le lissage gaussien. Nous n’incluons pas non plus le terme représentant l’effet produit par la taille non nulle des voxels, mais il serait justifié de le faire. Dans le cas de la corrélation $\text{QSO} \times \text{QSO}$, contrairement au cas du $\text{Ly}\alpha$, nous avons la relation $b_{\text{QSO}}\beta_{\text{QSO}} = f$, où f est le taux de croissance des structures. Ainsi, plutôt que d’ajuster le paramètre $b_{\eta} = b\beta/f$ comme dans le cas du $\text{Ly}\alpha$ (équation ??), nous fixons le paramètre $b_{\eta, \text{QSO}} = 1$ et nous ajustons les paramètres β_{QSO} et f . Le résultat de l’ajustement dans chaque bin en redshift est donné dans le tableau 1.3. Nous pouvons voir dans ce tableau que les paramètres α_{\parallel} et α_{\perp} sont compatibles avec 1 à moins de 2σ . Le facteur de croissance f est lui aussi en accord avec la cosmologie utilisée dans les mocks. Celui-ci varie de 0,960 à $z = 2,050$ à 0,985 à $z = 3,257$.

Sur la figure 1.9, nous pouvons remarquer que le modèle ajusté par `picca` décrit très bien les mocks.

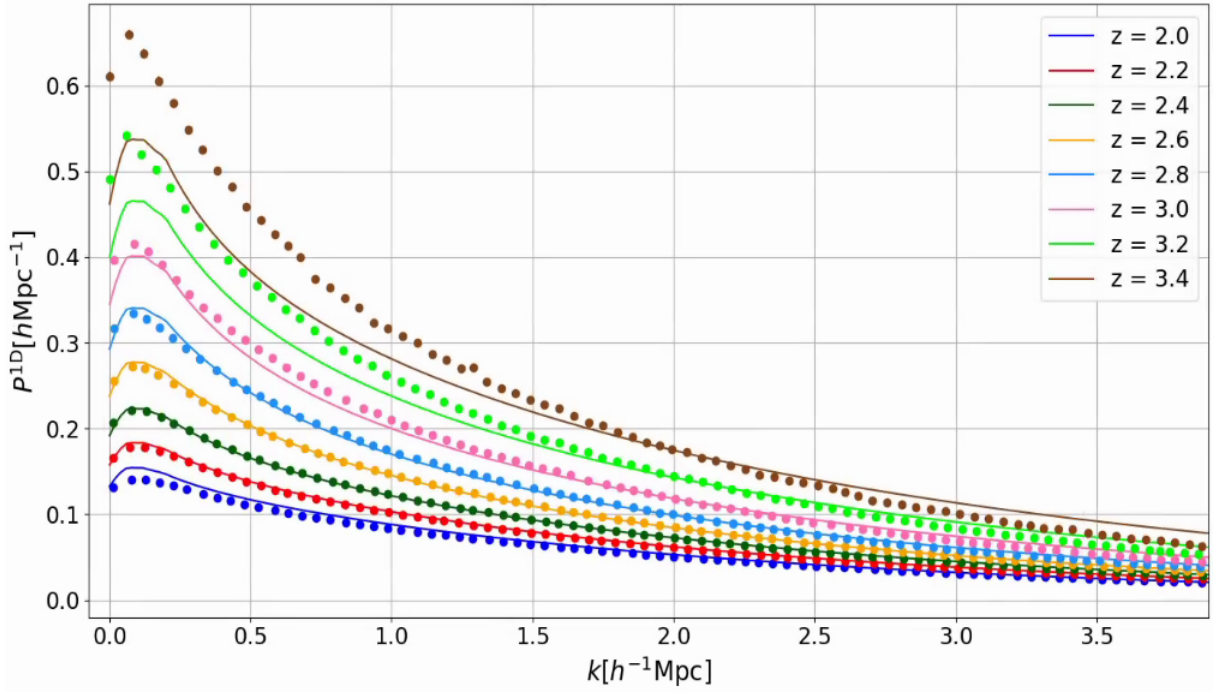


FIGURE 1.7 – Spectres de puissance à une dimension mesurés dans les raw mocks, dans différents bins en redshift. Les lignes continues donnent le modèle utilisé pour ajuster le spectre de puissance à une dimension des mocks. Les barres d'erreur représentées sont inférieures à la taille des points.

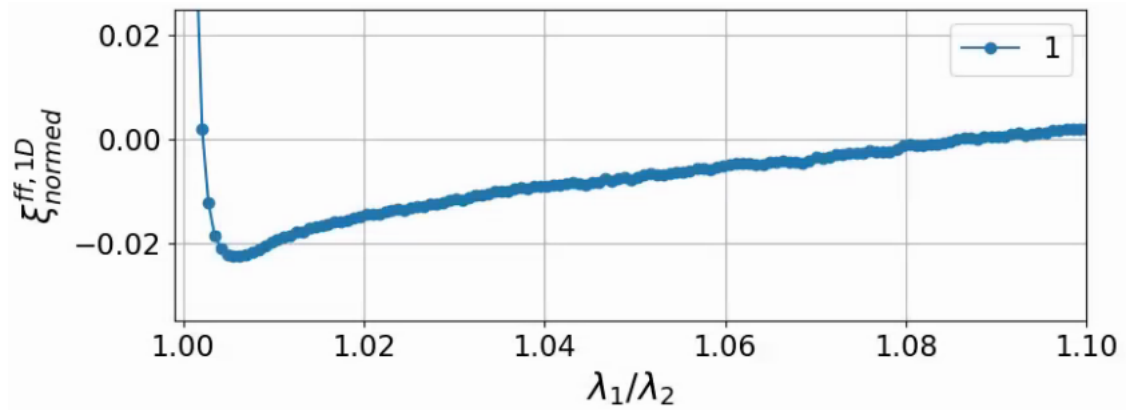


FIGURE 1.8 – La fonction de corrélation à une dimension $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir d'une réalisation de raw mocks (bleu).

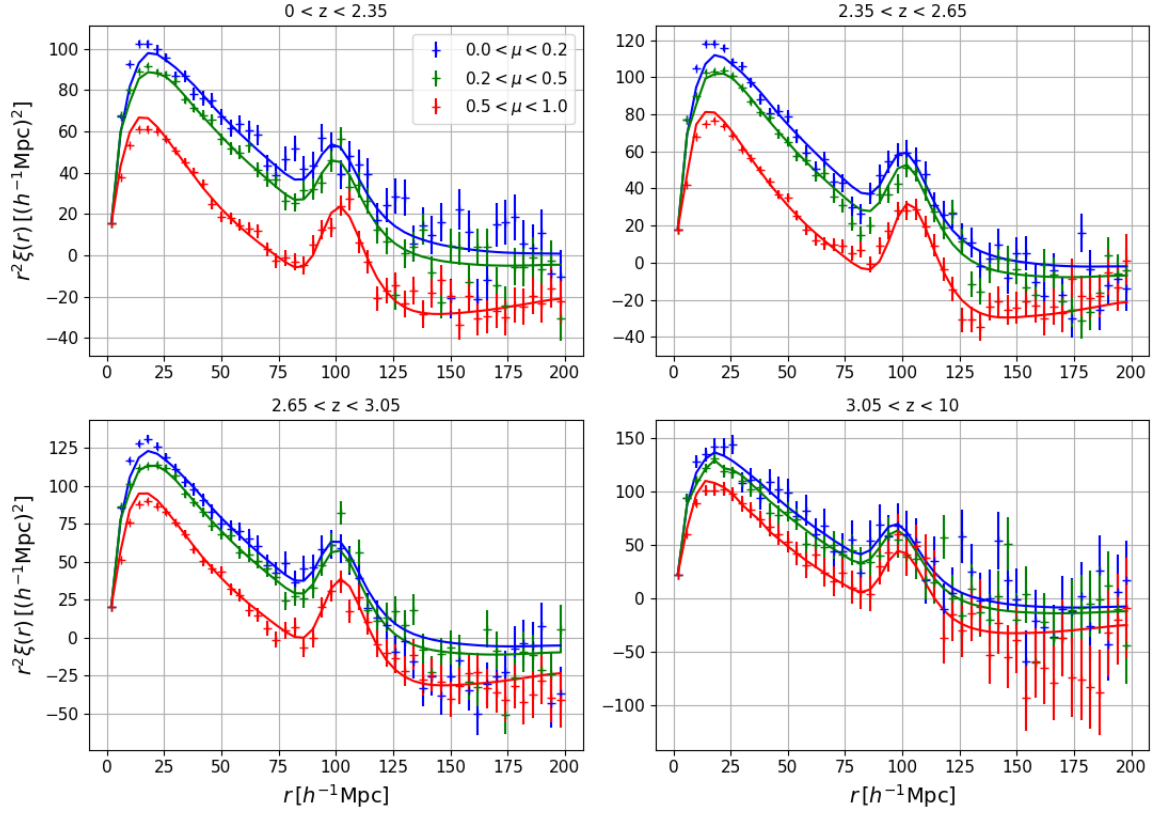


FIGURE 1.9 – L’auto-corrélation QSO×QSO calculée sur 10 réalisations des mocks. Chaque graphique donne la moyenne des dix fonctions de corrélation calculées dans chaque bin en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans trois bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle.

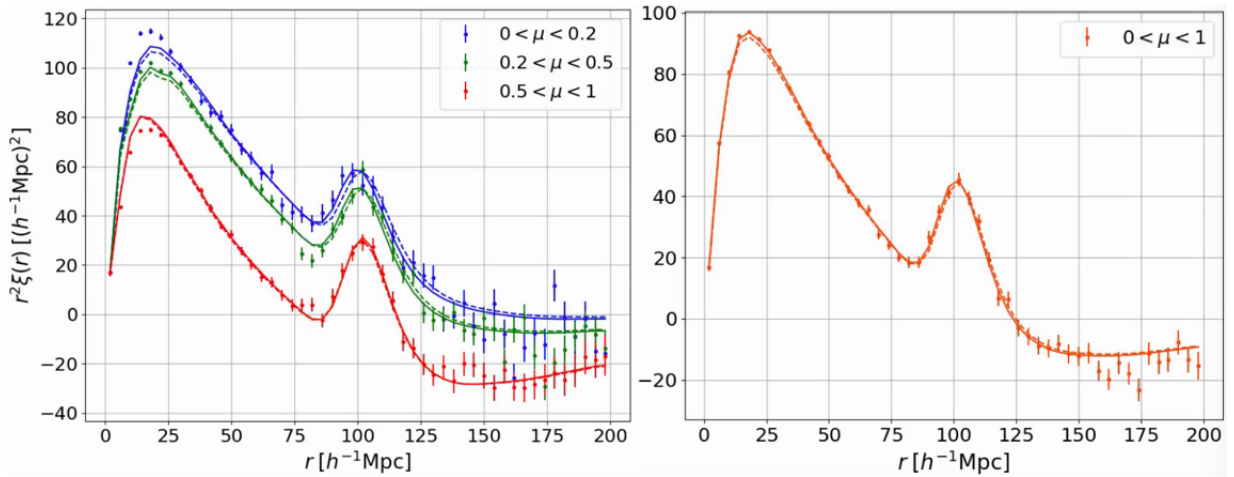


FIGURE 1.10 – L’auto-corrélation QSO×QSO calculée sur 10 réalisations des mocks et moyennée sur les quatre bins en redshift. Le graphique de gauche présente la corrélation dans trois bins en μ . Celui de droite présente la corrélation moyennée sur toute la gamme en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle. Les lignes en pointillés donnent la prédiction.

TABLE 1.3 – Résultats de l’ajustement de l’auto-corrélation QSO×QSO. Chaque colonne donne le résultat de l’ajustement d’un bin en redshift. La dernière colonne donne le résultat de l’ajustement de la corrélation moyennée sur ces quatre bins en redshift. La première section du tableau donne les paramètres du modèle qui sont ajustés. La seconde donne le redshift effectif z_{eff} et le χ^2 . Le nombre de bins sur lesquels le modèle est ajusté est $N_{\text{bin}} = 1574$, ce qui donne un nombre de degrés de liberté $n_{d.o.f.} = 1570$. La dernière section donne le biais des quasars.

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$	$0 < z < 10$
α_{\parallel}	0.986 ± 0.019	0.970 ± 0.016	0.978 ± 0.018	1.002 ± 0.045	0.980 ± 0.010
α_{\perp}	1.022 ± 0.012	1.010 ± 0.009	1.015 ± 0.010	1.045 ± 0.024	1.016 ± 0.006
β_{QSO}	0.314 ± 0.009	0.254 ± 0.007	0.204 ± 0.008	0.180 ± 0.020	0.257 ± 0.005
f	0.985 ± 0.023	1.007 ± 0.023	0.962 ± 0.035	1.013 ± 0.102	0.919 ± 0.015
χ^2	1739	1612	1561	1021	1546
z_{eff}	2.050	2.488	2.826	3.257	2.273
b_{QSO}	3.134 ± 0.020	3.968 ± 0.020	4.710 ± 0.030	5.617 ± 0.094	3.570 ± 0.013

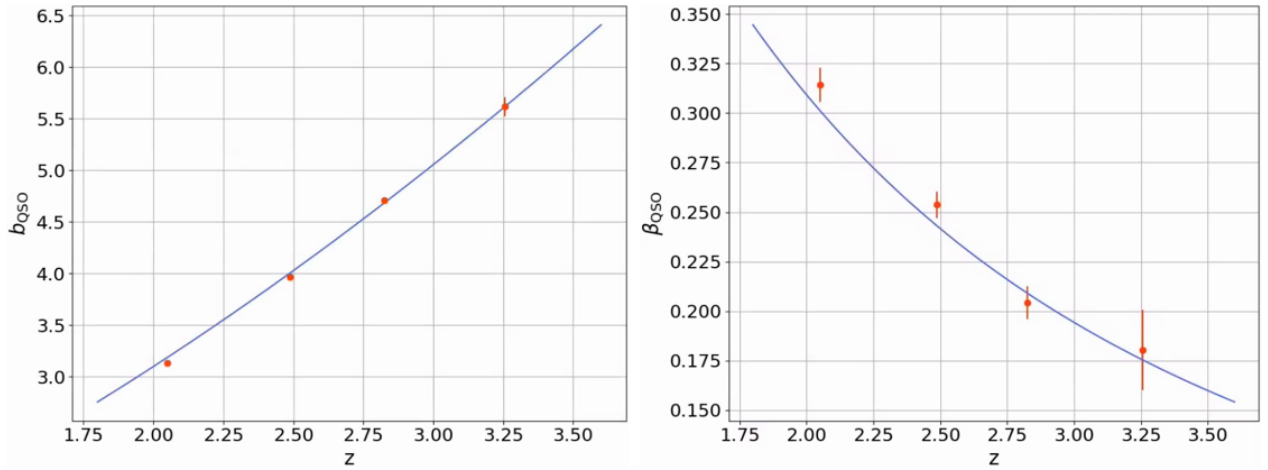


FIGURE 1.11 – Le biais b_{QSO} et le paramètre RSD β_{QSO} mesurés sur l’auto-corrélation QSO×QSO dans les mocks. La mesure est faite dans 4 bins en redshift. La ligne bleue correspond à la paramétrisation utilisée pour construire le relevé de quasars dans les mocks.

Une légère différence est visible à petit r . Cette différence dépend de μ : l’amplitude est trop faible le long de la ligne de visée, et trop importante perpendiculairement à cette dernière. Ceci semble provenir des RSD aux petites échelles. Le graphique de droite de la figure 1.10 confirme cette hypothèse : la corrélation moyennée sur toute la gamme en μ est très bien décrite par le modèle de `picca` (ligne continue) ainsi que par la prédiction de cette corrélation (ligne en pointillés).

Enfin, la figure 1.11 présente b_{QSO} et β_{QSO} obtenus avec l’ajustement de la moyenne des dix fonctions de corrélation. La ligne bleue donne la paramétrisation utilisée dans les mocks (équation ??). les valeurs ajustées de β_{QSO} et f sont corrélées à plus de 99 %. Ceci vient du fait que, pour les quasars, le paramètre RSD est faible. Il y a donc peu de différences entre la corrélation le long de la ligne de visée et perpendiculairement à cette dernière. Malgré cette corrélation, les valeurs obtenues pour b_{QSO} et β_{QSO} sont en très bon accord avec la paramétrisation utilisée pour construire les mocks.

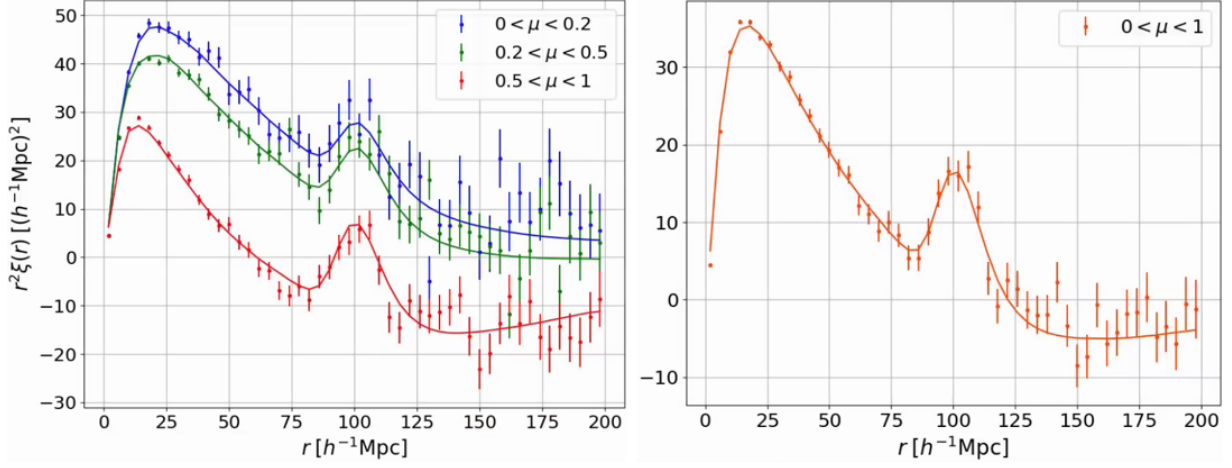


FIGURE 1.12 – L’auto-corrélation HCD×HCD calculée sur les mocks. La fonction de corrélation sont présentée dans trois bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle dans chaque bin en μ .

L’auto-corrélation HCD×HCD

Similairement à l’auto-corrélation QSO×QSO, nous estimons la corrélation HCD×HCD. Cependant, celle-ci est produite dans un unique bin en redshift. Nous estimons la corrélation HCD×HCD sur dix réalisations, puis nous calculons et ajustons la moyenne de ces dix corrélations. La figure 1.12 présente cette fonction de corrélation. Les lignes continues donnent le modèle ajusté par `picca`. La modélisation utilisée pour cette corrélation est la même que celle utilisée pour les quasars. Les deux paramètres ajustés sont donc f et β_{HCD} . Le tableau 1.4 donne le résultat de l’ajustement. Le biais des HCD que nous mesurons est $b_{\text{HCD}} = 2,045 \pm 0,016$. Cette mesure n’est pas compatible ($2,8\sigma$) avec le biais $b_{\text{HCD}} = 2$ que nous utilisons pour tirer les HCD. Ce petit écart (2 %) provient probablement d’une mesure pas assez précise de σ_l , utilisé dans le calcul du seuil ν auquel nous avons recours pour tirer les HCD (voir section ??).

TABLE 1.4 – Résultats de l’ajustement de l’auto-corrélation HCD×HCD calculée sur les mocks. La première section du tableau donne les paramètres du modèle qui sont ajustés. La seconde donne le redshift effectif z_{eff} et le χ^2 . Le nombre de bins sur lesquels le modèle est ajusté est $N_{\text{bin}} = 1574$, ce qui donne un nombre de degrés de liberté $n_{\text{d.o.f.}} = 1570$. La dernière section donne le biais des HCD.

Paramètre	$0 < z < 10$
α_{\parallel}	1.019 ± 0.020
α_{\perp}	1.005 ± 0.014
β_{HCD}	0.491 ± 0.012
f	1.003 ± 0.018
χ^2	1802
z_{eff}	2.22
b_{HCD}	2.045 ± 0.016

1.5.2 Analyse des mocks eboss-0.0

Maintenant que nous avons vérifié que les raw mocks possèdent les bonnes fonctions de corrélation, nous pouvons analyser les mocks après avoir appliqué **quickquasars**. Nous commençons par présenter l'analyse des mocks eboss-0.0. Contrairement aux raw mocks, nous avons recours à l'ajustement du continuum pour calculer le champ δ_F . Ainsi, les fonctions de corrélation possèdent les distorsions liées à cet ajustement, et les modèles sont multipliés par les matrices de distorsions (équation 1.35). De plus, les mocks issus de **quickquasars** contiennent du bruit instrumental. Les fonctions de corrélation sont donc plus bruitées que celles calculées sur les raw mocks. De la même manière que pour les raw mocks, les fonctions de corrélation sont estimées dans les bins en redshift : $[0; 2,35]$, $[2,35; 2,65]$, $[2,65; 3,05]$ et $[3,05; 10]$. Ces fonctions de corrélation sont calculées sur 30 réalisations.

L'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$

La figure 1.13 présente l'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ calculée sur les mocks eboss-0.0. Chacun des graphiques donne la corrélation dans un des bins en redshift. Pour chaque bins en redshift, la corrélation est présentée dans quatre bins en μ . Le modèle ajusté par **picca** décrit très bien l'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée sur les mocks eboss-0.0. l'ajustement du modèle est représenté par des lignes continues. Le résultat des ajustements est donné dans le tableau 1.5. Comme dans le cas des raw mocks, les paramètres α_{\parallel} et α_{\perp} sont compatibles avec 1.

La figure 1.16 présente les paramètres $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ mesurés dans l'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir des mocks eboss-0.0. Nous pouvons noter un écart statistiquement significatif entre les paramètres $\text{Ly}\alpha$ mesurés sur les raw mocks (vert) et sur les mocks eboss-0.0 (bleu). Cet écart est probablement dû à la matrice de distorsion qui ne capture pas l'intégralité des effets produits par l'ajustement du continuum.

TABLE 1.5 – Résultats de l'ajustement de l'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ calculée sur les mocks eboss-0.0. Chaque colonne donne le résultat de l'ajustement d'un bin en redshift. La dernière colonne donne le résultat de l'ajustement de la corrélation moyennée sur ces quatre bins en redshift. La première section du tableau donne les paramètres du modèle qui sont ajustés. La seconde donne le χ^2 et le redshift effectif z_{eff} . Le nombre de bins sur lesquels le modèle est ajusté est $N_{\text{bin}} = 1574$, ce qui donne un nombre de degrés de liberté $n_{d.o.f.} = 1570$. La dernière section donne le biais et le biais effectif du $\text{Ly}\alpha$.

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$	$0 < z < 10$
α_{\parallel}	0.992 ± 0.009	1.006 ± 0.007	1.005 ± 0.009	0.954 ± 0.023	1.003 ± 0.005
α_{\perp}	1.002 ± 0.016	1.000 ± 0.012	0.981 ± 0.013	1.057 ± 0.033	0.995 ± 0.008
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1868 ± 0.0007	-0.2045 ± 0.0007	-0.2381 ± 0.0012	-0.2752 ± 0.0029	-0.2077 ± 0.0005
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.962 ± 0.016	1.768 ± 0.012	1.454 ± 0.013	1.172 ± 0.020	1.687 ± 0.008
χ^2	1498	1622	1598	1629	1563
z_{eff}	2.118	2.254	2.540	2.867	2.288
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.0916 ± 0.0004	-0.1118 ± 0.0004	-0.1595 ± 0.0007	-0.2300 ± 0.0018	-0.1192 ± 0.0003
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1607 ± 0.0002	-0.1873 ± 0.0002	-0.2467 ± 0.0004	-0.3298 ± 0.0011	-0.1956 ± 0.0002

La corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$

La figure 1.14 présente la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ dans chaque bin de redshift. Contrairement à l'auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$, la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ est estimée pour $r_{\parallel} \in [-200; 200] h^{-1} \text{ Mpc}$. Ainsi, pour obtenir chaque bin en μ , nous moyennons la fonction de corrélation pour les valeurs positives et négatives de μ . Comme pour les autres corrélations, la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ est ajustée

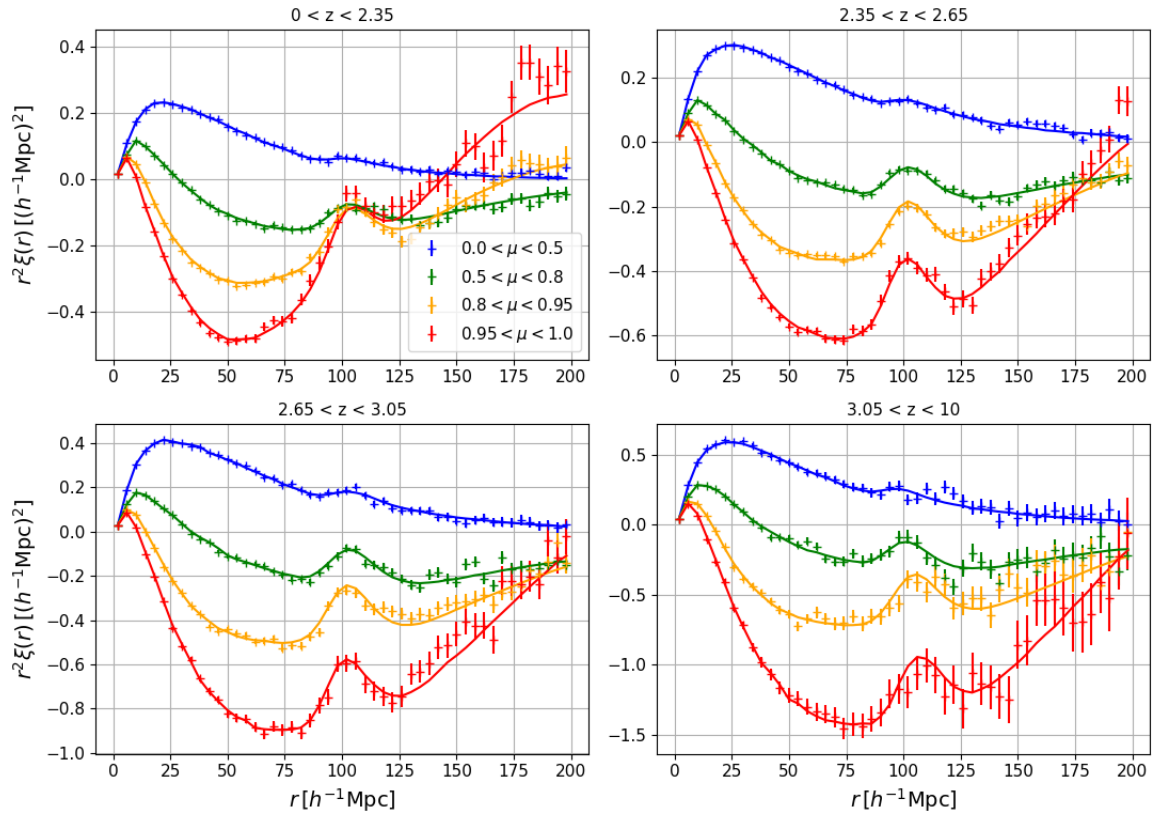


FIGURE 1.13 – L’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ calculée sur les mocks eboss-0.0. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle.

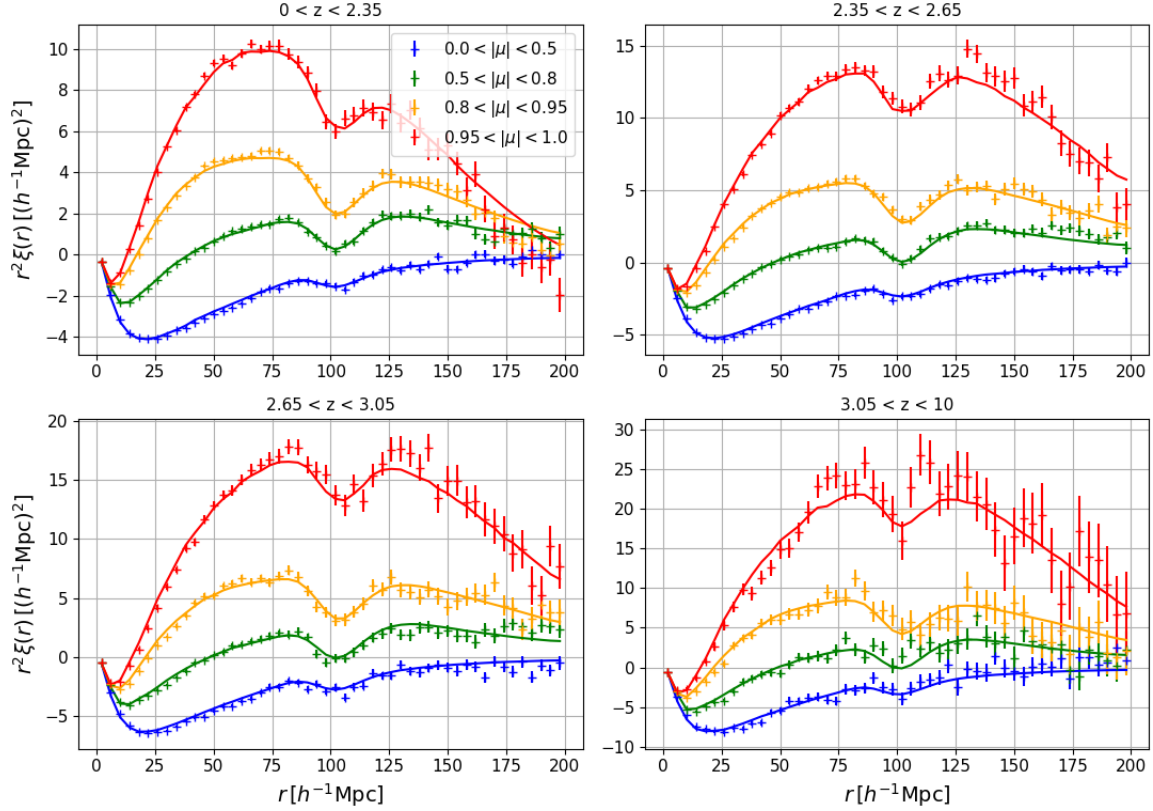


FIGURE 1.14 – La corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ calculée sur les mocks eboss-0.0. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle.

dans la gamme $r \in [20; 180] h^{-1} \text{ Mpc}$, ce qui correspond à un nombre de bins en $(r_{\parallel}, r_{\perp})$ $N_{bin} = 3148$, soit le double du nombre de bins utilisés pour ajuster l’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$.

Comme expliqué dans la section 1.4.1, à cause de la dégénérescence entre les paramètres du $\text{Ly}\alpha$ et ceux des quasars, nous fixons les paramètres b_{QSO} et β_{QSO} . Ces paramètres sont fixés à la valeur donnée par la paramétrisation (équation ??) évaluée au redshift effectif de chaque ajustement. Ceci est validé par la mesure de b_{QSO} et β_{QSO} avec l’auto-corrélation $\text{QSO} \times \text{QSO}$, qui est en accord avec la paramétrisation utilisée (voir section 1.5.1). Nous pouvons remarquer sur la figure 1.14 que, comme pour l’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$, le modèle ajusté par *picca* décrit très bien la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$.

Le tableau 1.6 présente le résultat de l’ajustement dans chaque bin de redshift. Nous pouvons noter que le paramètre $\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}$ est compatible avec 0, ce à quoi nous nous attendons. Une légère tension ($2,3\sigma$) est visible pour le bin $2,65 < z < 3,05$, nous attribuons cela à une fluctuation statistique. Aussi, comme dans le cas de l’auto-corrélation, les paramètres α_{\parallel} et α_{\perp} sont compatibles avec 1. Cependant, les paramètres du $\text{Ly}\alpha$ mesurés dans la corrélation croisée sont en tension avec ceux mesurés dans l’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$. Pourtant, du fait que les paramètres des quasars mesurés sur la corrélation $\text{QSO} \times \text{QSO}$ sont en accord avec la paramétrisation du biais des quasars utilisée dans les mocks, nous nous attendons à mesurer les mêmes $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ dans l’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ et dans la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$. Nous avons essayé d’augmenter r_{\min} à $30 h^{-1} \text{ Mpc}$ dans l’ajustement des corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$, mais ceci ne réduit pas les tensions observées.

TABLE 1.6 – Résultats de l’ajustement de la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ calculée sur les mocks eboss-0.0. Chaque colonne donne le résultat de l’ajustement d’un bin en redshift. La dernière colonne donne le résultat de l’ajustement de la corrélation moyennée sur ces quatre bins en redshift. La première section du tableau donne les paramètres du modèle qui sont ajustés. La seconde donne le χ^2 et le redshift effectif z_{eff} . Le nombre de bins sur lesquels le modèle est ajusté est $N_{\text{bin}} = 3148$, ce qui donne un nombre de degrés de liberté $n_{d.o.f.} = 3143$. La dernière section donne le biais et le biais effectif du $\text{Ly}\alpha$. Le paramètre $\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}$ est mesuré en h^{-1} Mpc.

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$	$0 < z < 10$
α_{\parallel}	1.002 ± 0.008	0.990 ± 0.008	0.986 ± 0.012	1.005 ± 0.026	0.999 ± 0.005
α_{\perp}	1.000 ± 0.010	1.001 ± 0.010	1.001 ± 0.013	1.013 ± 0.031	1.000 ± 0.006
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1717 ± 0.0013	-0.1985 ± 0.0017	-0.2333 ± 0.0030	-0.2940 ± 0.0088	-0.1902 ± 0.0010
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.787 ± 0.027	1.564 ± 0.024	1.344 ± 0.029	1.208 ± 0.058	1.564 ± 0.015
$\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}$	-0.051 ± 0.053	0.039 ± 0.058	-0.182 ± 0.085	0.213 ± 0.192	-0.033 ± 0.035
χ^2	3233	3410	3238	3410	3502
z_{eff}	2.128	2.362	2.663	3.043	2.301
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.0925 ± 0.0008	-0.1231 ± 0.001	-0.1696 ± 0.0018	-0.2390 ± 0.0054	-0.1177 ± 0.0006
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1556 ± 0.0005	-0.1959 ± 0.0007	-0.2548 ± 0.0012	-0.3462 ± 0.0036	-0.1874 ± 0.0004

1.5.3 Analyse des mocks eboss-0.2

Nous analysons à présent les mocks eboss-0.2. Ces mocks sont obtenus comme les mocks eboss-0.0, analysés précédemment, à la différence que le code `quickquasars` inclue les HCD dans les spectres synthétiques. Comme pour les données, nous masquons les HCD pour lesquels $\log n_{\text{HI}} > 20,3$. Cependant, dans le cas des mocks, le masquage s’effectue à partir du vrai catalogue de HCD. Lors de l’ajustement des fonctions de corrélation, nous modélisons l’effet des HCD non masqués sur ces corrélations. Nous présentons dans la section ?? l’analyse d’une réalisation eboss-0.2 où les DLA ont été masqués en utilisant l’algorithme d’identification utilisé pour les données DR16.

L’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$

La figure 1.15 présente les fonctions d’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ dans chaque bin en redshift estimées à partir des mocks eboss-0.2. Comme précédemment, les corrélations sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle produit par `picca`. Le tableau 1.7 donne le résultat de l’ajustement dans chaque bin en redshift. A cause du masquage des DLA, le nombre de paires de pixels utilisées pour estimer la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ est réduit, ce qui résulte dans une augmentation légère des barres d’erreurs. Le biais des HCD mesuré dans chaque bin en redshift est compatible avec 0. Mais lorsque nous ajustons la moyenne pondérée des quatre bins en redshift, nous mesurons $b_{\text{HCD}} = -0,0082 \pm 0,0008$. Par ailleurs, nous n’observons pas de changement significatif lorsque nous utilisons $r_{\text{min}} = 10 h^{-1}$ Mpc dans cet ajustement.

La figure 1.16 présente les paramètres $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ mesurés dans l’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir des mocks eboss-0.2. Nous pouvons remarquer que la mesure de ces paramètres est très affectée par la présence des HCD. Ceci nous laisse croire que la mesure de $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ dans les données DR16, sur laquelle nous avons fondé l’ajustement de nos mocks, n’est pas robuste. Ceci est étudié en détail dans le chapitre suivant.

La corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$

La figure 1.17 présente la mesure de la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$. Celle ci est estimée sur 30 réalisations eboss-0.2 et dans quatre bins en redshift. Pour chacun des bins en redshift, la fonction de

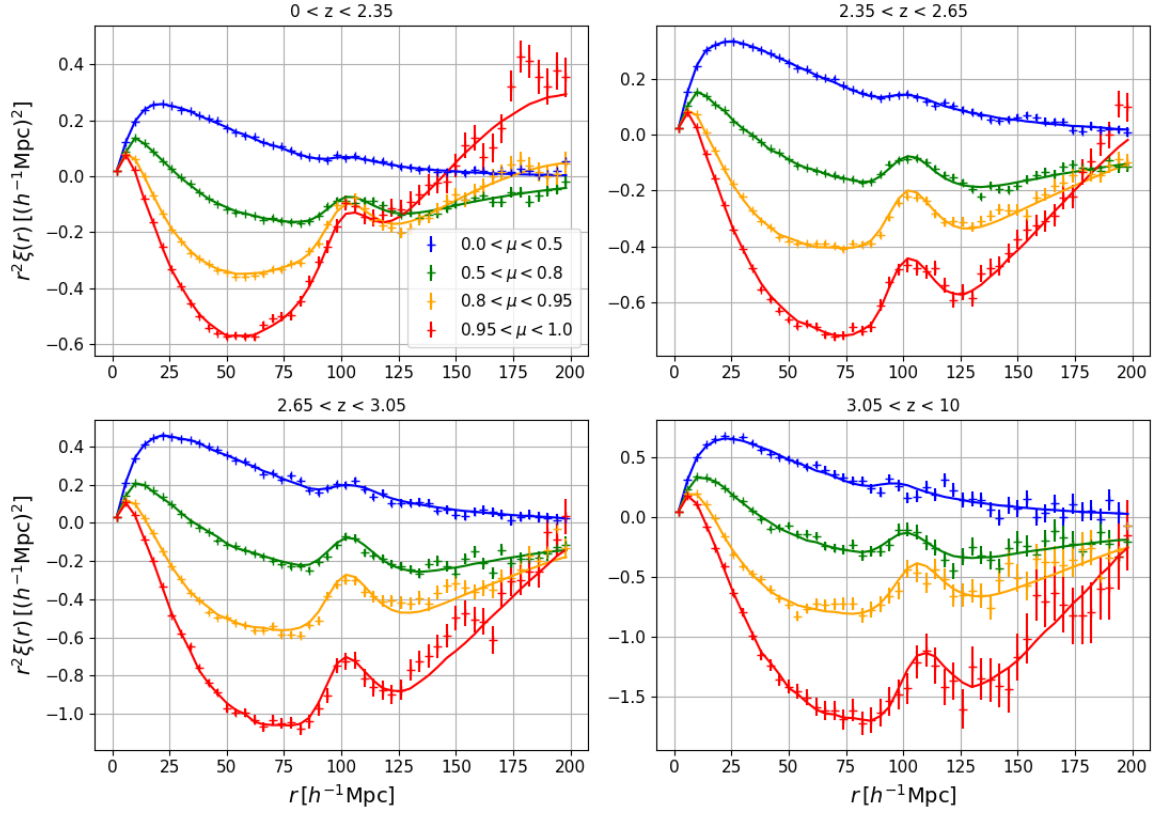


FIGURE 1.15 – L’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ calculée sur les mocks eboss-0.2. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle.

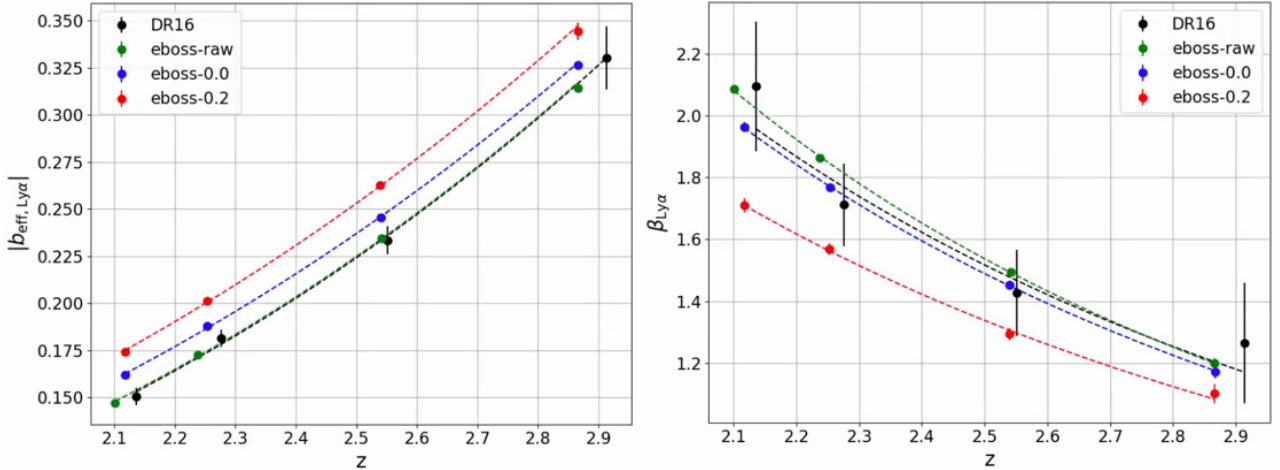


FIGURE 1.16 – Mesures des paramètres $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ faites avec les auto-corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimées dans chaque bin en redshift à partir des données DR16 (noir), des raw mocks (vert), des mocks eboss-0.0 (bleu) et des mocks eboss-0.2 (rouge). Pour chacun de ces jeux de données, les barres d’erreur sont représentées, cependant, dans le cas des mocks, elles sont souvent plus petites que la taille des points.

TABLE 1.7 – Résultats de l’ajustement de l’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ calculée sur les mocks eboss-0.2. Chaque colonne donne le résultat de l’ajustement d’un bin en redshift. La dernière colonne donne le résultat de l’ajustement de la corrélation moyennée sur ces quatre bins en redshift. La première section du tableau donne les paramètres du modèle qui sont ajustés. La seconde donne le χ^2 et le redshift effectif z_{eff} . Le nombre de bins sur lesquels le modèle est ajusté est $N_{\text{bin}} = 1574$, ce qui donne un nombre de degrés de liberté $n_{d.o.f.} = 1568$. La dernière section donne le biais et le biais effectif du $\text{Ly}\alpha$.

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$	$0 < z < 10$
α_{\parallel}	1.005 ± 0.009	0.996 ± 0.007	1.004 ± 0.009	0.936 ± 0.021	1.000 ± 0.005
α_{\perp}	0.985 ± 0.016	1.000 ± 0.012	0.978 ± 0.013	1.066 ± 0.039	0.989 ± 0.008
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1860 ± 0.0008	-0.2042 ± 0.0008	-0.2365 ± 0.0014	-0.2782 ± 0.0035	-0.2063 ± 0.0007
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.709 ± 0.023	1.568 ± 0.019	1.295 ± 0.020	1.102 ± 0.032	1.548 ± 0.014
b_{HCD}	-0.0015 ± 0.0015	-0.0017 ± 0.0014	-0.0050 ± 0.0024	-0.0085 ± 0.0060	-0.0080 ± 0.0011
β_{HCD}	0.502 ± 0.090	0.500 ± 0.090	0.501 ± 0.090	0.500 ± 0.090	0.487 ± 0.089
χ^2	1535	1579	1627	1650	1573
z_{eff}	2.117	2.253	2.539	2.866	2.281
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.1048 ± 0.0012	-0.1259 ± 0.0012	-0.1779 ± 0.0021	-0.2474 ± 0.0053	-0.1290 ± 0.0009
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1729 ± 0.0011	-0.2006 ± 0.0010	-0.2638 ± 0.0018	-0.3479 ± 0.0047	-0.2044 ± 0.0007

corrélation est présentée dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle produit par `picca`. Il décrit correctement la corrélation estimée dans les mocks. Le tableau 1.8 donne le résultat des ajustements dans chaque bin en redshift. Comme pour les mocks eboss-0.0, la mesure de $\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}$ est compatible avec 0. Nous pouvons remarquer dans ce tableau que, comme pour les mocks eboss-0.0, la mesure des paramètres $\text{Ly}\alpha$ dans la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ est en tension avec la mesure faite sur l’auto-corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$. Aussi, les mesures de b_{HCD} faites sur les corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ ne sont pas compatibles. Le biais des HCD mesuré dans la corrélation croisée est beaucoup plus important. L’ajustement de la moyenne pondérée des quatre bins en redshift donne $b_{\text{HCD}} = -0,0377 \pm 0,0020$, comparé à $b_{\text{HCD}} = -0,0082 \pm 0,0008$ mesuré dans l’auto-corrélation. Nous pensons que cet écart provient du fait qu’il est difficile lors de l’ajustement du modèle de distinguer l’effet du $\text{Ly}\alpha$ de celui des HCD. Une partie des HCD est interprétée comme du $\text{Ly}\alpha$, et vice versa. La proportion de HCD et le $\text{Ly}\alpha$ identifiés dans les corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ est différente. Ceci est investigué plus en détails dans le chapitre suivant. Nous pouvons cependant remarquer que les quantités $b_{\text{Ly}\alpha} + b_{\text{HCD}}$ et $b_{\text{Ly}\alpha}\beta_{\text{Ly}\alpha} + b_{\text{HCD}}\beta_{\text{HCD}}$ (équation 1.26) mesurés dans les corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ et $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ sont comparables aux données DR16. Ces mesures sont présentées sur la figure 1.18.

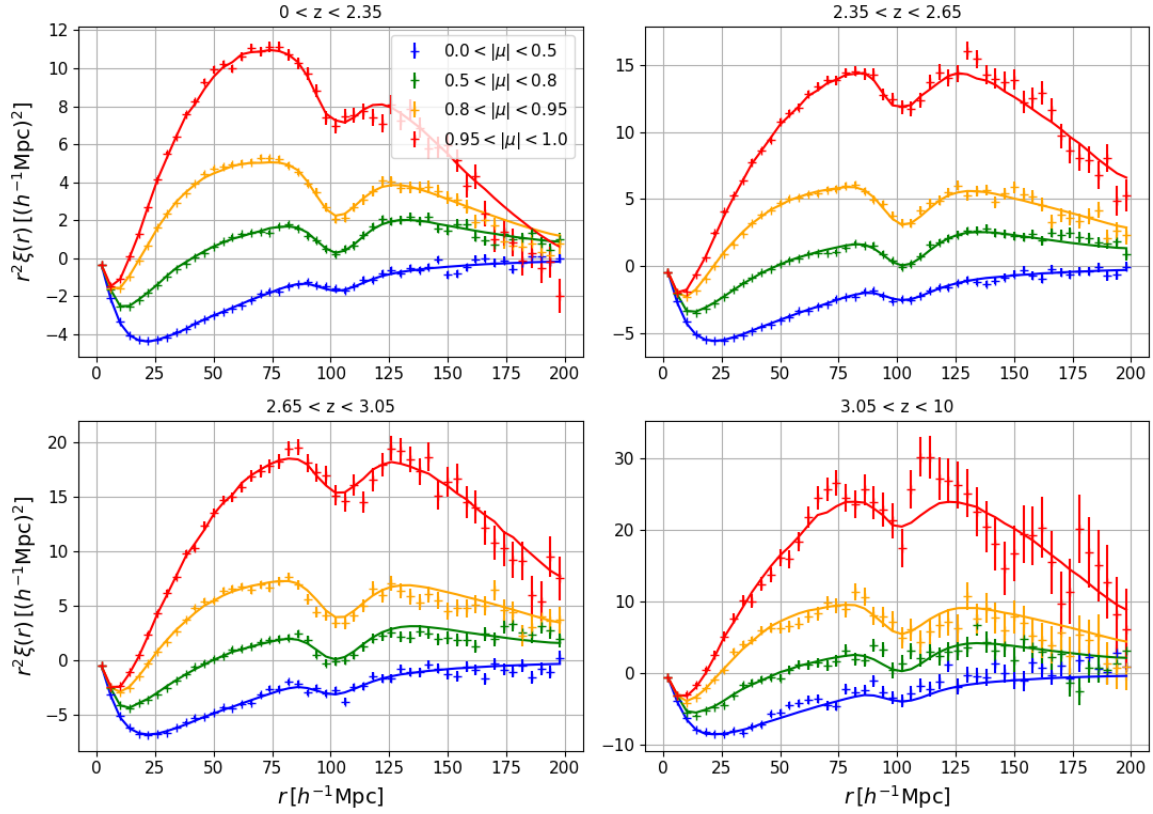


FIGURE 1.17 – La corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ calculée sur les mocks eboss-0.2. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent l’ajustement du modèle.

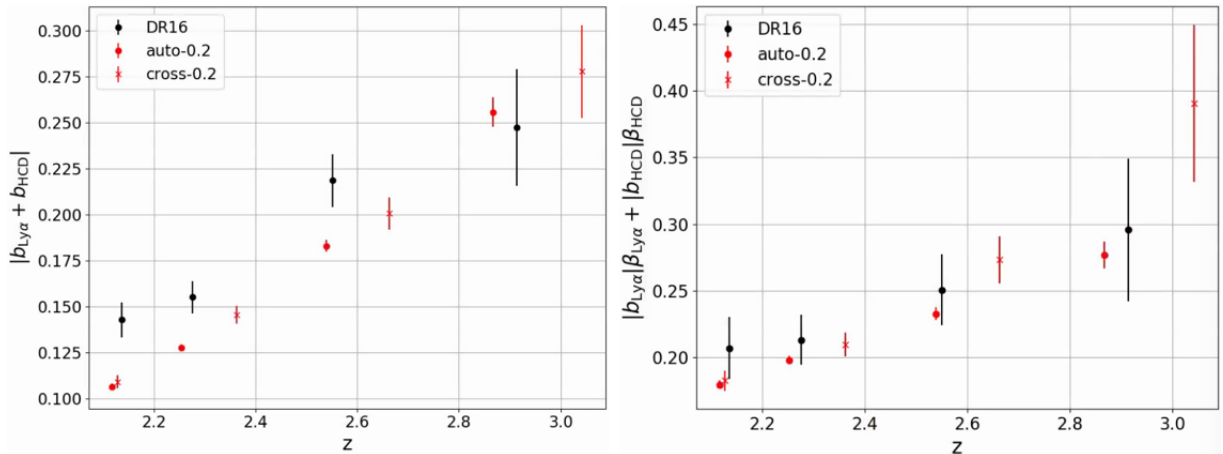


FIGURE 1.18 – Mesures des paramètres $b_{\text{Ly}\alpha} + b_{\text{HCD}}$ et $b_{\text{Ly}\alpha}\beta_{\text{Ly}\alpha} + b_{\text{HCD}}\beta_{\text{HCD}}$ dans la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir des données DR16 (noir), dans la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir des mocks eboss-0.2 (points rouges) et dans la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ estimée à partir des mocks eboss-0.2 (croix rouges).

TABLE 1.8 – Résultats de l’ajustement de la corrélation croisée $\text{Ly}\alpha \times \text{QSO}$ calculée sur les mocks eboss-0.2. Chaque colonne donne le résultat de l’ajustement d’un bin en redshift. La dernière colonne donne le résultat de l’ajustement de la corrélation moyennée sur ces quatre bins en redshift. La première section du tableau donne les paramètres du modèle qui sont ajustés. La seconde donne le χ^2 et le redshift effectif z_{eff} . Le nombre de bins sur lesquels le modèle est ajusté est $N_{\text{bin}} = 3148$, ce qui donne un nombre de degrés de liberté $n_{d.o.f.} = 3141$. La dernière section donne le biais et le biais effectif du $\text{Ly}\alpha$.

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$	$0 < z < 10$
α_{\parallel}	1.004 ± 0.008	0.996 ± 0.009	0.987 ± 0.013	1.014 ± 0.027	1.000 ± 0.005
α_{\perp}	0.991 ± 0.011	0.992 ± 0.010	1.005 ± 0.014	0.991 ± 0.029	0.994 ± 0.006
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1751 ± 0.0017	-0.2008 ± 0.0022	-0.2427 ± 0.0044	-0.3276 ± 0.0116	-0.1929 ± 0.0017
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.991 ± 0.062	1.656 ± 0.055	1.775 ± 0.093	2.277 ± 0.304	1.843 ± 0.041
b_{HCD}	-0.0244 ± 0.0027	-0.0277 ± 0.0037	-0.0672 ± 0.0066	-0.1368 ± 0.0192	-0.0377 ± 0.0020
β_{HCD}	0.583 ± 0.085	0.545 ± 0.087	0.540 ± 0.085	0.502 ± 0.088	0.638 ± 0.078
$\Delta_{r_{\parallel}, \text{QSO}}$	-0.053 ± 0.054	-0.037 ± 0.060	-0.178 ± 0.087	0.193 ± 0.193	-0.063 ± 0.036
χ^2	3223	3283	3157	3316	3264
z_{eff}	2.127	2.362	2.663	3.043	2.300
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.0846 ± 0.0023	-0.1176 ± 0.0032	-0.1335 ± 0.0057	-0.1413 ± 0.0164	-0.1013 ± 0.0017
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1495 ± 0.0019	-0.1915 ± 0.0027	-0.2239 ± 0.0048	-0.2665 ± 0.0136	-0.1728 ± 0.0014

1.5.4 Analyse des mocks eboss-0.3

Cette section présente l’analyse des mocks eboss-0.3. Ces mocks sont obtenus comme les mocks eboss-0.2, analysés précédemment, à la différence que le code `quickquasars` ajoute les métaux dans les spectres synthétiques. Nous incluons donc les termes $\xi_{m \times n}$ et $\xi_{m \times \text{QSO}}$ dans la modélisation des fonctions de corrélation. Pour l’instant, ces mocks n’ont pas été analysés car l’ajustement des paramètres A_m liés à chaque métal (voir section ??) n’est pas terminé. Nous présentons uniquement la fonction de corrélation à une dimension au stade actuel de cet ajustement.

La fonction de corrélation à une dimension

La figure 1.19 présente la fonction de corrélation à une dimension obtenue à partir d’une réalisation des mocks eboss-0.3. Les points bleus donnent la corrélation calculée dans les données DR16. Les pics visibles dans cette corrélation sont dus aux métaux. Ces pics dans les mocks n’ont pas exactement la même amplitude que ceux dans les données. Ceci est dû au fait que les paramètres A_m liés à chaque métal ne sont pas encore parfaitement ajustés. Cependant, nous pouvons noter que la forme global de la corrélation à une dimension estimée à partir des mocks eboss-0.3 est en relativement bon accord avec celle estimée à partir des données DR16.

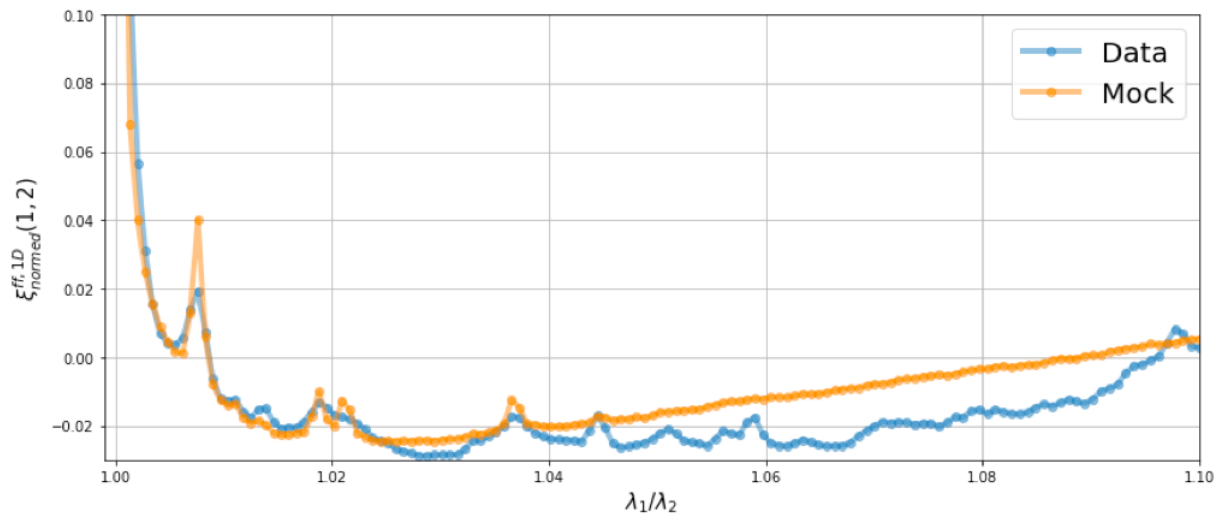


FIGURE 1.19 – Fonctions de corrélation à une dimension obtenues à partir d’une réalisation des mocks eboss-0.3 (orange) et à partir des données DR16 (bleu).

Bibliographie

- ARINYO-I-PRATS, Andreu et al. (2015). « The Non-Linear Power Spectrum of the Lyman Alpha Forest ». In : DOI : [10.1088/1475-7516/2015/12/017](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/12/017). arXiv : [1506.04519](https://arxiv.org/abs/1506.04519) (cf. p. 8).
- CHABANIER, Solène et al. (2018). « The one-dimensional power spectrum from the SDSS DR14 Lyman-alpha forests ». In : DOI : [10.1088/1475-7516/2019/07/017](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/07/017). arXiv : [1812.03554](https://arxiv.org/abs/1812.03554) (cf. p. 4).
- DU MAS DES BOURBOUX, Héliou, Kyle S. DAWSON et al. (2019). « The extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: measuring the cross-correlation between the MgII flux transmission field and quasars and galaxies at $z=0.59$ ». In : arXiv : [1901.01950](https://arxiv.org/abs/1901.01950) (cf. p. 4).
- DU MAS DES BOURBOUX, Héliou, James RICH et al. (2020). « THE COMPLETED SDSS-IV EXTENDED BARYON OSCILLATION SPECTROSCOPIC SURVEY: BARYON ACOUSTIC OSCILLATIONS WITH LYMAN-ALPHA FORESTS ». In : (cf. p. 2, 3, 8, 10).
- EISENSTEIN, D J, H.-J. SEO et M WHITE (2007). « On the Robustness of the Acoustic Scale in the Low-Redshift Clustering of Matter ». In : *ApJ* 664, p. 660–674. DOI : [10.1086/518755](https://doi.org/10.1086/518755) (cf. p. 8).
- FONT-RIBERA, Andreu, Eduard ARNAU et al. (2013). « The large-scale Quasar-Lyman alpha Forest Cross-Correlation from BOSS ». In : DOI : [10.1088/1475-7516/2013/05/018](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2013/05/018). arXiv : [1303.1937](https://arxiv.org/abs/1303.1937) (cf. p. 12).
- FONT-RIBERA, Andreu et Jordi MIRALDA-ESCUDE (2012). « The Effect of High Column Density Systems on the Measurement of the Lyman alpha Forest Correlation Function ». In : DOI : [10.1088/1475-7516/2012/07/028](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2012/07/028). arXiv : [1205.2018](https://arxiv.org/abs/1205.2018) (cf. p. 9).
- HAMILTON, A. J. S. (1999). « Uncorrelated Modes of the Nonlinear Power Spectrum ». In : DOI : [10.1046/j.1365-8711.2000.03071.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2000.03071.x). arXiv : [9905191](https://arxiv.org/abs/9905191) [[astro-ph](#)] (cf. p. 10).
- KIRKBY, David et al. (2013). « Fitting Methods for Baryon Acoustic Oscillations in the Lyman-alpha Forest Fluctuations in BOSS Data Release 9 ». In : DOI : [10.1088/1475-7516/2013/03/024](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2013/03/024). arXiv : [1301.3456](https://arxiv.org/abs/1301.3456) (cf. p. 8, 10).
- LANDY, Stephen D. et Alexander S. SZALAY (1993). « Bias and variance of angular correlation functions ». In : *The Astrophysical Journal* 412, p. 64. DOI : [10.1086/172900](https://doi.org/10.1086/172900) (cf. p. 5).
- MCDONALD, Patrick et al. (2004). « The Lyman-alpha Forest Power Spectrum from the Sloan Digital Sky Survey ». In : DOI : [10.1086/444361](https://doi.org/10.1086/444361). arXiv : [0405013](https://arxiv.org/abs/0405013) [[astro-ph](#)] (cf. p. 9).
- ROGERS, Keir K. et al. (2017). « Correlations in the three-dimensional Lyman-alpha forest contaminated by high column density absorbers ». In : arXiv : [1711.06275](https://arxiv.org/abs/1711.06275) (cf. p. 9).