

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 corrélations, puis les modèles ajustés sur celles-ci. Nous donnons premièrement le modèle ajusté sur les données et présenté dans [puis](#) le modèle modifié ajusté sur les mocks. Enfin, nous présentons l'analyse des [100](#) réalisations de mocks produites. Le résultat de l'analyse des données, utilisée pour choisir les paramètres Ly α des mocks, est présentée dans le chapitre suivant. Toutes ces analyses sont produites avec le code `picca`. Ce code permet de calculer les champs δ , les fonctions de corrélations, les matrices de distorsion, les matrices de covariance ainsi que de réaliser l'ajustement du modèle.

1 Les estimateurs

Nous présentons ici les estimateurs utilisés pour calculer la fonction d'auto-corrélation du Ly α , la fonction de corrélation croisée Ly α -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 [complétude](#) spécrométrique du relevé. Il est aussi nécessaire d'estimer l'[homogénéité](#) inhomogénéité de la sélection des cibles, afin de pondérer chaque quasar par un poids qui [tient compte de celle-ci](#). Pour le calcul des fonctions de corrélation impliquant le Ly α , 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. Ceci nous permet aussi de ne pas tenir compte de l'homogénéité de la sélection des cibles, et donc d'utiliser des poids qui servent uniquement à maximiser le rapport signal sur bruit. [Les](#) donc

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. Etant donné que pour chaque forêt, nous avons directement accès à F , le champ δ_F est donné par

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

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 L'auto-corrélation Ly α × Ly α

Comme expliqué dans le chapitre d'introduction, la fonction d'auto-corrélation du champ d'absorption F du Ly α 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

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

où $\langle \cdot \rangle$ 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 $(r_{||}, r_{\perp})$ 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

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

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 biaissent la mesure de la fonction de corrélation.

L'analyse Ly α des données complète d'eBOSS (**prov**) 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.

1.2 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 Ly α , 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 et al. 2019). Dans le calcul de la fonction de corrélation croisée Ly $\alpha \times \text{QSO}$, nous nous restreignons aux paires pour lesquelles $r_{\perp} \in [0; 200] h^{-1} \text{ Mpc}$. Contrairement à l'auto-corrélation du Ly α , la fonction de corrélation croisée n'est pas symétrique en r_{\parallel} . Cette assymétrie 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 $r_{\parallel} \in [-200; 200] h^{-1} \text{ Mpc}$. Ceci représente $100 \times 50 = 5000$ bins.

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^{1D} 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

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

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).

1.4 La fonction de corrélation à une dimension

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

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

où w_i est le poids associé au pixel i . Ces poids sont définis dans l'équation ?? La fonction de corrélation à une dimension ξ^{1D} 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 Ly α , les séparations physiques $r_{\parallel} = 0$ sont reconstruite à une séparation r_{\parallel} non nulle (voir l'explication de la matrice des métaux, section 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.

1.5 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.

2 Les matrices de distorsion

L'ajustement du continuum nécessaire au calcul du champ δ_F dans les données et les coocked 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 (#prov Bautista 2017 montre que c'est OK avec 5%, est-ce que y a une étude qui montre que c'est ok avec 1%? Dans DR14, ils utilisent 5% je pense).

La figure ?? (#prov faire la figure) montre l'effet de la distorsion sur l'auto-corrélation Ly α × Ly α dans les mocks. La fonction de corrélation est présentée dans quatre gammes en μ . La courbe noire indique la fonction de corrélation calculée sur les raw mocks, et la courbe bleue la fonction de #prov Refaire la figure 11 de Bautista : CF des raw mocks (stack) + CF sur les coocked mocks (stack) avec le fit sur les raw + fit * DM

La matrice de distorsion est un objet uniquement géométrique. Son calcul est indépendant du champ δ_F . Elle ne dépend uniquement de la géométrie du relevé et de la distribution des poids. La figure ?? montre la différence entre ... #prov montrer la différence du fit d'une réa avec sa DM et avec une autre DM et/ou le stack de 10 avec les 10 DM ou dix fois la même. Est-ce que les DM eboss-0.0 et eboss-0.2 sont différentes?

Ainsi, il n'est pas nécessaire de calculer la matrice de distorsion pour les 100 réalisations des mocks. 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 (#prov ou une fois pour chaque run de quickquasars?). L'ajustement de chaque fonction de corrélation utilise une de ces deux matrices de distorsion.

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

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

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 (#prov donner comme Var_A est modélisé? Donner comment on modélise les éléments non diag?). 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 .

4 Modélisation des fonctions de corrélation

Dans cette section, nous présentons les modèles utilisés pour ajuster les fonctions de corrélation Ly α × Ly α et Ly α × QSO. Nous présentons d'abord les modèles utilisés dans l'analyse des données DR16, puis nous donnons les modèles utilisés pour analyser les mocks.

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 **prov**. 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 $P_L - P_{\text{smooth}}$: 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, SEO et WHITE 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 lorrentzienne :

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

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 $4 h^{-1} \text{ Mpc}$.

Afin de modéliser la corrélation croisée Ly α ×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 assymétrique la fonction de corrélation Ly α ×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 Ly α ×Ly α , 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 Ly α . 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 Ly α 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-ESCUDÉ 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 DLAs dont la largeur est supérieure à 2 nm, correspondant à une taille d'environ $14 h^{-1} \text{ Mpc}$ 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 Ly α . Nous fixons donc sa valeur à $10 h^{-1} \text{ Mpc}$ dans l'ajustement du modèle.

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 Ly α , 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 Ly α ×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 Ly α et des paramètres des QSO. Nous fixons donc b_{QSO} et β_{QSO} . Concernant

4. MODÉLISATION DES FONCTIONS DE CORRÉLATION

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 **prov**. 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 définit 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 $l_{\max} = 6$. Pour chaque $l \in [0; 2; 4; 6]$, une transformation de Fourier est appliquée au spectre de puissance (#prov en fait c'est plutôt une intégrale avec une fonction de Bessel. Donner une ref du papier d'Hamilton ? C'est aussi dans le papier Kirkby, eq 2.7 - 2.9). Etant 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 Ly $\alpha \times$ Ly α 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 Ly $\alpha \times$ 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, en supposant que ces deux absorptions sont causées par le Ly α , cette séparation $r = 0$ est reconstruite à $r_{\perp} = 0$ et $r_{\parallel} \sim (1+z)D_H(z)(\lambda_m - \lambda_n)/\lambda_{\text{Ly}\alpha}$, où z est le redshift moyen des deux absorbeurs.** Ainsi, l'excès de corrélation observé n'est pas situé à $r = 0$, mais se trouve

puisque l'analyse suppose

TABLE 1.1 – Liste des métaux inclus dans le modèle ajusté aux données. La 3^e colonne donne la séparation reconstruire pour une séparation réelle $r = 0$. CIV(eff) indique la raie effective du carbon 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 Ly α × CIV n'a donc pas d'effet sur nos mesures. Nous modélisons cependant l'effet lié à l'auto-corrélation CIV × 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
SiIII(1260)	1260,4221	+111
CIV(eff)	1549,06	> 200

décalé le long de la ligne de visée. Le tableau 1.1 donne les séparations associées aux corrélations entre le Ly α 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 Ly α . 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 **CITE:Victoria**. 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 Ly α , 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 Ly α . 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 $\tilde{\xi}_{m \times \text{QSO}}$ et 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 $\xi_{m \times \text{QSO}}$ et 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 corrélations $\xi_{m \times n}$ 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} :

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

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 corrèle 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 α et la position des quasars. Cet effet est modélisé comme (FONT-RIBERA, ARNAU et al. 2013) :

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

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 pourvoir 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 2, grâce à la matrice de distorsion. Le modèle distordu est alors donné par

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

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

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 Ly α \times 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 Ly α 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 Ly α \times 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 corrélations sont évaluées sur une grille de séparation d'intervale $4 h^{-1}$ 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

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

désaccord

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 **écart**s 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 $P(k_{\parallel}, k_{\perp})$ est ainsi multiplié par $W^2(k_{\parallel}, k_{\perp})$.

Enfin,似ilairement 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 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.

pris en compte en principe

? **L'accord entre les mocks et le modèle n'est pas excellent à petit r . Ceci est dû, entre autre, au lissage gaussien et à la taille non nulle des voxels.** 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 Ly α \times Ly α 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^2_{red} . Ce dernier est défini comme

ploter plutôt le chi2 et indiquer #dof

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

4. MODÉLISATION DES FONCTIONS DE CORRÉLATION

où $n_{d.o.f.}$ 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. La figure 1.1 montre l'évolution de χ^2_{red} , $b_{\text{eff},\text{Ly}\alpha}$ 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 $b_{\text{eff},\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ lorsque r_{\min} est trop grand. Ensuite, le comportement des raw mocks et des mocks eboss-0.0 est différent : $b_{\text{eff},\text{Ly}\alpha}$ ne semble pas affecté par r_{\min} dans les mocks eboss-0.0 alors que sa mesure dans les raw mocks semble biaisée pour $r_{\min} = 10 h^{-1} \text{ Mpc}$. Cette tendance s'inverse pour la mesure de $\beta_{\text{Ly}\alpha}$: celle-ci semble biaisée dans les mocks eboss-0.0 lorsque $r_{\min} = 10 h^{-1} \text{ Mpc}$. Enfin, χ^2_{red} est élevé pour $r_{\min} = 10 h^{-1} \text{ Mpc}$ et décroît drastiquement pour $r_{\min} = 20 h^{-1} \text{ Mpc}$. Pour toutes ces raisons, et aussi pour garder un maximum de statistique, nous choisissons dans tous les ajustements des mocks (sauf autrement spécifié) $r_{\min} = 20 h^{-1} \text{ Mpc}$. En ce qui concerne la borne supérieure, le modèle est ajusté jusqu'à $r_{\max} = 180 h^{-1} \text{ Mpc}$.

confus: chi2 augmente (0.0) ou explose (raw) pour r_min = 10
de cplus comportement erratique de b_eff ou de beta pour r_min = 10

?

bcp + de stat pour raw -> chi2 moins bons

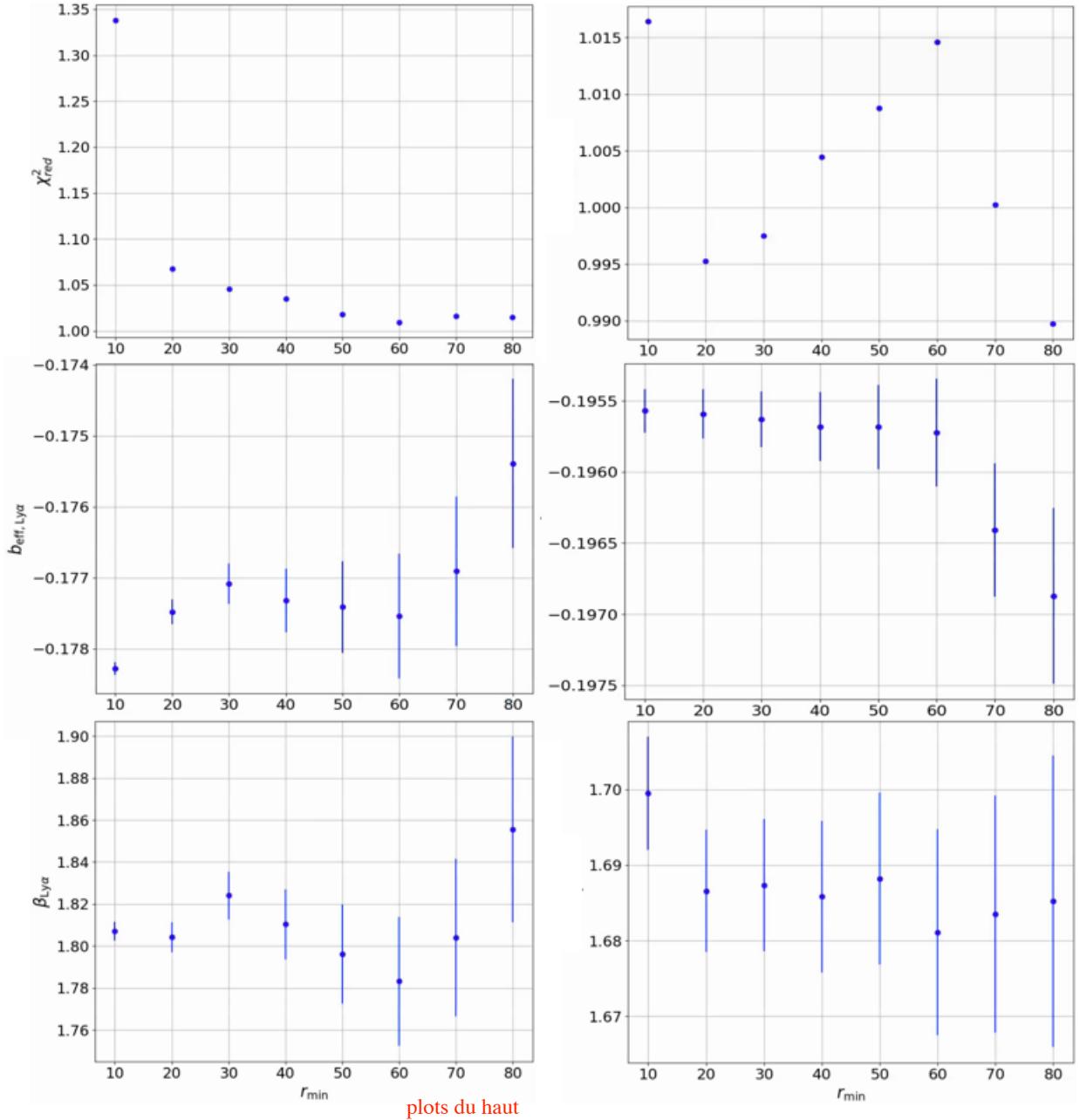


FIGURE 1.1 – Evolution de χ^2_{red} (ligne du haut), $b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$ (ligne du milieu) et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ (ligne du bas) en fonction de r_{\min} (donné en h^{-1} Mpc). La colonne de gauche donne les mesures avec l'ajustement de la corrélation $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimée à partir des raw mocks. Celle de droite donne la mesure faite sur les mocks eboss-0.0.

?

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.

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 chapitre ??). 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 1.2 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 le meilleur 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 (voir 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 1.3 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 1.3, 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 prédis, 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. **Ceci peut être dû à la forme de la distribution du nombre de paires de pixels en fonction du redshift : la prédiction est générée avec un $c(z)$ constant, évalué au redshift z pour lequel la prédiction est calculée, alors que dans le cas des raw mocks, $c(z)$ est évalué au redshift z de chaque pixel. La distribution du nombre de paires en fonction du redshift, dont les variations**

pas clair: z_{eff} mal évalué ? $c(z_{\text{eff}}) \neq c_{\text{eff}}$?

de toutes façons la pred n'est pas parfaite, pas surprenant que beta un peu off

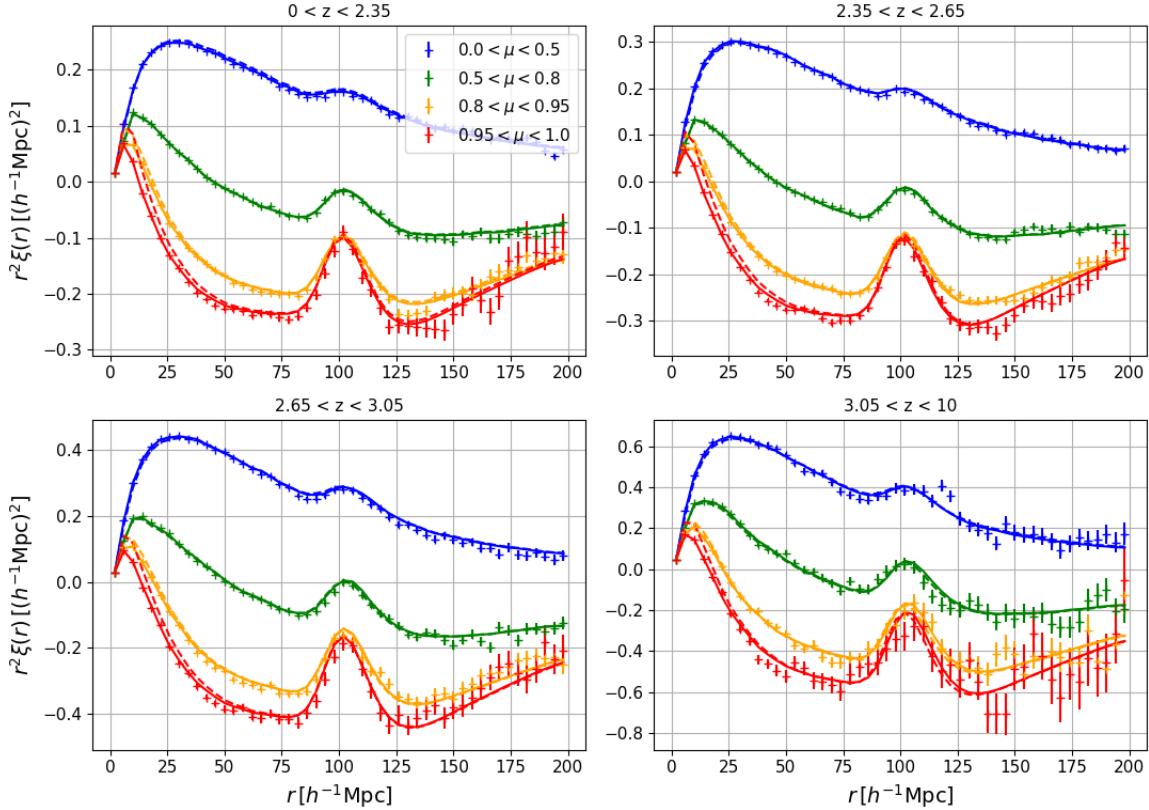


FIGURE 1.2 – L’auto-corrélation Ly α × Ly α calculée sur la moyenne des 30 raw mocks. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift pour chaque réalisation. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent le meilleur ajustement du modèle. Les lignes en pointillés donnent la prédiction des mocks.

TABLE 1.2 – Résultats de l’ajustement de l’auto-corrélation Ly α × Ly α calculée sur la moyenne des 30 raw mocks. Chaque colonne donne le résultat de l’ajustement d’un bin 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 Ly α .

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$
α_{\parallel}	1.001 ± 0.005	1.004 ± 0.004	0.998 ± 0.005	0.986 ± 0.014
α_{\perp}	0.999 ± 0.007	1.002 ± 0.006	0.984 ± 0.008	0.994 ± 0.018
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1751 ± 0.0004	-0.1936 ± 0.0004	-0.2311 ± 0.0008	-0.2692 ± 0.0019
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	2.085 ± 0.014	1.863 ± 0.011	1.494 ± 0.011	1.2 ± 0.016
χ^2	1557	1608	1628	1534
z_{eff}	2.101	2.237	2.542	2.866
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.0808 ± 0.0004	-0.1004 ± 0.0004	-0.1507 ± 0.0007	-0.2198 ± 0.0017
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1458 ± 0.0002	-0.1721 ± 0.0002	-0.2355 ± 0.0004	-0.3176 ± 0.0011

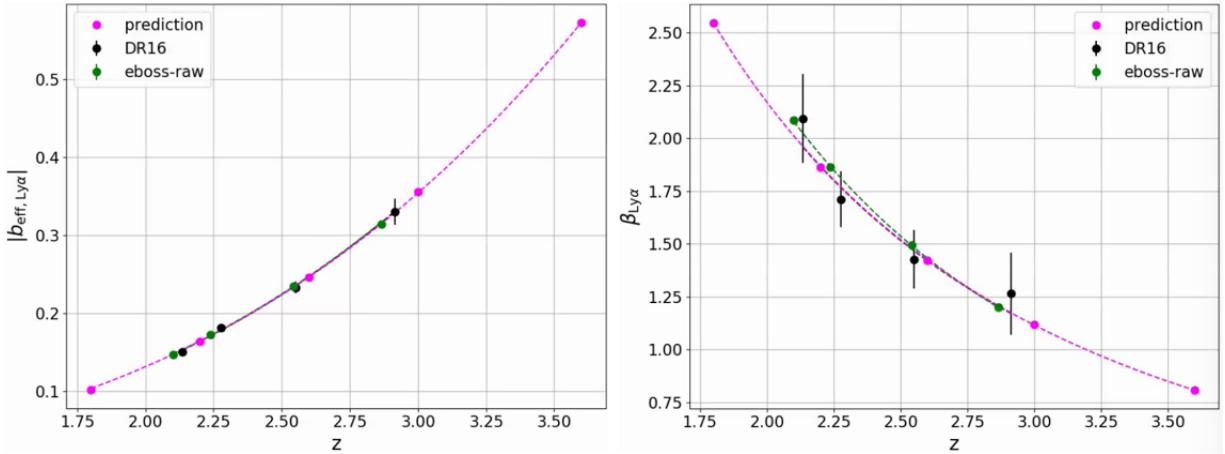


FIGURE 1.3 – Mesures des paramètres $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ faites avec les auto-corrélations $\text{Ly}\alpha \times \text{Ly}\alpha$ estimées dans chaque bin en redshift à partir des données DR16 (noir) et de la moyenne des 30raw mocks (vert). Les barres d’erreur sont affichées 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 prédition des mocks. Les lignes en pointillés représentent l’ajustement sur chaque jeu de données d’une loi de puissance $(1+z)^\gamma$.

sont importantes aux faibles redshifts, pourrait impacter le paramètre c effectif pour ces redshifts.

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

#prov probleme avec les xcf

Le spectre de puissance à une dimension

#prov montrer le P1D des raw mocks ? Plutot celui obtenu avec quickquasars ? oui, mais probleme pour l'instant. Montrer quand meme les plots, dire qu'on comprend pas d'ou ca vient, mais montrer que lors de la procedure d'ajustement on obtient les bons P1D ?

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 1.4 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 ??.

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 1.5 présente la moyenne des dix fonctions de corrélation

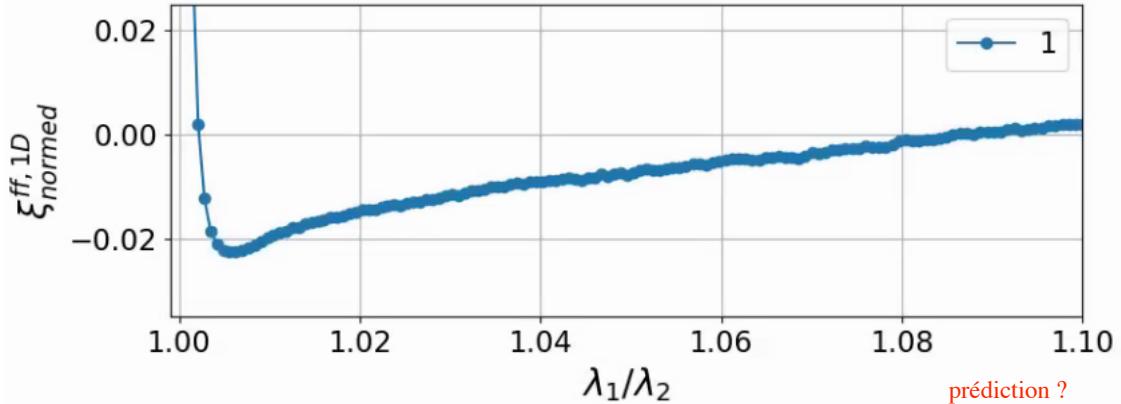


FIGURE 1.4 – La fonction de corrélation à une dimension Ly α ×Ly α estimée à partir d'une réalisation de raw mocks (bleu).

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 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	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$
α_{\parallel}	0.986 ± 0.019	0.97 ± 0.016	0.978 ± 0.018	1.002 ± 0.045
α_{\perp}	1.022 ± 0.012	1.01 ± 0.009	1.015 ± 0.01	1.045 ± 0.024
β_{QSO}	0.314 ± 0.009	0.254 ± 0.007	0.204 ± 0.008	0.18 ± 0.02
f	0.99 ± 0.02	1.01 ± 0.02	0.96 ± 0.03	1.01 ± 0.1
χ^2	1739	1612	1561	1021
z_{eff}	2.05	2.488	2.826	3.257
b_{QSO}	3.134 ± 0.02	3.968 ± 0.02	4.71 ± 0.03	5.617 ± 0.094

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 QSO×QSO est le même que celui utilisé pour ajuster la corrélation Ly α ×Ly α , 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 QSO×QSO, contrairement au cas du Ly α , 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 Ly α (voir 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 .

Sur la figure 1.5, nous pouvons remarquer que le modèle ajusté par picca décrit très bien 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 1.6 confirme cette hypothèse : la corrélation moyennée

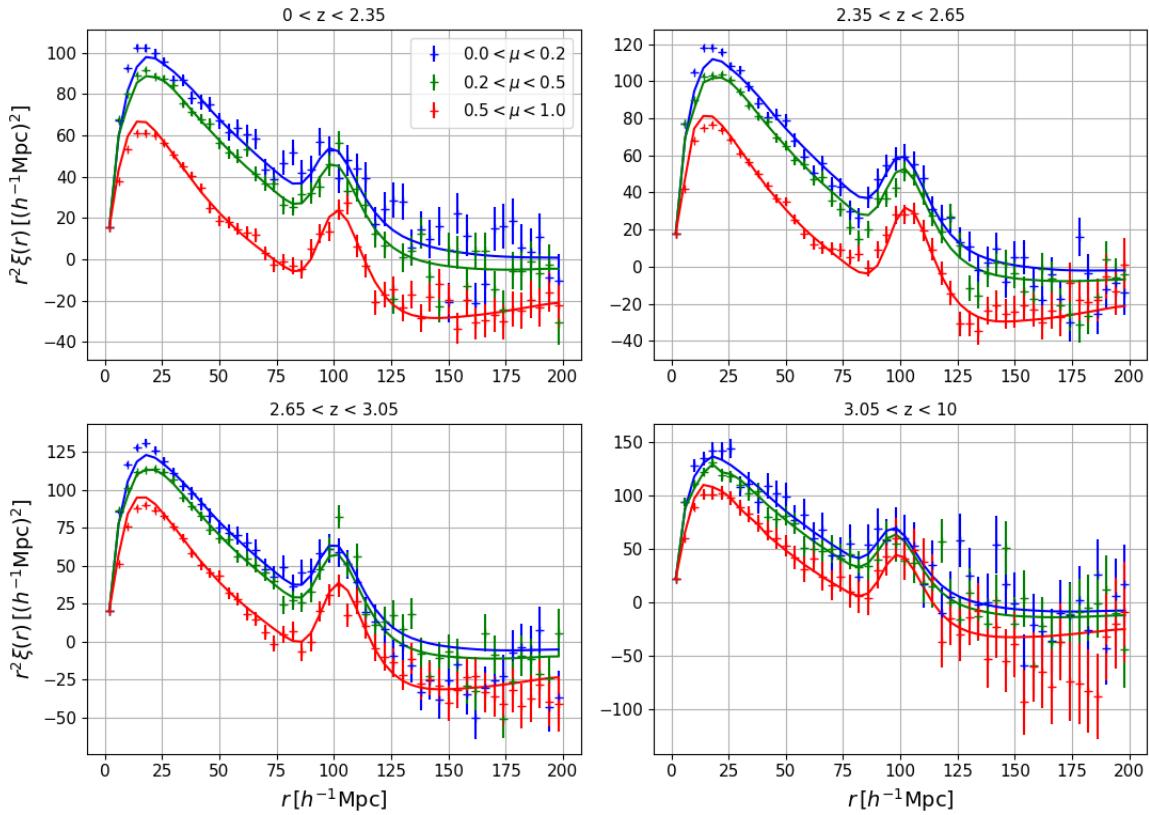


FIGURE 1.5 – L’auto-corrélation QSO×QSO calculée sur les mocks. Chaque graphique donne la moyenne des dix fonctions de corrélation calculées dans chaque bin en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans trois bins en μ . Les lignes continues donnent le meilleur ajustement du modèle.

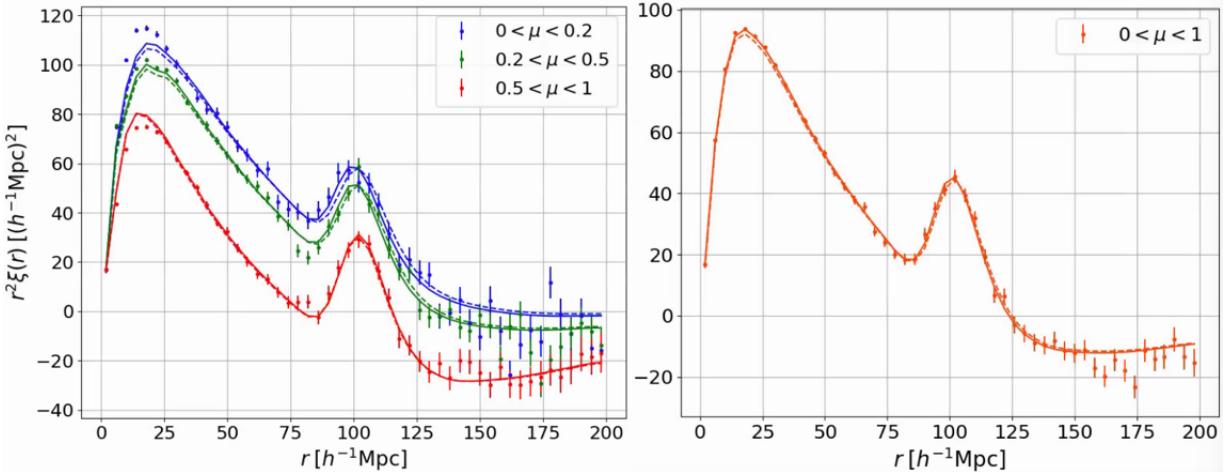


FIGURE 1.6 – L’auto-corrélation QSO×QSO calculée sur les mocks. Le graphique de gauche présente la corrélation dans trois bins en μ . Celui de droite présente la corrélation moyennée sur toute la gamme en μ . Les lignes continues donnent le meilleur ajustement du modèle. Les lignes en pointillés donnent la prédiction.

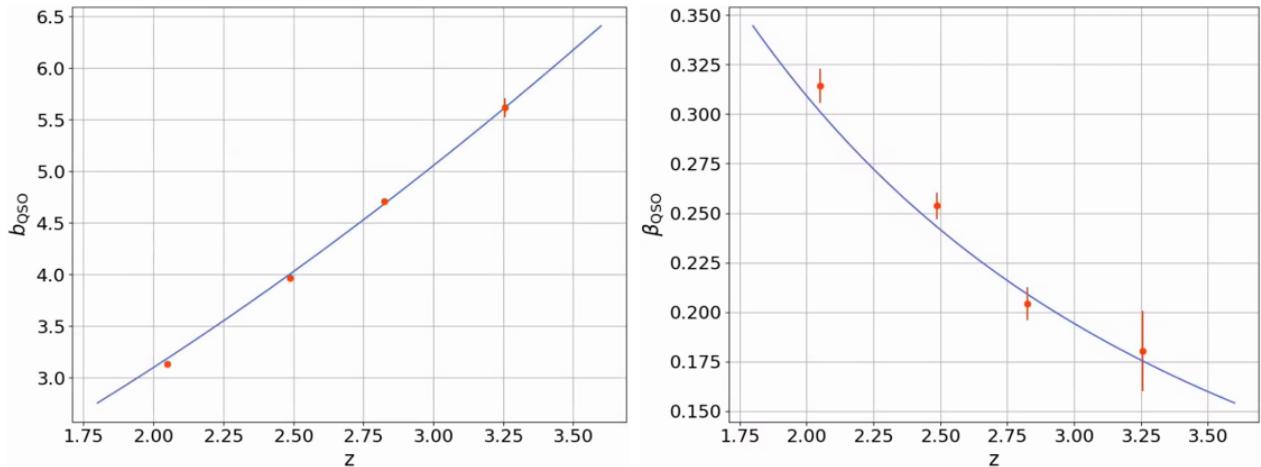


FIGURE 1.7 – Le biais b_{QSO} et le paramètre RSD β_{QSO} mesurés sur l’auto-corrélation QSO×QSO dans les mocks. La mesure est faite dans 4 bins en redshift. La ligne bleue correspond à la paramétrisation utilisée pour construire le relevé de quasars dans les mocks.

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 1.7 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.

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 1.8 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 avec le biais $b_{\text{HCD}} = 2$ que nous utilisons pour tirer les HCD. Cet écart provient très probablement d’une estimation pas assez précise de σ_l , utilisé dans le calcul du seuil ν auquel nous avons recours pour tirer les HCD (voir section ??).**

?

2.8 sigma

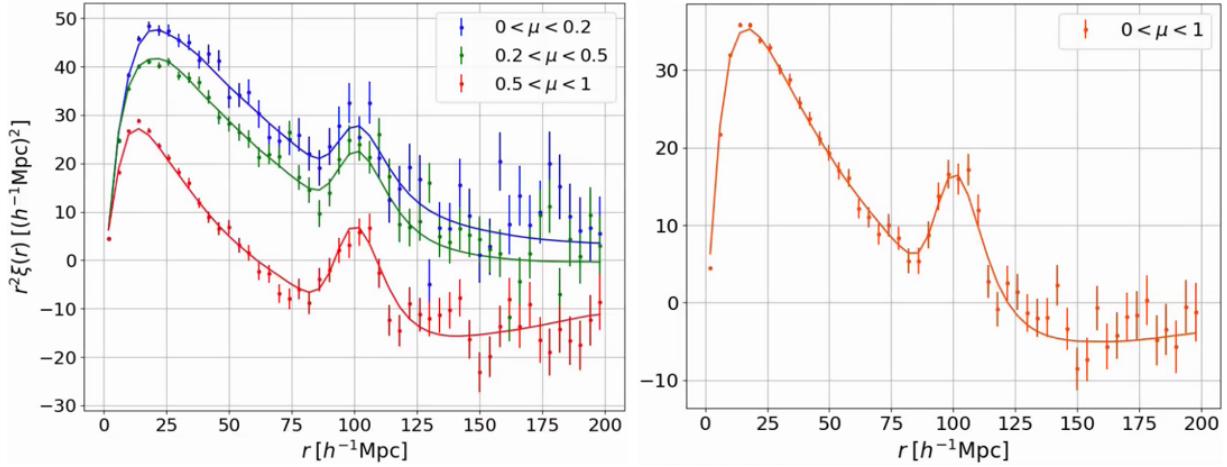


FIGURE 1.8 – L’auto-corrélation HCD×HCD calculée sur les mocks. La fonction de corrélation sont présentée dans trois bins en μ . Les lignes continues donnent le meilleur ajustement du modèle dans chaque bin en μ .

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 $n_{d.o.f.} = 1570$. La dernière section donne le biais des HCD.

Paramètre	$0 < z < 10$
α_{\parallel}	1.019 ± 0.02
α_{\perp}	1.005 ± 0.014
β_{HCD}	0.491 ± 0.012
f	1.0 ± 0.02
χ^2	1802
z_{eff}	2.22
b_{HCD}	2.045 ± 0.016

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 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	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$
α_{\parallel}	0.992 ± 0.009	1.006 ± 0.007	1.005 ± 0.009	0.954 ± 0.023
α_{\perp}	1.002 ± 0.016	1.0 ± 0.012	0.981 ± 0.013	1.057 ± 0.033
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1868 ± 0.0007	-0.2045 ± 0.0007	-0.2381 ± 0.0012	-0.2752 ± 0.0029
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.962 ± 0.016	1.768 ± 0.012	1.454 ± 0.013	1.172 ± 0.02
χ^2	1498	1622	1598	1629
z_{eff}	2.118	2.254	2.54	2.867
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.0916 ± 0.0004	-0.1118 ± 0.0004	-0.1595 ± 0.0007	-0.23 ± 0.0018
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1607 ± 0.0002	-0.1873 ± 0.0002	-0.2467 ± 0.0004	-0.3298 ± 0.0011

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 1.9 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. Le meilleur 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 1.12 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.

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

La figure 1.10 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

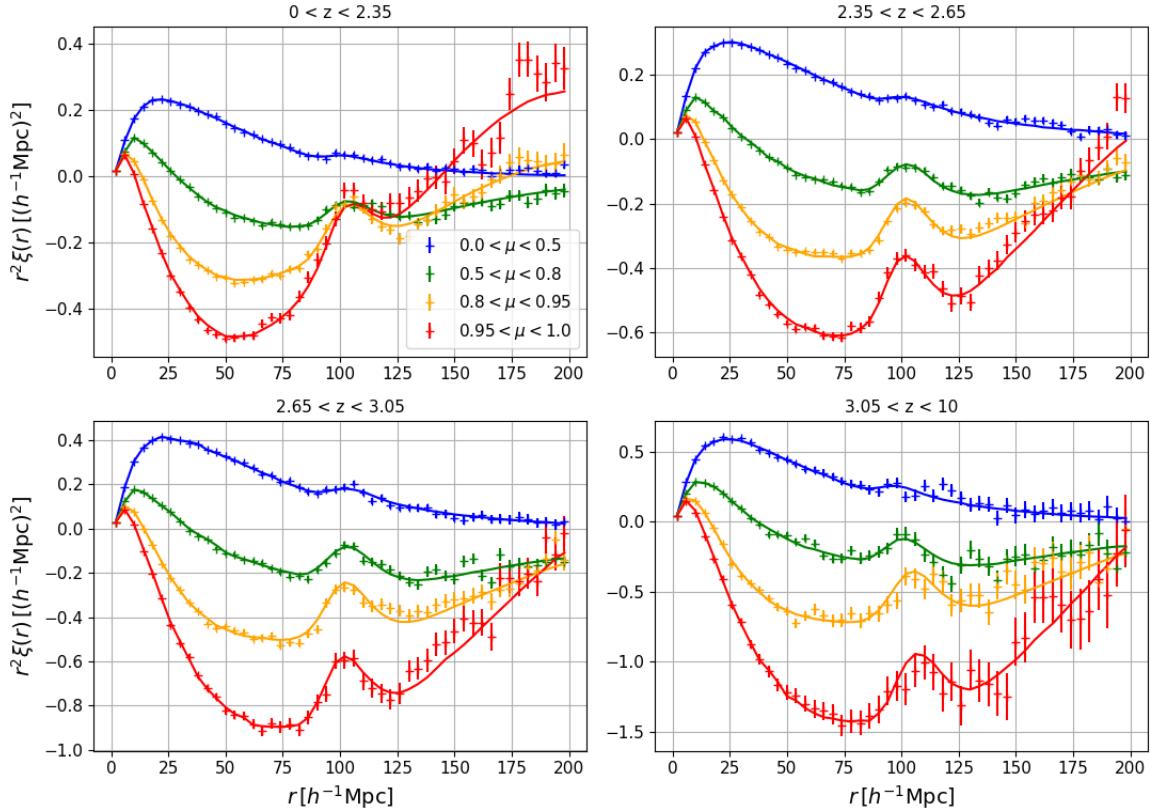


FIGURE 1.9 – L’auto-corrélation Ly α × Ly α calculée sur les mocks eboss-0.0. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent le meilleur ajustement du modèle.

TABLE 1.6 – Résultats de l’ajustement de la corrélation croisée Ly α ×QSO calculée sur les mocks eboss-0.0. Chaque colonne donne le résultat de l’ajustement d’un bin 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 Ly α .

donner l’unité de Delta_r paral

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$
α_{\parallel}	1.002 ± 0.008	0.99 ± 0.008	0.986 ± 0.012	1.005 ± 0.026
α_{\perp}	1.0 ± 0.01	1.001 ± 0.01	1.001 ± 0.013	1.013 ± 0.031
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1717 ± 0.0013	-0.1985 ± 0.0017	-0.2333 ± 0.003	-0.294 ± 0.0088
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.787 ± 0.027	1.564 ± 0.024	1.344 ± 0.029	1.208 ± 0.058
$\Delta r_{\parallel, \text{QSO}}$	-0.051 ± 0.0527	0.0393 ± 0.0585	-0.1822 ± 0.0854	0.2128 ± 0.1919
χ^2	3233	3410	3238	3410
z_{eff}	2.128	2.362	2.663	3.043
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.0925 ± 0.0008	-0.1231 ± 0.001	-0.1696 ± 0.0018	-0.239 ± 0.0054
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1556 ± 0.0005	-0.1959 ± 0.0007	-0.2548 ± 0.0012	-0.3462 ± 0.0036

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

Comme expliqué dans la section 4.1, à cause de la dégénérescence entre les paramètres du Ly α 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 QSO×QSO, qui est en accord avec la paramétrisation utilisée (voir section 5.1). Nous pouvons remarquer sur la figure 1.10 que, comme pour l’auto-corrélation Ly α ×Ly α , le modèle ajusté par picca décrit très bien la corrélation croisée Ly α ×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 Ly α mesurés dans la corrélation croisée sont en tension avec ceux mesurés dans l’auto-corrélation Ly α ×Ly α . Pourtant, du fait que les paramètres des quasars mesurés sur la corrélation QSO×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 Ly α ×Ly α et dans la corrélation croisée Ly α ×QSO. Nous avons essayé de fixer $\Delta r_{\parallel, \text{QSO}} = 0$ dans les ajustements des corrélations croisées. Nous avons aussi essayé de réduire r_{\min} à $10 h^{-1}$ Mpc dans l’ajustement des corrélations Ly α ×Ly α et Ly α ×QSO. Mais ces essais ne réduisent pas les tensions observées.

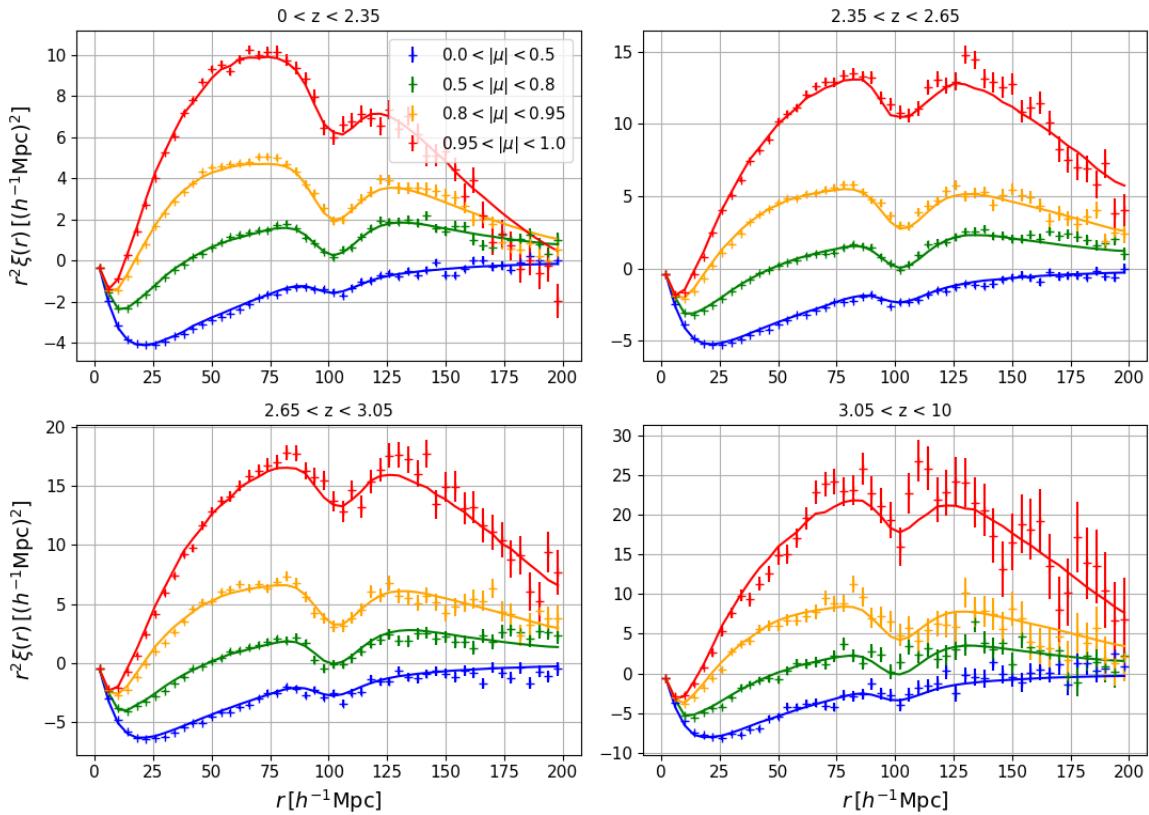


FIGURE 1.10 – La corrélation croisée Ly α ×QSO calculée sur les mocks eboss-0.0. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent le meilleur ajustement du modèle.

TABLE 1.7 – Résultats de l'ajustement de l'auto-corrélation Ly α ×Ly α calculée sur les mocks eboss-0.2. Chaque colonne donne le résultat de l'ajustement d'un bin 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 Ly α .

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$
α_{\parallel}	1.005 ± 0.009	0.996 ± 0.007	1.004 ± 0.009	0.936 ± 0.021
α_{\perp}	0.985 ± 0.016	1.0 ± 0.012	0.978 ± 0.013	1.066 ± 0.039
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.186 ± 0.0008	-0.2042 ± 0.0008	-0.2365 ± 0.0014	-0.2782 ± 0.0035
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.709 ± 0.023	1.568 ± 0.019	1.295 ± 0.02	1.102 ± 0.032
b_{HCD}	-0.0015 ± 0.0015	-0.0017 ± 0.0014	-0.005 ± 0.0024	-0.0085 ± 0.006
β_{HCD}	0.502 ± 0.09	0.5 ± 0.09	0.501 ± 0.09	0.5 ± 0.09
χ^2	1535	1579	1627	1650
z_{eff}	2.117	2.253	2.539	2.866
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.1048 ± 0.0012	-0.1259 ± 0.0012	-0.1779 ± 0.0021	-0.2474 ± 0.0053
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1729 ± 0.0011	-0.2006 ± 0.001	-0.2638 ± 0.0018	-0.3479 ± 0.0047

rajouter colonne $0 < z < 10$?

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 les HCD non masqués. 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'effect des HCD non masqués sur la CF

L'auto-corrélation Ly α ×Ly α

La figure 1.11 présente les fonctions d'auto-corrélation Ly α ×Ly α 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 le meilleur 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 Ly α ×Ly α est réduit, ce qui résulte dans une augmentation légère des barres d'erreurs. Cependant, nous pouvons noter que les χ^2 augmentent légèrement par rapport à l'ajustement de la corrélation Ly α ×Ly α estimée à partir des mocks eboss-0.0, ce qui suggère que la modélisation des HCD n'est pas parfaite. Le biais des HCD mesuré dans chaque bin en redshift est compatible avec 0. Nous pensons que ceci est dû

Mais à un manque de statistique : 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 dans l'ajustement de cette corrélation lorsque nous l'ajustons avec $r_{\min} = 10 h^{-1} \text{ Mpc}$.

La figure 1.12 présente les paramètres $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ mesurés dans l'auto-corrélation Ly α ×Ly α 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.

?

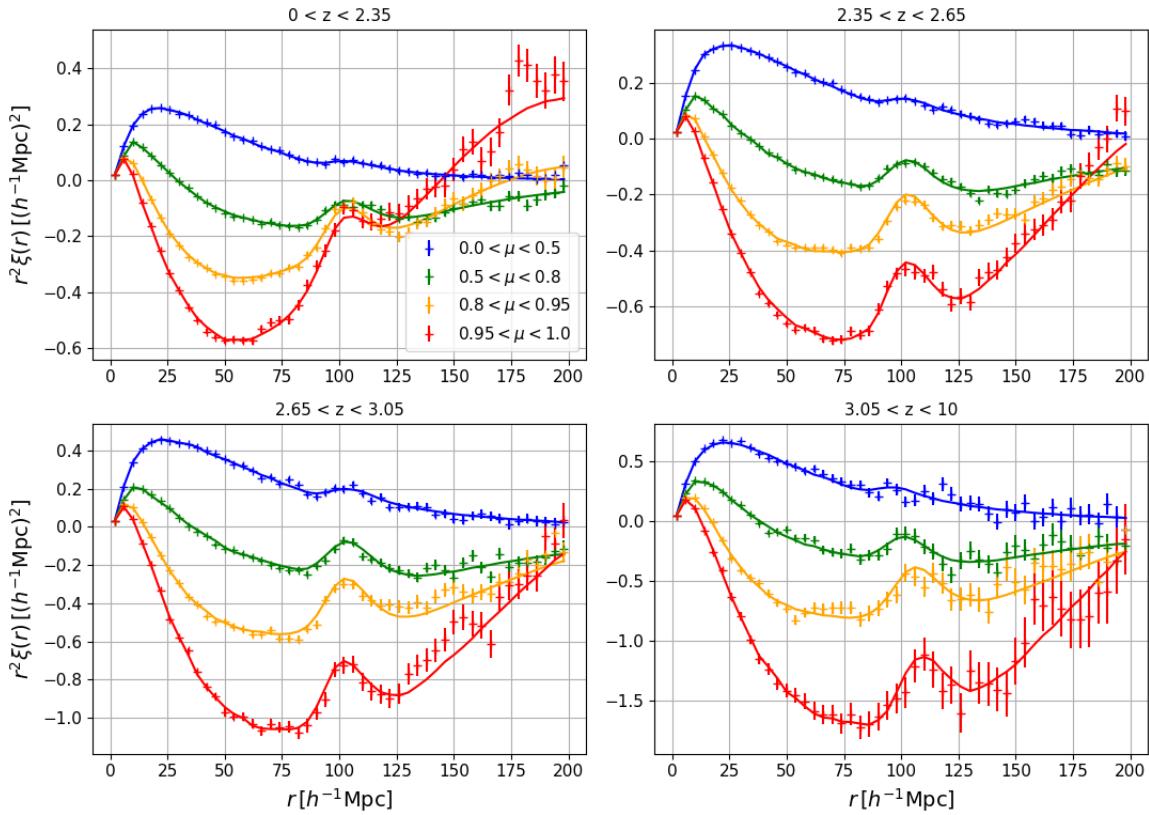


FIGURE 1.11 – L’auto-corrélation Ly α × Ly α calculée sur les mocks eboss-0.2. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent le meilleur ajustement du modèle.

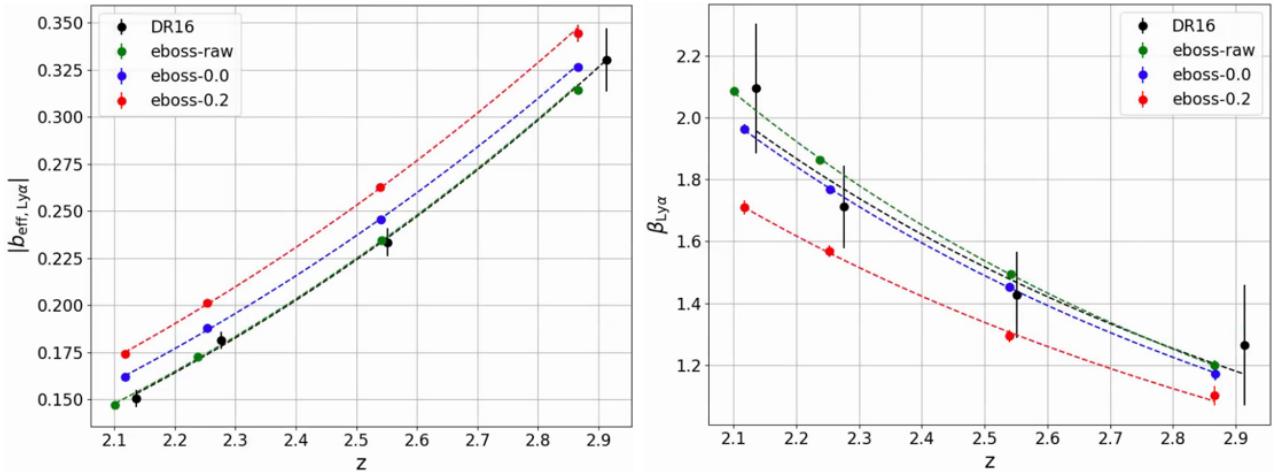


FIGURE 1.12 – Mesures des paramètres $b_{\text{Ly}\alpha}$ et $\beta_{\text{Ly}\alpha}$ faites avec les auto-corrélations Ly α × Ly α estimées dans chaque bin en redshift à partir des données DR16 (noir), des raw mocks (vert), des mocks eboss-0.0 (bleu) et des mocks eboss-0.2 (rouge). Pour chacun de 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.

?

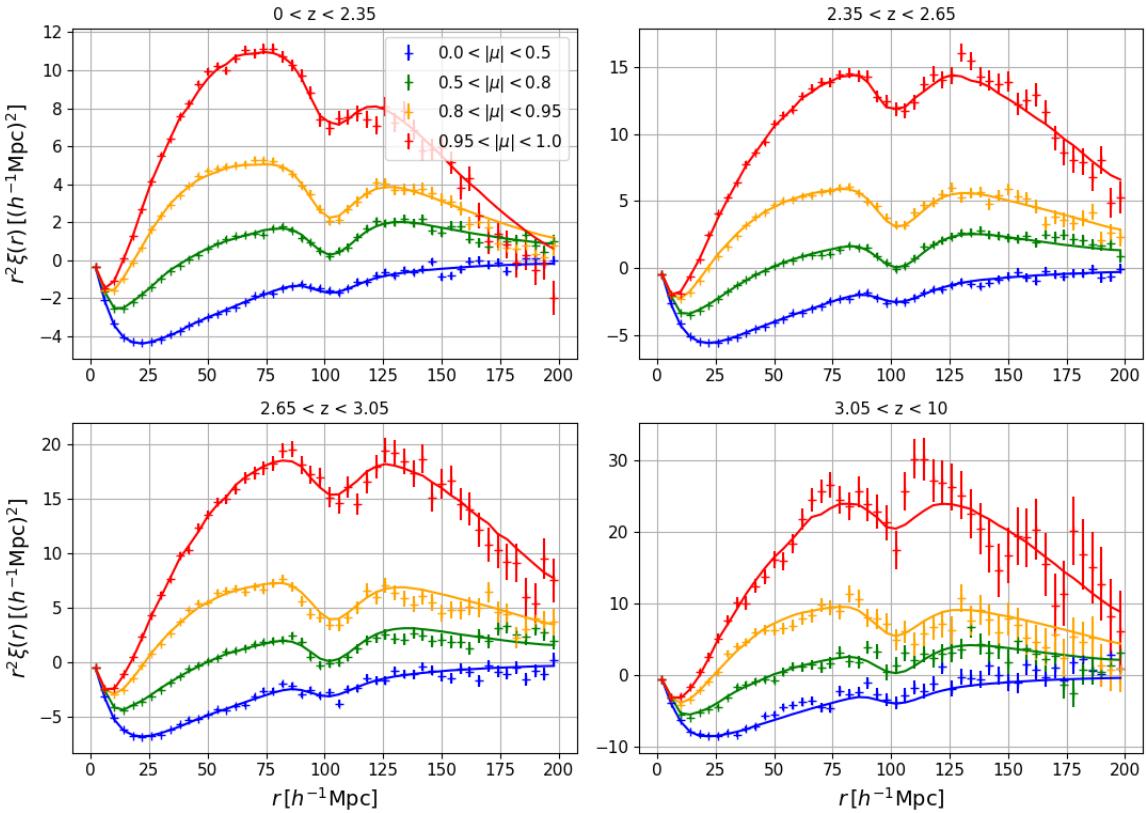


FIGURE 1.13 – La corrélation croisée Ly α ×QSO calculée sur les mocks eboss-0.2. Chaque graphique donne la moyenne des fonctions de corrélation calculées dans chaque bins en redshift. Les fonctions de corrélation sont présentées dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent le meilleur ajustement du modèle.

La corrélation croisée Ly α ×QSO

La figure 1.13 présente la mesure de la corrélation croisée Ly α ×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 corrélation est présentée dans quatre bins en μ . Les lignes continues donnent le meilleur 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 $\Delta_{r\parallel,QSO}$ est compatible avec 0. **Nous pouvons remarquer dans ce tableau que, comme pour les mocks eboss-0.0, la mesure des paramètres Ly α dans la corrélation croisée Ly α ×QSO est en tension avec la mesure faite sur l'auto-corrélation Ly α ×Ly α .** Aussi, les mesures de b_{HCD} faites sur les corrélations Ly α ×Ly α et Ly α ×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 $b_{HCD} = -0.0377 \pm 0.0020$, comparé à $b_{HCD} = -0.0082 \pm 0.0008$ 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 Ly α celui des HCD. Une partie des HCD est interprétée comme du Ly α , et vice versa. La proportion de HCD et le Ly α identifiés dans les corrélations Ly α ×Ly α et Ly α ×QSO est différente. Ceci est investigué plus en détails dans le chapitre suivant. Nous pouvons cependant remarquer que les quantités $b_{Ly\alpha} + b_{HCD}$ et $b_{Ly\alpha}\beta_{Ly\alpha} + b_{HCD}\beta_{HCD}$ (équation 1.26) mesurés dans les corrélations Ly α ×Ly α et Ly α ×QSO sont comparables aux données DR16. Ces mesures sont présentées sur la figure 1.14.

TABLE 1.8 – Résultats de l’ajustement de la corrélation croisée Ly α ×QSO calculée sur les mocks eboss-0.2. Chaque colonne donne le résultat de l’ajustement d’un bin 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 Ly α .

Paramètre	$0 < z < 2,35$	$2,35 < z < 2,65$	$2,65 < z < 3,05$	$3,05 < z < 10$
α_{\parallel}	1.004 ± 0.008	0.996 ± 0.009	0.987 ± 0.013	1.013 ± 0.027
α_{\perp}	0.991 ± 0.011	0.992 ± 0.01	1.005 ± 0.014	0.992 ± 0.03
$b_{\eta, \text{Ly}\alpha}$	-0.1751 ± 0.0017	-0.2008 ± 0.0022	-0.2427 ± 0.0044	-0.3277 ± 0.0116
$\beta_{\text{Ly}\alpha}$	1.991 ± 0.062	1.656 ± 0.054	1.775 ± 0.094	2.281 ± 0.305
b_{HCD}	-0.0244 ± 0.0027	-0.0278 ± 0.0037	-0.0672 ± 0.0067	-0.137 ± 0.0192
β_{HCD}	0.583 ± 0.085	0.546 ± 0.087	0.54 ± 0.085	0.502 ± 0.088
$\Delta r_{\parallel, \text{QSO}}$	-0.0528 ± 0.0539	-0.037 ± 0.0599	-0.1784 ± 0.087	0.192 ± 0.1927
χ^2	3223	3283	3157	3316
z_{eff}	2.127	2.362	2.663	3.043
$b_{\text{Ly}\alpha}$	-0.0846 ± 0.0023	-0.1176 ± 0.0032	-0.1335 ± 0.0058	-0.1411 ± 0.0164
$b_{\text{eff}, \text{Ly}\alpha}$	-0.1495 ± 0.0019	-0.1915 ± 0.0027	-0.224 ± 0.0048	-0.2663 ± 0.0136

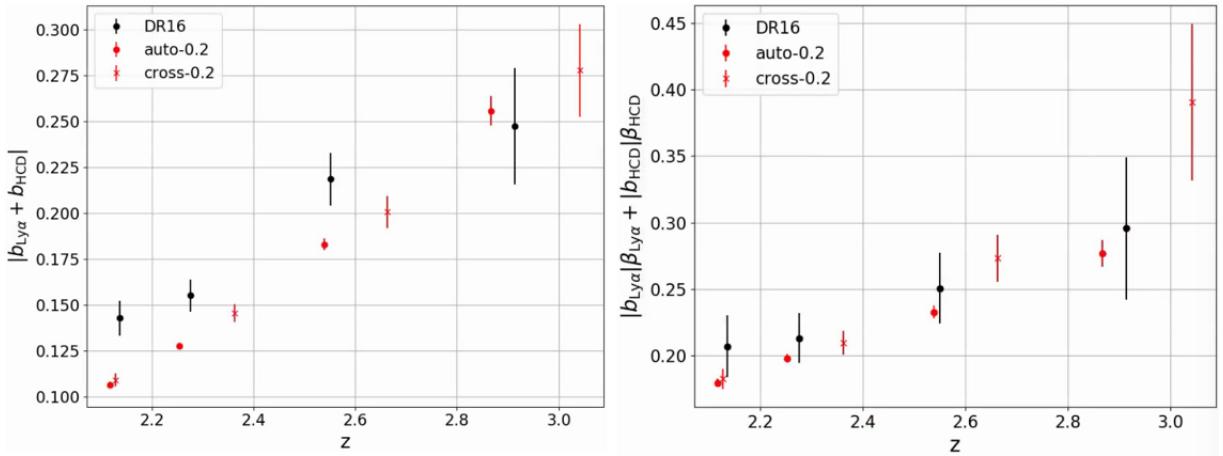


FIGURE 1.14 – Mesures des paramètres $b_{\text{Ly}\alpha} + b_{\text{HCD}}$ et $b_{\text{Ly}\alpha}\beta_{\text{Ly}\alpha} + b_{\text{HCD}}\beta_{\text{HCD}}$ dans la corrélation Ly α ×Ly α estimée à partir des données DR16 (noir), dans la corrélation Ly α ×Ly α estimée à partir des mocks eboss-0.2 (points rouges) et dans la corrélation Ly α ×QSO estimée à partir des mocks eboss-0.2 (croix rouges).

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.

L'auto-corrélation Ly α × Ly α

#prov figure du stack des CF dans les 4 bins en mu + modele picca lya + hcd + met
+ tableau qui donne le résultat du fit ?
+ figure qui montre l'évolution avec z du biais et beta ?

L'auto-corrélation Ly α × QSO

#prov figure du stack des XCF dans les 4 bins en mu.
+ tableau qui donne le résultat du fit ? fit avec les paramètres lya fixés ?
+ figure qui montre l'évolution avec z du biais et beta ?

Le spectre de puissance à une dimension

#prov montrer le P1D ? Pourquoi pas, pour montrer les metaux ? Ou alors le xi1d

La fonction de corrélation à une dimension

Comparer les mocks et les données

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. arXiv : 1506.04519.
- 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. arXiv : 1812.03554.
- DU MAS DES BOURBOUX, Hélion 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.
- 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.
- 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. arXiv : 1303.1937.
- FONT-RIBERA, Andreu et Jordi MIRALDA-ESCUDÉ (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. arXiv : 1205.2018.
- HAMILTON, A. J. S. (1999). « Uncorrelated Modes of the Nonlinear Power Spectrum ». In : DOI : 10.1046/j.1365-8711.2000.03071.x. arXiv : 9905191 [astro-ph].
- 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. arXiv : 1301.3456.
- LANDY, Stephen D. et Alexander S. SZALAY (1993). « Bias and variance of angular correlation functions ». In : *The Astrophysical Journal* 412, p. 64. ISSN : 0004-637X. DOI : 10.1086/172900.
- MCDONALD, Patrick et al. (2004). « The Lyman-alpha Forest Power Spectrum from the Sloan Digital Sky Survey ». In : DOI : 10.1086/444361. arXiv : 0405013 [astro-ph].
- ROGERS, Keir K. et al. (2017). « Correlations in the three-dimensional Lyman-alpha forest contaminated by high column density absorbers ». In : arXiv : 1711.06275.