

Etude de l'énergie noire avec les forêts Ly α d'eBOSS

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation,
Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENICS) (Sigle)
Spécialité de doctorat : astroparticules et cosmologie

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 31 septembre 2020, par

Thomas Etourneau

Composition du Jury :

Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Président
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Rapporteur
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Rapporteur
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Examineur
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Directeur de thèse
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Co-directeur de thèse
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Invité
Prénom Nom	
Statut, Établissement (Unité de recherche)	Invité

Dedication

Remerciements

merci

Table des matières

1	Introduction à la cosmologie	3
1	Qu'est-ce que la cosmologie ?	4
2	Le modèle Λ CDM	7
3	La fonction de corrélation de la matière	17
4	Les oscillations acoustiques de baryon	21
2	Le relevé eBOSS de SDSS	25
1	Le Sloan Digital Sky Survey	26
2	eBOSS	28
3	DESI	37
3	Set-up expérimental	39
4	Chap4	41
5	Chap5	43
6	Conclusion	45
A	Protocole d'expérience	47
B	Second Appendix	49

1

Introduction à la cosmologie

Sommaire

1	Qu'est-ce que la cosmologie ?	4
2	Le modèle ΛCDM	7
2.1	Description du modèle	8
3	La fonction de corrélation de la matière	17
3.1	Une analogie avec le son	17
3.2	Le spectre de puissance	18
3.3	La fonction de corrélation	19
4	Les oscillations acoustiques de baryon	21
4.1	La genèse	21
4.2	Mesurer l'échelle BAO	23



FIGURE 1.1 – Gauche : illustration artistique de la cosmologie hindoue. Droite : couverture du livre de la Genèse, Bible de Saint-Paul-hors-des-Murs, vers 870.

Ce premier chapitre a pour but de présenter la cosmologie moderne et d'expliquer brièvement sa construction au fil du dernier siècle. L'idée est de donner une vue d'ensemble du paradigme actuel, tout en détaillant davantage les points clés nécessaires à ce manuscrit. Pour une étude approfondie de la cosmologie moderne, nous référons le lecteur aux ouvrages suivants : [?].

1 Qu'est-ce que la cosmologie ?

Le terme cosmogonie (du grec *cosmo-* : monde ; *gon-* : engendrer) désigne une conception et tentative d'explication de la naissance du monde, et parfois de l'Homme. Il existe un grand nombre de cosmogonies, très souvent d'origines religieuses. Nous pouvons citer par exemple la cosmogonie hindoue, dans laquelle le monde est vu comme un cycle : le dieu Brahma crée le monde lorsqu'il se réveille, et le détruit lorsqu'il s'endort. Notre univers correspond ainsi à une journée de Brahma, débutant lorsque Brahma ouvre les yeux et prenant fin lorsqu'il les referme. Le monde suit ainsi une suite de créations et de destructions. Nous pouvons aussi citer la cosmogonie abrahamique, décrite dans la Genèse. Cette cosmogonie est commune au judaïsme, au christianisme, et à l'islam. Dans cette cosmogonie, le dieu créateur, intemporel, conçoit le monde en 7 jours. Il commença par créer la lumière le premier jour. Il termina par créer l'Homme à son image le sixième jour, puis se reposa le dernier jour.

Nous pourrions passer la totalité de ce manuscrit à décrire diverses cosmogonies. Mais celle qui nous intéresse et que nous allons détailler ici est la cosmogonie scientifique : la *cosmologie*. La cosmologie est donc l'étude de l'univers, son origine, ses constituants et son devenir, dans le cadre de la méthode scientifique. Même si aujourd'hui la cosmologie fait consensus au sein des scientifiques en ce qui concerne la compréhension de l'univers, cela n'a pas toujours été le cas. Pendant longtemps les croyances religieuses ont dominé, allant jusqu'à limiter voire interdire les avancées scientifiques. Il faut attendre le XVI^e siècle pour que Copernic propose le modèle héliocentrique, soit presque 2000 ans après le modèle géocentrique d'Aristote, soutenu par l'église et les savants jusqu'alors. Par la suite, les observations de Galilée, les travaux de Kepler ainsi que l'émancipation des dogmes religieux ont permis au modèle héliocentrique, fondé sur les lois de Kepler, de s'imposer. Cela a aussi permis à Newton

de proposer sa théorie de la gravitation peu de temps après. Cette période marque la naissance de la physique et de la cosmologie.

Jusqu'au XIX^e siècle, le modèle héliocentrique décrivant l'univers comme se limitant à notre système solaire fait consensus. Puis émerge l'idée que les étoiles sont d'autres systèmes solaires, notamment grâce aux premières mesures de distance d'étoiles proches¹. L'idée de galaxie, un système rassemblant une multitude de systèmes solaires, fait aussi son apparition, nous conduisant vers un paradigme de moins en moins anthropocentrique.

La cosmologie moderne naît réellement au début du XX^e siècle. En 1915, Einstein propose sa théorie de la gravitation : la *relativité générale*. Elle offre une vision radicalement différente de la théorie bien établie de Newton. La gravitation n'est plus vue comme une force instantanée entre les corps massifs mais comme une déformation de l'espace temps se propageant à la vitesse de la lumière. La théorie d'Einstein prédit correctement l'avance du périhélie de Mercure, dont la valeur était jusque là inconnue. Puis en 1919 lors d'une éclipse de Soleil, la déviation de la lumière par un corps massif, prédiction directe de la relativité générale et non présente dans la théorie de Newton, est observée. Non seulement la déviation de la lumière est observée pour la première fois, mais l'angle de déviation observé correspond à celui prédit par la théorie. Ceci assoit au sein de la communauté scientifique la théorie d'Einstein en tant que nouvelle théorie de la gravitation.

Par ailleurs, la cosmologie observationnelle connaît des avancées remarquables, notamment grâce à Edwin Hubble qui observe le décalage vers le rouge² du spectre d'objets lointains, dû à leur vitesse d'éloignement. Il comprend aussi que les objets étendus, jusque là interprétés comme des nuages de poussière et de gas et appelés nébuleuses, sont d'autres galaxies semblables à la nôtre. Parallèlement, Alexandre Friedmann résout en 1922 les équations d'Einstein de la relativité générale pour un univers homogène et isotrope et trouve une solution d'univers en expansion, qui contraste avec l'idée d'un univers statique et éternel jusque là ancrée dans les esprits. Enfin, Georges Lemaître effectue le lien entre tous ces éléments. En 1927, il publie un papier expliquant que l'éloignement des galaxies et le décalage vers le rouge de leur spectre pouvait être expliqué par une théorie d'univers en expansion, et donne la première estimation de la constante de Hubble³. En 1929, Edwin Hubble publie son célèbre papier, exposant la loi de Hubble et favorisant très fortement le modèle d'univers en expansion.

Nous pouvons noter ici que peu de temps après avoir publié sa théorie, Einstein ajoute dans ses équations une constante ad hoc, dite *constante cosmologique*, et noté Λ . Cette constante est rajoutée afin de rendre les solutions à ses équations capables de décrire un univers statique (idée dominante de l'époque). Puis, suite à la publication de Hubble, Einstein retire la constante cosmologique de ses équations et la qualifie de "plus grande bêtise de sa vie". L'ironie fait qu'en 1998, la constante cosmologique est réintroduite dans les modèles afin d'expliquer l'observation de l'accélération de l'expansion de l'univers (voir #prov ref). Les mesures les plus récentes estiment que la densité d'énergie de cette constante cosmologique, aussi appelée énergie sombre, représente environ 70 % de l'énergie totale de

1. Par exemple la mesure de la distance de 61 Cygni par Bessel en 1838. #prov <https://www.universalis.fr/encyclopedie/premiere-determination-de-la-distance-d-une-etoile/>.

2. voir explication du redshift section 2.1, paragraphe *Le redshift*.

3. Constante reliant proportionnellement la vitesse d'éloignement des galaxies à leur distance, voir section 2.1, paragraphe *Les équations de Friedmann-Lemaître*.

notre univers.

Ces quinze années très fertiles pour la cosmologie ont popularisé l'idée d'un univers en expansion. Si certains s'y opposent et défendent un univers statique, d'autres s'y intéressent et étudient en détail les conséquences de ces modèles théoriques. Si l'univers est en expansion, c'est qu'il a été dans le passé plus petit qu'il ne l'est aujourd'hui. L'étude des solutions aux équations d'Einstein montre que l'expansion dilue la matière dans l'univers, et conduit à son refroidissement. L'univers était donc plus chaud et plus dense dans le passé. Si l'on remonte suffisamment dans l'histoire de l'univers, celui-ci devient de plus en plus petit, jusqu'à n'être à l'origine qu'un point infiniment chaud et dense. Ceci conduit à nommer ces classes de modèles *hot big bang models*, ou modèles de big bang chaud en français. Il est à noter que cet *instant zéro* est une extrapolation des modèles et reste hypothétique : au delà d'une certaine température et densité, les effets quantiques ne peuvent plus être négligés, rendant alors impossible l'utilisation de la relativité générale. Cet instant est appelé mur de Planck. Afin de comprendre ce qu'il se passe entre le mur de Planck et l'instant zéro, une théorie traitant à la fois la gravitation et l'aspect quantique de la matière est nécessaire. C'est un domaine de recherche très dynamique aujourd'hui, dans lequel un grand nombre de théories de gravité quantique sont étudiées.

Suite notamment aux publications de Friedmann, Lemaître et Hubble, les défenseurs des modèles de big bang ont commencé à chercher des observables capables de prouver ces modèles. En 1948, George Gamow, Ralph Alpher et Robert Herman, reprenant les travaux de Georges Lemaître, prédisent l'existence du *fond diffus cosmologique* (CMB : Cosmic Microwave Background). Ce rayonnement fossile, si les modèles de big bang sont vérifiés, aurait été émis lorsque l'univers était encore dense et chaud. Il repose sur l'idée que, du fait de la température initialement très élevée, les particules possèdent trop d'énergie pour s'assembler et former les premières briques élémentaires. L'univers n'est alors qu'une soupe où toutes les particules s'entrechoquent constamment. Lorsque l'univers s'expand, la température baisse et l'énergie des particules aussi, autorisant ainsi la formation des premiers noyaux d'atomes. Mais la température et la densité sont toujours trop importantes pour laisser les premiers atomes se former : l'univers est alors un bain de noyaux, principalement d'hydrogène et d'hélium, d'électrons et de photons. Les photons sont diffusés constamment sur les électrons libres, rendant le plasma de l'univers primordial opaque. Puis, lorsque l'univers devient suffisamment froid, les électrons ne disposant plus de suffisamment d'énergie sont capturés par les noyaux, formant les premiers atomes de l'univers. Ces atomes, neutres, ne diffusent pas les photons. Ces derniers peuvent alors se propager librement, et l'univers devient transparent. Ce sont ces premiers photons, émis environ 380 000 ans après le big bang, qui forment le fond diffus cosmologique et que nous pouvons mesurer aujourd'hui. Les principales étapes sont résumées sur la figure 1.2, dont notamment la formation des premiers noyaux vers 0,01 seconde, puis le CMB vers 380 000 ans. En 1965, 17 ans après sa prédiction, le CMB est détecté par Penzias et Wilson, établissant ainsi le consensus sur les modèles de big bang. A partir de ce moment là, un certain nombre d'observations ont été menées par les cosmologistes afin de contraindre et distinguer les différents modèles de big bang.

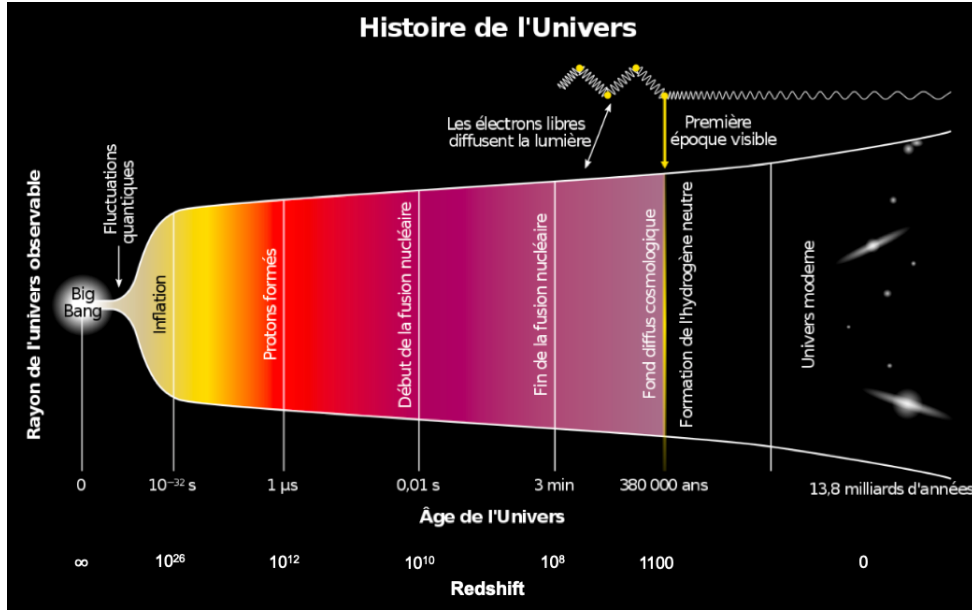


FIGURE 1.2 – Illustration de l'histoire de l'univers depuis ses origines jusqu'à aujourd'hui. Les principales étapes sont représentées : la formation des premiers protons et neutrons, puis des premiers atomes, et enfin l'émission du CMB.

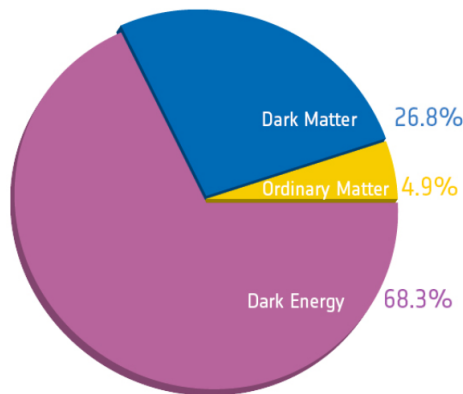


FIGURE 1.3 – Répartition des différentes composantes du modèle Λ CDM.

2 Le modèle Λ CDM

Le modèle Λ CDM est aujourd'hui le modèle cosmologique qui fait consensus dans la communauté scientifique. Il est souvent désigné comme le modèle standard de la cosmologie. C'est un modèle de big bang, décrivant un univers composé principalement d'énergie noire, ou aussi appelé constante cosmologique (Λ), et de matière noire froide (CDM : Cold Dark Matter). La figure 1.3 présente la répartition de ses différentes composantes.

Le modèle s'est établi suite à un certain nombre d'observations. D'abord, la détection du CMB en 1965, qui confirme les modèles de big bang. Puis l'introduction de la matière noire dans les modèles au cours des années 70 et 80, notamment grâce aux travaux de Vera Rubin sur le problème de la masse manquante dans les galaxies. Déjà en 1933, Fritz Zwicky remarquait que la masse visible dans les

amas n'était pas suffisante pour expliquer leur cohésion, et supposa donc l'existence d'une matière invisible. Une série d'observations fut menée dans les années 70 afin d'étudier les courbes de vitesse des étoiles au sein des galaxies. Les étoiles situées en périphérie furent mesurées avec une vitesse plus importante qu'attendue. La conclusion fut similaire à celle de Zwicky : la présence de masse invisible dans les halos de galaxies permet d'expliquer ces courbes de rotation. Ainsi la matière noire froide fut introduite dans les modèles cosmologiques : environ 25 % de la masse de l'univers est sous la forme d'une matière non standard¹ interagissant uniquement via la gravitation avec la matière ordinaire.

Plus tard, le satellite COBE fut envoyé dans l'espace afin de détecter les anisotropies du CMB. Selon les prédictions des modèles de big bang, le spectre du CMB suit une loi de corps noir, avec une température d'environ 3 K, et possède des anisotropies correspondant aux perturbations primordiales de densité. La mission fut un succès : les mesures de COBE ont permis d'identifier les anisotropies de température du CMB, mettant en évidence les fluctuations de densité de l'univers primordial. D'autre part, le spectre du CMB est mesuré avec une température $T = (2,725 \pm 0,001) \text{ K}$ (#prov Mather et al APJ 1994), ne déviant pas du spectre du corps noir de plus de 0,25 % [?]. La détection des anisotropies du CMB constitue un des arguments les plus solides en faveur des modèles de big bang.

Jusque alors, les modèles cosmologiques n'incluaient pas d'énergie noire. Puis en 1998, deux équipes différentes publient l'analyse de distances de luminosité de supernovae de type 1a (SN1a), toutes les deux mettant en évidence l'accélération de l'expansion de l'univers et donc favorisant les modèles contenant de l'énergie noire. Ce sont ces dernières observations qui ancrent Λ CDM comme modèle de big bang préféré. Par la suite, le satellite WMAP puis le satellite Planck sont lancés en 2001 et en 2009 afin de mesurer avec une plus grande précision les anisotropies du CMB. Ces mesures successives sont effectuées avec une précision sans précédent, permettant de contraindre très fortement les paramètres cosmologiques. Les résultats finaux de la collaboration Planck ont été publiés en 2018 [?] et fournissent les paramètres cosmologiques du modèle Λ CDM avec une précision inférieure au pourcent (voir tableau 1.1).

2.1 Description du modèle

Le modèle Λ CDM, et plus généralement les modèles de big bang, sont fondés sur le formalisme de la relativité générale. **Cette théorie, élaborée par Einstein en 1915, est la généralisation de la relativité restreinte, proposée par Einstein 10 ans plus tôt. La relativité restreinte émet deux postulats :**

- les lois de la physique sont les mêmes dans tous les référentiels inertiels²,
- la vitesse de la lumière dans le vide est la même dans tous les référentiels inertiels.

Cette théorie traite donc du mouvements des corps dans des référentiels inertiels. Afin d'étendre la théorie aux référentiels accélérés, et d'ainsi inclure la gravitation, le principe d'équivalence est supposé. Ce principe affirme que la masse inertielle et la masse gravifique sont équivalentes, et que les effets de la gravitation sont identiques aux effets de l'accélération du référentiel de l'observateur. Autrement dit, il n'existe pas d'expérience permettant à l'observateur de distinguer

1. Non-décrite par le modèle standard de la physique des particules.

2. Un référentiel dans lequel l'observateur n'est pas accéléré.

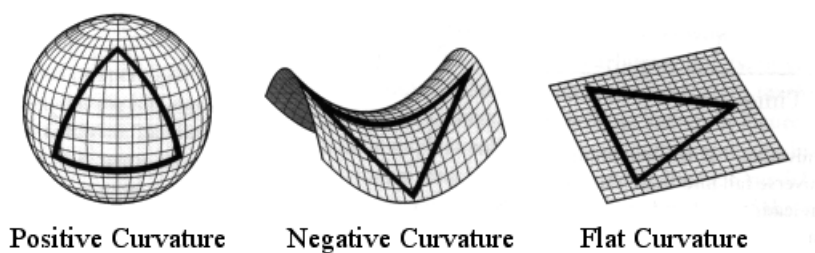


FIGURE 1.4 – Représentation de la courbure de l'univers : positive à gauche, négative au centre et nulle à droite.

s'il se trouve dans un champ de gravitation uniforme ou dans un référentiel uniformément accéléré. La gravitation n'est alors plus vue comme une force, mais comme un effet géométrique, conséquence de la déformation de l'espace-temps.

Dans la suite de cette section, afin de simplifier les équations, nous nous plaçons dans un système d'unité dans lequel

$$c = \hbar = k_B = 1. \quad (1.1)$$

La métrique — Le formalisme de la relativité générale s'appuie donc sur celui de la relativité restreinte. L'espace-temps est décrit par la métrique. Cet objet mathématique¹ permet de définir le produit scalaire sur l'espace-temps à 4 dimensions, et donc de mesurer les distances et les angles. **Nous verrons plus loin dans ce manuscrit que la métrique dépend de la distribution de masse. Ainsi, et c'est un point remarquable de la relativité générale, la masse courbe l'espace temps et l'espace-temps indique à la masse, via la métrique, comme se déplacer au sein de celui-ci**². Dans le cadre du modèle Λ CDM, la métrique utilisée est la métrique FLRW (pour Friedmann Lemaître Robertson Walker), elle s'exprime comme :

$$ds^2 = -dt^2 + R(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega \right], \quad (1.2)$$

où $d\Omega = d\theta + \sin(\theta)d\phi$, $R(t)$ rend compte de l'expansion de l'univers à l'instant t , et k vaut soit 1, 0 ou -1 selon que l'univers possède une courbure positive, nulle ou négative (voir figure 1.4). A l'aide d'un changement de coordonnées, il est possible de se ramener à la formule suivante :

$$ds^2 = -dt^2 + a(t) \left[d\chi^2 + S_k^2(\chi) d\Omega \right], \quad (1.3)$$

1. Un tenseur de rang 2.

2. Inspiré de la citation de John Wheeler : "Spacetime tells matter how to move ; matter tells spacetime how to curve."

où $a(t) = R(t)/R(t_0)$, t_0 est le temps présent et S_k est défini comme

$$S_k(\chi) = R(t_0) \begin{cases} \sin(\chi/R(t_0)) & \text{si } k = 1 \\ \chi/R(t_0) & \text{si } k = 0 \\ \sinh(\chi/R(t_0)) & \text{si } k = -1 \end{cases}. \quad (1.4)$$

Cette formulation permet de mettre en évidence le rapport $a(t)$, appelé facteur d'échelle. Par définition il vaut 1 aujourd'hui. Afin de rendre compte de l'expansion, $a(t) < 1$ pour $t < t_0$ (passé) et $a(t) > 1$ pour $t > t_0$ (futur).

Le redshift — Le décalage vers le rouge, ou *redshift* en anglais, est une conséquence de la relativité générale. Les objets distants s'éloignent de nous du fait de l'expansion de l'univers. Similairement à l'effet Doppler¹, le spectre observé de ces objets est décalé vers les grandes longueurs d'onde. Mais contrairement à l'effet Doppler, le redshift n'est pas directement dû à la vitesse de recession de l'objet : les photons, lorsqu'ils se propagent de l'objet émetteur jusqu'à nous, subissent la dilatation de l'espace et voient leur longueur d'onde augmenter. Ceci est dû au facteur d'échelle a présent dans la métrique. En effet, on peut montrer que

$$\frac{\lambda_o}{\lambda_e} = \frac{a(t_e)}{a(t_o)}, \quad (1.5)$$

où t_e et t_o sont les temps d'émission et d'observation du photon, λ_e et λ_o sa longueur d'onde lors de l'émission et de l'observation. **Le redshift z mesure alors le décalage vers le rouge d'un objet observé. Il est défini comme**

$$1 + z = \frac{\lambda_o}{\lambda_e}, \quad (1.6)$$

il est relié au facteur d'échelle par

$$1 + z = \frac{1}{a(t)}. \quad (1.7)$$

Le redshift est donc directement dû à l'expansion de l'univers. Il est d'ailleurs parfois nommé redshift cosmologique. Il peut servir de mesure de temps (et aussi de distance, voir section 2.1 paragraphe *Les distances*) : le spectre d'un objet avec un redshift $z = 2$ est décalé vers le rouge d'un facteur 3. Il en découle que sa lumière observée aujourd'hui a été émise lorsque l'univers avait une taille 3 fois plus petite qu'aujourd'hui, soit il y a environ 12 milliards d'années.

Les équations d'Einstein — Lorsqu'Einstein publie sa théorie en 1915, la façon de présenter les équations d'Einstein, le coeur de la théorie, est différente de la façon de les présenter aujourd'hui. Nous nous proposons ici de suivre l'approche de la physique moderne, qui formule toutes les théories en termes d'un seul et même principe : le *principe de moindre action*. Ce principe stipule que l'action mis en oeuvre lors de l'évolution d'un système entre deux instants est toujours extrémale². L'action

1. L'effet Doppler est l'augmentation ou la diminution de la longueur d'onde d'une onde lorsque l'émetteur de cette dernière s'approche ou s'éloigne de l'observateur. L'exemple le plus connu est celui de l'ambulance : le son entendu est plus aigu lorsque l'ambulance s'approche, puis plus grave lorsqu'elle s'éloigne.

2. Elle est minimale dans la grande majorité des cas.

est une quantité caractérisant globalement un système, elle est définie comme

$$\mathcal{S} = \int_{t_0}^{t_1} L dt, \quad (1.8)$$

où L est le lagrangien du système. En mécanique newtonienne, il est défini comme la différence de l'énergie cinétique et de l'énergie potentiel. En relativité générale, tout comme dans les théories de champs¹, le terme du lagrangien est représenté plutôt par une densité de lagrangien. Cette densité de lagrangien est alors intégrée sur l'espace-temps afin d'obtenir l'action. Dans le cas de la relativité générale, l'action est définie comme

$$\mathcal{S} = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{R}{4\pi G}, \quad (1.9)$$

où g est le déterminant de la métrique, R le scalaire de Ricci, et G la constante de Newton. **Le scalaire de Ricci caractérise la courbure, il dépend des dérivées secondes de la métrique.** Une fois l'action déterminé, sa minimisation conduit aux équations du mouvement du système. Dans notre cas, ce sont les équations d'Einstein :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}, \quad (1.10)$$

où $g_{\mu\nu}$ est la métrique, $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci, $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion, et Λ la constante cosmologique. **Le tenseur de Ricci dépend des symboles de Christoffel et de leur dérivé, eux mêmes dépendant des dérivés de la métrique. C'est donc un terme purement géométrique. La contraction du tenseur de Ricci donne le scalaire de Ricci R . Le tenseur énergie-impulsion quant à lui contient l'information de la distribution de masse. Ainsi il y a un lien directe entre la métrique, la déformation de l'espace-temps, et la masse présente dans l'univers.**

L'équation 1.10 regroupe en réalité plusieurs équations. Les indices μ et ν varient de 0 à 3, 0 représentant la coordonnée temporelle et 1 à 3 les coordonnées spatiales. Il existe donc une équation par couple (μ, ν) , produisant 16 équations. Par des arguments de symétrie, ce nombre se réduit à 6 équations indépendantes, que l'on nomme les équations d'Einstein.

Les équations de Friedmann-Lemaître — Les équations d'Einstein forment un système d'équations différentielles, de second ordre et non linéaires, et de fait, difficile à résoudre. Afin de simplifier les équations et trouver des solutions, certaines hypothèses sont faites. Dans la plupart des modèles cosmologiques, l'univers est supposé homogène et isotrope à grande échelle. **La métrique qui décrit un univers homogène, isotrope et en expansion est la métrique FLRW (voir eq. 1.3).** Dans un tel cas, on peut calculer le membre de gauche de l'équation 1.10. Ce calcul, que nous ne détaillerons pas ici, passe par la détermination des symboles de Christoffel et est très bien détaillé dans [?]. De

1. Par exemple la théorie quantique des champs.

plus, pour un fluide parfait, le tenseur énergie impulsion prend la forme

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -\rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{P} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathcal{P} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mathcal{P} \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

où ρ est la densité du fluide, et \mathcal{P} est sa pression. Dans ces conditions, la partie temporelle de l'équation 1.10 donne

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.12)$$

et la partie spatiale

$$2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = -8\pi G\mathcal{P} + \Lambda - \frac{k}{a^2}, \quad (1.13)$$

où le point désigne la dérivé temporelle. On définit alors le taux d'expansion H comme $H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$. Sa valeur actuelle, notée H_0 , est appelée constante de Hubble. Elle relie proportionnellement la distance des galaxies à leur vitesse d'éloignement, via la loi de Hubble :

$$V = H_0 \times D. \quad (1.14)$$

H_0 est souvent donné comme $H_0 = 100h \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, où h est un paramètre sans dimension qui prend en compte l'incertitude sur H_0 . D'après les mesures les plus récentes [?], h varie entre 0,67 et 0,75. **L'équation 1.14 est nommée en l'honneur d'Edwin Hubble, après sa publication en 1929, même si Georges Lemaître fut sans doute le premier à expliquer le lien entre distance et vitesse d'éloignement des galaxies par l'expansion de l'univers.** Suite à cette brève parenthèse, retournons à nos deux équations. Il est courant de récrire ces équations en injectant $H(t)$, ainsi qu'en remplaçant la seconde par une combinaison linéaire des deux précédentes :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}, \quad (1.15)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3\mathcal{P}) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.16)$$

Ces deux équations sont appelées les équations de Friedmann-Lemaître. Elles découlent directement des équations d'Einstein pour un univers homogène et isotrope, **et permettent d'estimer l'évolution du facteur d'échelle en fonction des différentes composantes de l'univers.** Nous pouvons noter que le membre de droite de l'équations 1.15 contient 3 entités : le fluide parfait ainsi que la courbure et la constante cosmologique. Même si cela reste un choix d'écriture et ne relève d'aucun argument mathématique, il permet de mettre en évidence le fait que ces deux dernières entités peuvent être considérées comme des composante énergétique de l'univers, avec leur propre densité d'énergie.

Évolution de l'univers — Afin de simplifier le raisonnement, nous nous plaçons dans le cas où l'univers est constitué d'un seul fluide parfait. Nous verrons par la suite comment considérer le cas d'un univers composé de plusieurs fluides. Pour un fluide donné, les

équations de Friedmann-Lemaître permettent de déterminer l'évolution de ρ et \mathcal{P} en fonction du facteur d'échelle. Afin d'obtenir leur évolution temporelle ainsi que celle du facteur d'échelle, il est nécessaire d'ajouter une équation. L'équation généralement choisie est l'équation d'état d'un fluide parfait, reliant sa pression à sa densité :

$$\mathcal{P} = w\rho, \quad (1.17)$$

où w est le paramètre d'état du fluide, ici supposé constant. De plus, en utilisant la conservation¹ du tenseur énergie-impulsion $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$, nous obtenons la relation de conservation

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + \mathcal{P}) = 0. \quad (1.18)$$

Cette équation n'est pas indépendante des deux équations de Friedmann-Lemaître et peut aussi être obtenue avec une combinaison linéaire de ces deux dernières. En intégrant cette équation et en utilisant l'équation d'état 1.17, nous obtenons donc l'évolution de ρ avec le facteur d'échelle

$$\rho = \rho_0 a^{-3(1+w)}, \quad (1.19)$$

où ρ_0 est la densité aujourd'hui. Ainsi, l'évolution de la densité d'énergie de notre fluide dépendra principalement de son paramètre d'état w . Si nous injectons maintenant cette équation dans l'équation 1.15, nous obtenons

$$H = H_0 a^{-3(1+w)/2}, \quad (1.20)$$

ce qui nous donne finalement

$$a(t) \propto t^{\frac{2}{3(1+w)}}. \quad (1.21)$$

Ce raisonnement est valable pour un univers constitué d'un seul fluide parfait, mais se généralise à un univers contenant plusieurs fluides. Selon le fluide considéré, la valeur de w est différente. Nous pouvons déjà distinguer les particules relativistes des particules non relativiste. La matière non relativiste (m) ou simplement matière, se compose de la matière baryonique² (b) et de la matière noire froide (c). **Elle peut être vue comme un gaz de galaxies, n'interagissant les unes avec les autres que via la gravitation. Le fluide correspondant possède alors une pression nulle, son paramètre d'état est donc $w_m = 0$. Nous avons alors : $\rho_m \propto a^{-3}$.**

Concernant les particules relativistes, qui constituent ce qu'on appelle la radiation (r), elle est composée des photons (γ) et des neutrinos relativistes (ν). Son paramètre d'état est $w_r = 1/3$, ce qui donne $\rho_r \propto a^{-4}$. Nous pouvons remarquer que la densité de matière diminue proportionnellement au volume de l'univers, par simple effet de dilution. La densité de radiation possède un facteur $1/a$ supplémentaire. Ce facteur provient du redshift des photons observés, et s'ajoute au $1/a^3$ de la dilution.

Afin de travailler avec des quantités sans dimension et normalisées, il est courant d'introduire la densité critique $\rho_{crit} = 3H_0^2/8\pi G$. Cette densité correspond à la densité limite

1. Cette équation est l'analogue en relativité générale de la conservation de l'énergie.

2. La matière dite "ordinaire", que nous côtoyons dans la vie de tous les jours.

pour laquelle l'univers est plat. Au delà de cette limite, l'univers est fermé, en deçà, l'univers est ouvert. En introduisant la densité critique, l'équation 1.15 s'écrit alors

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \frac{\rho}{\rho_{crit}}, \quad (1.22)$$

où ρ représente la densité total d'énergie de l'univers, incluant la contribution de la constante cosmologie Λ et de la courbure k . A l'aide de l'équation 1.19, chaque composante peut être mise sous la forme

$$\frac{\rho_i}{\rho_{crit}} = \Omega_i a^{-3(1+w)}, \quad (1.23)$$

où Ω_i est le ratio de la densité de l'espèce i par la densité critique aujourd'hui. Nous pouvons alors récrire 1.22 comme

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \sum_i \Omega_i a^{-3(1+w)}, \quad (1.24)$$

où i court sur toutes les espèces contribuant à l'énergie totale de l'univers. Nous avons déjà présenté deux d'entre elles : Ω_m et Ω_r . Comme mentionné plus tôt, la courbure et la constante cosmologique participent au bilan énergétique global et peuvent être mises sous la forme d'une densité d'énergie, en introduisant

$$\Omega_k = -\frac{k}{a^2 H^2}, \quad \text{et} \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2}. \quad (1.25)$$

Nous pouvons remarquer ici que Ω_Λ est indépendant de a . Il en découle $w_\Lambda = -1$: la constante cosmologique peut être interprétée comme un fluide de densité d'énergie constante et de pression négative. Nous verrons par la suite que sa domination dans le bilan énergétique de l'univers actuel est responsable de l'accélération de l'expansion (#prov voir paragraphe?). Enfin, en utilisant les deux définitions précédentes, nous obtenons l'évolution du taux d'expansion

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_m a^{-3} + \Omega_r a^{-4} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda. \quad (1.26)$$

En évaluant l'équation précédente pour $t = 0$, nous obtenons

$$1 - \Omega_k = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda = \Omega_{total} \quad (1.27)$$

Pour un univers plat, nous avons $\Omega_k = 0$, et donc $\Omega_{total} = 1$. Nous retrouvons alors que ρ_{crit} correspond à la densité totale de l'univers. (#prov Omega_total prend en compte la courbure ou pas ? C'est pas en accord avec mon equation 1.22, c'est pas clair ...)

#prov Il faut peut-etre faire un graph qui montre l'evolution des omega, avec la phase de domination de chaque espèce

Les distances — La notion de distance en relativité générale n'est pas si intuitive. Du fait de l'expansion, la distance que nous observons entre nous et un astre lointain n'est pas la même que la distance entre nous et cet astre lointain aujourd'hui. La distance que nous observons est nécessairement plus petite : l'astre, entre le temps de l'émission et

aujourd'hui, s'est éloigné de nous. Afin de simplifier les comparaisons de distances à différentes époques, nous définissons la distance *comobile* comme étant la distance *physique* multipliée par $(1+z)$: c'est la distance physique telle qu'elle nous apparaîtrait aujourd'hui. Ainsi, la distance comobile séparant deux objets suivant le flot de Hubble reste la même au cours du temps. Nous présentons ici les différentes distances utilisées en cosmologie. Elles sont très bien décrites dans [?], et nous suivons d'ailleurs ses notations. Définissons premièrement la quantité

$$E(z) = \frac{H(z)}{H_0} = \sqrt{\Omega_m a^{-3} + \Omega_r a^{-4} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda}, \quad (1.28)$$

ainsi que la distance de Hubble

$$D_H = \frac{c}{H_0}. \quad (1.29)$$

Nous pouvons alors définir les distances suivantes :

- **la distance comobile : comme expliqué précédemment, c'est la distance qui sépare 2 objets suivant le flot de Hubble.** Deux objets à un redshift z et séparés d'une distance physique D possèdent une distance comobile $(1+z)D$. La distance comobile le long de la ligne de visé est définie comme

$$D_C = D_H \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}. \quad (1.30)$$

Deux objets à un redshift z et séparés par un angle $\delta\theta$ sur le ciel possèdent une distance comobile $\delta\theta D_M$. D_M est la distance comobile transverse. Dans le cas où l'univers n'est pas plat ($\Omega_k \neq 0$), la distance comobile transverse D_M n'est pas la même que la distance comobile le long de la ligne de visée D_C :

$$D_M = \begin{cases} D_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sin(\Omega_k D_C / D_H) & \text{si } \Omega_k < 0 \\ D_C & \text{si } \Omega_k = 0 \\ D_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh(\Omega_k D_C / D_H) & \text{si } \Omega_k > 0 \end{cases}. \quad (1.31)$$

- **La distance de diamètre angulaire : c'est la distance reliée à la taille apparente d'un objet.** Deux objets à un redshift z et séparés par un angle $\delta\theta$ sur le ciel possèdent une distance physique $\delta\theta D_A$. D_A est la distance de diamètre angulaire. Elle diffère de D_M du fait qu'elle considère la distance physique et non comobile entre les deux objets. Elle est donc reliée à D_M par

$$D_A = \frac{D_M}{1+z}. \quad (1.32)$$

- **la distance de luminosité : elle est définie via la relation qui exprime le flux d'une source lumineuse en fonction de sa luminosité**

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2} \quad \rightarrow \quad D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}. \quad (1.33)$$

Elle est reliée à la distance comobile transverse via

$$D_L = (1+z)D_M = (1+z)^2 D_A, \quad (1.34)$$

le facteur $(1+z)$ supplémétaire provenant du fait que les photons sont redshiftés à cause de l'expansion, et perdent donc davantage d'énergie lors de leur propagation jusqu'à nous.

Dans ce manuscrit, les distances qui nous intéressent particulièrement sont D_C et D_M . Nous y ferons appel dans la section #prov ref.

Les paramètres du modèle — Le modèle Λ CDM est un modèle décrit par 6 paramètres. Ils sont mesurés par le satellite Planck [?] avec une précision d'environ 1 % et sont résumés dans le tableau 1.1. Les 6 paramètres mesurés par Planck sont

- $\Omega_b h^2$, la densité de baryons multipliée par h^2
- $\Omega_c h^2$, la densité de matière noire multipliée par h^2
- θ_{MC} , une approximation de θ_* : l'angle sur le ciel de l'échelle acoustique
- τ , la **profondeur optique totale, intégrée de $z = 0$ jusqu'au CMB. La contribution provient essentiellement des électrons libres lors de la réionisation**
- A_s , l'amplitude du spectre de puissance des fluctuations primordiales
- n_s , l'indice spectrale du spectre de puissance des fluctuations primordiales

TABLE 1.1 – Paramètres cosmologiques mesurés par le satellite Planck. La partie supérieure du tableau indique les six paramètres ajustés aux données. La partie inférieure donne d'autres paramètres déduits de ces six paramètres ajustés. Ces chiffres sont tirés de la table 1.1 de ??

Parameters	Combined
$\Omega_b h^2$	0.02233 ± 0.00015
$\Omega_c h^2$	0.1198 ± 0.0012
$100\theta_{MC}$	1.04089 ± 0.00031
τ	0.0540 ± 0.0074
$\ln(10^{10} A_s)$	3.043 ± 0.014
n_s	0.9652 ± 0.0042
$\Omega_m h^2$	0.1428 ± 0.0011
$H_0 [\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}]$	67.37 ± 0.54
Ω_m	0.3147 ± 0.0074
Age [Gyr]	13.801 ± 0.024
σ_8	0.8101 ± 0.0061
$S_8 \equiv \sigma_8 (\Omega_m/0.3)^{0.5}$	0.830 ± 0.013
z_{re}	7.64 ± 0.74
$100\theta_*$	1.04108 ± 0.00031
$r_{\text{drag}} [\text{Mpc}]$	147.18 ± 0.29

De ces 6 paramètres se déduisent les autres, notamment les densités d'énergies aujourd'hui, dont nous venons de parler. Certains sont indiqués dans la seconde partie du tableau 1.1, **dont notamment r_{drag} , la taille comobile de l'horizon acoustique au moment du découplage des baryons avec les photons**, ou encore Ω_m la densité relative de matière aujourd'hui. Les paramètres cosmologiques

utilisés pour la confection des simulations présentées dans ce manuscrit et par le code d'analyse `picca` sont légèrement différents de ceux présentés dans le tableau 1.1. Nous les donnons ici :

$$\Omega_M = 0,31457 \quad ; \quad \Omega_k = 0 \quad ; \quad \Omega_\Lambda = 0,68543. \quad (1.35)$$

3 La fonction de corrélation de la matière

Plus tôt, nous parlions du spectre de puissance des fluctuations primordiales sans avoir auparavant défini de quoi il s'agissait. Nous donnons ici une explication du spectre de puissance, et de son analogue, la fonction de corrélation, objet d'étude de ce manuscrit.

3.1 Une analogie avec le son

Prenons l'exemple d'un instrument de musique très simple : le diapason. Le diapason a la particularité de produire un signal sonore très proche d'une sinusoïde. Le son qu'il produit correspond alors à une note particulière, d'une fréquence donnée, caractéristique de l'instrument. Par opposition au diapason, la corde de guitare par exemple, lorsqu'elle vibre, produit un son composé de plusieurs fréquences : la fréquence fondamentale, qui donne la hauteur de la note, et les fréquences harmoniques, des multiples de la fréquence fondamentale. Ces fréquences harmoniques participent à la richesse du son de l'instrument. L'outil mathématique permettant d'étudier ces phénomènes s'appelle la transformation de Fourier. La transformation de Fourier permet d'associer à un signal temporel, sa transformée de Fourier, un signal dans l'espace des fréquences.

Reprenons l'exemple du diapason. Comme dit précédemment, le signal sonore produit est très proche d'une sinusoïde. La figure 1.5 illustre la transformation de Fourier : à gauche se trouve le signal temporel, qui correspond au signal sonore, et à droite se trouve la transformée de Fourier de ce signal. Le cas du diapason se situerait plutôt sur la première ligne : une sinusoïde dont la transformée de Fourier correspond à un dirac dans l'espace de Fourier, tandis que le cas de la corde de guitare ressemblerait plutôt à la troisième : une somme de sinusoïdes de différentes fréquences, la fréquence la plus basse donnant la fréquence fondamentale. Dans notre cas, nous pouvons remarquer que le signal dans l'espace fréquentiel est relativement simple : une somme de dirac indiquant les fréquences issues de la décomposition du signal temporel en sinusoïdes.

La transformation de Fourier permet donc de décomposer un signal temporel en une série de sinus et cosinus, et d'indiquer la répartition des différentes fréquences. Pour un signal temporel f , la transformée de Fourier \tilde{f} associée à ce signal est donnée par

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (1.36)$$

où t est le temps en s, et ω la pulsation en s^{-1} . Elle est reliée à la fréquence par $\omega = 2\pi f$. La transformation inverse est donnée par

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (1.37)$$

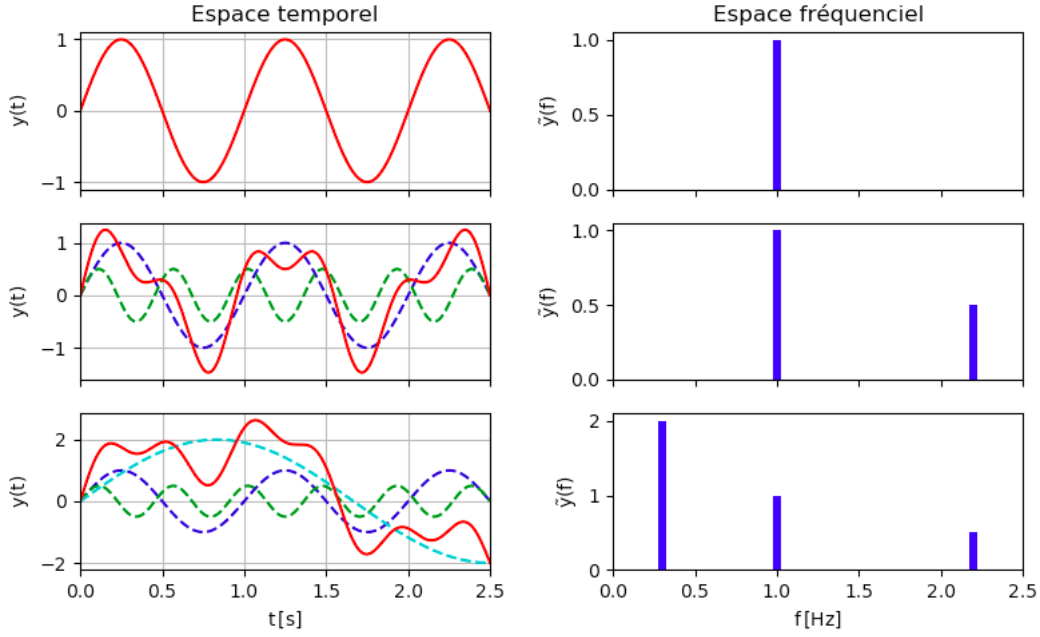


FIGURE 1.5 – Illustration de la transformation de Fourier. Le signal temporel à gauche en rouge est décomposé en somme de sinusoïdes. La transformée de Fourier correspond au signal fréquentiel, à droite, donnant la répartition des fréquences mises en jeu dans le signal temporel.

3.2 Le spectre de puissance

Le spectre de puissance est un outil mathématique utilisé afin d'étudier la répartition des modes présents dans un ensemble de données. Les modes sont la généralisation du concept de fréquence. Par exemple, dans le cas du diapason, les modes sont les différentes fréquences qui composent le signal temporel. Mais en cosmologie, les modes sont plutôt associés à des fluctuations spatiales. Reprenons l'exemple du CMB. La carte des fluctuations en température est présentée sur la figure 1.6 et le spectre de puissance associé sur la figure 1.7. Calculer le spectre de puissance du CMB revient donc à identifier la répartition des modes dans la carte des fluctuations en température. Le spectre de puissance du CMB présente un pic à $l \sim 200$. Cela signifie que le mode $l \sim 200$ est donc le mode dominant, correspondant à des fluctuations sur le ciel d'une taille caractéristique d'environ 1° .

Après cette explication imagée de la transformée de Fourier et du spectre du puissance, nous définissons le spectre de puissance comme

$$P(\vec{k}) = \langle \delta(\vec{k}') \delta(\vec{k} + \vec{k}') \rangle, \quad (1.38)$$

où $\langle . \rangle$ désigne la moyenne sur \vec{k}' , et $\delta(\vec{k})$ est le contraste associé au vecteur d'onde \vec{k} . Le contraste est une variable qui renseigne sur l'excès relatif d'une certaine quantité par rapport à la moyenne en chaque point. Par exemple on définit le contraste de densité comme

$$\delta(\vec{r}) = \frac{\rho(\vec{r}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}, \quad (1.39)$$

où $\rho(\vec{r})$ est la densité en \vec{r} et $\bar{\rho}$ est la densité moyenne sur tous les \vec{r} . Le vecteur d'onde \vec{k} quant à

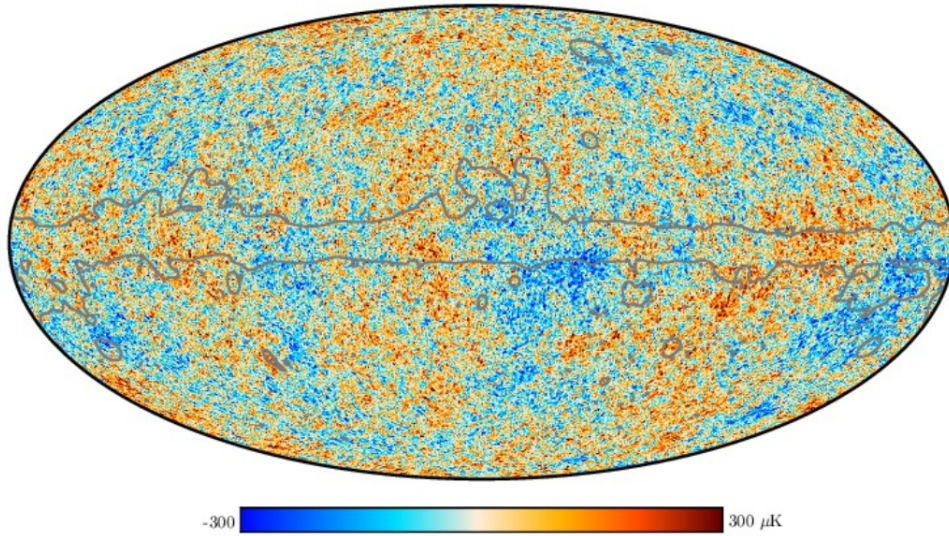


FIGURE 1.6 – Carte des fluctuations en température du CMB. La ligne grise délimite les zones masquées pour éviter la contamination, notamment par la poussière de notre galaxie. Crédits : [?]]

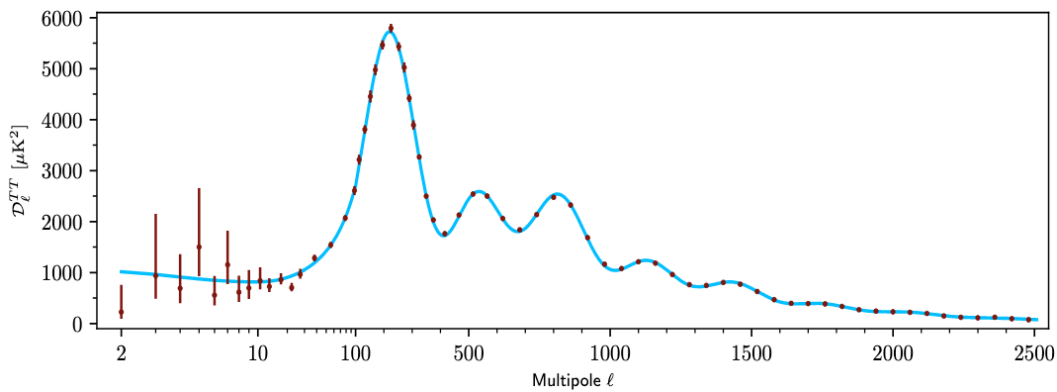


FIGURE 1.7 – Spectre de puissance des fluctuations en température du CMB. Les points rouges sont les points mesurés, et la ligne bleu indique le meilleur ajustement du modèle Λ CDM. Crédits : [?]]

lui est généralement la variable associée dans l'espace de Fourier au vecteur position \vec{r} . Etant donné que l'isotropie est supposée en cosmologie, les normes se suffisent à leur vecteur. Ainsi les quantités comme la densité ρ ou le spectre de puissance P ne dépendent que de r ou k , la norme des vecteurs \vec{r} et \vec{k} .

3.3 La fonction de corrélation

Maintenant que nous avons présenté le spectre de puissance, nous allons décrire la fonction de corrélation à deux points, l'objet d'étude de ce manuscrit. De la même manière que nous nous sommes intéressés précédemment au spectre de puissance du CMB, nous nous intéressons ici à la fonction de corrélation de la matière. Du fait de l'isotropie de l'univers, la fonction de corrélation ne dépend que de la distance r . Elle permet d'étudier de façon statistique la distribution de matière dans l'univers. Plus exactement, elle donne la corrélation de la distribution de matière entre 2 points de l'espace séparés d'une distance r . Elle peut aussi être vue comme un excès de probabilité : si la fonction de corrélation

$\xi(r)$ est positive, alors il est plus probable de trouver de la matière en deux points de l'espace séparés par une distance r que si celle-ci avait été distribuée de manière uniforme¹. Similairement au spectre de puissance, la fonction de corrélation ξ est définie comme

$$\xi(r) = \langle \delta(r') \delta(r+r') \rangle, \quad (1.40)$$

où $\langle . \rangle$ désigne la moyenne sur r' , et $\delta(r)$ est le contraste. Dans le cas de la fonction de corrélation de la matière, $\delta(r)$ est le contraste de densité, comme défini dans l'équation 1.39. On peut montrer que la fonction de corrélation est reliée au spectre de puissance par la transformation de Fourier :

$$P(\vec{k}) = \int \xi(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{r}, \quad (1.41)$$

ce qui donne, une fois l'isotropie supposée,

$$P(k) = \frac{-1}{4i\pi^2 k} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikr} r \xi(r) dr. \quad (1.42)$$

La figure ?? présente le spectre de puissance et ?? la fonction de corrélation de la matière aujourd'hui. (#prov mettre la figure) Plusieurs choses sont à noter. Premièrement, le spectre de puissance aux grandes échelles (petits k) se comporte comme $P(k) \propto k^{n_s}$, où n_s est l'indice spectrale (voir section 2.1 paragraphe *Les paramètres du modèle* #prov en fait pas besoin puisque ca fait ref a un truc d'avant?). Ces modes sont directement reliés au spectre de puissance des fluctuations primordiales. Pour les petites échelles (grands k), le spectre de puissance est proportionnel à k^{-3} . Ce changement de comportement entre les petites et grandes échelles est dû au fait que les modes plus petits que $k_{eq} \sim 0,01 \text{ h} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ sont entrés dans l'horizon² durant la phase de domination de la radiation ou avant : ces modes possèdent une taille caractéristique plus petite que l'horizon au moment de l'égalité radiation-matière. Les modes plus grands que l'horizon au moment de l'égalité radiation-matière sont gelés, et n'évoluent pas, le spectre de puissance reste donc semblable au spectre de puissance primordial : $P(k) \propto k^{n_s}$ pour ces modes là. Les modes plus petits quant à eux sont supprimés (#prov) durant la phase de domination de la radiation. Plus le mode est petit, plus il entre rapidement dans l'horizon, et plus il est supprimé (#prov), d'où le changement de comportement pour les $k < k_{eq}$. Après l'égalité, les modes ne sont plus supprimés (#prov) et croissent proportionnellement à $G(z)$. G est appelé le taux de croissance des structures, et varie comme $G(z) \propto (1+z)^{-1}$. Ainsi, pour des redshifts $z < z_{eq}$, le spectre de puissance varie comme

$$P(k, z) = G(z)^2 P(k, z=0). \quad (1.43)$$

Le taux de croissance des structures ne dépendant pas de k , la fonction de corrélation est aussi proportionnelle à $G(z)$:

$$\xi(r, z) = G(z)^2 \xi(r, z=0). \quad (1.44)$$

1. Pour une distribution de matière uniforme, $\xi(r) = 0$ pour tout r .

2. L'horizon désigne la sphère causale de l'observateur : tout événement en dehors de l'horizon n'a pas de lien causal avec l'observateur, car l'information n'a pas eu le temps de se propager jusqu'à ce dernier.

Tout ceci est un bref résumé de la cosmologie des inhomogénéités. Cette dernière est très bien décrite dans ?? et nous référons le lecteur à cette ouvrage pour davantage de d'explications.

Enfin, un point pertinent pour ce manuscrit sont les oscillations présentes dans le spectre de puissance de la matière pour $k \in [0,003; 0,3] \text{h} \cdot \text{Mpc}^{-1}$. Ces oscillations sont appelées *oscillations acoustiques de baryon* (BAO pour Baryonic Acoustic Oscillations) et sont la trace de la physique qui se déroulait avant l'émission du CMB. Le mécanisme est décrit plus en détail dans la section suivante. Nous pouvons cependant déjà noter que ces oscillations caractéristiques dans le spectre de puissance correspondent au pic présent dans la fonction de corrélation de la matière à $r \sim 100 \text{h}^{-1} \cdot \text{Mpc}$. Ce pic est davantage visible dans le plan $(r, r^2 \xi(r))$.

4 Les oscillations acoustiques de baryon

Les BAO sont une empreinte laissée par la physique pre-recombinaison, et détectable aujourd'hui dans la distribution de matière,. Cette empreinte correspond à un excès de corrélation de la matière, à une distance comobile d'environ $100 \text{h}^{-1} \cdot \text{Mpc}$ (#prov h en italic ou rm? il est en italic dans la def de H0). Cette distance, appelée *échelle BAO*, fournit une règle standard pour la cosmologie : après l'émission du CMB, la taille comobile de l'échelle BAO reste constante avec le temps. Ainsi, en mesurant l'évolution de la taille physique de l'échelle BAO au cours du temps, nous accédons à l'historique de l'expansion de l'univers.

Dans cette section, nous décrivons les BAO, comment elles se forment, comment elles sont mesurées et les contraintes qu'elles permettent d'établir sur les modèles cosmologiques.

4.1 La genèse

Comme expliqué au début de ce manuscrit, l'univers avant la recombinaison¹ est un plasma chaud et dense, qui présente de faibles inhomogénéités. Chaque surdensité produit un puit de potentiel, dans lesquels les particules – les photons, les baryons, la matière noire – tombent. Les photons et les baryons étant couplés, la pression de radiation augmente au fur et à mesure que la densité augmente. Se joue alors une compétition entre la gravité, qui tend à faire tomber les photons et les baryons dans les puits de potentiel, et la pression de radiation, qui tend à les repousser hors de ce puit de potentiel. Ainsi, les baryons et les photons tombent, puis rebondissent, puis retombent lorsque la pression de radiation devient trop faible, etc. Ce processus crée donc des oscillations dans le plasma photon-baryon primordial. Comme dans tout milieu, ces oscillations donnent lieu à des ondes acoustiques, qui se propagent à la vitesse du son dans ce milieu. Celle-ci est définie comme

$$c_s = \sqrt{\frac{1}{3(1+R)}}, \quad (1.45)$$

où $R = \frac{3\rho_b}{4\rho_\gamma}$. Etant donné que la densité de photons ρ_γ est bien supérieure à la densité de baryons ρ_b , la vitesse du son c_s vaut $1/\sqrt{3}$ en bonne approximation. (#prov en fait est-ce que c'est important de donner ca?)

1. Le moment où les électrons se lient aux protons pour former les premiers atomes.

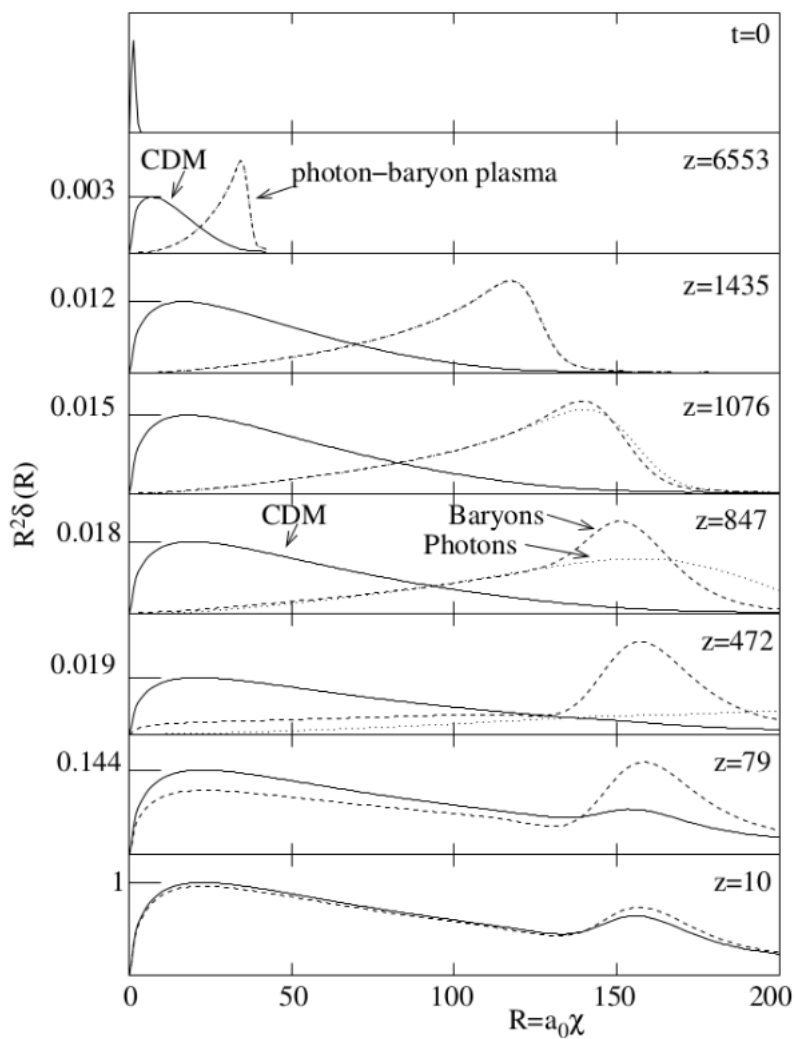


FIGURE 1.8 – bla

Ces ondes acoustiques se propagent donc dans le plasma primordial depuis chaque surdensité. La figure 1.8 schématise le mécanisme pour une seule surdensité. A l'instant $t = 0$, nous considérons donc une surdensité en $R = 0 \text{ Mpc}$. Cette surdensité est composée de matière noire (CDM), de baryons et de photons. Le puits de potentiel créé fait s'effondrer les espèces présentes, jusqu'à ce que la pression de radiation devienne suffisante pour initier une onde acoustique. Au fur et à mesure que le temps s'écoule (le redshift diminue), le front d'onde dans le plasma photon-baryon se propage. Puis, à un redshift $z_{\text{drag}} \sim 1060$, les baryons se découplent des photons, et l'onde devient gelée. Ainsi la surdensité de baryon ne se propage plus, et les photons, qui n'interagissent plus avec les baryons, se propagent librement. La surdensité de matière noire à $R = 0 \text{ Mpc}$, qui a continué de croître, tend à rappeler les baryons par effet gravitationnel. Cependant, la surdensité de baryon à $R \sim 150 \text{ Mpc}$ produit aussi un puits de potentiel, dans lequel la matière noire alentour tombe progressivement. Ainsi, même si la majeure partie des baryons retombent dans le puits de potentiel créé par la surdensité initiale, un second puits de potentiel, formé par des baryons et de la matière noire, subsiste en $R \sim 150 \text{ Mpc}$. Nous pouvons généraliser cette vue simplifier en une dimension à 3 dimensions : le front d'onde qui se propagent à partir de la surdensité initiale est alors sphérique, et le second puits de potentiel résultant est alors une sphère centrée sur la surdensité initiale et de rayon $R \sim 150 \text{ Mpc}$. Cette distance d'environ 150 Mpc est appelée *horizon acoustique* : c'est la distance que l'onde sonore a pu parcourir avant d'être gelée. L'horizon acoustique est défini comme

$$r_d = \int_{z_{\text{drag}}}^{\infty} \frac{c_s}{H(z)} dz, \quad (1.46)$$

et vaut $r_d = (147,18 \pm 0,29) \text{ Mpc}$ selon ??.

Ce processus a laissé des traces dans la distribution de matière à grande échelle : à chaque surdensité primordiale est associée une sphère de surdensité de rayon comobile 150 Mpc . Ainsi, lorsque nous observons aujourd'hui un traceur de la densité de matière, telle une galaxie, il est davantage probable d'en trouver d'autres, séparés du premier d'une distance comobile d'environ 150 Mpc . C'est ce que traduit le pic BAO présent dans la fonction de corrélation de la matière, montrée sur la figure ??

4.2 Mesurer l'échelle BAO

Comme nous allons le voir dans ce qui suit, les analyses BAO ne mesurent pas directement l'échelle BAO r_d . En cosmologie, les observations ne permettent pas de mesurer des distances. Les informations auxquelles l'observateur a accès sont des différences de vitesse le long de la ligne de visé, via l'observation des spectres, ainsi que des angles, via les projections sur la sphère céleste. Afin d'expliquer les mesures des analyses BAO, nous supposons un cas idéal où l'observateur observe directement une surdensité primordiale, et l'horizon acoustique qui lui correspond. Le schéma ?? illustre la situation.

Sommaire

1	Qu'est-ce que la cosmologie ?	4
2	Le modèle ΛCDM	7
2.1	Description du modèle	8
3	La fonction de corrélation de la matière	17

3.1	Une analogie avec le son	17
3.2	Le spectre de puissance	18
3.3	La fonction de corrélation	19
4	Les oscillations acoustiques de baryon	21
4.1	La genèse	21
4.2	Mesurer l'échelle BAO	23

2

Le relevé eBOSS de SDSS

Sommaire

1	Le Sloan Digital Sky Survey	26
1.1	SDSS I-II-III	26
1.2	SDSS-IV	27
2	eBOSS	28
2.1	Les traceurs de eBOSS	28
2.2	Sélection des cibles	29
2.3	Pavage du ciel	30
2.4	Phase d'observation	31
2.5	Caractéristiques techniques de l'instrument	31
	Le télescope	31
	La caméra	32
	Le spectrographe	34
	Les performances	36
2.6	Résultats	36
3	DESI	37

1 Le Sloan Digital Sky Survey

Le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) est né dans les années 1990 de l'ambition de réaliser un relevé spectroscopique à la fois profond et étendu dans le but d'étudier, entre autres, la structuration de l'univers à grande échelle. Cette idée a été rendue possible par l'apparition des capteurs CCD, des spectrographes à fibres optiques ainsi que par les capacités à analyser des lots de données de plus en plus grands. En 1991, la fondation Sloan décide donc d'investir dans ce projet ambitieux, permettant sa construction et lui donnant ainsi son nom. Le télescope fut construit à l'Apache Point Observatory (APO) au Nouveau Mexique, et la première lumière prise en 1998. Ce télescope capable de mesurer le spectre de centaines d'objets à la fois, générant ainsi de grandes quantités de données, a marqué une nouvelle ère, à la fois en terme de relevé cosmologique et de manière d'analyser de telles quantités de données.

1.1 SDSS I-II-III

Les deux premières générations du SDSS, SDDS-I de 2000 à 2005 puis SDSS-II de 2005 à 2008, ont produit plusieurs résultats importants.

Premièrement, un relevé photométrique multi-bandes de plus de 11600 deg^2 , couvert par les filtres u , g , r , i and z ¹. Parmi ces 11600 deg^2 , 7500 forment le relevé contigu appelé *the Legacy Survey*. Ce relevé photométrique a permis de sélectionner plus de 930 000 galaxies et 120 000 quasars candidats, afin d'en mesurer les spectres. Il a été rendu public lors de la septième publication de données de SDSS² et est détaillé dans [?]. Son étude a conduit à la première détection à $3,6\sigma$ des BAO [?], mesurant ainsi l'échelle BAO moyennée sur le volume, D_V , à un redshift effectif de 0,35 et avec une précision de 5 %.

Un second relevé photométrique et spectroscopique de 3500 deg^2 , contenant 460 000 étoiles de notre galaxie, a été produit dans le but d'étudier la structure et la composition de la Voie Lactée. Ce relevé est nommé *SEGUE* (Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration [?]).

Enfin, le *SDSS Supernova Survey*, un relevé d'environ 250 deg^2 observé à plusieurs reprises et visant à contraindre l'expansion locale de l'univers grâce à l'étude des supernovae de type 1a, a produit un échantillon d'environ 500 SNe 1a, toutes confirmées spectroscopiquement entre $z = 0,1$ et $z = 0,4$.

Au vu du succès de SDSS-I et II, une troisième génération de SDSS débuta fin 2008. Elle se compose de 4 relevés différents [?], avec le même télescope que les deux générations précédentes.

Parmi ces relevés figure *SEGUE-2*, suite du programme SEGUE. Il a produit un relevé d'étoiles de la Voie Lactée dans le but de mieux comprendre la formation et l'évolution des galaxies. Le relevé *MARVEL* (Multi Object APO Radial Velocity Exoplanet Large-area Survey) a opéré de 2008 à 2012. Ce programme étudie les exo-planètes via deux spectrographes interférométrique de 60 fibres chacun, en mesurant la vitesse radiale d'environ 11 000 étoiles brillantes. *APOGEE-1*, pour APO Galactic Evolution Experiment 1, vise à mieux comprendre la formation et l'évolution des galaxies. Il a produit un relevé spectrométrique dans l'infra rouge de très haute résolution et très haut rapport signal sur

1. Ces filtres couvrent les longueurs d'onde allant de 400 à 1000 nm. Voir 2.4

2. SDSS DR7 : <http://www.sdss.org/dr7>

bruit d'environ 150 000 étoiles. Ce relevé ainsi que celui de SEGUE-2 jouent un rôle important dans la compréhension de la formation des galaxies et dans l'étude de la distribution de matière noire à petite échelle.

Enfin, le 4e relevé de SDSS-III est nommé *BOSS*, pour Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. Il poursuit la mesure de l'échelle BAO faite avec le Legacy Survey et inclut un nouveau traceur : la forêt Lyman alpha dans le spectre de quasars lointains. Afin d'observer un plus grand nombre d'objets et d'avoir une mesure plus précise, le spectrographe initialement présent sur SDSS a été amélioré : la gamme de longueur d'onde observée est plus grande, le diamètre des fibres a été réduit, ce qui conduit à un nombre total de 1000 fibres. Les observations commencèrent en 2009 et se terminèrent, en avance, en 2014. Le temps d'observation restant permit de mener plusieurs programmes d'observation en dark time (#prov), tel que *SEQUELS* (Sloan Extended QUasars, ELG and LRG Survey) qui a réalisé un relevé de 300 deg² avec le spectrographe de BOSS, afin de tester la target selection (#prov) de SDSS-IV.

BOSS mena à de nombreux résultats importants. Il produisit un relevé de plus de 1,5 million de galaxies, qui donna une mesure de l'échelle BAO avec une précision de 2,1 % à un redshift $z = 0,32$ (échantillon *LOWZ*) ainsi qu'une mesure à $z = 0,57$ avec une précision de 1,0 % (échantillon *CMASS*) [?]. L'étude du Ly α conduisit à une mesure de l'échelle BAO à un redshift effectif $z = 2,4$ avec une précision de 3 % [?]. L'ensemble des données de SDSS-III a été rendu public lors de la douzième publication de données de SDSS¹ [?].

1.2 SDSS-IV

La quatrième génération de SDSS débuta courant 2014. Elle comporte 3 programmes spectroscopiques majeurs [?], dont nous donnons une brève description ici :

- *APOGEE-2*, suite d'*APOGEE-1*, effectue de la spectroscopie stellaire grâce à un spectrographe de haute résolution dans le proche infrarouge. En plus du relevé dans le *NGC* (North Galactic Cap) mené à l'APO, le programme comporte un relevé dans le *SGC* (South Galactic Cap). Le relevé sud est produit grâce au télescope du Pont, de 2,5 mètres, situé à Las Campanas au Chili. L'objectif final est d'obtenir le spectre de plus de 400 000 étoiles dans le proche infrarouge, afin d'accéder aux régions clés de la Voie Lactée non-observable en optique, et ainsi mieux comprendre la formation et l'évolution des galaxies.
- *MaNGA* est un nouveau programme de SDSS. C'est le premier à utiliser un spectrographe de champ intégré². Contrairement aux programmes précédents qui obtenaient le spectre du centre de la galaxie cible, MaNGA va mesurer le spectre en plusieurs points répartis sur toute la surface de la galaxie observée. Ce procédé va permettre d'étudier la structure interne d'environ 10 000 galaxies proches ($z < 0,03$), en mesurant notamment les cartes 2D des vitesses et des dispersions de vitesse des étoiles, ainsi que leur métallicité.
- *eBOSS* pour Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey, est le troisième programme majeur de SDSS-IV. C'est le programme qui fournit les données de ce manuscrit, il est décrit

1. SDSS DR12 : <http://www.sdss.org/dr12>

2. *integral field spectrograph* en anglais

en détail dans la section suivante ainsi que dans [?]. En plus du programme principal, eBOSS inclut deux sous-programmes : *SPIDERS* et *TDSS*.

SPIDERS étudie la nature des émissions en X. Il utilise 5 % des fibres d’eBOSS afin de viser des sources émettant en X. Ces sources sont issues principalement du relevé *ROSAT All Sky Survey* ainsi que des sources observées par le satellite *eROSITA*.

TDSS vise à comprendre la nature des sources variables. Il utilise lui aussi 5 % des fibres d’eBOSS, afin de mesurer le spectre de sources variables présentes dans le relevé *Pan-STARRS1* (PS1) ou dans l’imagerie de SDSS. Parmi les sources identifiées par PS1, environ 60 % sont des quasars, et 40 % des étoiles variables. A la fin, *TDSS* aura produit un relevé d’environ 200 000 spectres, jusqu’à une magnitude limite de 21.

2 eBOSS

Suite au succès de BOSS, la collaboration SDSS poursuit la mesure de l’échelle BAO avec le programme eBOSS. Celui-ci inclut deux nouveaux traceurs, afin de sonder une époque clé qui est l’époque de transition de la domination de la matière à celle de l’énergie noire. L’objectif principal est d’étendre la mesure de distance effectuée avec les galaxies de BOSS à un redshift $0,6 < z < 1$, ainsi que de faire la première mesure de clustering ($\#_{\text{prov}}$) à l’aide de quasars en tant que traceurs et la première mesure de l’échelle BAO à un redshift $1 < z < 2$. La précision visée sur la mesure de distance avec l’échantillon de galaxies est de 1 %, et de 2 % pour les nouveaux traceurs.

2.1 Les traceurs de eBOSS

Afin d’étendre la gamme de redshift sondée par BOSS, eBOSS inclut donc deux nouveaux traceurs : les ELG et les quasars en tant que traceurs de la matière. Auxquels s’ajoutent les traceurs déjà présents dans BOSS : les LRG et les forêts $\text{Ly}\alpha$ des quasars. Ces traceurs sont présentés ici :

- LRG : l’échantillon de *Luminous Red Galaxies* déjà construit lors du programme BOSS est étendu. Un minimum de 300 000 galaxies confirmées spectroscopiquement est nécessaire dans la gamme de redshift $0,6 < z < 1$ afin d’atteindre la précision de 1 % sur l’échelle BAO.
- ELG (*Emission Line Galaxies*) : ce sont des galaxies bleues formant beaucoup d’étoiles, facilement identifiables par leurs raies d’émission. Leur relevé couvre les redshifts $0,6 < z < 1,1$ et doit conduire à une mesure à 2 % de précision de l’échelle BAO. Un total de 190 000 ELG devrait constituer l’échantillon final.
- QSO : nouveaux traceurs, ils sont utilisés afin de construire un relevé spectroscopique au même titre que les LRG, mais à plus grand redshift. Ils permettent ainsi de mesurer le clustering ($\#_{\text{prov}}$) et l’échelle BAO dans une époque jusque là insondée ($0,9 < z < 2,2$). Cet échantillon peu dense doit mener à une mesure à 2 % sur l’échelle BAO. Du fait que ce relevé est dominé par le bruit de grenaille (*shot noise*), de futurs relevés pourront venir compléter cet échantillon et ainsi augmenter la précision statistique de la mesure.
- $\text{Ly}\alpha$ QSO : ces quasars sont les objets dont les spectres fournissent la forêt $\text{Ly}\alpha$. Contrairement aux traceurs directs, la quantité d’information contenue dans la forêt $\text{Ly}\alpha$ dépend du rapport

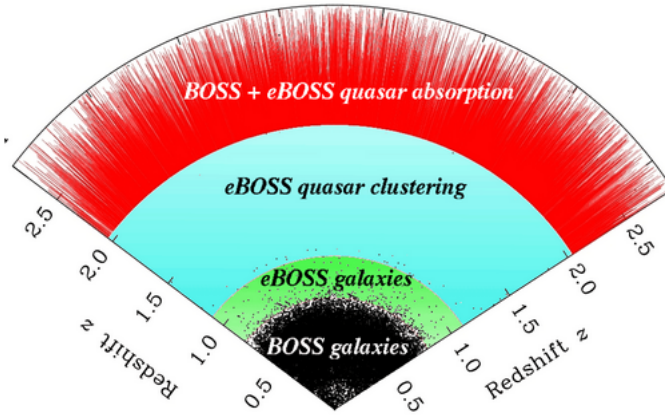


FIGURE 2.1 – Représentation des 4 différents traceurs d’eBOSS et leur répartition en redshift.

signal sur bruit. Les quasars $\text{Ly}\alpha$ de BOSS possédant un faible rapport signal sur bruit sont donc réobservés dans eBOSS. Le gain attendu sur le rapport signal sur bruit grâce à cette réobservation est d’environ 40 %. La densité moyenne de ces objets est de l’ordre de 8deg^{-2} .

En plus de ces objets, eBOSS a observé de nouveaux quasars $\text{Ly}\alpha$, avec une densité moyenne de 18deg^{-2} .

Ces 4 traceurs sont représentés sur la figure 2.1.

Le relevé produit par eBOSS contient un échantillon de LRG couvrant la gamme $0,6 < z < 1$ avec une densité de 60 cibles par deg^2 et une pureté supérieur à 80 %. L’échantillon d’ELG couvre une gamme en redshift légèrement plus haute et contient un total de 190 000 objets ($\sim 130\text{deg}^{-2}$) avec une pureté supérieur à 74 %. Les quasars utilisés pour le clustering (#prov) constituent un échantillon couvrant la gamme $0,9 < z < 2,2$ avec une densité de 90 cibles par deg^2 et une pureté supérieur à 50 %. Enfin, eBOSS fournit 60 000 nouveaux quasars $\text{Ly}\alpha$ ainsi que la réobservation de 60 000 quasars $\text{Ly}\alpha$ déjà observés avec BOSS. Pour la suite, nous nous intéresserons uniquement aux quasars $\text{Ly}\alpha$, qui constituent l’ensemble des données traitées dans cette étude. Ils seront simplement désignés par quasars ou QSO.

2.2 Sélection des cibles

La sélection des cibles s’effectue sur la base du relevé photométrique réalisé par SDSS-I et II dans les bandes *ugriz* et rendu publique lors de la neuvième publication de donnée SDSS (DR9¹). Lors de la construction du catalogue de BOSS, la photométrie provenant de *UKIDSS* (UKIRT Infrared Deep Sky Survey [?]) et de *GALEX* (Galaxy Evolution Explorer [?]) a été utilisée afin de préciser la sélection des cibles. De la même manière, la photométrie de SDSS est complétée par plusieurs relevés afin de définir les nouveaux quasars à observer dans eBOSS :

- Les bandes W1 et W2 ($3,4\mu\text{m}$ et $4,6\mu\text{m}$) du relevé photométrique du satellite *WISE* (Wide-field Infrared Survey Explorer [?])

1. <http://www.sdss.org/dr9>

- La photométrie multi-époque de *PTF* (Palomar Transient Factory [?])
- Les données de *FIRST* (Faint Images of the Radio Sky at Twenty-Centimeters [?])

Pour BOSS, le relevé de QSO a été construit en utilisant d’une part l’algorithme *XDQSO* [?] pour l’échantillon *QSO_CORE*, ce qui a permis d’avoir un échantillon homogène, et d’autre part en incluant des QSO sélectionnés via différentes techniques afin d’augmenter au maximum la densité de quasars $\text{Ly}\alpha$. Contrairement aux relevés d’objets utilisés en tant que traceurs directs pour la mesure de l’échelle BAO ou du $\#_{\text{prov}}$ clustering, les quasars $\text{Ly}\alpha$ ne nécessitent pas un relevé homogène ($\#_{\text{prov}}$: renvoi vers l’explication). C’est pour cette raison que l’échantillon de QSO $\text{Ly}\alpha$ peut être complété sans se soucier de dégrader l’homogénéité. Cependant, la présence d’un échantillon homogène de quasars à grand redshift permet d’autres sciences que la mesure de l’échelle BAO. Par exemple, le papier [?] étudie l’homogénéité cosmique en utilisant l’échantillon de quasars DR12 de BOSS.

Pour eBOSS, la présence d’un échantillon de quasars à $0,9 < z < 2,2$ destiné à la fois à la mesure de l’échelle BAO et du clustering ($\#_{\text{prov}}$) permet de relâcher le critère d’homogénéité imposé pour BOSS sur l’échantillon *QSO_CORE* et ainsi d’augmenter le nombre de cibles. L’algorithme *XDQSO* est donc utilisé avec des paramètres moins strictes que pour BOSS, afin d’augmenter la densité de quasars $\text{Ly}\alpha$. Ainsi, 6,6 nouveaux quasars par deg^2 sont ajoutés à l’échantillon de cette manière. Ensuite, les QSO de BOSS ayant un rapport signal sur bruit $0,75 < S/R < 3$ et ne comprenant pas de BAL sont réobservés. Enfin, de nouveaux quasars sont sélectionnés grâce aux données de PTF, avec une densité de $3,2 \text{deg}^{-2}$. Les catalogues FIRST fournissent eux aussi de nouveaux quasars potentiels, avec une densité de 1deg^{-2} . Ainsi, un total de total d’environ 8 QSO par deg^2 sera réobservé, accompagné d’environ 18 nouveaux quasars par deg^2 .

2.3 Pavage du ciel

Une fois que les cibles ont été sélectionnées grâce aux observations photométriques, la phase d’observation spectroscopique peut commencer. Les données sont acquises via 1000 fibres optiques insérées dans une plaque, que l’on dispose au centre du plan focal du télescope. Le processus de “pavage” [?] consiste donc à assigner chaque cible à une fibre optique dans une plaque d’observation, en minimisant le nombre de plaques nécessaires et en maximisant le nombre de cibles à observer. Cette opération est dirigée par le résultat de l’algorithme de sélection des cibles ainsi que du nombre de fibres disponibles. Afin d’observer les 9000deg^2 constituant le relevé d’eBOSS, celui-ci est divisé en environ 1800 plaques. Chaque plaque couvre une surface de 7deg^2 sur le ciel, et en moyenne, un centre de plaque est assigné tous les 5deg^2 afin d’éviter les trous dans le relevé. Étant donné le nombre d’heures allouées à eBOSS et le nombre de plaques à observer, chaque plaque est observée durant environ 1,5 heure.

Parmi les 1000 fibres disposées sur chaque plaque, 100 sont destinées aux programmes TDSS et SPIDERS et 100 fibres supplémentaires sont réservées à la calibration. Il reste donc 800 fibres par plaque destinées aux traceurs de eBOSS. Ces fibres sont assignées aux LRG et QSO. Le relevé des ELG se fait sur des plaques indépendantes. Afin de mener ce relevé, la taille du relevé des LRG et QSO est réduit de 9000 à 7500deg^2 . Ainsi 300 plaques sont rendues disponibles pour l’observation des ELG ($\sim 1500 \text{deg}^2$).

Une fois le pavage du ciel effectué, la position des fibres sur le ciel est convertie en coordonnées dans le plan focal du télescope. A cause de la chromaticité de l'instrument, la position dans le plan focal de chaque objet observé dépend de la longueur d'onde. Ainsi chaque fibre dite de science est positionnée de manière à maximiser la lumière en sortie à 5400\AA pour les galaxies et les quasars clustering ($\#_{\text{prov}}$), et à 4000\AA pour les quasars $\text{Ly}\alpha$.

En plus des 900 fibres de sciences, 100 sont allouées pour la calibration. Parmi ces 100 fibres, 80 sont destinées à la soustraction du fond de ciel. Pour chaque plaque, il est requis que chaque spectrographe reçoivent au moins 30 fibres de ciel. Les 20 fibres restantes sont destinées à la calibration du flux. La calibration se fait en pointant des étoiles standards de type F. De la même manière, parmi ces 20 fibres, au minimum 6 fibres sont requises sur chaque spectrographe.

2.4 Phase d'observation

Une fois le pavage du ciel réalisé et la position de chaque fibre dans le plan focale déterminée, les plaques sont préparées puis percées. Ces plaques sont des plaques d'aluminium de 3,2m d'épaisseur et de 80cm de diamètre. La zone contenant les fibres mesure 65,2cm de diamètre. La préparation des plaques est faite à l'université de Washington. Elle est décrite dans [?].

Une fois les plaques prêtes, les observations peuvent commencer. La prise de données a débuté en juillet 2014. Pendant les deux premières années, seules les plaques des LRG et des QSO ont été observées. Les deux années suivantes, les plaques des ELG ont été observées en alternance avec les plaques assignées aux LRG et QSO. Les 305 plaques formant le relevé d'ELG ont fini d'être observées en février 2018. En mars 2019, les observations sont arrêtées afin de laisser les autres programmes observer. Contrairement à BOSS, les observations pour eBOSS ont connu un mauvais temps, retardant l'avancement du relevé. Ce retard a été essentiellement répercuté sur l'observation des plaques contenant les LRG et QSO : environ 1000 plaques sur les 1500 initialement prévues ont pu être observées, réduisant le relevé de 7500 à environ 4700deg².

2.5 Caractéristiques techniques de l'instrument

L'instrument [?] utilisé pour eBOSS est celui de SDSS, situé à l'APO. Nous décrivons ici ses composantes importantes.

Le télescope

Le télescope est installé à l'APO. Il est commun à tous les programmes SDSS. Afin de mener à bien ces différents programmes, le télescope doit être capable de réaliser un relevé photométrique d'un quart du ciel, puis mesurer le spectre de millions de cibles identifiées via cette photométrie. Ainsi le télescope doit avoir un grand champ de vue, avec très peu de distorsions dans le plan focal. Ces prérequis ont conduit à la construction du télescope SDSS de 2,5m de diamètre de type Ritchey-Chrétien. Il est représenté schématiquement sur la figure 2.2.

Le télescope se compose d'un miroir primaire de 2,5m de diamètre et d'ouverture $f/2,25$, et d'un miroir secondaire de 1,08m de diamètre situé à 3,6m du miroir primaire. Avec un plan focal situé à 0,76m derrière le miroir primaire, l'ouverture finale du télescope est $f/5$. Le champ de vue qui en

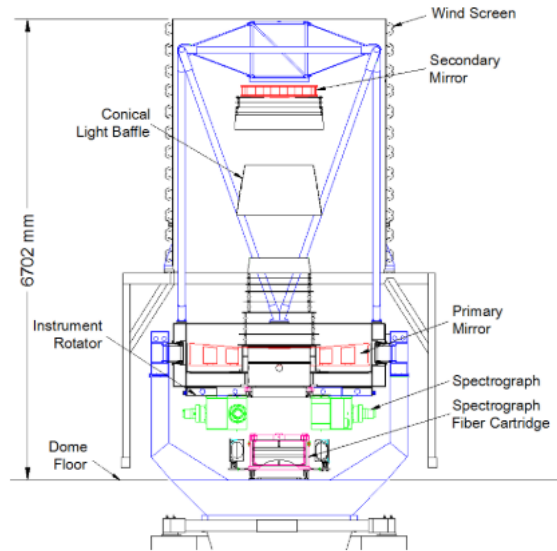


FIGURE 2.2 – Schéma du télescope SDSS. Le miroir principal est représenté en bas en rouge. Le miroir secondaire est visible au sommet du télescope en rouge. Les spectrographes sont représentés en vert sous le télescope. Une cartouche, pas encore disposée au plan focal du télescope, est représentée sous les spectrographes. Crédits : [?].

résulte est de 3deg de diamètre sur le ciel (7deg^2), correspondant à un diamètre de 0,65m dans le plan focal.

Le télescope inclut aussi 2 correcteurs optiques. Le premier est un correcteur d'astigmatisme de type Gascoigne. Le second est un jeu de correcteurs hautement asphériques et interchangeables situés près du plan focal. L'un, épais, est utilisé pour la photométrie ; l'autre, beaucoup plus fin, est utilisé lors des phases de spectrométrie.

La caméra

L'instrument nécessite une caméra [?] capable de couvrir l'entièreté du plan focal du télescope. Le très grand champ de vue du télescope a imposé l'utilisation des CCD les plus grands disponibles à l'époque : les Tektronix Tk2048E. Ces CCD sont des grilles de 2048×2048 pixels de $24\mu\text{m}$. Etant donné la longueur focale du télescope, ces $24\mu\text{m}$ représentent $0,4''$ sur le ciel. Ainsi, la PSF (#prov) d'une largeur à mi-hauteur d'environ $1''$ est bien échantillonnée.

La caméra est constituée de 2 modules, le premier comportant 5 (couleurs¹) \times 6 (colonnes) CCD est destiné à la photométrie. En plus de ces 30 CCD, 22 CCD 400×2048 et de même taille de pixel sont ajoutés au dessus et en dessous du module dédié à la photométrie. Ces CCD permettent de relier les étoiles standards brillantes aux objets observés lors de la phase photométrique. Ils constituent le module d'astrométrie. Deux CCD supplémentaires sont ajoutés comme dispositif de contrôle pour la mise au point. La figure 2.3 résume leur disposition.

Lors de la phase d'observation photométrique, la caméra est utilisée en mode *time delay integration* (TDI). Ce mode d'observation consiste à laisser le ciel défiler devant la caméra. La lumière de chaque

1. Les 5 couleurs correspondant aux filtres u, g, r, i et z. Voir figure 2.4

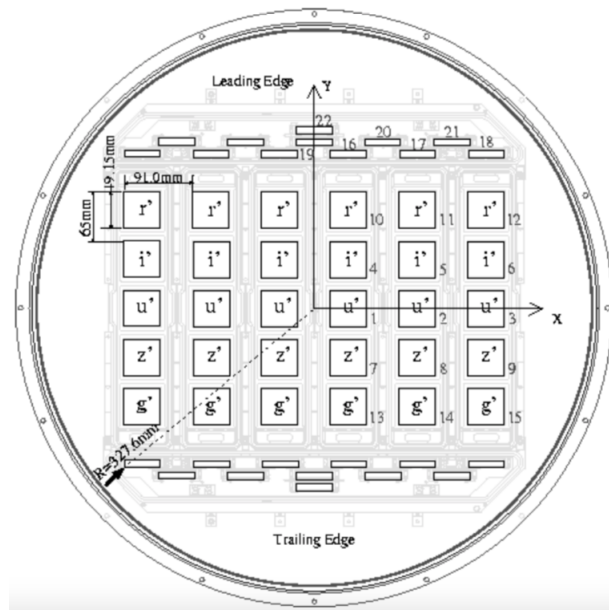


FIGURE 2.3 – Schéma de la disposition des CCD dans le plan focal du télescope SDSS. Les capteurs 1 à 15 sont les CCD dédiés à la photométrie. Le module d’astrométrie se compose des CCD 16 à 21. Enfin le CCD 22 sert au contrôle de la mise au point.

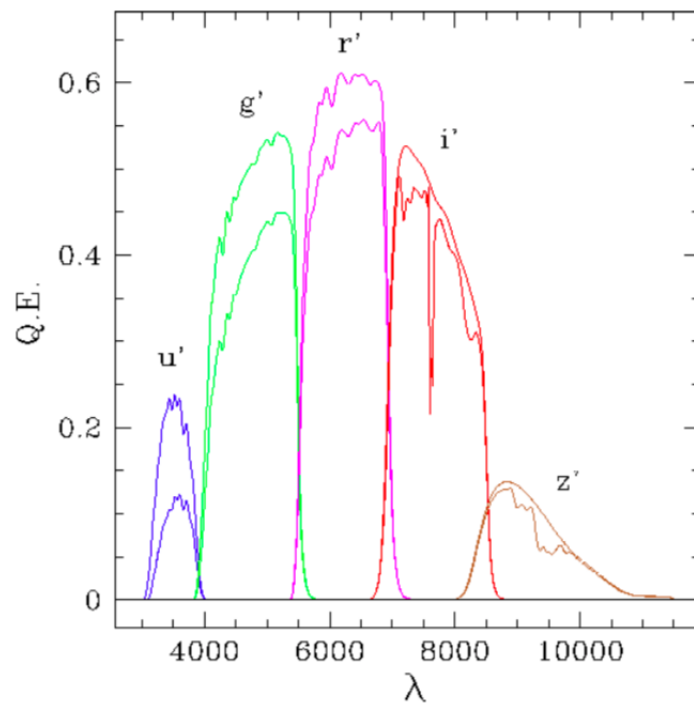


FIGURE 2.4 – Efficacité quantique de chacun des 5 filtres utilisés lors de la phase photométrique de SDSS. Les courbes incluent l’efficacité quantique des CCD, ainsi que l’efficacité du système optique. Les courbes en dessous incluent en plus la transmission de l’atmosphère.

objet est ainsi accumulée durant tout le transit de l'objet. Cette technique permet de gagner en efficacité d'observation, en réduisant le temps de lecture (qu'il y aurait en mode exposition classique) et le temps de pointage du télescope.

Le spectrographe

Une fois la phase de photométrie effectuée et les cibles sélectionnées, la phase de spectroscopie commence. Les plaques d'observations sont disposées au plan focal du télescope (à la place de la camera). Les fibres, insérées dans ces plaques et placées à la position de chaque cible, sont ensuite envoyées vers les spectrographes [?] afin de mesurer le spectre de ces cibles.

Les spectrographes utilisés dans eBOSS sont les mêmes que ceux utilisés dans BOSS. Ces spectrographes, initialement présents dans SDSS, ont été améliorés afin d'atteindre les objectifs de BOSS. Comparé à SDSS, BOSS a augmenté le nombre de spectres mesurés de 35 %, ces objets étant à plus grand redshift, donc de plus faible luminosité. Ainsi le nombre de fibres des spectrographes de BOSS passe de 640 à 1000. Les objets observés étant plus lointains et donc ayant une taille sur le ciel plus petite, le diamètre de ces fibres est réduit d'un tiers, passant à 120 μm , afin d'augmenter le rapport signal sur bruit des spectres. BOSS inclut aussi un nouveau traceur : la forêt $\text{Ly}\alpha$. Afin de mesurer l'absorption dans la forêt $\text{Ly}\alpha$ des quasars à un redshift $z = 2,2$, la longueur d'onde d'observation minimale a été diminuée de 3900 à 3560 Å. De la même manière, la longueur d'onde d'observation maximale a été augmentée de 9100 à 10400 Å pour améliorer la détermination des redshifts de l'échantillon de galaxies.

Pour limiter les risques de dommage aux fibres lors du montage et du démontage des différentes plaques, chaque plaque est montée sur un support rigide. Ce support rigide est appelé cartouche, il comporte la plaque d'observation en aluminium, les 1000 fibres insérées dans cette plaque, et deux slitheads (#prov) qui sont ensuite insérés dans chacun des spectrographes. La figure 2.5 donne un aperçu de ces cartouches.

L'instrument dispose de deux spectrographes. Ils sont schématisés sur la figure 2.6. Chacun des spectrographes reçoit via les slitheads 500 fibres optiques. La lumière issue de ces fibres est collimatée grâce à un miroir sphérique. Le faisceau parallèle ainsi créé passe à travers un miroir semi-réfléchissant, permettant de séparer les longueurs d'onde plus petites des longueurs d'onde plus grandes que 6050 Å. Enfin, chaque demi-faisceau passe au travers d'un grisme¹, et arrive sur la caméra bleue pour les longueurs d'onde plus petites que 6050 Å, ou sur la caméra rouge pour les longueurs d'onde plus grandes. Après avoir traversé toutes les pièces d'optique, la lumière arrive sur des CCD de 4000 \times 4000 pixels, avec une taille de pixel de 15 μm . Ainsi une des dimensions du CCD correspond à la longueur d'onde observée, selon l'axe de dispersion, l'autre dimension parcourt les différentes fibres. Selon cette dimension, chaque spectre possède un profil de 3 pixels de large et est séparé de son voisin par 6 pixels afin d'éviter le cross-talk (#prov).

1. Association d'un prisme et d'un réseau de diffraction. Le grisme permet de décomposer la lumière tout en gardant le faisceau parallèle.

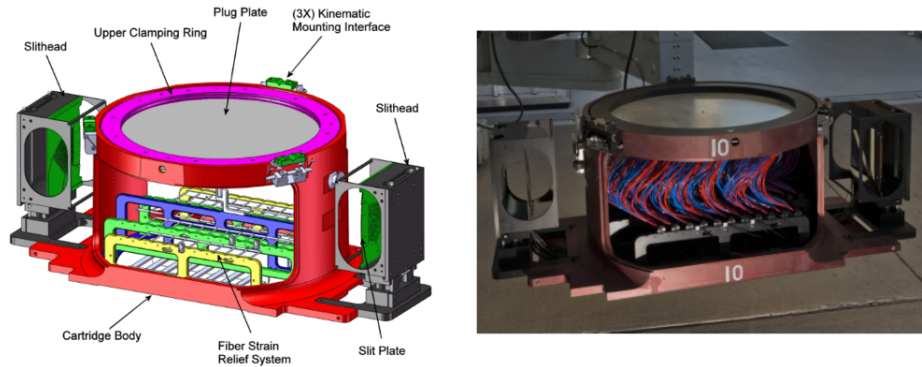


FIGURE 2.5 – Le schéma de gauche présente les différents éléments d’une cartouche. On peut y reconnaître la plaque en aluminium sur le dessus en gris. Sur la droite, une photo d’une cartouche sur laquelle les fibres optiques ont été insérées dans la plaque d’aluminium. L’extrémité des fibres est reliée aux slitheads (#prov), visibles à droite et à gauche, qui seront insérés dans les 2 spectrographes. Crédits : [?] .

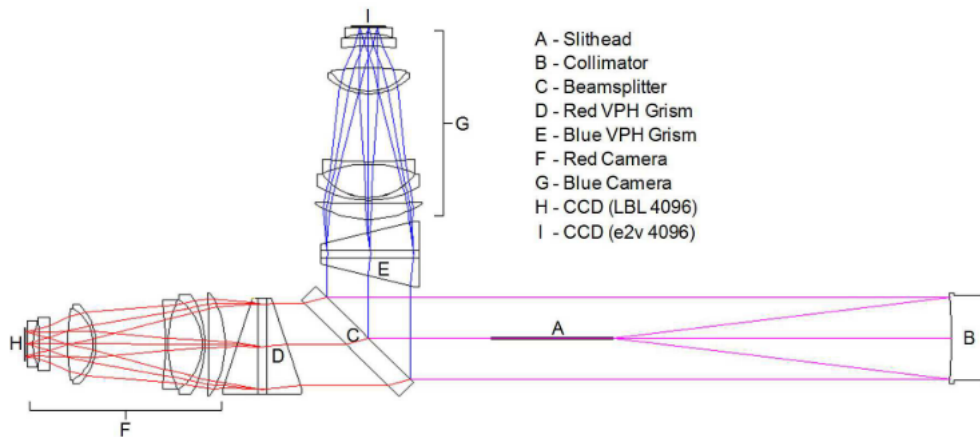


FIGURE 2.6 – Schéma des spectrographes de BOSS. La lumière arrive via les fibres optiques (A). Elle est ensuite collimatée (B) en un faisceau parallèle, puis séparée par le miroir semi-réfléchissant (C). Les longueurs d’ondes $\lambda < 6050$ sont réfléchies vers la caméra bleu (G), les autres entrent dans le bras rouge (F) du spectrographe. Chaque bras comporte un grisme (D et E), une série de lentille puis le CCD (H et I). Crédits : [?] .

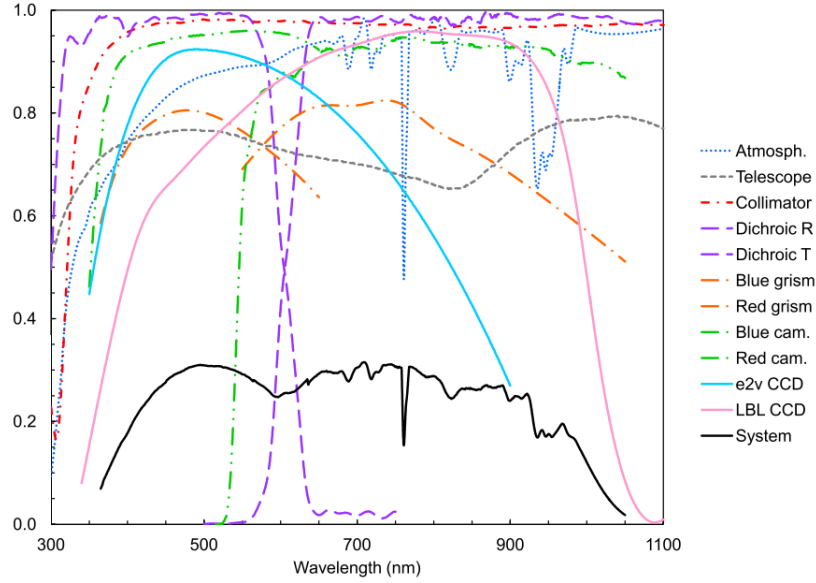


FIGURE 2.7 – Efficacité optique en fonction de la longueur d'onde. Le graphique présente les prévisions de l'efficacité optique de l'instrument avec toutes ses composantes. Crédits : [?].

Les performances

Les améliorations apportées à l'instrument pour BOSS ont permis d'augmenter le nombre maximal de spectres observables par nuit, ainsi que la magnitude limite atteignable. Cette dernière est directement liée à l'efficacité optique du système. L'efficacité optique est définie comme le ratio du flux mesuré d'une source ponctuelle sur le flux de cette même source situé en dehors de l'atmosphère. La figure 2.7 présente les estimations des différentes composantes participant à l'efficacité optique globale de l'instrument.

Le pouvoir de résolution traduit la capacité de l'instrument à identifier et mesurer des raies spectrales. Pour mesurer ce pouvoir de résolution, le spectre de lampes à arc dédiées à la calibration est mesuré, puis chaque raie d'émission est ajustée par une gaussienne de largeur σ_λ . Ce σ_λ est ensuite ajusté par un polynôme en fonction de λ , ce qui donne une estimation de la largeur d'une raie spectrale en fonction de la longueur d'onde observée. Enfin, le pouvoir de résolution est défini comme $R = \frac{\lambda}{2,35 \times \sigma_\lambda}$. La résolution est donnée par le dénominateur : la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Le pouvoir de résolution a été mesuré sur 100 plaques SDSS et 100 plaques BOSS. La comparaison est présentée sur la figure 2.8. Le pouvoir de résolution est sensiblement moins grand pour BOSS que pour SDSS, mais reste au dessus des prérequis.

2.6 Résultats

#prov Ca sera plus simple à remplir une fois que le papier de cosmo eBOSS sera sorti.

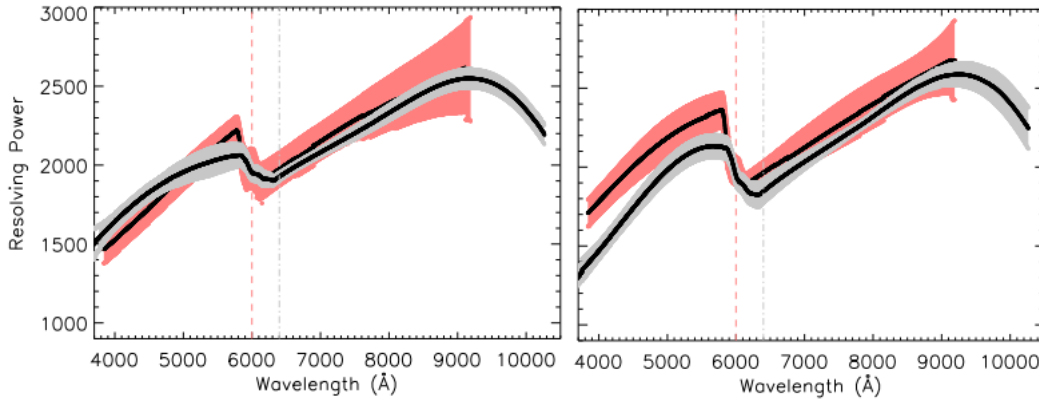


FIGURE 2.8 – Pouvoir de résolution en fonction de la longueur d’onde pour les spectrographes de SDSS (rouge) et BOSS (gris). La courbe de gauche correspond à la mesure sur le spectrographe 1, et celle de droite sur le spectrographe 2. Les régions colorées représentent les régions contenant 68 % des mesures. Crédits : [?] .

3 DESI

Le *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI) [?] est un projet américain de mesure d’énergie noire de génération 4. Il a vu sa première lumière en octobre 2019 et devrait commencer la prise de données en juillet 2020. (#prov Commissioning octobre 2019 - fev 2020 puis 3 mois de SV pour tester la TS, qualité des spectres pour la détermination du redshift (temps d’exposition), puis dernier mois de SV où on fait 1 % du survey avec la config choisie (TS entre autre). A la fin de ce mois là, soit on garde et on continue le survey, soit on retouche la TS par exemple, et on part pour le survey (dans ce cas le 1 % est perdu).)

Comme eBOSS, DESI étudie les BAO et la croissance des structures à l’aide d’un très grand relevé de galaxies et de quasars. A l’issue des 5 ans d’observation prévus, DESI aura mesuré plus de 30 millions de spectres, distribués sur un relevé de plus de 14000 deg^2 .

Pour atteindre ses objectifs, DESI utilise le télescope Mayall, mesurant 4m de diamètre et situé au Kitt Peak en Arizona. Le champ de vue du télescope est le même que celui de SDSS : 3deg de diamètre sur le ciel. L’instrument inclut aussi un système de fibre optique, au nombre de 5000, mais celles ci sont placées au plan focal à l’aide de robots qui ajustent la position de chaque fibre avant chaque exposition. Dix spectrographes reçoivent ces fibres, chacun comportant 3 caméras et couvrant les longueurs d’onde de 3600 à 9800 Å.

DESI utilise les 4 mêmes traceurs qu’eBOSS : les LRG jusqu’à $z = 1,0$, les ELG jusqu’à $z = 1,7$, ainsi que les quasars en tant que traceurs directs de la matière et les quasars $\text{Ly}\alpha$ sur la gamme $2,1 < z < 3,5$. En plus de ces traceurs, DESI observera des galaxies brillantes (BG : *Bright Galaxies*) pendant le grey time (#prov). Le relevé de ces galaxies contiendra 10 millions d’objets, avec un redshift moyen $z = 0,2$.

A la fin des 5 ans d’observations, DESI fournira plus de 30 points de mesure de distance, chacun avec une précision plus petite que le pourcent, et couvrant la gamme $0 < z < 3,5$. La figure 2.9 illustre la différence entre BOSS et DESI pour la mesure du taux d’expansion $H(z)$.

De plus, DESI donnera une mesure de la somme des masses des neutrinos, avec une incertitude de 0,020 eV. Cette précision est suffisante pour exclure la hiérarchie de masse inversée à 3σ (besoin

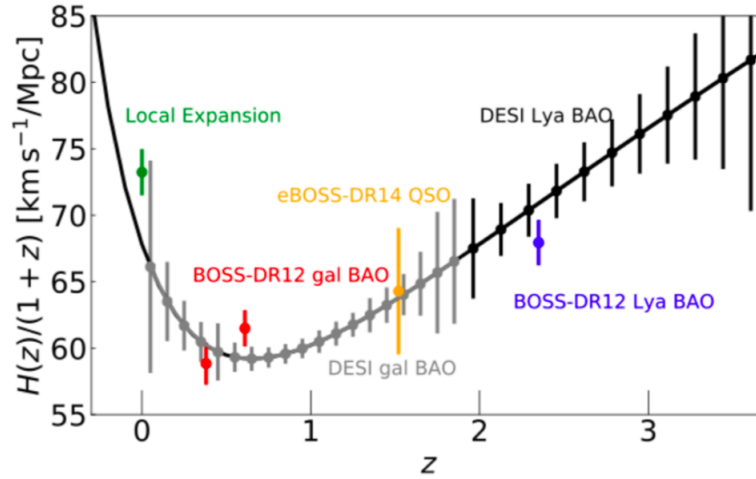


FIGURE 2.9 – Mesure de la distance de Hubble en fonction du redshift. Les points vert (mesure local à l’aide des SN1a), rouge, jaune et bleu donnent les mesures existantes. Les points gris donnent la prédiction pour les galaxies et quasars de DESI, les points noirs donnent la prédiction pour le Ly α de DESI.

d’expliquer ce que c’est ? ou sinon citer un papier ?).

3

Set-up expérimental

4

Chap4

5

Chap5

6

Conclusion

A

Protocole d'expérience

B

Second Appendix

Titre : Etude de l'énergie noire avec les forêts $\text{Ly}\alpha$ d'eBOSS

Mots clés : 3 à 6 mots clés

Résumé : Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed ac-

cumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Nulla malesuada porttitor diam. Donec felis erat, congue non, volutpat at, tincidunt tristique, libero. Vivamus viverra fermentum felis. Donec nonummy pellentesque ante. Phasellus adipiscing semper elit. Proin fermentum massa ac quam. Sed diam turpis, molestie vitae, placerat a, molestie nec, leo. Maecenas lacinia. Nam ipsum ligula, eleifend at, accumsan nec, suscipit a, ipsum. Morbi blandit ligula feugiat magna. Nunc eleifend consequat lorem. Sed lacinia nulla vitae enim. Pellentesque tincidunt purus vel magna. Integer non enim. Praesent euismod nunc eu purus. Donec bibendum quam in tellus. Nullam cursus pulvinar lectus. Donec et mi. Nam vulputate metus eu enim. Vestibulum pellentesque felis eu massa.

Title : Study of dark energy using Ly α forest from eBOSS

Keywords : 3 à 6 mots clés

Abstract : Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Nam dui ligula, fringilla a, euismod sodales, sollicitudin vel, wisi. Morbi auctor lorem non justo. Nam lacus libero, pretium at, lobortis vitae, ultricies et, tellus. Donec aliquet, tortor sed ac-

cumsan bibendum, erat ligula aliquet magna, vitae ornare odio metus a mi. Morbi ac orci et nisl hendrerit mollis. Suspendisse ut massa. Cras nec ante. Pellentesque a nulla. Cum sociis natoque penatibus et magnis dis parturient montes, nascetur ridiculus mus. Aliquam tincidunt urna. Nulla ullamcorper vestibulum turpis. Pellentesque cursus luctus mauris.

Nulla malesuada porttitor diam. Donec felis erat, congue non, volutpat at, tincidunt tristique, libero. Vivamus viverra fermentum felis. Donec nonummy pellentesque ante. Phasellus adipiscing semper elit. Proin fermentum massa ac quam. Sed diam turpis, molestie vitae, placerat a, molestie nec, leo. Maecenas lacinia. Nam ipsum ligula, eleifend at, accumsan nec, suscipit a, ipsum. Morbi blandit ligula feugiat magna. Nunc eleifend consequat lorem. Sed lacinia nulla vitae enim. Pellentesque tincidunt purus vel magna. Integer non enim. Praesent euismod nunc eu purus. Donec bibendum quam in tellus. Nullam cursus pulvinar lectus. Donec et mi. Nam vulputate metus eu enim. Vestibulum pellentesque felis eu massa.

