Interactivation et paramètres cosmologiques

Henri Reboul

▶ **To cite this version:**

Henri Reboul. Interactivation et paramètres cosmologiques. Astrophysique [astro-ph]. Université Montpellier II, 2006. Français. NNT : . tel-00549805

HAL Id: tel-00549805
https://theses.hal.science/tel-00549805

Submitted on 22 Dec 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Montpellier II
Sciences et techniques du Languedoc

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur d'état

présentée et soutenue publiquement le 15 novembre 2006

par

Henri Reboul

Interactivation et paramètres cosmologiques

Composition du jury

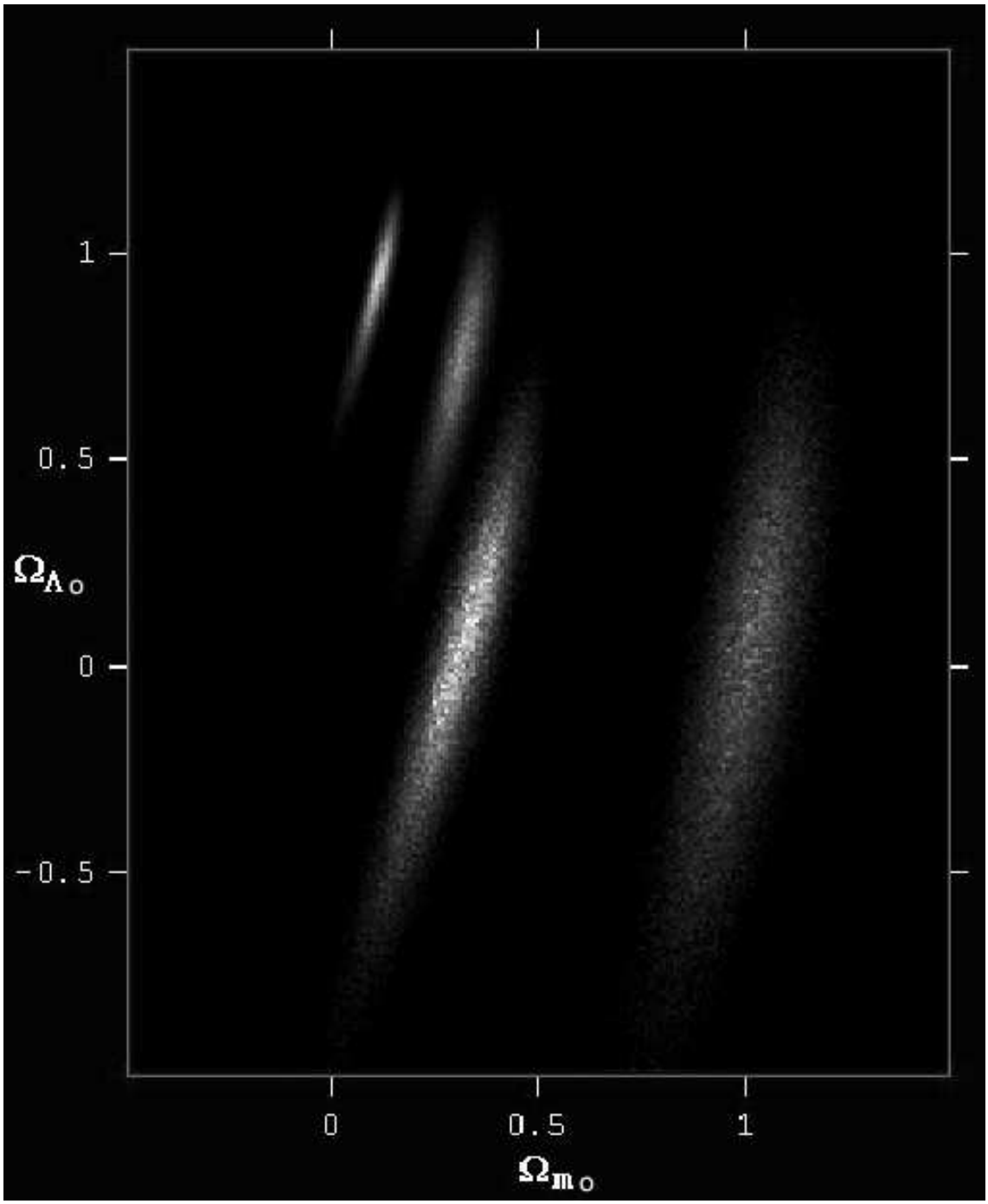
Prof. Alain BLANCHARD	*Directeur de thèse*
Prof. Dominique LAMBERT	*Examinateur*
Dr. Jean-Pierre LUMINET	*Rapporteur*
Prof. Denis PUY	*Examinateur*
Prof. Jean SURDEJ	*Rapporteur*
Prof. Ahmed-Azmi ZAHAB	*Examinateur*

Groupe de Recherche en Astronomie et Astrophysique du Languedoc
UMR5024, Université Montpellier II, Place E. Bataillon, 34095 Montpellier CEDEX 05

Mis en page avec la classe thloria.

Interactivation
&
paramètres cosmologiques

Henri REBOUL



Η δ ι α τ ρ ι β ή

«Tout de même, si vous parveniez à démontrer que la constante cosmologique n'est pas nulle, ce serait important.»

(A. Einstein à G. Lemaître, 1935)

À saint Guillaume Courtet martyr,
son indigne arrière petit neveu

À mes parents, disparus, qui m'ont tant donné

À mon frère qui m'a, avec mon père,
donné mes premières leçons d'astronomie

À toute ma famille

À tous mes amis

À tous mes enseignants

Aux très nombreux collègues qui, pour le Bien
ou pour le Bon ordre du monde, aident, au fil
du temps, mon incertaine démarche ...

...et aux quelques rares (et précieux) qui, à l'occasion,
jugent bon d'y glisser quelqu'entrave.

Remerciements

Ma reconnaissance va en premier lieu à Henri Andrillat qui m'a accueilli, conseillé puis enseigné et qui a dirigé mes premiers travaux de recherche en cosmologie. Sa si large compétence, sa disponibilité, son humanisme me font son insolvable débiteur.

Je ne manquerai pas de rappeler que j'ai eu le privilège d'avoir comme étudiant (et d'avoir fait *«passer au tableau»*), dans les TD du DEA de Physique théorique de Montpellier, Jean-Pierre Luminet. Je le remercie de ne pas m'en tenir rigueur et d'avoir spontanément accepté d'être rapporteur de cette thèse d'état.

C'est Anne-Marie Fringant qui, au début des années 1980, a attiré avec suffisamment d'insistance mon attention sur l'intérêt cosmologique des paires serrées d'objets à excès d'UV à l'époque de la découverte des premiers mirages gravitationnels et qui m'a suggéré de collaborer sur ce thème avec Christian Vanderriest constituant ainsi l'équipe «FRV» à laquelle elle apporté toute sa compétence des grands relevés.

J'ai beaucoup appris auprès de Christian Vanderriest à Meudon et durant près de vingt ans dans l'art de la réduction en imagerie et en spectrophotométrie intégrale de champ, dans celui de l'interprétation astrophysique dans le domaine extragalactique et dans celui du bon usage de la science. Christian nous a quittés soudainement en février 2002.

Jean Surdej a su me convaincre, à Liège en 1983, de devenir un observateur pour concrétiser les études de cosmologie statistique que je faisais jusqu'alors. Ses conseils et son aide m'ont été précieux lors de la réduction de mes premières observations avec le télescope de 3,6 m de l'ESO. Qu'il soit remercié de cela et d'avoir accepté avec empressement de venir rapporter sur ce mémoire.

Lorsque j'ai souhaité généraliser et automatiser les recherches de candidats mirages et quasars doubles, j'ai trouvé auprés de Jean Guibert et de l'équipe du CAI (Centre d'Analyse des Images, à Paris) l'accueil, les moyens et l'adaptativité pour mettre en œuvre un programme de forte dimension.

C'est au CAI et autour de la MAMA (Machine À Mesurer pour l'Astronomie) que j'ai eu le plaisir et le profit d'accompagner la thèse d'Olivier Moreau puis de continuer à collaborer avec lui.

Le «Laboratoire d'astronomie» de mes «jeunes» années a donné naissance en 1985 à une «Jeune équipe» (JE), puis à une «Unité de Recherche Associée» (URA), avant de devenir l'«Unité Mixte de Recherche» (UMR) 5024 sous l'appellation «GRAAL» («Groupe de Recherche en Astronomie et Astrophysique du Langue-

doc»). J'ai trouvé au sein de cet ensemble l'environnement et les moyens adaptés. Merci à toutes et tous.

C'est avec Jean-Pierre Cordoni que j'ai le plus collaboré à Montpellier et depuis 30 ans. Sa compétence, son approche rationnelle et sa rigueur scientifique sont précieux.

Merci au GDR (Groupe De Recherche) Cosmologie puis au au PNC (Programme National de Cosmologie) pour son soutien financier durant plusieurs années.

Je suis on ne peut plus reconnaissant à Alain Blanchard d'avoir accepté de reprendre la direction de cette si longue thèse après le départ en retraite d'Henri Andrillat. Aussi bien la pertinence de ses conseils scientifiques que son regard sur la cosmologie et l'art qu'il a d'exprimer ces concepts font que je n'aurais pu trouver alors meilleur directeur.

J'ai beaucoup appris à la lecture des ouvrages et articles de Dominique Lambert sur l'épistémologie de la cosmologie moderne. Il a bien voulu être examinateur de mon travail malgré l'amateurisme de mon approche philosophique.

Denis Puy a récemment intégré le GRAAL et éclairé la cosmologie montpelliéraine d'un jour nouveau. Je m'instruis beaucoup de nos discussions impromptues et je suis très honoré qu'il ait accepté d'examiner mon travail.

Je remercie très vivement Ahmed-Azmi Zahab d'apporter à ce jury, avec sa compétence à l'échelle des nano-structures, un regard extérieur à ma discipline.

L'édition de cette thèse d'état a été faite avec le logiciel "Thloria". Merci à Olivier Richard d'avoir pris sur son temps de recherche sur l'odyssée du Lithium primordial[1] pour, patiemment, m'enseigner l'art de manier cet outil.

Enfin et surtout (que les précédent(e)s ne m'en tiennent pas rigueur) je tiens à dire ma gratitude à tou(te)s les étudiant(e)s d'astronomie de l'université de Montpellier qui ont eu et ont à subir mes cours et TD[2]. Je n'ai jamais voulu séparer la recherche de l'enseignement. Les limitations de mes propres capacités à comprendre m'aident vraisemblablement dans la mise en œuvre cette intention. Mais assurément l'intérêt insatiable qu'ils (elles) manifestent pour la connaissance du cosmos et la pertinence de leurs discours m'instruisent autant qu'ils m'enchantent et me font ainsi doublement leur obligé.

[1] Korn, Grundhal, Richard & al. 2006 in Nature, 442, 657

[2] pour les TP ils (elles) ont en compensation le contact avec le ciel

Table des matières

Introduction **xiii**

I COSMOLOGIES 1

Chapitre 1 Cosmos et concepts **3**

1.1 Concept de cosmos 4
1.2 Objet et statut de la cosmologie 5
1.3 Contexte et relativité 7
1.4 Infini 9
1.5 Limite 13
1.6 Ontologie et temporalité 14
1.7 Cosmos et physique 19
1.8 Acosmologie 22
1.9 Savoir et continuité 23

Chapitre 2 Cosmologies visuelles **27**

2.1 Géométrisation 27
2.2 Centralisation 29
2.3 Diamètres apparents et cosmologie 30
2.4 Décentralisation 31
2.5 Arpentage 34
2.6 Grands relevés 35

II COSMOLOGIE MODERNE 37

Chapitre 1 Fondements **39**

1.1 Genèse de la cosmologie moderne 39
1.2 Origines physiques de la cosmologie relativiste 40
1.3 Mathématiques de la relativité générale 41
1.4 Relativité restreinte 42
1.5 Relativité générale 42
1.6 Espace-temps et principe cosmologique 44
1.7 Décalage spectral cosmologique 45
1.8 Décalages spectraux non cosmologiques 46
1.9 Équations de Friedmann-Lemaître 48
1.10 Paramètres cosmologiques 49
1.11 Évolution des paramètres cosmologiques 50
1.12 Durées cosmiques 51
1.13 Distances métriques 51
1.14 Établissement de la cosmologie FL 52
1.15 Grandeurs de Planck 60
1.16 Anthropies 61
1.17 Inflations 63
1.18 Topologies 65
1.19 État des lieux 66
1.20 Les deux théories 68

Chapitre 2 Goniométrie cosmologique **69**
2.1 Diamètres apparents et décalage spectral 69
2.2 Mirages et paramètres cosmologiques 70
2.3 Rayonnement cosmologique et pic acoustique 71
2.4 Mètres étalons de l'univers transparent 73

Chapitre 3 Photométrie cosmologique **75**
3.1 Éclats et luminances cosmologiques 75
3.2 Ciel noir classique 78
3.3 Ciel noir et espace-temps RW 80

Chapitre 4 Modèles et observation **83**
4.1 Réalité de l'expansion 83
4.2 Isotropie de l'expansion 84

4.3 Homogénéité 87
4.4 Le champ des Omegas 88

III PAIRES D'OBJETS À EXCÈS D'UV 89

Chapitre 1 Candidats FRV 91
1.1 Commencements 91
1.2 Intérêt 92
1.3 Analyse statistique des relevés d'objets à excès d'UV 92
1.4 Observations 94
1.5 Résultats 95

Chapitre 2 Spectrographie, spectro-imagerie 97
2.1 Spectrophotométrie 1D, 2D, 3D 97
2.2 Logiciel SILFIMAGE 99
2.3 Galaxies interactives en spectrographie 3D 100
2.3.1 PB 6378 100
2.3.2 PB 9261 101
2.3.3 PB 9493 - 9494 103

IV ASTRONOMIE À GRAND CHAMP 107

Chapitre 1 Candidats quasars : astrométrie et photométrie 109
1.1 Les clichés Berger du Pôle Galactique Nord 109
1.2 Astrométrie et photométrie des objets à excès d'UV 109
1.3 Le programme PAPA et les candidats quasars 110

Chapitre 2 Mouvements propres, quasars et étoiles 115
2.1 Mesure des mouvements propres 115
2.2 Clichés TESCA 1985 - 1996 118
2.3 Les candidats quasars derrière l'amas COMA 120

Chapitre 3 Galaxies interactives au PNG 123
3.1 Recherche systématique 123
3.2 Confirmation spectrographique 124

3.3 Sélection et étapes d'interactivation 124

V GALAXIES INTERACTIVES ET COSMOLOGIE 125

Chapitre 1 Paires interactives 127

1.1 Principe de la méthode 127
1.2 Inclinaison aléatoire 128
1.3 Paires de galaxies dans le 2dFGRS 129
1.4 Interactivations primaires 132

Chapitre 2 Échantillons synthétiques et problème inverse 135

2.1 Synthèse de population 135
2.2 Méthode de Levenberg-Marquardt 136
2.3 Résultats 138

Chapitre 3 Les galaxies interactives dans le cosmos 141

3.1 Dénombrement 141
3.2 Contraintes observationnelles 143
3.3 Inhomogénéités 144
3.4 Perspectives 145

Annexes 147

Annexe A Publications I 147

Annexe B Publications II 161

Bibliographie 173

Introduction

Le mémoire présenté a pour *thème directeur* la détermination des paramètres fondamentaux d'un modèle d'univers de Friedmann-Lemaître (FL) à partir de l'observation des couples d'objets extragalactiques.

Les modèles cosmologiques utilisés ont été élaborés au cours de la décennie 1922-1931. Ces modèles étaient porteurs d'une telle mutation conceptuelle qu'après une brève et relative célébrité, ils ont connu ensuite une longue traversée du désert jusque vers les années 60 où leurs prédicats ont été rejoints par les modèles physiques et les observations. Encore faudra-t-il attendre les dernières années du XX^{e} siècle pour qu'ils soient acceptés dans toutes leurs dimensions.

Avec les paramètres fondamentaux du modèle de notre univers, on est évidemment confronté à des questions qui ont traversé les siècles. Or de toutes les sciences la cosmologie est peut-être la plus attractive pour les idées reçues et les fausses évidences. Dans l'incapacité où nous sommes d'échapper à notre contingence, la meilleure prophylaxie qui nous est accessible pour tenter d'éviter les errements catégoriques reste une certaine écoute de la pensée de nos maîtres :

«Bernard de Chartres [vers 1120] *disait que nous sommes comme des nains assis sur les épaules de géants : nous pouvons voir plus de choses et plus loin qu'eux, non que notre vue soit plus perçante ou notre taille plus élevée, mais parce que nous sommes soulevés et portés par la haute stature des géants»* (Jean de Salisbury, vers 1160, Métalogicon, III, 4, cité dans Lemoine & Picard-Para 2004, p. 1).

La première partie de ce mémoire est ainsi une approche historique et épistémologique (et probablement naïve) des fondements conceptuels de la cosmologie théorique et observationnelle. Bien des cosmologies ont précédé la cosmologie moderne. Les toutes premières avaient pour fonction essentielle de constituer un mythe des origines. La partie qui semble assez bien établie de celle d'aujourd'hui est devenue science mais elle n'a pas abandonné sa dimension mythique.

Dans le plus grand respect de la valeur de sens dont les mythes sont porteurs cet exposé essaiera de se limiter à la part rationnelle des démarches cosmologiques. Mais il n'est pas évident d'évacuer le recours au Sens de son discours. Le discours rationnel lui-même ne peut être que *«presqu'insensé»*. *«Presque»* puisqu'il lui faut

poser au moins *έν ἀρχὴ* (comme principe), sous peine de n'être pas auto-cohérent, qu'il a lui même du sens et c'est l'acte de foi rationaliste. Son efficacité n'est plus à démontrer pour comprendre la part expérimentable, observable, du Réel. La restriction qu'il s'impose au départ fait qu'il ne peut être exclusif d'autres discours.

C'est délibérément qu'une grande place est faite dans ce mémoire à des citations *in extenso*. Elles sont un peu en épistémologie l'équivalent des données d'observation en astronomie. Évidemment une image, un spectre sont déjà le résultat d'une sélection. Ce sera le cas pour les extraits de textes qui figurent dans ce rapport. Mais ils ont le mérite de donner au lecteur le contact le moins indirect possible avec les idées des faiseurs de Science ...et celui d'être un petit recueil de citations (la plupart référencées) où il pourra puiser pour illustrer ses propres productions.

Le mémoire se poursuit par un bref résumé beaucoup plus technique (et pédagogique, on y trouvera bien des éléments des enseignements dispensés notamment dans l'unité d'enseignement «Cosmologie et Particules» du mastère de Physique) des méthodes de détermination modernes des paramètres cosmologiques fondamentaux situant ainsi dans son contexte la modeste contribution de l'auteur dont voici maintenant une chronique.

L'année 1978 a été marquée par la découverte des premiers cas de *«mirages gravitationnels»*. La recherche systématique de ces objets, que l'on découvrait jusque-là un peu au hasard, est apparue comme un objectif prometteur, les décalages temporels des diverses images d'un mirage *«propre»* donnant une mesure du taux d'expansion $H_\circ$.

L'observation des premiers candidats mirages sélectionnés comme paires serrées d'objets faibles à excès d'UV (en collaboration avec Anne-Marie Fringant et Christian Vanderriest) a révélé qu'une part importante d'entre eux (environ 30%) étaient en fait des vrais paires de galaxies actives en interaction.

La réduction et l'interprétation des observations de ces paires «interactives» étaient en soi digne d'intérêt puisque notre méthode de sélection (excès d'UV) différait de celle plus connue (excès d'IR) donnant ainsi accès à un autre stade (a priori plus précoce) de l'interaction.

Parallèlement au milieu des années 80 ont été détectés les premiers cas de vrais (interactifs) quasars doubles. D'après la faible séparation spatiale de ces faux mirages ils étaient vraisemblablement apparentés aux fertiles rencontres de galaxies que nous observions. J'ai proposé les néologismes *«interactivation»* (activation par interaction), *«interactiver»* (activer par interaction) pour ces objets, *«actif»* étant entendu au sens astrophysique de *galaxie active* (c'est-à-dire de galaxie à flambée d'étoiles ou

de noyau actif de galaxie). En même temps (Reboul, Fringant, & Vanderriest, 1986) il m'a semblé que cette séparation spatiale qui paraissait assez bien définie était, à travers la relation observationnelle $\theta \longleftrightarrow z$ entre distance angulaire et décalage spectral, un moyen d'accès indépendant au deuxième paramètre cosmologique, le paramètre de décélération $q_\circ$, qui est en un sens plus signifiant que le premier ($H_\circ$) puisque sa valeur peut définir le caractère ouvert ou fermé de l'espace d'un univers sans constante cosmologique[3] et tester certains prédicats des alors récentes théories de l'inflation.

À partir des quelques cas de vrais quasars doubles relevés dans la littérature j'ai développé une synthèse de population pour définir, par des simulations, la dimension et la faisabilité du programme de recherche systématique d'un échantillon de quasars *interactifs* suffisant pour déterminer le paramètre de décélération. Il est ainsi apparu qu'une centaine de cas permettrait déjà de le contraindre mais ce travail n'a jamais été rédigé. En fait il a encouragé la mise en œuvre de recherches systématiques à grand champ (clichés Schmidt existants du Palomar et clichés nouveaux de l'OCA), réduits avec la MAMA au Centre d'Analyse de Images (CAI) en parallèle avec la thèse d'Olivier Moreau (Moreau 1992). Les télescopes Schmidt en service dans les années 1980 et au début des années 1990 paraissaient en effet capables de réaliser un grand relevé de candidats quasars interactifs dont les télescopes de la classe des 4 m de l'époque pouvaient alors assurer le suivi spectroscopique.

En raison de leurs ressemblances observationnelles (magnitudes, couleurs, séparations angulaires, profils photométriques et décalages spectraux) cette recherche de vrais quasars doubles englobait également celle des «faux», c-à-d des vrais mirages gravitationnels et s'accompagnait de la production de catalogues homogènes.

En effet la recherche systématique étant réalisée par des moyens informatiques et portant sur des grosses masses de données, nous avons eu à cœur (principe écologique) d'extraire le maximum d'information, c'est-à-dire, au prix d'un allongement substantiel de la durée des réductions de données, de produire des catalogues d'intérêt général pour la communauté astronomique.

La mutation instrumentale est venue un peu perturber ce projet. Le passage de l'argentique au numérique pour l'astronomie à grand champ a nécessité quelques sacrifices et les télescopes de Schmidt ont parfois été décommissionnés avant que les grands assemblages de CCD ne soient en état de les concurrencer. Parallèlement le développement des télescopes de *«la classe des des 8 m»* à la fin des années 1990 permettait d'envisager la spectrométrie d'objets moins lumineux que les quasars.

Les observations des paires de galaxies «interactives» que nous avions faites dès le début des années 1980 montraient qu'elles étaient beaucoup moins rares que les vrais quasars doubles. Un relevé plus profond mais beaucoup moins large devrait

[3] Λ en ces temps-là était fort peu prisée.

donc pouvoir apporter les mêmes résultats.

En 1998, après deux-tiers de siècle de désaffection, la constante cosmologique a été réintégrée (et avec la valeur qu'on pouvait espérer) dans le cercle des paramètres fondamentaux de notre univers[4].

Les mesures du taux d'expansion se précisant par ailleurs, celle de la densité de radiation étant bien connue, les deux paramètres à grande échelle de notre univers les plus signifiants se retrouvaient être sa masse volumique (matière sombre incluse) et sa constante cosmologique. La première est associé au vieux problème de la masse cachée, la seconde interpelle quant à sa nature (géométrique ou physique) et tout autant quant à sa valeur.

C'est ainsi qu'a été entrepris l'étude des performances et de la faisabilité de la méthode qui permettrait de contraindre les paramètres cosmologiques $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda_\circ}$ à l'aide de la relation $\theta \longleftrightarrow z$ des galaxies interactives. Le concours de Jean-Pierre Cordoni a été déterminant dans la résolution de ce problème inverse à deux paramètres fortement couplés.

L'objectif initial du travail présenté s'est donc élargi en cours d'opération. De la recherche systématique des mirages initiée en 1981 avec pour finalité la détermination de $H_\circ$ il a, comme on l'a vu, très rapidement (1985) englobé celle des vrais paires *«interactives»* (paires de noyaux actifs de galaxies ou de galaxies actives) et celle de leur utilisation cosmologique pour contraindre $q_\circ$. Plus récemment le découplage les densités de matière et de Λ (les paramètres $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$) avec la relation $\theta \longleftrightarrow z$ a été mis en œuvre et testé sur les très grands relevés de galaxies.

Le plan du rapport qui suit est évidemment un peu différent de celui du parcours plus hésitant effectivement suivi et qui a été résumé ci-dessus.

[4]tout au moins l'existence de cette entité a-t-elle pris rang de paradigme car quant à sa nature les hypothèses se sont rapidement multipliées.

Première partie

COSMOLOGIES

1

Cosmos et concepts

Sommaire

1.1 Concept de cosmos 4
1.2 Objet et statut de la cosmologie 5
1.3 Contexte et relativité 7
1.4 Infini 9
1.5 Limite 13
1.6 Ontologie et temporalité 14
1.7 Cosmos et physique 19
1.8 Acosmologie 22
1.9 Savoir et continuité 23

Parler des fondements de la cosmologie en ayant fait le choix préalable de la rationalité conduit inévitablement sur les rives orientales de la Méditerranée sept siècles avant Jésus-Christ. Il semble en effet qu'apparaisse là durablement, à peu de distance du berceau de la révolution néolithique, et le premier discours scientifique et la réflexion sur la science.

Évidemment il y a eu des prémices au «miracle grec». Les hommes préhistoriques qui, il y a près de 30 000 ans, ornaient avec tant de talent les parois de la grotte Chauvet avaient, vraisemblablement, déjà observé, utilisé et modélisé les régularités des mouvements apparents des astres. Si l'on s'arrête au premier regard, leurs peintures témoignent de ce que la chasse était pour eux une activité prioritaire. Mais ne nous sont transmis de ces temps que des échantillons très limités : si l'on prélevait au hasard quelques centaines d'images de notre civilisation moderne, il n'est pas certain que l'on y trouverait une seule image du ciel. De plus la relecture astronomique des représentations paléolithiques, voire de certains instruments, entreprise depuis longtemps (Breuil, 1909) est une recherche prometteuse en cours (voir, par exemple, Rappenglück, 1997).

Mais la «préhistoire» n'est (par définition) pas écrite ou tout au moins n'a pas laissé de trace écrite et, comme pour l'univers primordial, nous n'avons pas de données d'observation directes du discours de nos ancêtres (ou de ceux des autres humanités) sur le cosmos.

Comme déjà indiqué c'est délibérément que la face épistémologique de ce mémoire (approximativement le premier tiers) est garnie de citations.

1.1 Concept de cosmos

Le premier pas vers le concept de *«cosmos»* fut peut-être l'idée d'une réalité extérieure au sujet, l'idée que si l'on n'était pas là, le *«reste»* continuerait de tourner, en fait l'idée de *«sujet»*.

Mais cela ne suffit pas. Il a fallu y rajouter l'idée du *Tout* : depuis la simple énumération chez «Homère» (-IX^e ou -VIII^e) *«du ciel, de la terre, de la mer et des enfers»* en passant par le «$\pi\acute{\alpha}\nu\tau\alpha$» (toutes choses) d'Héraclite d'Éphèse (circa -505) et jusqu'au «$\tau\grave{o}\ \ \pi\tilde{\alpha}\nu$» (le tout) d'Empédocle d'Agrigente (circa -450). L'idée supplémentaire d'un ordre (et probablement d'une beauté) a conduit les Pythagoriciens (-VI^e, -V^e) a utiliser un terme qui signifiait jusqu'alors ordre ou parure : «$\chi\acute{o}\sigma\mu o\varsigma$» (cosmos). Le *«mundus»* (monde) de Rome (qui lui est équivalent d'après Pline) désignait auparavant l'ensemble des accessoires (*cosm*étiques) dédiés aux soins de beauté ...

Le cosmos «athénien» (Platon, Aristote, ...) place la terre au centre et s'achève à la «sphère des fixes». Platon fait de l'espace ($\acute{\eta}\ \ \chi\acute{\omega}\rho\alpha$) une réalité de niveau intermédiaire entre l'être ($\tau\grave{o}\ \ o\acute{\upsilon}$) et les êtres (qu'il désigne par la *génération*, $\grave{\eta}\ \ \gamma\acute{\epsilon}\nu\epsilon\sigma\iota\varsigma$) :

«L'être, l'espace et la génération existent, et ces trois choses existent de trois manières différentes» (Platon, cité dans Duhem 1914, T1, p.36)

Pour Platon il y a au-delà du cosmos un espace nécessairement illimité et vide (alors qu'il n' y a pas, pour lui de vide dans le cosmos). On verra (I-1.3) qu'avec Aristote l'espace et le temps sont (comme à nouveau de nos jours) considérés comme coextensifs à la matière.

Le mot cosmos prend donc ainsi un sens restrictif puisqu'il ne désigne pas nécessairement le Tout. Quoiqu'il en soit ce cosmos clos et bien ordonné sera dominant dans les mentalités et jusqu'au XVI^e siècle sur l'univers plus chaotique des atomistes (Leucippe, Démocrite, ~ -400, ...) :

«Leucippe et son ami Démocrite affirment que les éléments sont le plein et le vide ; le premier ils disent que c'est l'être, et le second que c'est le non-être ; de ces deux éléments, l'être est ce qui est plein et rigide, tandis que le non-être est ce qui

est vide et sans résistance. Le non-être donc, à leur avis, n'existe pas moins que l'être, car le vide n'existe pas moins que le corps.» (Aristote, Métaphysique, cité dans Duhem 1914, T1, p.35)

Sans essayer de définir plus avant un concept qui est peut-être une notion première, essayons de décrire maintenant des caractéristiques de la *science* du cosmos.

1.2 Objet et statut de la cosmologie

La *«cosmologie»* est une activité bien plus ancienne que le mot par lequel on la désigne et dont les premières apparitions semblent être en 1656 dans le *«Glossographic»* de Thomas Blount (Luminet 2005, p. 252) et, en 1731, dans la *«Cosmologia Generalis»* de C. Wolff, un disciple de Leibniz, puis avec l'*«Essai de cosmologie»* de Pierre de Maupertuis en 1750 (Luminet 1998). Cette appellation tardive n'est pas propre à cette science : si le terme *«géologie»* était présent au début du XVII^{e} siècle celui de *«biologie»* attendra le XIX^{e}.

La *cosmologie* est entendue aujourd'hui comme le discours sur la totalité de l'Univers (et pas seulement, comme les remarques ci-dessus (I-1.1) pourraient le laisser supposer, sur le cosmos aux sens restreint et étymologique de bel et bon ordre de notre monde). Cette *cosmologie* devient science, dans l'acception moderne du mot, lorsqu'elle est éprouvable par l'observation (à défaut de l'être encore par l'expérience). Mais elle garde toutefois un statut particulier.

Sa première spécificité est celle que lui confère la nécessaire appartenance du sujet qui l'*actualise* à l'objet qu'elle étudie. Cela la fait encore souvent considérer comme une demi-science. Un tel jugement est fondé sur une conception *mécaniste* des autres sciences. Le lien entre l'observateur et la chose observée qui semble inhérent à la théorie quantique montre que la cosmologie n'est pas fondamentalement originale sur ce point. Certes le lien observateur-observé n'y est pas le même. En mécanique quantique c'est l'observateur observant qui semble pouvoir modifier son objet d'étude. En cosmologie le lien observateur-observé est simplement (et radicalement) existentiel : la non-impossibilité de la présence d'observateurs dans l'univers contraint drastiquement les caractéristiques : pour être observable l'univers ne doit pas être irréductiblement stérile et dans l'état actuel de la science établie cette *«anthropie»* (cf. II-1.16) n'est pas banale.

La deuxième particularité de cette science serait l'interdiction de répétitivité que lui impose sa prétention à la totalité et *ipso facto* à l'unicité de son objet mais la *non-séparabilité* de la description quantique vient quelque peu affaiblir, du moins dans l'absolu, la supériorité des autres sciences en la matière.

Reste peut-être son défaut d'*expérimentabilité* : contrairement aux autres sciences (y compris l'astrophysique) chez lesquelles l'expérimentation est, au moins *en puis-*

sance et de plus en plus *en acte*, possible[5], il paraît, au vu des connaissances présentes, difficile de susciter artificiellement un nouvel univers[6] que l'on pourrait ensuite comparer au nôtre.

Certes l'*expérimentabilité* que revendiquent les autres sciences a perdu, encore une fois avec la mécanique quantique, la différenciation catégorique qu'elle avait d'avec la simple *observabilité* mais, au-delà du flou fondamental de toute définition par l'homme d'une action humaine, il reste encore dans la pratique des sciences une différence, relative mais forte, entre une cosmologie qui ne peut être éprouvée que par les observations de *l'Un physique* et les disciplines qui, aux restrictions quantiques près, ont accès aux expérimentations sur *le multiple*.

L'ambiguïté sur le sens de *«cosmos»* existe aussi sur le terme «Univers». Par définition l'Univers serait unique en «acte». Le cosmos au sens restreint déjà évoqué ne s'identifie pas ainsi forcément à l'Univers. Il peut y avoir plusieurs (voire une infinité de) cosmos à travers le temps et l'espace comme dans les «cosmologies» d'Anaximandre ... ou de Linde. Ce dernier a proposé le néologisme *«Multivers»* pour un Univers *«auto-reproducteur»* (de cosmos). Les considérations *«anthropiques»* (rappelées au II.1.15) sont précisément fondées sur la démesure qui semble exister entre la cardinalité de l'ensemble des univers qui, en «puissance», seraient constitutivement stériles et celle de ceux qui n'excluent pas une aventure biologique et parmi lesquels serait actualisé «notre» cosmos. Dans ce cadre, le «multivers» d'Anaximandre-Linde est Un Univers dont notre univers (avec un petit u), notre cosmos, avec ses dimensions, ses constantes, ... ne serait alors qu'un élément.

Pour compliquer encore ce flou sémantique le signifiant «monde» peut référer au même signifié que cosmos mais, dans le passé, il pouvait avoir le sens plus restreint de ce que nous appelons aujourd'hui système planétaire.

On peut bien évidemment s'interroger sur la réalité ou la simple scientificité au sens Poppérien d'autres univers dont l'observabilité est a priori limitée à des effets très indirects :

«Une théorie qui n'est réfutable par aucun évènement qui se puisse concevoir est dépourvue de caractère scientifique.» (Karl Popper, 1953 Conjectures et réfutations)

Par bonheur le champ sémantique du signifiant «cosmologie» englobe encore en

[5]Le service des collections de l'université Montpellier 2 garde précieusement tout le matériel d'observation et de réduction de deux expériences spatiales de «Comète artificielle» menées à la fin des années 1960 par les astronomes du laboratoire d'astronomie de Montpellier (Yvette et Henri Andrillat). Il s'agissait de comète *artificielle* bien plus réelle (nuage de NH_3 laché à plus de 200 km d'altitude) que ce que l'on nomme aujourd'hui *«étoile artificielle»* en optique adaptative. L'ensemble (télescopes, spectrographes visibles et UV à haute luminosité, instruments de réduction, ...) vient, tout récemment, d'être classé au titre des «Monuments historiques»

[6]Avec des théories comme l'inflation chaotique, cela n'est peut-être pas exclu

2006 l'étude du Tout et pas uniquement celle de «notre» (ou d'un seul) cosmos nous épargnant ainsi, pour un temps, les néologismes Universologie, multiversologie.

1.3 Contexte et relativité

De l'antiquité jusqu'à nos jours les notions *premières* d'espace et de temps constituent un contexte naturel de toute description du réel expérimentable. La physique depuis 2500 ans (sauf quand elle est niée) est *évènementielle* et un évènement a un lieu et un temps[7]. Un mouvement «local» reste une *altération* de lieu liée au temps. Ceci reste vrai même si la description quantique affecte aujourd'hui des incertitudes fondamentales aux localisations spatio-temporelles et si celle de la relativité générale[8] a lié et complexifié le théâtre spatio-temporel.

La *relativité* du mouvement est un concept dont la genèse a une longue histoire. Pour Aristote repos et mouvement local ont un caractère absolu. Nicole Oresme (vers 1370) et surtout Nicolas de Cues (vers 1440) discourent de la relativité du mouvement et de l'équivalence de la rotation du ciel et de celle de la Terre. On sait comment Galilée explicitera ce concept sans toutefois vraiment le nommer : le mot *relatif* n'apparaît pas (Balibar 1990) dans les œuvres de Galilée.

Si la *relativité* (c'est-à-dire maintenant la non-séparabilité ou la relation) du temps et de l'espace semble être un concept vieux d'à peine un siècle, celle de l'espace et celle du temps avec le contenu matériel ont été débattues dès l'antiquité.

Aristote lie existentiellement le contenu matériel et les contextes spatial et temporel (pas de *lieu*, pas de vide, pas de temps au-delà de la sphère des fixes) :

«Le vide est, d'après la définition vulgaire, l'endroit où il n'y a pas de corps, mais où il peut en exister un. Le temps est le nombre du mouvement, et sans corps naturel, il n'est pas de mouvement. Or, on l'a démontré, hors du ciel, il n'y a ni ne peut y avoir aucun corps ; dès lors, il est manifeste qu'il n'y a non plus ni lieu, ni vide, ni temps hors de lui» (Aristote, vers -330, De Cælo ; traduction dans Moraux 1965, 279 a, 12 - 18)

Son maître Platon avait déjà exprimé le lien entre la naissance du temps et celle de la matière en des termes très consonnants à ceux de notre époque :

«Bref le Temps est donc né avec le Ciel, afin que nés ensemble, ils se dissolvent ensemble aussi, si jamais ils doivent se dissoudre» (Platon vers -375, Timée ; traduction dans Rivaud 1985, 98 b).

[7] même si les théories de cordes multiplient le nombre de dimensions spatiales, elles ne remettent pas vraiment en cause ce principe

[8] ou d'autres théories géométriques de la physique

Cette *relativité* (au sens de «relation») du temps et de la matière restera présente au fil des siècles qui suivront :

«Comment la création aurait-elle pu être faite dans le temps, puisque le temps a été fait avec les êtres ?». (Clément d'Alexandrie, circa 200, Stromates VI).

«Quia tempus nondum erat, antequam esset mundus»[9] (Origène, circa 245, dans Doutreleau 1985).

«Proculdubio, non est Mondus factus in tempore, sed cum tempore»[10] (Saint Augustin, circa 400).

«C'est au commencement du temps que Dieu a créé le Ciel et la Terre. Car le temps existe depuis qu'existe ce Monde, il n'existait pas avant le Monde». (Ambroise de Milan, Hexaméron, I)

Au XIII^{ème} siècle l'expression des *relativités* espace–matière et temps–matière fusionne la pensée de Platon et celle d'Aristote sur ce thème :

«De même en effet que le monde n'a pas de dehors, n'a pas d'au-delà, puisqu'il contient et embrasse toute chose, de même le temps, qui a commencé à la création du Monde, n'a pas d'auparavant ni de précédemment puisqu'il contient en lui tous les temps qui sont ses parties». (Guillaume d'Auvergne, circa 1230).

Le concept d'interdépendance de l'espace, du temps et de la matière qui est à la base de la cosmologie du XX^{ème} siècle n'est donc pas une invention récente comme on le croit souvent en raison de l'occultation de ces notions à l'époque classique.

Est-ce en réaction heuristique à la pesanteur des systèmes du monde à base de sphères, systèmes encore retravaillés au XVI^{ème} siècle (Koyré 1969, p. 57 - 58), est-ce en réaction avec certaines représentations théologiques du cosmos (le *ciel* divin est encore situé géométriquement juste au-delà de la sphère des fixes dans le cosmos de Dante) ? Toujours est-il que le théâtre implicite de la physique et de l'astronomie classiques (Newtoniennes) qui s'impose au XVII^{e} siècle est un espace et un temps infinis. Bien sûr (car on n'en connaît pas d'autres) espace et temps ont la structure d'espaces euclidiens et statiques et ils sont indépendants.

Ce théâtre, ce contexte spatio-temporel, ce *ce dans quoi on fait*, et de mieux en mieux, de la physique, est alors et durant près de trois siècles *impassible* à son contenu matériel et aux actions (évènements) qui s'y déroulent (cf. les citations de Newton sur l'espace et le temps au paragraphe I-1.4). L'espace, comme le temps deviennent en fait dans le paradigme de la physique Newtonienne des attributs di-

[9] Car le temps n'était pas avant que ne soit le monde

[10] Il n'y a pas de doute, le monde n'a pas été fait dans le temps mais avec le temps

vins ce qui présente l'avantage de justifier leur universalité ... et l'inconvénient de leur enlever la relativité[11] que permettait les concepts plus scolastiques dans lesquels leurs statuts étaient plus proches de ceux de simples créatures. Le contexte spatial et temporel de la science classique se retrouve ainsi *séparé* du champ de la recherche. Il n'y a plus rien à apprendre sur lui et il est à la limite *insignifiant* : la connaissance de l'univers s'y réduit à la somme des connaissances sur le contenu proche, les astres observables.

Pourtant allait demeurer dans cet univers classique (et durant plus de deux siècles) *deux petits problèmes*[12] :
- son déséquilibre face à la gravitation *«universelle»*
- son problème de divergence avec l'obscurité du ciel nocturne

1.4 Infini

La question de la finitude ou de l'infinitude de l'univers (par ailleurs liée aux deux «petits» problèmes cités ci-dessus) est présente dès les plus anciens textes qui évoquent le cosmos. Elle a fait l'objet de réponses très variables au fil des âges et des civilisations jusqu'à nos jours. Il serait trop long d'en esquisser une liste. On pourra notamment se référer à une étude récente de Luminet & Lachièze-Rey (2005).

Dès les premiers discours connus sur la question, l'infinitude de l'espace (ou celle du temps) n'est pas conçue comme une simple question de grandeur. L'origine des *étants* lui est intimement associée. C'est l'océan infini qui est générateur pour Thalès. Bien avant, pour Homère, il était même le père des dieux.

Anaximandre (vers - 560) (pour qui on peut se reporter à l'étude de Conche, 1991) dégage le concept très élaboré d'un $\acute{\alpha}\pi\epsilon\iota\rho o\nu$ (apéiron), substance génératrice infinie et indéfinie dont nait, entre autres, notre monde, l'$\acute{\alpha}\rho\chi\grave{\eta}$ (le principe) ne pouvant être pour lui (Conche 1991, p. 60) l'un des quatre éléments infinitisé.

Xénophane ($\sim$-530) (qui nie l'$\acute{\alpha}\pi\epsilon\iota\rho o\nu$) considère une terre plate sans fin se trouve ainsi contraint à concevoir que chaque jour des astres nouveaux passent au-dessus de nos têtes.

Pythagore ($\sim$-510) conçoit un système du monde à symétrie sphérique et se terminant à la sphère des fixes. Il est peut-être l'inventeur ou le premier utilisateur pour l'astronomie du mot «$\chi\acute{o}\sigma\mu o\varsigma$». Ce monde clos sera celui de l'école d'Athènes et, à travers son rayonnement, le modèle dominant pendant près de deux millénaires.

[11] encore faudrait-il restreindre cette non relativité puisque pour Newton l'espace agit sur la matière

[12] pour emprunter anachroniquement une expression de Lord Kelvin en 1892 à propos de la science *«définitivement constituée»* (cf. II 1.2)

Un type antagoniste de représentation du monde se dégage avec Leucippe (∼-460) , Démocrite (∼-425) et les atomistes jusqu'à Lucrèce (∼-50) et aux épicuriens (III^{e}) pour lesquels l'espace est infini :

«J'ai enseigné que la matière se compose d'atomes absolument pleins qui se meuvent indestructibles à travers l'éternité ; [...] L'univers total n'est donc limité nulle part ; autrement il aurait une extrémité. Or est-il une extrémité possible sans que quelque chose constitue une limite, pour qu'apparaisse le point où notre regard cesse de suivre ? Et comme hors de l'ensemble des choses il n'y a rien, convenons-en, notre univers n'a point d'extrémité, donc point de limite ni de mesure. Peu importe la position qu'on y occupe : toujours, de tous côtés, à partir de chaque position, le tout immense s'étend à l'infini [...] » (Lucrèce vers -50, De Natura Rerum, traduit dans Clouard 1964, p. 43-44)

Parmi l'école de pensée qui allait des atomistes aux épicuriens et qui prônait un univers infini, Lucrèce est un des rares à étayer presqu'observationnellement son propos. Si il y lie les concepts de fini et de limité, il s'appuie comme Aristote sur un argument gravitationnel pour justifier (à l'encontre d'Aristote, cf. I-2.2) l'infini :

«Au reste, si l'espace où se meut l'univers était enfermé de toutes parts et dans des limites fixes, la masse de la matière depuis longtemps, entraînée par le poids de ses corps solides, se serait de toutes parts rassemblée dans les lieux les plus bas ; et dès lors, rien ne pourrait plus s'accomplir sous la voûte du ciel, il n'y aurait plus même de ciel ni de lumière solaire ; en effet, toute la matière, se déposant depuis des siècles, aboutirait à n'être plus qu'une masse inerte. Mais au contraire, s'il n'y a point de repos pour les principes élémentaires, c'est qu'il n'y a nulle part de fond où ils puissent affluer en masse et se fixer. Toujours et partout c'est un perpétuel mouvement pour l'accomplissement des choses ; sans cesse se succèdent, précipité en foule de l'espace infini, les éléments d'une matière éternelle.» (Lucrèce vers -50, De Natura Rerum, traduit dans Clouard 1964)

Tous les raisonnements sur ce thème qui nous ont été transmis depuis l'antiquité n'ont pas la pertinence de l'extrait ci-dessus et c'est à juste titre qu'Aristote, déjà historien des sciences et épistémologue, nous laisse cette critique intemporelle :

«Loin de chercher à régler sur les faits observés leurs raisonnements et leurs explications par les causes, ils contraignent les faits observés à rentrer dans le cadre de certains avis personnels auxquels ils s'efforcent de faire correspondre leur organisation du monde» (Aristote, circa -330, De Cælo, traduction dans Moraux, 1965, 293 a).

Platon qui concevait un passé fini sans se prononcer sur la finitude ou l'infinitude du futur, justifiait par des principes divins la sphéricité du ciel et il insistait sur la finitude de la région matérielle :

«Car rien n'en pouvait sortir, rien n'y pouvait entrer, de nulle part, puisqu'en dehors de lui il n'y avait rien.» (Platon, Timée traduit dans Rivaud 1985, 33 b,c)

Il attribuait d'ailleurs à la sphère des fixes un rayon de seulement 18 rayons terrestres (du moins dans le Timée, d'autres écrits laisseraient entendre des dimensions bien plus importantes).

Aristote, dont on sait le goût et le talent pour l'observation, discute la question de l'infinitude dans son De Caelo. Le Stagyrite y établit son système du monde, remarquablement moderne par les liens espace-matière et espace-temps rappelés plus haut (I 1.3). Mais les *preuves* qu'il développe longuement (*De Caelo* I, 6 à 9) pour montrer l'impossibilité d'un univers spatialement (et donc matériellement) infini sont en dernier recours inhérentes à son modèle, même celle de l'impossibilité d'une pesanteur infinie (*ibidem* I, 6).

La période hellénistique qui suit verra l'intérêt des chercheurs se fixer sur les mesures et l'établissement de systèmes capables de *"sauver les apparences"* plus que sur la réalité du cosmos et l'étendue de son espace. Si, pour les astres *errants* les sphères homocentriques *réelles* sont en tout ou en partie relayées par des combinaisons de cercles plutôt *idéels*, la sphère des *fixes* y garde son statut. Elle le gardera tout au long du Moyen-Âge. C'est l'invalidation observationnelle (chapitre suivant) des sphères des *errants* qui induira en partie la disparition de celle des fixes à la charnière des XVI^{e} et XVII^{e} siècles.

Dès le XV^{e} siècle, dans *La Docte Ignorance*, parue en 1440, le cardinal Nicolas de Cues avait commencé de jeter à bas tout le complexe édifice des sphères en prônant un monde ouvert *«dont le centre est partout et la circonférence nulle part»* (Koyré, 1968, p. 30). On pourrait lui attribuer ce que nous appelons aujourd'hui le principe cosmologique qu'il pousse d'ailleurs un peu loin car il assimile la terre à une étoile possédant comme toute étoile mouvement et lumière propre. Notons que c'est paradoxalement souvent le nom du chanoine Copernic (pourtant très centralisateur en la matière) que l'on associe à ce principe.

On retient, en 1576, l'affirmation, accompagnée d'une illustration explicite, de Thomas Digges :

«L'orbe des étoiles fixes s'étend sphériquement dans l'altitude infiniment vers le haut et [est] par conséquent immobile [...]» (Thomas Digges, 1576, «A perfict description of the celestial Orbs»).

À la fin du XVI^{e} siècle, Giordano Brono consacre un ouvrage à l'infinité de l'Univers : *De l'infinito, universo e mondi* (Bruno 1584, traduit et commenté par Levergeois (1987)) que l'on évoque souvent comme motif de sa condamnation au bûcher bien que le Nôlain soit vraisemblablement plus une des victimes de l'Inqui-

sition religieuse que le martyr de la science[13].

Quelques décennies plus tard :

«Il n'y a qu'un seul argument, qui m'est propre, qui m'incline plutôt vers l'infini et l'interminé que vers le terminé (notez que mon imagination ne m'est ici d'aucun secours, car je ne puis l'imaginer pas plus fini qu'infini) ; je sens que mon incapacité de comprendre pourrait plus proprement être référée à l'incompréhensible infinité qu'à la finitude dans laquelle ne se trouve aucun principe d'incompréhensibilité.» (Galilée, 1640, lettre à Liceti)

Pourtant, comme on le verra au chapitre suivant, cette préférence pour l'infini n'est pas fondée observationnellement.

Newton, plusieurs années après la publication de ses propres «principia» reprendra bien légèrement[14] l'argument de Lucrèce (cité plus haut) :

« [...] la matière, située aux confins de cet espace, tendrait par sa gravité vers toute la matière placée à l'intérieur et, en conséquence, tomberait vers le centre de l'espace entier, et y formerait une grande masse sphérique. Mais si la matière était également distribuée à travers un espace infini, elle ne pourrait jamais se réunir en une seule masse» (Newton, 1693, lettre au Rév. Bentley)

Le théâtre implicite de la physique et de l'astronomie classiques (Newtoniennes) qui s'impose alors est un espace euclidien et statique et un temps indépendant. Espace et temps y sont infinis.

Emmanuel Kant a prétendu démontrer logiquement la vanité de la question de la finitude ou de l'infinitude de l'univers en "prouvant" la thèse et l'antithèse de la première antinomie de la raison pure :

– -*«Le monde a un commencement dans le temps et il est aussi limité dans*

[13]Giordano Bruno a été brûlé vif à Rome le 17 février 1600 mais, si des questions astronomiques sont présentes dans la liste des opinions qu'il lui est reproché d'enseigner, l'essentiel de ses longues (plus de 33 ans !) démêlées avec l'Église de Rome porte en fait sur des thématiques purement théologiques (culte marial, calvinisme, Trinité, transsubstantiation, métempsychose, ...) et il est probable qu'en leur absence les seules pluralité des mondes et infinité de l'univers lui auraient occasionné peu de problèmes (au XIII^{e} siècle saint Bonaventure et saint Albert ont argumenté la possibilité de la pluralité des mondes habités, Étienne Tempier, évêque de Paris, avait même lancé l'anathème en 1277 contre ceux qui, comme Aristote, disaient que Dieu ne pouvait pas créer plusieurs mondes ; quant à l'infinité, quelques décennies après la condamnation et l'exécution de Bruno, le très prudent Descartes écrivait, dans sa lettre à Chanut du 6 juin 1647 : *«Le cardinal de Cusa et plusieurs autres Docteurs ont supposé le monde infiny, sans qu'ils aient jamais été repris de l'église à ce sujet ; au contraire, on croit que c'est honorer Dieu que de faire concevoir ses œuvres fort grands.»*).

[14]le temps de chute libre d'un univers newtonien ne dépend que de sa masse volumique, il est indépendant de son rayon (cf II.1.2)

l'espace»

– *-«Le monde n'a ni commencement dans le temps, ni limite dans l'espace, mais il est infini aussi bien dans le temps que dans l'espace»* (Kant, Critique de la raison pure, traduction dans Tremesaigues & Pacaud, 1993, p. 339-340).

Il décide :

«La première réponse à la question cosmologique concernant la grandeur du monde est donc cette réponse négative : le monde n'a pas de premier commencement dans le temps ni de limite extrême dans l'espace. En effet, dans le cas contraire, le monde serait limité, d'un côté par le temps vide, de l'autre par l'espace vide» (Kant, Critique de la raison pure, traduction dans Tremesaigues & Pacaud, 1993, p. 388).

Mathématiquement la possibilité de l'infini a posé question depuis longtemps. Proclus (V^e), Jean Philoppon (VI^e), Thabit ibn Quarra (IX^e), Jean Duns Scott (XIII^e) ont déjà relevé ce que l'on a appelé plus tard le *paradoxe de la réflexivité* (Luminet & Lachièze-Rey 2005), celui des parties aussi grandes que le tout. Ce n'est qu'assez récemment que, notamment, Georg Cantor, David Hilbert et Kurt Gödel ont formalisé cet être mathématique (ibidem).

Si les mathématiciens modernes de l'infini comme Cantor et Hilbert ne distinguent pas les possibilités mathématique et physique de l'infini en acte, l'infinitude de l'espace n'implique pas, en dehors d'une théorie *relativiste*, celle de son contenu matériel. Cette dernière, relevant de critères observationnels, sera développée au chapitre suivant.

1.5 Limite

Depuis l'antiquité et jusqu'à l'aube du XX^e siècle les débats sur la finitude ou l'infinitude spatiale de l'univers ont souvent été argumentés sur la notion de limite car fini et borné paraissaient indissociables. Cela conduisait à des paradoxes pour un univers fini (que devient un projectile qui atteint le bord ?) tant de fois exprimés qu'il serait fastidieux de les citer. Il est toutefois utile de remarquer que ce sont ces mêmes difficultés topologiques mais avec une dimension en moins qui, cinq siècles avant Jésus-Christ, avaient joué en faveur de la sphéricité de la Terre (si la Terre est plate ou bien elle est infinie ou bien elle a des bords et les deux éventualités posaient des problèmes qu'éliminait avantageusement la belle sphère). Il faudra vingt-cinq siècles pour que l'argument soit repris pour l'espace tri-dimensionnel.

On peut remarquer aussi que les apories décrites par les anciens à propos de la notion de bord de l'espace ne semblent pas aller jusqu'au bout du raisonnement. Est-ce en raison de ce «nécessitarisme» grec dont on parlera à propos de l'ontologie ? Il est généralement bien exprimé par ces auteurs que (traduit ici en langage moderne)

la flèche qui atteint le bord ne peut s'y écraser (sinon contre quoi de physique et qui, à moins d'être d'une raideur infinie, reculerait au moins un peu ... mais dans quoi ?). Mais curieusement c'est la suite (et non la flèche) qui est généralement escamotée. Or, physiquement, si la flèche ne peut ni rebondir, ni rester «là», ni «continuer» son mouvement dans un *non-lieu*, il ne lui reste qu'à ne plus être, à s'effacer progressivement du Réel au fur et à mesure qu'elle (ne) pénètre (pas) dans le non-être : La flèche s'anéantit. Une frontière de l'espace serait une frontière entre l'être et le néant et elle échappe ainsi à la physique[15] .

Peut-être que, même non exprimée, subconsciente, cette horreur physique a-t-elle pu aider le changement de paradigme au début du XVII^{e} diècle : le passage *«du monde clos à l'univers infini»* (Koyré 1968) est en effet contemporain de la découverte observationnelle de l'unité de substance du cosmos. Bien plus tard, au XX^{e} siècle les modèles d'univers, à commencer par celui d'Einstein en 1917, excluront, d'abord implicitement, puis par principe (le principe cosmologique), la possibilité d'un bord à l'espace ... avant de conduire à une singularité, à un bord, pour le temps et à des singularités au centre des trous noirs. Et l'horreur physique de ces singularités est un moteur essentiel de la recherche cosmologique au début du XXI^{e} siècle.

1.6 Ontologie et temporalité

La *séparation* philosophique entre le concept de création *(ex nihilo)* entendu au sens de *dépendance ontologique* (et donc aussi *dans l'instant*, pour maintenir dans l'être) et celui d'une simple origine temporelle, d'un commencement, pour l'univers semble être une idée un peu moins ancienne que celle de la relation existentielle du temps et de l'espace avec la matière.

La simple dispute sur l'éternité du monde a connu un premier épisode au VI^{e} siècle avec Jean Philoppon et Simplicius (Michon 2004, p. 35). On la retrouve, en différé, entre al-Ghazali (XI^{e}, qui critique Avicenne et prétend que cette éternité est à la fois contraire au Coran et à la raison) et dans la réponse que lui fait au siècle suivant (et donc avec le bénéfice de nombreuses discussions) Ibn Rushd (Averroès) qui argumente sur sa compatibilité avec la raison.

Pour Moïse Maïmonide, l'acte créateur n'est pas accessible par les voies de la pure logique mais création et temporalité finie semblent liées :

«La question de savoir si le Monde est éternel ou créé ne saurait être résolue par

[15]ce développement du discours sur la base être, non-être est peut-être réducteur : *«Il n'y avait pas l'être, il n'y avait pas le non-être en ce temps. Il n'y avait espace ni firmament au-delà. Qu'est-ce qui se mouvait ? Où, sous la garde de qui ? Y avait-il l'eau profonde, l'eau sans fond ?»* (Rgveda X,129, circa -1000, cité par Marmier 1994) mais l'on s'écarte ici de la rationalité

une démonstration décisive, et c'est un point où l'intelligence s'arrête" (Maïmonide, "Le guide des égarés", fin XII^{e}).

Sur le premier point il est rejoint par Albert :

«Le commencement du Monde par création n'est pas physique et ne peut être prouvé au niveau de la physique» (Albert le Grand, "Physica", XIII^{e}).

Ce même saint Albert émet par ailleurs sur la science des avis dont la pertinence a traversé les siècles et qu'il n'est parfois pas inutile de répéter :

«Le physicien doit démontrer ce qu'il avance par les méthodes qui sont propres à la science qu'il a l'intention de considérer, ou bien il doit se taire...» (Albert le Grand, "Physica", XIII^{e}).

Si Thomas d'Aquin est en concordance :

«Que le Monde ait commencé est donc objet de foi, mais cela n'est pas démontrable ni objet de science» (Thomas d'Aquin, XIII^{e}),

il distingue nettement éternité atemporelle et infinitude temporelle (en se référant à des sources plus anciennes) :

«Le monde eût-il toujours existé, il ne serait pas pour cela égal à Dieu en éternité, ainsi que l'observe Boèce[16] *; car l'être divin est un être subsistant tout entier simultanément, sans nulle succession, et il n'en est pas ainsi du monde»* (Thomas d'Aquin, 1268, première partie de la Somme théologique, question 46, art. 2 ; traduit dans Gardeil, 1992).

«Quand on dit que les choses ont été crées au commencement du temps, on n'entend pas que le commencement du temps soit la mesure de la création, mais que le ciel et la terre ont été créés avec le temps, simultanément (simul cum tempore cœlum et terra creata sunt)» (ibidem, art. 3).

«Ainsi il est évident que la proposition que quelque chose soit fait par Dieu et néanmoins n'ait jamais été sans existence, ne conduit à aucune contradiction logique.» (Thomas d'Aquin, 1271, "De aeternitate mundi").

Ceci est en harmonie avec l'enseignement d'Albert :

«Dieu n'a pas précédé le Monde dans le temps mais par l'éternité ; il n'y a pas eu de temps avant le Monde, ni matière ; le temps a commencé avec la matière, le ciel et le mouvement du ciel». (Albert le Grand, "Physica", XIII^{ème}).

[16] Boèce, début VI^{e} siècle, voir à ce sujet Michon (2004, p. 311)

Mais Thomas est allé plus loin avec la *«possibilité d'un mode éternel et créé»* (Michon 2004, p. 134 et il semble bien que l'on puisse lui attribuer cette distinction conceptuelle forte entre Création et commencement qui fera défaut par la suite.

L'oubli philosophique de cette distinction persistera lorsque, avec la relativité générale, le lien entre contenant (espace-temps) et contenu (matière-énergie) du cosmos athénien sera rétabli et quantifié. Et cet oubli est peut être doublement philosophique. Il est d'une part évident que les scientifiques post Einsteiniens faisaient (et font) peu d'humanités dans leur cursus. D'autre part les philosophes de cette même époque n'ont pas été (et ne sont pas encore nombreux) à s'investir dans (voire même prendre en compte) les mutations conceptuelles de la science et particulièrement celles de la cosmologie moderne.

Peut-être Malebranche avait-il déjà un peu analysé une des causes de ce problème :

«Il y a encore une raison qui porte les hommes à croire que la matière est incréée, c'est que quand ils pensent à l'étendue, ils ne peuvent s'empêcher de la regarder comme un être nécessaire. En effet, ils conçoivent que le monde a été crée dans des espaces immenses, que ces espaces n'ont jamais commencé, et que Dieu même ne peut les détruire. De sorte que, confondant la matière avec ces espaces, parce qu'effectivement la matière n'est rien d'autre chose que de l'espace ou de l'étendue, ils regardent la matière comme un être éternel» (Malebranche 1690, Méditations chrétiennes)

En effet cette croyance très répandue à l'*«étendue»* (l'espace) comme *«être nécessaire»* est peut-être à la source de la confusion entre commencement et Création. On sait que beaucoup d'ouvrages d'aujourd'hui se plaisent encore à confondre les couples de signifiés et même de signifiants évoqués ci-dessus (création et commencement, éternité et temps infini, physique et ontologie) et le souhait de conforter les convictions de leur auteurs n'y est peut-être pas toujours étranger.

L'hypothèse de la naissance quantique de l'univers, que Lemaître développe dès 1931 (Lemaître 1931c) se retrouve aujourd'hui exprimée comme une fluctuation d'un vide. Et cette possibilité est souvent présentée en confondant un *«vide physique»* avec le *«néant métaphysique»*. Or un *«vide physique»* ou *«quantique»* est lui soumis à des lois, à des équations. Et une loi n'est pas rien. Il y a donc dans ces modèles un «pré»-existant à l'évènement que l'on veut expliquer. *«Pré»* est entre guillemets car ce n'est pas nécessairement un ordre temporel mais plutôt un ordre dans le domaine de la causalité. La physique ne peut pas partir de rien. Il faut (de l'extérieur) mettre quelque chose au départ.

Ἐν ἀρχὴ ἡν Λόγοσ ou *In principio erat Verbus*, cette phrase du prologue de Jean est souvent ambigument (pas assez ontologiquement) traduite par *« Au*

commencement[17] *était le Verbe»*. Le scientifique est parfois tenté de transposer dans son domaine cette introduction en remplaçant «Λόγοσ» (Logos) par exemple par «équation de Wheeler-DeWitt». Cette équation (ou toute autre) que l'on met au «début» (ou plus exactement dans le *principe*) est peut-être presque rien, elle n'a pas de masse-énergie, mais ... ce n'est pas rien :

«Nous avons besoin de savoir ce qui a émergé en premier au moment de la formation de l'univers : l'univers ou les lois décrivant l'univers. Il est tout aussi difficile de comprendre comment quelque loi que ce soit pouvait exister antérieurement à l'univers, ou comment l'univers pouvait exister sans une loi. On peut supposer qu'il y a seulement une loi possible, et qu'elle existe de quelque manière non précisée avant l'émergence de l'univers. Cependant, ceci serait semblable à avoir des élections avec seulement un nom en ballotage. Peut-être une meilleure possibilité serait de considérer toutes les combinaisons logiquement possibles des univers. Étant donné le choix parmi les différents univers dans la structure multiverse, nous pouvons procéder en éliminant les univers où notre vie serait impossible. Ce simple pas est suffisant pour comprendre beaucoup de caractéristiques de notre univers qui autrement paraitraient miraculeuses.» (Linde, 2002)

Au-delà d'un souci de vérité, la dénonciation de ces confusions se veut aussi didactique. En effet elles handicapent l'enseignement de la cosmologie. En laissant croire que cette science peut ou va pouvoir répondre aux questions fondamentales, au *« Pourquoi y-a-t-il quelque chose plutôt que rien ?»* de Leibniz, elles génèrent des réticences, voire des blocages, en tout cas un stress croisé avec ceux déjà non négligeables qu'engendrent les remises en cause des notions premières d'espace et de temps qui sont inhérentes aux modèles cosmologiques. Un cosmologiste n'est pas un gourou, il ne lit pas dans la pensée de Dieu. Il essaie de mettre en ordre la part observable du Réel. Libre à lui de s'émerveiller de ce que la démarche soit aujourd'hui aussi gratifiante.

Si dans la *théorie standard du Big Bang* se trouve exprimée fortement l'idée d'un *commencement* de l'Univers, c'est la confusion des concepts de *commencement* et de *création* qui, renaissant de ses cendres, a créé des difficultés dans un débat qui aurait dû (et aurait peut-être gagné à) être purement scientifique. Pourtant le principal promoteur de la théorie lui-même (mais il a enseigné aussi la philosophie ...) s'est toujours défendu d'un mélange des genres et affirmait clairement :

«Autant que je puisse en juger, une telle théorie reste extérieure à toute question métaphysique ou religieuse. Elle laisse le matérialiste libre de nier tout être transcendant. Il peut conserver pour l'origine de l'espace-temps la même attitude de pensée qu'il a pu adopter pour les évènements qui surviennent en des endroits non-singuliers de l'espace-temps. Pour le croyant, elle écarte toute tentative de fa-

[17] *Ἐν ἀρχὴ*, *in principio*, semblent aussi de bonnes traductions de *Béréchit* qui est aussi le premier mot de la Genèse.

miliarité avec Dieu, comme la chiquenaude de Laplace ou le doigt de Jeans. Elle est en consonnance avec les termes d'Isaîe parlant du "Dieu caché", caché même dans le commencement du monde.» (Lemaître 1958b, traduction HR)

Il est intéressant de voir comment finalement la quête actuelle de la fixité globale (à défaut de locale) et Aristotélicienne de l'Univers est une motivation toujours active. L'idée de fluctuations quantiques productrices de cosmos et qui, multipliées à l'infini, permettent d'obtenir une cosmologie ou plutôt une méta-cosmologie globalement invariante est peut-être encouragée par son rejet «à l'infini» du problème de la simple origine temporelle (du commencement) et parce qu'elle évite aussi (du moins globalement) le problème de l'évolution.

À décharge des confusions dénoncées on peut citer (Michon 2004) la forte analogie qui est apparue pour la première fois avec le Big Bang entre un récit comme celui de la Genèse et une cosmologie scientifique : les cosmogonies évolutionnistes de Kant et Laplace décrivaient bien une histoire naturelle plausible de la formation des structures cosmiques mais elles commençaient avec pour *donnée* une *«nébuleuse primitive»*. Le Big Bang décrit en plus la formation et la composition de la nébuleuse primitive.

L'équilibre du raisonnement est difficile. Un séparatisme drastique des approches handicape la dynamique de la réflexion et le mélange des genres est évidemment dangereux :

«La cosmologie est grosse de la métaphysique et ce serait châtrer la raison que de l'empêcher de s'exercer à tenter de résoudre les problèmes métaphysiques qui s'imposent à l'intelligence humaine lorsqu'elle réfléchit sur l'Univers : l'Univers est-il seul ou bien doit-il son existence à l'Être absolu distinct de la matière ? Quant à nous, êtres humains, avec notre taille infime par rapport aux dimensions cosmiques qui se chiffrent en milliards d'années-lumière, perdus sur une petite planète dans la banlieue d'une banale galaxie parmi des milliards d'autres, avons-nous un quelconque rôle à jouer au niveau cosmique, dans une épopée qui semble, a priori, ne pas nous concerner ? Se pourrait-il que les êtres vivants et pensants constituent le moteur de la genèse de l'Univers, le but ultime de son existence ? Mais ces incursions des scientifiques dans le domaine philosophique ne sont malheureusement pas sans risques : que de conclusions métaphysiques hâtives et injustifiées dans la littérature cosmologique d'hier et d'aujourd'hui, que d'erreurs et de paralogismes causés par la confusion extrêmement fréquente entre des concepts fondamentalement distincts, tels que création et commencement de l'Univers, néant et espace vide.» (Demaret 1991)

L'impact de ces considérations sur l'*établissement* de la cosmologie moderne sera repris plus loin (II-1.14).

1.7 Cosmos et physique

«Le feu du soleil et des astres est entretenu par les exhalaisons des eaux» enseignait Thalès de Milet (Thalès, circa -600).

Son protégé, Anaximandre, que l'on considère parfois comme le père de la cosmologie décrivait (Michel & Mugler, 1966a, p. 220-221) les astres comme des anneaux creux faits d'air opaque, remplis de feu et qui brillent par un trou. Pour Héraclite d'Éphèse (ibid.) ces astres sont des bassins creux dont la concavité concentre les exhalaisons sèches qui y brûlent, qui s'allument au levant et s'éteignent au couchant.

La *substance des astres* a fait l'objet d'hypothèses très variées jusqu'à ce qu'elle devienne objet d'observation.

Il est bien difficile d'après la rareté des fragments plus ou moins indirectement transmis de connaître le degré de vraisemblance que les auteurs anciens eux-mêmes accordaient à ces représentations[18].

On trouve chez Platon une conception très moderne de l'univers physique et auto-suffisant :

«En effet, c'est le Monde lui-même qui se donne sa propre nourriture, par sa propre destruction. Toutes ses passions et toutes ses opérations se produisent en lui, par lui-même, suivant l'intention de son auteur. Car celui qui l'a construit a pensé qu'il serait meilleur s'il se suffisait à lui-même que s'il avait besoin d'autre chose.» (Timée, 33 c-d).

Bien des siècles plus tard l'interventionnisme de Newton et de son école semble en régression :

«L'idée de ceux qui soutiennent que le Monde est une grande Machine qui se meut sans que Dieu y intervienne, comme une Horloge continue de se mouvoir sans le secours de l'Horloger ; cette idée, dis-je, introduit le Matérialisme & la Fatalité [...]» (Clarke 1715, Correspondance avec Leibniz)

«Mais comment la matière pourrait-elle se diviser en deux sortes, [...] Je ne pense pas que ce soit explicable par des causes seulement naturelles, mais suis forcé de l'attribuer au conseil et à la délibération d'un Agent volontaire» (Newton 1693, lettre au Rév. Bentley)

Sur l'autre rive Leibniz répondait avec une caustique élégance :

«Monsieur Newton & ses Sectateurs ont encore une fort plaisante opinion de

[18] et la part de cabotinage ou de souci didactique d'attirer l'attention qui pouvait s'y glisser.

l'Ouvrage de Dieu. Selon eux Dieu a besoin de remonter de tems en tems sa Montre : autrement elle cesseroit d'agir. Il n'a pas eu assez de vue, pour en faire un Mouvement perpétuel. Cette Machine de Dieu est même si imparfaite selon eux, qu'il est obligé de la décrasser de tems en tems par un concours extraordinaire, & même de la raccommoder, comme un Horloger son Ouvrage ; qui sera d'autant plus mauvais Maître, qu'il sera plus souvent obligé d'y retoucher & d'y corriger. Selon mon sentiment, la même force & vigueur y subsiste toujours, & passe seulement de matière en matière, suivant les loix de la Nature & le bel Ordre préétabli. Et je tiens quand Dieu fait des Miracles, que ce n'est pas pour soutenir les besoins de la Nature, mais pour ceux de la Grâce.» (Leibniz, 1715, lettre à la Princesse de Galles).

Bien avant, mais c'était alors prequ'oublié, Thomas avait, sans ambage, séparé les domaines :

«En matière de foi et de mœurs, il faut croire Saint Augustin plus que les philosophes, s'ils sont en désaccord ; mais si nous parlons médecine, je m'en remets à Galien et à Hippocrate, et s'il s'agit de la nature des choses, c'est à Aristote que je m'adresse, ou à quelque autre expert en la matière.» (Thomas d'Aquin, Somme théol.).

Encore plus tôt, l'école de Chartres, dont on sait la grande estime pour l'œuvre de Platon, avait actualisé le principe d'auto-suffisance de l'univers cité plus haut jusqu'à proposer avec Thierry (Thierry de Chartres, XII^{e}) une cosmologie physique et évolutionniste dans laquelle les quatre éléments, une fois créés, évoluent selon les lois de la physique : la terre plus lourde se dépose au centre entourée par l'eau, l'air et le feu. Il n'y a jusque-là rien de très original. Mais Thierry continue : le feu par sa chaleur fait évaporer l'eau et les continents apparaissent ainsi progressivement. Quant à la vapeur d'eau, lorsqu'elle se sera suffisamment élevée, elle va se condenser ... en étoiles. La fin du scénario de Thierry est encore plus étonnante : ces étoiles s'allument et c'est leur supplément de chaleur qui va permettre l'apparition et le développement de la vie sur la Terre.

Relisons ses notes de cours ou, plus probablement (Lemoine & Picard-Para, 2004) les notes de cours d'un de ses étudiants :

«Au commencement, Dieu créa le ciel et la terre, c'est-à-dire qu'il créa la matière au premier moment des temps [...] l'élément supérieur, c'est-à-dire le feu, illumina les parties supérieures de l'élément inférieur, c'est-à-dire l'air [...] par l'intermédiaire de cette illumination de l'air, le feu réchauffait le troisième élément, c'est-à-dire l'eau et, en la réchauffant, il la maintenait en suspens au-dessus de l'air sous forme de vapeur. C'est en effet la nature de la chaleur que de diviser l'eau en gouttes très fines et d'élever ces fines gouttes au-dessus de l'air par la puissance de son mouvement, comme cela apparaît dans la vapeur d'une étuve, ou encore, comme c'est manifeste dans les nuages du ciel.[...]

Une fois l'eau établie au-dessus de l'air à l'état de vapeur, l'ordre naturel exigeait que, du fait de la diminution de l'eau à l'état liquide, la terre apparût, non pas d'un seul tenant, mais un peu à la ressemblance d'îles. [...] Il arrivait que, sous l'effet de la chaleur de l'air supérieur mêlée à l'humidité de la terre récemment découverte, il arrivait dis-je, qu'à partir de ces deux éléments, la terre concevait la force de produire des plantes et des arbres. [...]

Après, dis-je, que cela se fut produit il était naturel que de cette multitude des eaux, rassemblée au firmament sous l'effet de la chaleur du troisième jour, les corps stellaires fussent créés au firmament.»

Et Thierry décrit alors la formation stellaire avec un argument observationnel qui est presqu'une théorie de la diffusion de la lumière :

«Que les corps stellaires aient été matériellement constitués à partir des eaux peut se prouver par un argument certain. Les deux éléments supérieurs, le feu et l'air, sont évidemment dépourvus par nature de toute consistance, en sorte que rien en eux n'est , par eux-mêmes ou par leur nature, accessible à la vue, sinon par accident. [...] Il est dès lors assuré que tout corps visible possède une certaine densité qui résulte de la consistance de l'eau ou de la terre. En effet les nuages rendus plus denses par la vapeur des eaux, possèdent une apparence visible. [...]

Le rayon de soleil qu'on voit à travers la fenêtre, n'est visible que grâce aux atomes de poussière qui, dans ce rayon lui-même, passent et brillent à la lumière du soleil. Et dans les autres cas, pour qui y regarde de près, il apparaitra que rien n'est visible sinon grâce à un obstacle produit par l'eau ou par la terre. Donc, tout corps qui, sur le firmament céleste, possède une apparence visible, est nécessairement visible grâce à la densité de la terre ou de l'eau. Mais les corps terrestres ne peuvent s'élever jusqu'au firmament au moyen de la chaleur ou de toute autre façon. Cela est par nature le propre de l'eau. C'est pourquoi toutes les choses qui, dans le firmament céleste, ont une apparence visible reçoivent des eaux un principe matériel. C'est le cas des nuages, des éclairs et des comètes. Semblablement, les corps stellaires, en ce qui concerne leur matière, sont nécessairement constitués d'eau.[...]

Une fois que les étoiles eussent été créées et qu'elles eurent produit le mouvement dans le firmament, la chaleur augmenta sous l'effet de leur mouvement et, progressant jusqu'à [devenir] chaleur vitale, s'exerça d'abord sur les eaux, c'est-à-dire l'élément qui est au-dessus de la terre. Alors furent créés les êtres vivants dans l'eau et les volatiles. [...] Par l'intermédiaire de l'humidité, cette chaleur vitale parvint naturellement jusqu'aux [régions] terrestres, et les animaux vivant sur terre furent alors créés. [...] Et ainsi, à partir du mouvement et de la chaleur des étoiles, la génération des animaux trouva son commencement dans les eaux. Par l'intermédiaire des eaux, elle parvint sur la terre.» (Thierry de Chartres, vers 1155, *De sex dierum operibus*, traduit dans Lemoine & Picard-Para 2004).

La majeure partie de cette cosmologie est certes empruntée à l'antiquité. Mais l'ensemble a une remarquable unité logique et c'est une cosmologie observationnelle (basée, comme déjà signalé, sur une bonne approche de la diffusion de la lumière). Et ce qui semble original est la constitution expliquée des étoiles comme condensats de vapeur d'eau et leur rôle dans l'apparition de la vie sur terre.

C'est bien évidemment un heureux hasard qui fait arriver Thierry si près de la bonne composition nucléidique des étoiles (2 atomes d'hydrogène sur 3 si l'on se permet ce demi anachronisme[19]).

Enfin on trouve dans son récit l'idée bien argumentée d'une unité de substance et de physique pour la Terre et tout le cosmos.

Aristote (dont Thierry ne pouvait vraisemblablement connaître que partiellement les œuvres) avait, lui, résolu catégoriquement le problème astrophysique. L'*inaltérabilité* (à l'exception des altérations de lieu circulaires et uniformes) qu'il affecte à la *quiddité* du cinquième élément, constituant unique des astres, est une négation de toute *astrophysique* puisqu'aucune transformation physique n'y est possible.

C'est au début du XVII^{e} siècle que l'observation va prendre place dans la question de la substance des astres (cf. I-2.1) avec les observations à l'aide de lunettes qui révèlent (en premier lieu à Galilée) les montagnes de la lune, les taches du soleil, les détails des planètes. Plus tard l'observation des étoiles doubles montrera qu'elles sont soumises à la même *loi commune* (d'attraction) que le monde *sub-lunaire*.

On ne peut ignorer de ce point de vue la pensée (apparemment dans la continuité de celle de Thierry) de Nicolas de Cues lorsqu'il écrit (Docte Ignorance, 1440) :

[le soleil] «possède une quasi-terre, plus centrale, et une aura circonférentielle, lucide et quasi-ignée et au milieu un nuage quasi-aqueux, et de l'air plus clair.»

Si ce modèle de structure interne et de transfert de rayonnement diffère de ceux d'aujourd'hui, il va de soi par contre que c'est déjà une conception astrophysique de la substance des astres. (Koyré, 1961, p 33).

1.8 Acosmologie

La méfiance envers la science du cosmos, évoquée notamment en I 1.2, est allée jusqu'à la négation. Chronologiquement, comme déjà évoqué, l'absolutisation du temps et de l'espace par Isaac Newton y a grandement contribué :

[19] demi car Thierry parle d'«atomes»

«Le temps absolu, vrai et mathématique, en lui-même et de sa propre nature, coule uniformément sans relation à rien d'extérieur, et d'un autre nom est appelé Durée [...] L'espace absolu, de par sa nature, et sans relation à quoi que ce soit d'extérieur, demeure toujours semblable et immobile [...]» (Newton, 1687, Philosophiae naturalis principia mathematica ; traduit dans Biarnais 1985).

Un siècle plus tard, Kant appellera à une défiance par rapport à la cosmologie :

«Nous sommes donc, du moins, amenés à soupçonner avec raison que les idées cosmologiques, et avec elles toutes les assertions sophistiques opposées les unes aux autres, ont peut-être pour fondement un concept vide et purement imaginaire sur la manière dont l'objet de ces idées nous est donné, et ce soupçon peut déjà nous mettre sur le droit chemin qui nous fera découvrir l'illusion qui nous a si longtemps égarés.» (Kant, 1781, Critique de la raison pure ; traduit dans Tremesaigues & Pacaud, 1993, p. 372)

Ce soupçon de *«concept vide»* se répandra très vite dans le monde scientifique. Il n'est pas dénué de fondement mais il semble bien que l'un de ses principaux supports soit le postulat de l'indépendance du temps de l'espace et de leur contenu.

La coextensivité de l'espace du temps et de la matière affirmée par Aristote ne sera bien reconsidérée qu'au XX^{e} siècle avec la relativité générale mais le «soupçon» Kantien, entretenu par la confusion création-commencement, résistera encore longtemps. On ne peut que citer ici le jugement sans appel d'un Montpelliérain :

«La notion vague et indéfinie de l'Univers est si peu accessible à la saine astronomie, que nous devons finalement exclure ce terme du vrai langage scientifique [...]*»* (Auguste Comte, 1844 «Traité philosophique d'astronomie populaire»).

On rappellera à la fin de ce chapitre qu'il ne considérait d'ailleurs guère mieux mieux l'astrophysique que la cosmologie.

1.9 Savoir et continuité

Le patrimoine culturel de l'antiquité a été transmis par deux principaux canaux. Il y a celui des monastères chrétiens (Cassiodore au VI^{e} exhorte déjà ses religieux à la transcription des manuscrits antiques). Ce *«travail de bénédictin»*, en des lieux relativement protégés des désordres géopolitiques et communiquant entre eux à l'échelle européenne assurera une sauvegarde efficace et généralement très fidèle d'un corps de connaissance que le contexte empêchait d'accroître.

La sauvegarde du patrimoine antique passe tout autant (et même plus en volume) par la civilisation arabe qui connaît son apogée au IX^{ème} et au X^{ème} (époque

des traductions des ouvrages grecs). Ce sont surtout les mesures qui représentent l'apport original de cette civilisation à l'astronomie. Sa contribution au progrès des modèles physiques sera par contre bien plus importante dans d'autres disciplines comme l'optique. La voie de transmission à l'occident passe par l'Espagne et aussi par la Turquie.

Les progrès en science fondamentale semblent nécessiter une stabilité géopolitique durable et une relative prospérité. Il faut en effet que des générations de chercheurs puissent se succéder en transmettant, disputant, leurs acquis. Il faut donc des structures d'accueil durables (bibliothèques, instruments,...). Il faut un nombre suffisant de chercheurs formés et disposant des moyens nécessaires en temps et en argent. Il faut donc des sociétés disposées à investir dans des activités non rentables à court et moyen terme. Et il faut à cela de la durée. Le temps de réponse se compte en siècles. Ces conditions se sont réalisées dans le monde grec, puis à Alexandrie, à Rome. Ces conditions ne sont pas suffisantes et Rome a privilégié la $\tau\acute{\epsilon}\chi\nu\eta$[20] à l'$\acute{\epsilon}\pi\iota\sigma\tau\acute{\eta}\mu\eta$[21].

Des temps chaotiques ont suivi la chute de l'empire romain et les jeunes pousses ont été rares, éphémères et clairsemées. Le renouveau est arrivé au sud de la Méditerranée avec la civilisation arabe à partir de la fin du VIII^e siècle. Au nord il y a eu ce qu'on a appelé la *«renaissance carolingienne»* mais sa trop courte durée (humaine) avait plus favorisé les arts du *trivium*[22] que ceux du *quadrivium*[23] et ce n'est qu'à la fin du X^e siècle qu'un nouvel ordre géopolitique s'est dessiné. L'$\acute{\epsilon}\pi\iota\sigma\tau\acute{\eta}\mu\eta$ a pu ainsi repousser. Le contexte était nouveau. Un créateur «tout-puissant» avait remplacé le nécessitarisme grec, entraînant un «tout-possible» pour le cosmos (y compris pour son contexte spatio-temporel). Et ce temps a duré en occident : XI^e, XII^e, XIII^e et première moitié du XIV^e. Certes il y a eu des contraintes dogmatiques mais elles furent souvent éphémères (Grant 1996, p. 175-180).

Il semble bien que l'antiquité et l'époque médiévale aient affuté le discours théorique et même amorcé la démarche sur certains points fondamentaux. On peut citer, à la fin du Moyen-Àge, l'approche des travaux virtuels avec Jordanus Nemorarius (Beaujouan (1966, p. 608)) ou le célèbre *impetus* de Buridan :

« Après avoir quitté le bras du lanceur, le projectile serait mu par un impetus qui lui est communiqué par le lanceur et continuerait d'être mu tant que l'impetus resterait plus fort que la résistance, et aurait une durée infinie là où il n'est pas diminué et corrompu par une force contraire qui lui résiste ou par quelque chose qui l'incline à un mouvement contraire.» (Jean Buridan 1300-1358 in " Subtilissime questiones quper octo physicorum libros ").

[20] techné : savoir faire, art, ...
[21] épistémé : savoir, théorie, ...
[22] trivium : grammaire, dialectique et rhétorique
[23] quadrivium : géométrie, arithmétique, astronomie et musique

L'adversité est venue sur cette société, à commencer par la terrible peste de 1348 dont on dit qu'elle a fait mourir 30 à 50% de la population active en Europe. On imagine la rupture occasionnée dans les centres de réflexion. D'autres malheurs se sont ajoutés comme la *guerre de cent ans* (1337 - 1453) avec ses dévastations systématiques particulièrement handicapantes pour la transmission et l'élaboration du savoir.

La science contemporaine connaît sa croissance et sa panspermie dès le début du XVII^{e} siècle. On sait le succès de la mécanique avec Galilée, Newton, ...

Tous les rappels ci-dessus de cosmologie antique et médiévale ne prétendent pas être suffisants pour valider une hypothèse *continuiste* du progrès scientifique qui n'est pas retenue par beaucoup d'épistémologues contemporains qui voient la science du XVII^{e} siècle en rupture (Koyré 1978, p. 15-16) avec celle des siècles passés.

Mais le cas de la cosmologie est évidemment singulier. On a rappelé (I-1.8) que c'est la *rupture* Newtonienne qui l'a reléguée durant près de trois siècles hors du champ scientifique et a contribué à faire oublier ainsi bien des discernements et des progrès conceptuels. Les éléments antiques ou médiévaux rappelés dans les pages précédentes semblent en effet témoigner que des concepts de la cosmologie moderne ont germé au fil des siècles. Ces germinations n'ont pas toujours été fructueuses et la voie de leurs reproductions n'est souvent pas clairement établie mais les écrits subsistants ne reflètent qu'une infime partie des transmissions orales, des échanges multiformes, qu'ont eu des faiseurs de science même très éloignés les uns des autres. La science classique, elle, a triomphé durant trois siècles mais aux dépens de la cosmologie.

L'astrophysique, à cause probablement de sa relative inexpérimentabilité, s'est développeé plus tardivement que le reste de la phyqique. Il n'en est rappelé ci-dessous que quelques premiers jalons. William Hyde Wollaston en 1802 et Joseph von Fraunhoffer en 1815 observent des raies sombres dans le spectre du soleil. En mesurant la constante solaire en 1837, Claude Pouillet évalue la puissance rayonnée par notre étoile. Viennent enfin les premières interprétations des spectres du soleil en 1856 par Gustav Kirchoff et Wilhelm Bunsen. Il y avait alors seulement vingt ans qu'Auguste Comte, après avoir nié la cosmologie (I-1.8), avait imprudemment déclaré l'inaccessibilité catégorique de cette *substance des astres* :

«Nous ne pourrons jamais savoir comment étudier par quelque moyen que ce soit la composition chimique des étoiles [...] Je persiste dans l'opinion que toute notion de vraie température moyenne des étoiles sera nécessairement à jamais hors de notre portée» (Auguste Comte 1835).

2

Cosmologies visuelles

Sommaire

2.1 Géométrisation 27
2.2 Centralisation 29
2.3 Diamètres apparents et cosmologie 30
2.4 Décentralisation 31
2.5 Arpentage 34
2.6 Grands relevés 35

Pendant longtemps l'œil humain a été le seul moyen de voir à distance, le seul «télé-scope». Les artéfacts sont venus à partir du XVII^{e} siècle[24] *amplifier ses caractéristiques optiques, essentiellement les dimensions de sa pupille d'entrée et de sa distance focale, multipliant ainsi rapidement sa sensibilité photométrique et son pouvoir de résolution. Le transducteur restait toutefois la rétine de l'observateur avec sa sensibilité spectrale et son temps d'intégration plus adaptés à la vie terrestre qu'au devisement du cosmos.*

2.1 Géométrisation

La notion de distance s'est probablement dégagée très tôt dans l'histoire (la préhistoire) de l'homme. La pratique de la chasse pouvait se satisfaire d'unités assez approximatives (journées de marche, jets de flèche,...). Elle a vraisemblablement généré la notion d'écart angulaire (chargements de direction, jets de projectiles). La révolution néolithique (de -7000 à -4000 sur le pourtour méditerranéen) en transformant les cueilleurs-chasseurs en agriculteurs-éleveurs va nécessiter des mesures plus précises, des calculs de surface, des estimations de volume de récolte : la terre cultivée a en effet un prix «au mètre carré» incomparablement supérieur à celui du terrain de chasse eu égard à la nature du sol, au travail nécessaire à son aménagement, à la

[24] Roger Bacon à Oxford au XIII^{e} siècle a travaillé sur les associations de miroirs (Beaujouan 1966, p. 606) mais la qualification de «télescope» n'est pas établie par les documents connus.

proximité de l'eau douce et à celle de l'habitat regroupé. La notion mathématique d'aire a peut-être son origine dans le calcul du «nombre de pieds» à planter puis à cultiver, à vendre, ... Dans des regroupements qui s'étendent à la dimension d'un village les «spécialistes» trouvent leur raison d'être. De l'activité accessoire (appel à celui qui «sait faire» l'évaluation d'une terre) à la professionnalisation complète, il y eut certainement une longue histoire. Mais la *géométrie* est bien étymologiquement la *mesure de la terre* et l'activité des actuels *géomètres* consiste encore souvent à définir les limites entre parcelles arables.

Est-ce le propre de l'esprit humain de rechercher l'inutile, c'est-à-dire la connaissance gratuite ? De la nécessaire détermination du nombre de pas, de souches ou de celle de la contenance d'un récipient, son «savoir calculer» ne l'a pas satisfait. L'homme s'est piqué au jeu de la mesure des longueurs, des surfaces, des volumes et des angles pour se poser des problèmes sans application immédiate ou pour essayer d'appliquer ses théories géométriques à des mesures apparemment inutiles comme celle de la distance des astres. Ce désir de se situer dans l'espace portait-il en germe un appétit de conquête ?

En tous cas ces préoccupations avaient leurs contempteurs. Socrate (-470, -399) qui combattit pourtant les sophistes les rejoignait sur ce «terrain» :

«Il faut apprendre la géométrie jusqu'à être capable de mesurer une terre que l'on veut acheter, vendre, diviser ou labourer...» (Socrate, vers -410, d'après Xénophon cité par Michel & Louis 1966, p. 252).

On peut toutefois nuancer ce propos par ce qu'en dit Platon dans *La République* (rapporté par Duhem 1914, tome 1, p. 92) et qui montre Socrate vantant alors le caractère édifiant de la géométrie.

Dans toute la période hellène les premières estimations de distances astronomiques sont pour le moins approximatives et les méthodes peu connues. C'est avec les Pythagoriciens vers -500 que s'impose l'idée de la sphéricité de la Terre.

Aristote de Stagyre justifiera vers -340 cette sphéricité par la courbure de la limite entre l'ombre et la pénombre lors des éclipses totales de lune (De Caelo, II,14, 297b) et même (ibidem II.4, 287a) par des arguments de pré-hydrostatique :

«L'eau s'écoule toujours vers l'endroit le plus creux. Or l'endroit le plus creux est celui qui est le plus proche du centre. Tirons donc à partir du centre les rayons AB et $A\Gamma$ et relions–les par la corde $B\Gamma$. L'apothème $A\Delta$, abaissé sur la base est plus court que les rayons. Cet endroit là est donc plus creux. Dès lors l'eau y affluera jusqu'à nivellement. Or AE est égal aux rayons ; dès l'or l'eau devra arriver jusqu'à hauteur des rayons, car c'est alors seulement qu'elle restera immobile. Mais la ligne qui passe par les extrémités des rayons est une circonférence. La surface de l'eau, $BE\Gamma$, est donc sphérique».

On le voit la démonstration n'est pas exempte de présupposés mais elle est déjà l'affirmation d'un lien entre la gravité et la géométrie (au sens étymologique de ce dernier mot) que l'on retrouvera, avec une dimension spatiale et une dimension temporelle supplémentaires, au début du XX^{ème} siècle.

2.2 Centralisation

Pour les tenants d'un cosmos fini il était naturel de placer la terre en son centre, les arguments observationnels ou physiques les plus clairs (pour nous) étant l'absence de sensation de mouvement et le naturel d'une position centrale pour l'élément le plus lourd.

Aristote a tiré de sa théorie de la gravité un argument pour la finitude du cosmos (contrairement à Lucrèce, cf. I-1.4) :

«Il est clair, d'après cet exposé que le poids d'un corps infini ne pourra être limité. Il sera donc infini. Si cela se révèle impossible, l'existence d'un corps infini le sera également. Or le raisonnement que voici démontre qu'il ne peut y avoir de poids infini. Supposons que tel poids parcoure telle distance en tel temps ; un autre poids plus grand la parcourra en un temps moindre, et le rapport des temps sera l'inverse de celui des poids ...» (De Caelo, I, 6, 273b)

La fin de la démonstration qui suit ce bref extrait porte sur l'incommensurabilité du fini et de l'infini. Certes la loi aristotélicienne de chute des graves diffère de la nôtre mais l'argument est physique à défaut d'observationnel.

Tous les cosmos centrés de l'antiquité ne le sont pas sur la terre. Philolaos de Crotone place au centre du monde *«Estia»* un feu central, puis une anti-terre, puis la terre, ...

Le systèmes des sphères homocentriques associés à chaque *planète* sont souvent attribué à Eudoxe de Cnide[25] qui a peut-être reçu l'enseignement de Platon et ainsi formalisé le programme de son maître (sauver les apparences avec des sphères homocentriques en rotation uniforme). Aristote, avec l'ajout des *sphères compensatrices*, en a unifié le mécanisme en un seul système de 56 sphères toutes connectées.

[25]qui est peut-être aussi le premier à avoir mesuré le rayon de la Terre par la différence des hauteurs méridiennes des étoiles à partir de deux stations sur le même méridien (d'après Paul Tannery, Op. Laud., ch. V, 9 pp 110-111, cité dans Duhem 1914)

2.3 Diamètres apparents et cosmologie

Autolicos de Pitane critique observationnellement vers -310 le principe des sphères car il ne rend pas compte des variations de «diamètre apparent» des *errants* (*planètes*). C'est peut-être là une première utilisation du concept de diamètre apparent pour une question de cosmologie.

Notons que, pour les *planètes* autres que la lune et le soleil et observées à l'œil nu, les variations relatées de «diamètre apparent» sont en fait des perceptions de variations d'éclat interprétées (en partie[26] heureusement) comme des variations de diamètre apparent.

La question de la *réalité* physique de ces sphères est occultée a l'époque hellénistique qui en matière d'astronomie développe le système de combinaisons de mouvements circulaires et préfère travailler sur des hypothèses (cycles, épicycles, équants) opérationnelles (qui *"sauvent les apparences"* des mouvements et des variations de «diamètre apparent») que de s'interroger sur la nature physique du ciel. Parmi les astronomes de ce temps c'est à Ptolémée que l'occident médiéval se réfèrera le plus souvent (pour parfois lui préférer Aristote).

Ce sont principalement les traductions arabes de l'œuvre de Ptolémée qui feront prendre corps aux cercles géométriques. Ibn-al-Haytham (Alhazen) propose au XI^{ème} siècle un système mixte de cycles d'épicycles et de sphères solides qui redonne de plus de la vraisemblance à la réalité des sphères (la traduction latine de cette œuvre ne circulera en Europe que dans la deuxième moitié du XIII^{ème} siècle).

Le système des sphères homocentriques sera même perfectionné jusqu'à porter, avec Girolamo Fracastoro en 1538, leur nombre à 77, la première étant de plus de transparence inhomogène pour expliquer les variations d'éclat (Koyré 1969, p. 57 - 58).

Le modèle des sphères porteuses des errants avait, on le voit, au fil des siècles accumulé beaucoup de paramètres pour sauver au mieux les apparences. Et cet édifice allait s'effondrer observationnellement entraînant, longtemps sans raison, celui de la dernière sphère, celle des fixes.

Toutefois la sphère à transparence variable de Fracastoro montre que les concepts photométriques étaient en gestation et que la confusion entre diamètre apparent et éclat (les deux futures grandes voies de la cosmologie observationnelle) se résolvait. Bientôt, à l'aube du XVII^{e} siècle, la noirceur du ciel nocturne allait prendre rang d'argument cosmologique sur l'étendue du cosmos mais nous reprendrons cette problématique pluri-séculaire avec la cosmologie moderne (II-3.3 et II-3.5).

[26] en partie seulement car si l'éclat d'une planète est une fonction croissante de son diamètre apparent, il dépend aussi de sa distance au soleil et de la phase.

Au début du XVII^{e} siècle Galilée a également utilisé la notion de diamètre apparent pour établir un système du monde. Il cherchait à prouver le déplacement de la terre, *pressé* en cela par les autorités ecclésiastiques du temps :

« Je dis que, s'il y avait une vraie démonstration que le soleil se tient au centre du monde et la terre dans le troisième ciel, et que le soleil ne tourne pas autour de la terre mais que la terre tourne autour du soleil, alors il faudrait procéder avec beaucoup d'attention pour expliquer les écritures qui semblent contraires, et il faudrait plutôt dire que nous ne les comprenons pas plutôt que de dire que serait faux ce qui a été démontré. Mais je ne croirai pas qu'une telle démonstration existe [tant] *qu'elle ne me sera pas montrée.»* (lettre du C^{al} Bellarmin au P^{re} Foscarini du 12 avril 1615)

Et c'est pour *«montrer»* et éviter les ennuis ultérieurs (1633) que l'on sait, que Galilée va s'intéresser (vers 1617) à la parallaxe de l'étoile double Mizar (Ondra, 2004). Comme Képler il mesure ce qu'il croît être les diamètres apparents de Mizar A et B (6" et 4") et avec l'hypothèse que ce sont *«des soleils semblables au nôtre»*[27], il en déduit des distances de 300 et 450 fois la distance terre soleil[28]. Les parallaxes annuelles attendues sont donc de 11,5' et 7,6', c-à-d parfaitement observables ne serait-ce qu'en déplacement relatif. Mais Mizar A et B[29] sont resté figées au fil des mois dans le champ de sa lunette ... comme si, dans son hypothèse implicite de couple optique, ... la terre était fixe (Graney 2006).

2.4 Décentralisation

À la fin du XVI^{e} siècle, la trajectoire (quasi parabolique) des comètes met à mal les systèmes à cycles et épicycles ou sphères homocentriques sensés sauver les apparences du cours des «errants» :

«Je montrerai à la fin de mon ouvrage, principalement à partir du mouvement des comètes, que la machine du ciel n'est pas un corps dur et impénétrable rempli de sphères réelles comme cela a été cru jusqu'à présent par la plupart des gens» (Tycho-Brahé, " De mundi aetheri recentioribus phenomenis ", 1588)

Mais si les sphères des planètes perdent de leur vraisemblance, celle des fixes garde de la force avec la simplicité de son mouvement ... et son centre.

[27] le concept d'étoile binaire orbitale n'est pas encore apparu

[28] cette distance est alors encore mal connue (sous-évaluée d'un facteur ~ 10) même si les lunettes permettent de commencer à améliorer les résultats obtenus avec la méthode d'Aristarque de Samos ; mais la valeur de la future *unité astronomique* est ici sans importance car elle se simplifie dans le calcul.

[29] Mizar A et B constituent vraisemblablement un couple orbital très lâche mais dont la période de révolution se compte vraisemblablement en dizaines de millénaires

Pourtant elle ne va pas résister et le concept dominant de monde clos va en quelques décennies céder la place à celui d'univers infini, une mutation conceptuelle remarquablement étudiée par Koyré (1968).

En fait une première invalidation observationnelle de la sphère des fixes aurait pu être l'observation de *«novæ»*[30].

La plus brillante notée en occident (où elle était pourtant très basse sur l'horizon) semble être celle de 1006 :

«Une nouvelle étoile d'une grandeur inhabituelle est apparue, d'aspect étincelant et aveuglant pour les yeux, elle provoqua l'effroi. De façon prodigieuse, elle était tantôt contractée, tantôt diffuse, et parfois éteinte. En outre, elle a été visible durant trois mois aux limites extrêmes du sud, au-delà de toutes les constellations que nous voyons dans le ciel» (Annales de l'abbaye bénédictine de Saint-Gall, Suisse, *Annales Sangallenses Maiores, dicti Hepidanni. Pars Altera*, cité dans Verdet 1990)

On notera qu'en ces temps et lieu, Aristote et son incorruptible *quinte essence* sont peu ou pas connus.

Les «nouvelles étoiles» apparues à la charnière des XVI^{ème} et XVII^{ème} siècles sont plus souvent citées. Ces astres d'apparition soudaine pouvaient donc faire mentir la non-astrophysique aristotélicienne alors encore assez établie. Mais Tycho Brahé lui-même, dans le *De nova et nullius aevi memoria prius visa Stella* de 1573 reste aristotélicien : il parle d'une *substance céleste* diffuse dans la voie lactée et qui peut donner naissance à de nouvelles étoiles et maintient ainsi qu'il n'y a pas d'élément corruptible dans les cieux.

En effet ces *«étoiles nouvelles»* restent des astres *fixes*. C'est d'ailleurs en constatant l'absence de déplacement de la nova de 1572-1573 par rapport aux étoiles voisines que Tycho Brahé en déduisit son éloignement. Tout ceci ne porte donc jusque-là aucune évidence contraire au concept de *sphère des fixes* ni en tant que telle (une sphère réelle sur laquelle seraient enchâssées les étoiles) ni comme limite à l'espace de notre univers.

Si au XVII^{ème} siècle s'accumulent ainsi les évidences observationnelles (diamètres apparents, lois empiriques de Képler), puis théoriques (gravitation Newtonienne) contre les mécanismes Aristotéliciens, Ptoléméiens ou Coperniciens qui géraient les cours des *errants*, aucune évidence ne venait contredire la réalité de la dernière sphère, celle des fixes si on limitait la fixité à la position en en excluant l'éclat.

En effet le déplacement des étoiles sur la sphère céleste (le «mouvement propre»)

[30] ces *novæ* peuvent être aussi bien nos modernes novæ que des supernovæ

ne sera relevé qu'en 1718 par Edmund Halley et les premiers couples orbitaux d'étoiles ne seront mis en évidence qu'en 1803 par sir Frederik William Herschell (Herschell, 1803).

Mais les deux principales méthodes qui allaient plus tard faire apparaître la structuration tri-dimensionnelle de l'univers étaient déjà à l'œuvre et bénéficiaient des premières utilisations astronomiques de la lunette. C'est par elles que vont être développées des approches observationnelles sur le cosmos. Ces deux plus directes investigations du cosmos étaient (au début du XVII^{ème} siècle comme aujourd'hui) :

– la relation entre l'éclat photométrique et distance
– la relation entre diamètre apparent et distance.

Et c'est le même astronome qui semble être l'initiateur des deux méthodes[31]. D'abord l'éclat :

«Supposons qu'il y ait seulement 1000 étoiles fixes et qu'aucune d'elles ne soit plus grande qu'une minute d'arc (en fait la majorité d'entre elles dans les catalogues sont plus grandes). Si celles-ci étaient toutes rassemblées en une seule surface ronde, elles [ce disque] égaleraient (et même dépasseraient) le diamètre [apparent] du soleil. Si les petits disques de 10 000 étoiles étaient fusionnés en un seul, combien de fois plus leur taille visible dépasserait celle du disque apparent du soleil. [...] Si ceci est vrai, et si ce sont des soleils ayant la même nature que notre soleil, pourquoi ces soleils ne surpassent-ils pas notre soleil en éclat[32] *? Pourquoi transmettent-ils une si faible lumière aux endroits les plus accessibles ? »* (Képler 1610, Conversation avec le messager céleste).

Plus tard Képler essaie d'interpréter le fait que les étoiles ont toutes des *diamètres apparents* sensibles lorsqu'on les observe à la lunette pour conclure que nous sommes au centre d'une couche sphérique de soleils :

«Si la région des étoiles fixes était partout pareillement remplie d'étoiles, [...] nous ne verrions qu'un petit nombre de grosses étoiles [...] Aussi puisque l'apparence générale des étoiles fixes, en ce qui concerne l'ordre de grandeur [le diamètre apparent] *et le nombre des astres, est-elle pour nous à peu près la même dans toutes les directions, il y a lieu de conclure qu'elles sont séparées de nous par des distances à peu près égales. [...] Mais pourquoi n'y aurait-il pas des étoiles, finies par leurs dimensions, et dispersées vers le haut dans des espaces infinis, étoiles qui seraient invisibles pour nous à cause de leur trop grande distance ? Tout d'abord, si on ne les voit pas, elles n'intéressent pas l'astronomie. Ensuite, si la région des étoiles fixes est bornée d'un côté, à savoir vers le bas, dans la direction de notre monde sensible, pourquoi serait-elle illimitée vers les lointains ? Troisièmement [...] si elles étaient*

[31] au prix d'une confusion sur l'origine du diamètre apparent mesuré

[32] En langage de photométrie moderne, $E = \int_\Omega \mathcal{L} d\Omega = \langle \mathcal{L} \rangle \Omega$. Comme $\Omega \approx \pi\phi^2/4$, 10 000 soleils de diamètres apparents $\phi \approx 1'$, causeraient effectivement sur la terre un éclat supérieur à celui du soleil ($\phi_\odot \approx 30'$). Képler maîtrise donc bien les fondements de la photométrie

en nombre infini [...] elles pourraient constituer une étoile infinie... ce qui implique contradiction ; on appelle en effet infini ce qui est dépourvu de bornes et de limites, donc de dimensions. Ainsi tout nombre de choses est, en acte, fini par là même qu'il est nombre [...] S'il s'agit de l'espace vide, c'est-à-dire de ce qui est néant, n'a pas été créé, n'existe pas, ni ne peut résister à rien qui est supposé s'y trouver, la question change, car ce qui est évidemment un néant n'a pas d'existence en acte». (Képler 1618, Epitome astronomiae copernicae)

Nous savons que les diamètres apparents observés par Képler sont en fait le pouvoir de résolution de son instrument. C'est pour cela qu'ils ont tous leur *mesure* dans un intervalle assez restreint et que Képler en conclut à une couche sphérique d'étoiles, centrée sur le soleil. Même s'il ne mesure pas les diamètres apparents des étoiles mais ceux de leurs images, c'est incontestablement une utilisation de la relation observationnelle entre diamètre apparent et distance qu'il met en œuvre pour en déduire un modèle de cosmos.

Quant à l'argument photométrique de Képler cité en premier il est parfaitement recevable surtout dans le contexte scientifique de l'époque.

Remarquons que ces observations et leur interprétation n'altèrent que partiellement la vraisemblance d'une sphère (matérielle ou mathématique) des fixes limitant le cosmos. L'abandon du concept dominant de sphère des étoiles dans la première moitié du XVII^{e} siècle semble ainsi autant motivé par le rejet global de la physique et de la cosmologie péripatéticienne, rejet auquel les excès des philosophes aristotéliciens de la *«renaissance»* ont eu leur part de responsabilité, que par la nécessité de sauver quelqu'apparence.

Le rejet observationnel passera en fait presqu'inaperçu tant le *modèle* avait passé de mode. Il mérite d'être rappelé.

2.5 Arpentage

En fait, si l'éclatement observationnel de la sphère des fixes est initié par l'argumentation de de Képler citée ci-dessus sur ce qu'il croît être des observations de diamètre apparent, il ne sera vraiment attesté qu'à la fin de la longue quête de la distance des étoiles que l'on peut très brièvement rappeler.

La mesure précise ($\sim$10%) des distances dans le système solaire est obtenue en 1672 : à l'occasion d'une *opposition* de Mars et du soleil, Jean Picard et Giovanni-Domenico Cassini (à Paris) et Jean Richer (à Cayenne) ont mesuré la différence de hauteur méridienne (25") de Mars observé depuis ces deux villes. La distance de Mars à la terre, associée à la troisième loi de Képler $a^3/T^2 = cte$ (connue depuis 1618), fournissait les demi-grands axes des orbites des planètes connues. Le diamètre

de l'orbite solaire devenait une nouvelle base pour «trianguler» des astres bien plus lointains.

Hooke avait cru détecter (J. Lévy dans Michel & Mugler 1966b) la parallaxe annuelle de γ Draconis en 1669. Deux ans plus tard l'abbé Picard retrouva plus précisément cet effet sur l'étoile polaire mais il établit que la variation de $\pm 20"$ n'était pas dans la direction d'un effet parallactique et que la cause du phénomène observé était inconnue :

«Pour dire la vérité je n'ay encore rien pu m'imaginer qui me satisfist là-dessus» (Picard 1671, citation dans Pedersen 1987)

Un de ses étudiants, Öle Roemer, n'avancera que quelques années plus tard une première et fragile estimation de la vitesse de la lumière et l'explication des $\pm 20"$ (par l'*aberration* de la lumière) ne sera donnée qu'en 1728 par James Bradley.

Jacques Cassini, toujours en cherchant les parallaxes stellaires, trouvera les mouvements propres en 1738. C'est déjà une preuve que les étoiles ne sont pas enchâssées sur une voûte cristalline. Mais rien n'empêchait encore, si ce n'était la désaffection du modèle, qu'elles se déplacent tout en restant sur une sphère.

Ce n'est qu'un siècle plus tard que Friedrich Wilhelm Bessel et Friedrich Georg Wilhelm Struve mesurent, indépendamment, les deux premières parallaxes en 1838 : respectivement 61 Cygni (0,3") et Vega (0,1")[33]. D'autres suivront. L'espace des étoiles était bien à trois dimensions. Celui des galaxies au XX^e siècle ne le contredira pas.

2.6 Grands relevés

Le travail de sir Frederick William Herschel apparaît assez prophétique de certaines démarches modernes en cosmologie observationnelle. Il est le premier grâce à ses milliers de *"jauges"* (comptages d'étoiles, œil à l'oculaire, dans des champs de 15') a avoir pu donner au début du XIX^{ème} siècle une forme à notre galaxie et une situation approximative de notre étoile. Or cette galaxie pouvait alors représenter la totalité du contenu matériel de l'univers et sa démarche est donc cosmologique.

Les progrès des émulsions photographiques à la fin du XIX^e siècle allaient multiplier la puissance des observations. Même moins sensibles que la rétine elles avaient sur celle-ci l'avantage de pouvoir intégrer la faible lumière des images et des spectres sur des durées qui pouvaient être jusqu'à des millions de fois plus grandes qu'avec la vision humaine : des poses parfois très longues (fractionnées sur plusieurs nuits) mais qui, pour les astres photographiés ou spectrophotographiés, restaient généralement

[33]cette dernière mesure ayant une faible significativité

des instantanés.

Outre l'apparition d'un récepteur adapté aux constantes de temps du cosmos actuel, l'introduction de l'émulsion photographique en astronomie marquait aussi, avec le proche UV, le début de l'accès aux autres domaines spectraux.

Deuxième partie

COSMOLOGIE MODERNE

1

Fondements

Sommaire

1.1 Genèse de la cosmologie moderne 39
1.2 Origines physiques de la cosmologie relativiste 40
1.3 Mathématiques de la relativité générale 41
1.4 Relativité restreinte 42
1.5 Relativité générale 42
1.6 Espace-temps et principe cosmologique 44
1.7 Décalage spectral cosmologique 45
1.8 Décalages spectraux non cosmologiques 46
1.9 Équations de Friedmann-Lemaître 48
1.10 Paramètres cosmologiques 49
1.11 Évolution des paramètres cosmologiques 50
1.12 Durées cosmiques 51
1.13 Distances métriques 51
1.14 Établissement de la cosmologie FL 52
1.15 Grandeurs de Planck 60
1.16 Anthropies 61
1.17 Inflations 63
1.18 Topologies 65
1.19 État des lieux 66
1.20 Les deux théories 68

1.1 Genèse de la cosmologie moderne

La cosmologie du XX^{e} siècle va apparaître et se développer sur le terrain *a priori* difficile d'une séparation pluri-séculaire entre le contexte spatio-temporel et son contenu. Elle doit presque tout à une fructueuse rencontre tripartite entre une

théorie, une instrumentation et une qualité de notre univers.

L'$\acute{\epsilon}\pi\iota\sigma\tau\acute{\eta}\mu\eta$, la $\tau\acute{\epsilon}\chi\nu\eta$ et le $\chi\acute{o}\sigma\mu o\varsigma$ se sont heureusement rejoints au début du XX^e siècle. C'est en effet dans les mêmes années $\sim$ 1915 à $\sim$ 1930 que sont apparues et la première théorie géométrique de la gravitation et les premiers instruments capables d'observer efficacement les faibles éclats spectraux des objets situés à des distances cosmologiques.

Et fort heureusement notre univers se trouve être essentiellement transparent à ces distances. «Heureusement» car il ne semble pas *a priori* que cette transparence soit *«anthropique»* (cf. II-1.16), du moins au sens «faible» de cet adjectif (c'est-à-dire directement nécessaire à notre aventure)[34].

À l'époque contemporaine une telle concordance entre le savoir et le savoir faire est souvent induite : on recherche une théorie pour rendre compte d'observations ou on conçoit de nouveaux instruments pour tester une nouveau modèle physique. Ce n'est pas le cas ici tout au moins pour les applications cosmologiques de la relativité générale (la longue réticence d'Einstein à admettre jusqu'à l'existence des solutions non statiques à ses propres équations en serait une preuve).

1.2 Origines physiques de la cosmologie relativiste

Les premières failles locales du cadre Newtonien apparaissent au milieu du XIX^e siècle avec un résidu inexplicable (par les perturbations des autres planètes) de l'avance du périhélie de Mercure. Une éventuelle planète très proche du soleil et capable d'expliquer cet effet a été cherchée en vain.

[34]La vision claire des planètes et des étoiles a certes sa dimension anthropique : *«C'est une bien faible lumière qui nous vient du ciel étoilé. Que serait, pourtant, la pensée humaine si nous ne pouvions pas percevoir ces étoiles... ?»* disait Jean Perrin dans les années 1930. Mais la vision du monde extragalactique n'a pas beaucoup influencé le développement des sciences avant le XX^e siècle et une très faible opacité du milieu interstellaire suffirait à nous cacher l'univers lointain. Heinrich Olbers avait fort bien évalué en 1823 (pour tenter de résoudre classiquement le paradoxe du ciel noir) qu'*« il suffit d'un degré extrêmement faible de non transparence [...] tel que, de 800 rayons envoyés à Sirius, 799 parviennent jusqu'à la distance qui nous sépare de lui [...] pour que le système des étoiles fixes s'étendant à l'infini ait pour nous l'apparence qu'il a effectivement»* pour toutefois poursuivre avec un argument anthropique fort (éviter un ciel presqu'uniformément brillant qui, même si nous étions adaptés à la très haute température, nous aurait dissimulé le spectacle cosmique) : *« C'est donc avec une bienveillante sagesse que la toute puissance créatrice a rendu l'espace cosmique transparent certes à un très haut degré, mais pourtant non absolument, et ainsi borné notre vision à une région déterminée de l'espace infini ; car nous sommes ainsi placés en situation d'apprendre quelque chose de la construction et de l'organisation de l'univers, dont nous ne saurions que peu, si même les soleils les plus éloignés pouvaient nous envoyer leur lumière sans aucune extinction»* (Heinrich Olbers, 1823 " La transparence de l'espace cosmique " (trad de J.Merleau-Ponty)

Par ailleurs, comme déjà rappelé, l'univers de Newton n'est pas gravitationnellement en équilibre : un univers homogène de masse volumique ρ devrait, en vertu de la loi d'attraction universelle de Newton, s'effondrer sur lui-même en un temps de chute libre $t_G = \sqrt{3\pi/32G\rho}$. Avec une masse volumique moyenne de l'univers présent $\sim 10^{-26}$ kg m^{-3}, le temps de chute libre serait $t_G \approx 20$ milliards d'années. t_G ne dépend pas du rayon de l'univers et faire tendre celui-ci vers l'infini tout en restant dans le cadre de la physique Newtonienne ne résout pas cette question dont on peut s'étonner du faible impact chez des générations de scientifiques.

Pour pallier cette difficulté, Seeliger et Neumann ont proposé en 1895-1896 une modification de la loi de la gravitation universelle avec l'adjonction d'un terme supplémentaire répulsif ($\propto r$) qui permet, à grande distance, de l'équilibrer. Cet équilibre est toutefois instable.

L'autre difficulté, déjà signalée et qui sera reprise plus loin (II.2.3), est celle de l'accumulation infinie de lumière dans un cosmos classique infini.

En ∼1862 Maxwell (1831-1879) réunit l'électricité et le magnétisme dans sa théorie du champ électromagnétique. Physique Newtonienne, électromagnétisme et thermodynamique semblent alors réunir tout l'essentiel de la Physique ... sauf les «deux petits problèmes» prophétiques :

«La physique est définitivement constituée dans ses concepts fondamentaux ; tout ce qu'elle peut désormais apporter c'est la détermination plus précise de quelques décimales supplémentaires. Il y a deux petits problèmes : celui du résultat négatif de l'expérience de Michelson et celui du corps noir mais ils seront rapidement résolus et ils n'altèrent en rien cette confiance » (Lord Kelvin, 1892).

Le premier des deux «petits problèmes» portait en germe la relativité, le deuxième la mécanique quantique c'est-à-dire l'essentiel de la physique fondamentale pour, au moins, plus d'un siècle.

On pourrait rajouter les deux problèmes plus anciens déjà signalés mais qui apparemment n'étaient pas ressentis comme très prégnants : le déséquilibre (ou tout au moins l'instabilité) gravitationnelle de l'univers et l'obscurité du ciel nocturne. Leur solution nécessitera, elle, une étape conceptuelle supplémentaire : la variabilité dans le temps de la géométrie de l'espace.

1.3 Mathématiques de la relativité générale

Déjà envisagées par Lambert en 1786, par Gauss en 1792, c'est en grande partie avec Nicolas Lobatchevski, à partir de 1826, que sont introduites, en rencontrant beaucoup de réticences dans la communauté scientifique, les géométries non-euclidiennes.

La courbure d'un espace en un point et dans une direction est définie par Bernhard Riemann (1826-1866) en 1854. Et Riemann envisage également déjà la possibilité d'une interaction entre l'espace et les corps qui y sont contenus ...

À la suite de Christoffel (en 1869), le calcul différentiel absolu est établi par Ricci en 1884. Le terme de «tenseur» est introduit par Voigt en 1898 pour englober les 6 nombres qui caractérisent les «tensions» d'un solide déformé. En 1901 Ricci et Levi Civita appliquent le calcul tensoriel à la géométrie différentielle.

Les mathématiques de la physique relativiste sont alors disponibles.

1.4 Relativité restreinte

Sans oublier le travail de Poincaré c'est en 1905 que la théorie de la relativité restreinte d'Albert Einstein (1879-1955) concrétise l'idée de relativité du temps et de l'espace, postule l'universalité de la vitesse de la lumière dans le vide et débouche sur la célèbre relation d'équivalence $E = mc^2$. L'espace (euclidien) et le temps sont reliés entre eux mais restent indépendants du contenu.

En 1908, Minkowski, ancien professeur d'Einstein, introduit l'espace-temps (et sa «métrique») qui porte son nom comme mode de représentation de la relativité restreinte.

1.5 Relativité générale

Einstein qui cherche une théorie plus complète incluant la gravitation et l'inertie, réalise, en 1912-1913, l'intérêt physique des géométries non-euclidiennes et s'informe des travaux de Riemann, Ricci, Lévi-Cevitta. Il dira plus tard de cet apprentissage :

«De toute ma vie je n'ai pas travaillé presqu'aussi dur et je suis devenu pénétré d'un grand respect pour les mathématiques dont, dans ma naïveté, j'avais jusque-là considéré la partie la plus subtile comme un simple luxe».

À la fin de 1915, Einstein rencontre le mathématicien Hilbert qui comprend tout l'intérêt de sa démarche. Ils ont à partir de là de nombreux échanges et parviennent en quelques jours[35] aux mêmes équations qui lient l'espace-temps (tout au moins sa géométrie) à son contenu (matière-énergie, quantité de mouvement) :

$$\frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\mathbf{g}_{\mu\nu}\mathcal{R} - \mathcal{R}_{\mu\nu} = \frac{\mathbf{8}\pi\mathbf{G}}{\mathbf{c^4}}\mathcal{T}_{\mu\nu}$$

[35]Hilbert soumet son article le 20 novembre 1915, Einstein le 25.

$\mathcal{R}_{\mu\nu}$, le «tenseur de Ricci», est une contraction du tenseur de Riemann-Cristoffel et $\mathcal{R}$, l'invariant de courbure, est lui-même une contraction du tenseur de Ricci. Ils mesurent en fait les variations (dérivées) des $g_{\mu\nu}$. Ces derniers sont les coefficients de la «métrique» ou carré ds^2 de l'intervalle de longueur ds. x^μ ou x^ν sont les cordonnées (en coordonnées sphériques $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$ et $x^4 = t$). La métrique apparaît ainsi comme une forme quadratique (n=4 pour l'espace-temps standard) :

$$ds^2 = \sum_{\mu=1,n} \sum_{\nu=1,n} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (noté \;\; plus \;\; simplement \quad ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu).$$

Le membre de gauche des équations de la relativité générale définit donc essentiellement la géométrie de l'espace-temps ou plutôt (puisque ce sont des équations différentielles) la manière dont varie cette géométrie au voisinage d'un «point»[36] alors que le membre de droite est celui du contenu matériel (masse, énergie, vitesse) : $\mathcal{T}_{\mu\nu}$ est le tenseur «énergie - quantité de mouvement».

Pour la relativité générale la gravitation n'est plus une «force» comme c'était le cas dans la gravitation universelle de Newton. C'est un nouveau *«principe d'extrémum»* qui va contraindre les trajectoires des particules «libres» (c'est-à-dire «soumises» à la seule interaction gravitationnelle). Ce principe s'énonce simplement : une particule libre suit une géodésique (courbe de longueur extrémale) de l'espace-temps. Les équations des géodésiques sont :

$$\frac{d^2 x^k}{ds^2} + \Gamma^k_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds} = 0 \tag{1}$$

Les $\Gamma^i_{\alpha\beta}$ sont les symboles de Christoffel définis par

$$\Gamma^k_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \; g^{ik} \;\; (\partial_\beta \; g_{i\alpha} + \partial_\alpha \; g_{i\beta} - \partial_i \; g_{\alpha\beta}) \tag{2}$$

Les équations d'Einstein de la relativité générale s'écrivent sous leur forme complète[37] (Einstein 1917, cf. II-1.14) :

$$\frac{1}{2} g_{\mu\nu} \mathcal{R} - \mathcal{R}_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} \mathcal{T}_{\mu\nu} \tag{3}$$

Cette relation entre contenant et contenu est «locale». Si on y adjoint le principe cosmologique, il en découle que le contenu doit être à tout instant une distribution homogène et isotrope de masse-énergie et quantité de mouvement.

La plus célèbre des applications locales de la relativité générale à l'astronomie est le *«trou noir»*. Sous sa forme la plus simple (sans rotation ni charge) la relativité générale associe à (l'extérieur d') une masse à symétrie sphérique de mesure M un

[36] un point de l'espace-temps : un évènement

[37] C'est Élie Cartan qui a montré en 1922 la plus grande généralité mathématique de l'expression avec λ.

espace-temps ayant la métrique de Schwarzschild (1916) :

$$ds^2 = -\frac{dr^2}{1 - \dfrac{2GM}{c^2\ r}} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta d\varphi^2 + c^2 \left[1 - \frac{2GM}{c^2\ r}\right] dt^2 \qquad (4)$$

qui met en évidence un horizon sphérique de rayon $R_S = 2GM/c^2$.

Les premières validations locales sont rapidement obtenues : l'excès d'avance du périhélie de Mercure est déjà connu et se trouve résolu, la déflexion des rayons lumineux au voisinage du soleil sera vérifiée en 1919. D'autres validations suivront.

C'est Lemaître (1935b, p. 80-82) qui montrera que la singularité de la solution de Schwarzschild en $r = R_s$ est fictive. Ce travail restera toutefois passablement ignoré et les trous noirs ne seront guère étudiés avant les années 1960.

1.6 Espace-temps et principe cosmologique

Une manière d'introduire la «métrique» de la cosmologie moderne est de poser les hypothèses suivantes :

- la géométrie de l'espace-temps est en relation avec son contenu matériel (masse-énergie) ; une telle relation est une *«théorie géométrique de la gravitation»* (la «relativité générale» d'Einstein en est le premier et — à ce jour — meilleur exemple).
- à un instant donné toutes les observables ont même mesure en tout point (il n'y a pas d'observateur privilégié) et dans toutes les directions (l'univers est homogène et isotrope) : c'est le *«principe cosmologique»*.
- l'espace-temps de Minkowski est «tangent» en tout point : *localement* (au sens spatio-temporel) on retrouve l'espace-temps de la relativité restreinte

On en déduit[38] que la forme la plus générale de la métrique est celle de Robertson-Walker (RW) (Robertson 1929; Walker 1936) qui, en coordonnées sphériques, s'écrit :

$$ds^2 = -R^2(t) \left\{ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\phi^2 \right\} + c^2 dt^2 \qquad (5)$$

$R(t)$ est le «facteur d'échelle», une fonction réelle, définie positive de t, qui affecte la distance spatiale entre deux points *fixes* (r, θ et φ constants) en fonction de t. Le *«temps cosmique»* t est orthogonal (indépendant des coordonnées spatiales). Il est le même pour tous les observateurs au repos (qualifiés traditionnellement de *«comobiles»*). On notera $R_\circ \overset{déf}{=} R(t_\circ)$ la valeur présente du facteur d'échelle.

Les 3 possibilités pour k (1, 0 ou -1) définissent les 3 types de topologie spatiale monoconnexes compatibles avec les hypothèses : S^3 (espace [hyper -]sphérique), E^3

[38] la démonstration est un peu alambiquée mais semble exacte

(euclidien), H^3 ([hyper -]hyperbolique). En effet le principe cosmologique impose que, comme toute caractéristique, la courbure de l'espace (positive, négative ou nulle) soit la même en tout point à un instant donné.

Notons au passage que le principe cosmologique exclue implicitement toute possibilité de frontière à l'espace.

Les hypothèses ci-dessus peuvent être formalisées de manière plus axiomatique :

«L'univers a pour modèle une variété Haussdorff C^∞, séparable, à quatre dimensions (espace-temps), connexe et sans bords. Partout, dans cette variété, on peut définir une fonction métrique présentant une signature de Lorentz.»
(Brisson & Meyerstein 1991).

Cette généralité de la métrique RW pour un univers homogène est probablement extensible à des géométries spatio-temporelles à plus de trois dimensions d'espace (Chatterjee & Bhui 1990, Chatterjee 1992) qui sont une des voies de recherche d'unification de la Physique.

1.7 Décalage spectral cosmologique

La métrique RW générale permet déjà (sans utiliser spécifiquement la relativité générale) de rendre compte d'un paramètre observationnel assez simple à mesurer : le décalage spectral. Celui-ci a comme définition générale (ν étant la fréquence d'un signal, λ sa longueur d'onde et T sa période) :

$$z \stackrel{déf}{=} \frac{\nu_{émise} - \nu_{observée}}{\nu_{observée}} = \frac{\lambda_{observée} - \lambda_{émise}}{\lambda_{émise}} = \frac{T_{observée} - T_{émise}}{T_{émise}} \tag{6}$$

Historiquement les premier décalages spectraux observés en astronomie étaient ceux dus à de vraies vitesses (l'effet Doppler-Fizeau).

Le décalage spectral cosmologique z_c est lui simplement lié à la variation du facteur d'échelle $R(t)$ entre l'instant de l'émission ($t = t_e$) et celui de la réception ($t = t_\circ$). On en rappelle ci-dessous une démonstration.

Les géodésiques des photons étant de longueur nulle ($ds = 0$) et ceux qui parviennent à l'observateur ne pouvant avoir que des trajectoires radiales (isotropie de la métrique), leur propagation est caractérisée par $ds = d\theta = d\varphi = 0$ ce qui conduit, en intégrant leur mouvement depuis leur émission par la source (à la coordonnée r_S à l'instant t_e) jusqu'à l'observateur (en $r = 0$ et à l'instant $t_\circ$) et, en remarquant que $dr/dt < 0$), à :

$$\int_{t_e}^{t_\circ} \frac{c\,dt}{R(t)} = -\int_{r_S}^{0} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^2}} = f(r_S) \neq f(t) \tag{7}$$

Pour un photon émis par la même source à $t_e + dt_e$ et reçu à $t_\circ + dt_\circ$ le parcours se fera avec

$$\int_{t_e+dt_e}^{t_\circ+dt_\circ} \frac{c\,dt}{R(t)} = \int_{t_e}^{t_\circ} \frac{c\,dt}{R(t)}$$

puisque le membre de droite de (7) est inchangé ($r_S \overset{déf}{=} cte$). La linéarité de l'intégrale définie permet d'en déduire :

$$\frac{dt_\circ}{R(t_\circ)} = \frac{dt_e}{R(t_e)}$$

Le décalage spectral cosmologique z_c s'exprime ainsi simplement :

$$\mathbf{1 + z_c} = \frac{\mathbf{R(t_\circ)}}{\mathbf{R(t_e)}} \tag{8}$$

Le taux d'expansion $H(t) \overset{déf}{=} (\dot{R}/R)(t)$ a pour valeur présente (souvent appelée *constante de Hubble »*) : $H_\circ \overset{déf}{=} H(t_\circ) = (\dot{R}/R)(t_\circ)$.

Si $t_\circ - t_e \ll t_\circ$, la distance d de l'objet est $d \approx c(t_\circ - t_e)$ et le développement limité de l'équation (8) conduit à

$$cz_c \approx \frac{\dot{R}}{R}(t_\circ)\ d \tag{9}$$

Dès son premier article sur l'expansion de l'univers et même s'il utilise l'appellation alors usuelle de *«vitesse radiale»*, Lemaître précise bien le caractère cosmologique de ce décalage spectral :

«Il est égal à l'excès sur l'unité du rapport des rayons de l'univers à l'instant où la lumière est reçue et à l'instant où elle est émise. v est la vitesse de l'observateur qui produirait le même effet.» (Lemaître 1927)

1.8 Décalages spectraux non cosmologiques

Il existe en astronomie d'autres causes de décalage spectral que la variation de la géométrie de l'espace et qui ont aussi pour caractéristique de produire un phénomène indépendant de la longueur d'onde.

Le plus anciennement connu, déjà évoqué pour le distinguer du décalage cosmologique, le décalage spectral Doppler-Fizeau, est dû à une vraie vitesse de la source par rapport à l'observateur, à un vrai *déplacement*, de la source dans le référentiel de l'observateur tandis que le décalage spectral gravitationnel est lié à une inhomogénéité de la distribution de matière.

On peut généralement «localiser» ces autres décalages car ils interviennent sur des distances (et donc des temps de propagation) suffisamment courts durant lesquels la métrique universelle peut être considérée comme statique. Bien évidemment

l'observation à grande distance de ces phénomènes locaux leur surimpose le décalage cosmologique (cf. II-1.8.3).

1.8.1 décalage Doppler-Fizeau

Cet effet a été modélisé par Christian Doppler en 1842 pour les ondes sonores et par Hippolyte Fizeau en 1848 pour les ondes lumineuses. Pour ces dernières, devenus depuis des ondes *électromagnétiques*, la relativité restreinte a en quelque sorte simplifié la problématique avec l'universalité de c. L'effet Doppler-Fizeau n'est ainsi lié qu'aux vitesses relatives radiale v_r et totale v de la source par rapport à l'observateur[39]. On montre (avec l'espace-temps de Minkowski) [...] que ce décalage z_D est donné par :

$$1 + z_D = \frac{1 + v_r/c}{(1 - v^2/c^2)^{1/2}} \qquad et\ , \quad si\ \ v \ll c\ ,\ alors\ \ z_D \approx v_r/c \tag{10}$$

La question de savoir si le décalage spectral cosmologique peut être qualifié d'effet Doppler-Fizeau a été débattue. C'est délibérément que le qualificatif est, dans ce rapport, restreint aux conséquences d'un vrai *«dé-placement»*, c'est-à-dire d'une variation des coordonnées et non d'une variation de la géométrie comme pour le décalage cosmologique. Évidemment le produit cz_c a la dimension et la valeur de la vitesse radiale v_r qui produirait le même décalage spectral.

Mais le décalage Doppler-Fizeau (au sens strict défini ci-dessus) est généralement faible dans notre cosmos (généralement $z_D < 0,005$) : la vitesse de la Voie Lactée[40] est $\sim$ 600 km/s et rares sont les galaxies qui (au cœur des amas de galaxies) dépassent le double de cette vitesse. Les vitesses des étoiles dans leurs galaxies sont encore plus faibles (sauf tout près des trous noirs centraux).

1.8.2 décalage gravitationnel

Près d'une masse M à symétrie sphérique, si la théorie géométrique de la gravitation est la relativité générale, l'espace-temps a une métrique proche de celle de Schwarzschild (1917) et il en résulte un décalage spectral gravitationnel z_G. On montre [...] qu'il est donné par :

$$1 + z_g = \left[\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r_\circ}\right) / \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r_e}\right) \right]^{-\frac{1}{2}} \tag{11}$$

[39] alors que l'effet Doppler (acoustique) dépend des mouvements relatifs de la source et de l'observateur par rapport au milieu qui véhicule les vibrations.

[40] par rapport au référentiel du rayonnement de fond cosmologique et donc par rapport à celui, au moins, de l'univers observable

À «grande»[41] distance ($r_\circ \gg r_e$) et si $r_e \gg \frac{2GM}{c^2}$, la relation se simplifie : $z_g \approx GM/c^2 r_e$.

Sauf pour des astres extrêmes (trous noirs, étoiles à neutron pour lesquels il est de toute manière difficile à mesurer) ce décalage spectral gravitationnel est généralement très faible ($\sim 10^{-4}$ pour une naine blanche).

Comme pour le décalage cosmologique, son origine est essentiellement différente de celle du décalage Doppler-Fizeau tel que défini plus haut.

1.8.3 décalage observé

Le décalage spectral observé $z_\circ$ peut généralement s'exprimer comme une succession chronologique d'effets en raison des échelles de distance très différentes sur lesquelles ils interviennent : gravitation très locale, mouvements à plus grande échelle et enfin propagation à grande distance dans l'espace «homogène». Le résultat se simplifie alors :

$$1+z_\circ = (1+z_c)\,(+z_D)\,(1+z_g) \quad ; \quad z \approx z_c+z_D+z_g \;\text{ si }\; z_i \;\; (i \in \{c, D, g\}) \ll 1 \quad (12)$$

Les décalages spectraux importants ($> 0,01$) semblent donc être essentiellement d'origine cosmologique.

1.9 Équations de Friedmann-Lemaître

La relativité générale est une (la première et, à ce jour, la meilleure) théorie géométrique relativiste de la gravitation. À ce titre elle met en relation la géométrie (la «métrique», à défaut de la topologie) de l'espace-temps avec son «contenu» (masse-énergie, quantité de mouvement). Elle peut donc permettre d'associer une métrique à un contenu donné (et réciproquement).

On peut représenter ce contenu par un *«fluide» «parfait»* (sans viscosité et donc avec une pression p scalaire). L'expression du tenseur énergie-quantité de mouvement d'un fluide parfait

$$T^{\mu\nu} = \left[p + \rho c^2\right] \frac{dx^\mu}{ds}\frac{dx^\nu}{ds} - p g^{\mu\nu} \quad (13)$$

(où p et ρ sont les pression et masse volumique absolues c-à-d mesurées dans un référentiel local comobile) se simplifie [...] si le fluide est lui-même *«comobile»*. On montre en effet [...] que les seules composantes non nulles de T^ν_μ sont alors [...] : $T^1_1 = T^2_2 = T^3_3 = -p$ et $T^4_4 = \rho c^2$.

Un fluide-parfait est défini par deux fonctions scalaires : sa pression p et sa masse volumique ρ (ou sa densité d'énergie $u = \rho c^2$).

[41] mais pas cosmologique

Ce «fluide» qui représente le contenu physique de l'univers peut être un mélange de fluides («classiques» comme la matière et le rayonnement ou «exotiques» parce qu'encore à découvrir).

Si de plus cet univers-fluide-parfait est homogène (principe cosmologique) ses caractéristiques ne peuvent dépendre que de t : $p = p(t)$ et $\rho = \rho(t)$.

Les coefficients $g_{\mu\nu}$ non nuls du ds^2 de Robertson-Walker sont évidemment

$$g_{11} = -\frac{R(t)^2}{1-kr^2} \quad ; \quad g_{22} = -R(t)^2 r^2 \quad ; \quad g_{33} = -R(t)^2 r^2 \sin^2\theta \quad \text{et} \quad g_{44} = c^2$$

Leurs seules indéterminations sont $R(t)$ (fonction définie positive de la seule variable t) et k (-1, 0 ou +1). En portant ces expressions des $g_{\mu\nu}$ et de $T_{\mu\nu}$ dans les équations d'Einstein on obtient (le calcul est un peu long mais purement mathématique) les équations de Fri(e)dman(n)-Lemaître (1922, 1927), appelées aussi *«équations des cosmologies»* :

$$-\frac{\mathbf{k}}{\mathbf{R^2}} - \frac{\mathbf{\dot{R}^2}}{\mathbf{c^2R^2}} - \frac{\mathbf{2\ddot{R}}}{\mathbf{Rc^2}} + \mathbf{\Lambda} = \frac{\mathbf{8\pi Gp}}{\mathbf{c^4}} \quad \text{(FL1)} \tag{14}$$

$$\frac{\mathbf{k}}{\mathbf{R^2}} + \frac{\mathbf{\dot{R}^2}}{\mathbf{c^2R^2}} - \frac{\mathbf{\Lambda}}{\mathbf{3}} = \frac{\mathbf{8\pi G\rho}}{\mathbf{3c^2}} \quad \text{(FL2)} \tag{15}$$

On déduit de FL1 et FL2 :

$$\frac{\mathbf{d(\rho R^3)}}{\mathbf{dR}} + \mathbf{3p}\frac{\mathbf{R^2}}{\mathbf{c^2}} = \mathbf{0} \quad \text{(FL3)} \tag{16}$$

On désignera par «modèle de Friedmann-Lemaître» ou FL un modèle d'univers contenant des fluides parfaits et répondant :

- à la métrique RW (et donc au principe cosmologique)
- et à la relativité générale (et donc aux équations de FL)

Dans ces équations ρ et p désignent la masse volumique et la pression totales. Si le «fluide»-univers est constitué d'un mélange de n fluides i, p et ρ s'expriment :

$$\rho = \sum_{i=1}^{n} \rho_i \quad et \quad p = c^2 \sum_{i=1}^{n} w_i \rho_i$$

si l'on affecte à chaque fluide une équation d'état : $p = w_i \rho_i c^2$

1.10 Paramètres cosmologiques

Le *«taux d'expansion»* $H(t)$ et le *«paramètre de décélération»* $q(t)$ sont définis par :

$$H(t) \overset{déf}{=} \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \qquad q(t) \overset{déf}{=} -\frac{\ddot{R}(t)R(t)}{\dot{R}^2(t)} \tag{17}$$

On note avec un indice $_\circ$ les valeurs présentes (à $t_\circ$) des paramètres : $H_\circ \stackrel{déf}{=} H(t_\circ)$ $\quad q_\circ \stackrel{déf}{=} q(t_\circ)$ $\quad R_\circ \stackrel{déf}{=} R(t_\circ)$ ...

On déduit de FL2 :

$$H^2(t) = \frac{8\pi G\rho(t)}{3} - \frac{kc^2}{R^2(t)} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad \forall t \tag{18}$$

On définit également le *«paramètre de densité»* de matière $\Omega_m(t)$, de rayonnement $\Omega_r(t)$, ..., la *«constante cosmologique réduite»* $\Omega_\Lambda(t)$, et la *«courbure réduite»* $\Omega_k(t)$ par

$$\Omega_m(t) \stackrel{déf}{=} \frac{8\pi G\rho_m(t)}{3H^2(t)}\ ,\ \Omega_r(t) \stackrel{déf}{=} \frac{8\pi G\rho_r(t)}{3H^2(t)}\ ,\ \ldots \tag{19}$$

$$\Omega_\Lambda(t) \stackrel{déf}{=} \frac{\Lambda c^2}{3H^2(t)} \qquad \Omega_k(t) \stackrel{déf}{=} -\frac{kc^2}{R^2(t)H^2(t)} \tag{20}$$

Ces paramètres Ω_i sont sans dimension et FL2 permet d'écrire :

$$\sum_{i=1}^{n} \Omega_i(t) = \Omega_m(t) + \Omega_r(t) + [\ldots.] + \Omega_\Lambda(t) + \Omega_k(t) = 1 \quad \forall t \tag{21}$$

Les expressions des Ω_i ($i \in \{m, r, \Lambda, ...\}$) montrent que beaucoup d'observations donnent plutôt accès au produit $\Omega_{i\circ}H_\circ^2$. On utilise ainsi souvent, par commodité, des paramètres de densité réduits $\omega_i \stackrel{déf}{=} \Omega_{i\circ}h^2$ (avec $h = h_{100} \stackrel{déf}{=} H_\circ/100\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$).

On notera que si les paramètres cosmologiques sont généralement fonction du temps cosmique t, dans bien des ouvrages on omet l'indice $_\circ$ pour désigner leur valeur présente.

On désigne souvent par Ω la somme de tous les Ω_i sauf Ω_k. D'après l'équation (21) ce paramètre de «densité totale» est tel que

$$\Omega = 1 - \Omega_k$$

Ainsi les trois possibilités ($< 1, = 1, > 1$) pour Ω correspondent respectivement aux trois topologies spatiales mono-connexes possibles : S^3, E^3, H^3.

1.11 Évolution des paramètres cosmologiques

Les équations FL1, FL2, et FL3 permettent d'établir l'évolution avec le temps cosmique t des paramètres cosmologiques ($a \stackrel{déf}{=} R/R_\circ$) :

$$\frac{H}{H_\circ} = \left[\frac{\Omega_{r\circ}}{a^4} + \frac{\Omega_{m\circ}}{a^3} + \frac{1 - \Omega_{m\circ} - \Omega_{r\circ} - \Omega_{\Lambda\circ}}{a^2} + \Omega_{\Lambda\circ}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{22}$$

$$\frac{\Omega_m}{\Omega_{m\circ}} = \frac{1}{a^3}\frac{H_\circ^2}{H^2} \quad , \qquad \frac{\Omega_r}{\Omega_{r\circ}} = \frac{1}{a^4}\frac{H_\circ^2}{H^2} \quad et \qquad \frac{\Omega_\Lambda}{\Omega_{\Lambda\circ}} = \frac{H_\circ^2}{H^2} \tag{23}$$

$$q = \Omega_r + \frac{1}{2}\Omega_m - \Omega_\Lambda \tag{24}$$

Ainsi la connaissance de ces paramètres à un instant donné (par exemple $t_\circ$ permet de les calculer à n'importe quel instant passé ou futur (sous réserve que les fluides soient conservés).

1.12 Durées cosmiques

En intégrant le parcours d'un photon entre son émission à l'instant t_e jusqu'à sa réception à l'instant $t_\circ$ en $r = 0$ avec un décalage spectral z_c on montre que pour un fluide-univers constitué de matière non relativiste m, de rayonnement ou matière ultra-relativiste r et avec une vraie constante cosmologique Λ :

$$t_\circ - t_e = \frac{1}{H_\circ}\int_0^{z_c} (1+x)^{-1}[\Omega_{r\circ}(1+x)^4 + \Omega_{m\circ}(1+x)^3 - (\Omega_{r\circ} + \Omega_{m\circ} + \Omega_{\Lambda\circ} - 1)(1+x)^2 + \Omega_{\Lambda\circ}]^{-\frac{1}{2}}\, dx \tag{25}$$

L'expression générale de l'âge ($t_\circ$) d'un univers FL à Big Bang en fonction de ses paramètres $H_\circ$ et $\Omega_{i\circ}$ est ainsi : :

$$t_\circ = \frac{1}{H_\circ}\int_0^{\infty} (1+x)^{-1}[\Omega_{r\circ}(1+x)^4 + \Omega_{m\circ}(1+x)^3 - (\Omega_{r\circ} + \Omega_{m\circ} + \Omega_{\Lambda\circ} - 1)(1+x)^2 + \Omega_{\Lambda\circ}]^{-\frac{1}{2}}\, dx \tag{26}$$

1.13 Distances métriques

Cette distance $d_m \overset{déf}{=} R_\circ r$ intervient dans les relations qui lient les observables géométriques (diamètres apparents ou séparations angulaires, cf. II-2) et photométriques (éclats, luminances, cf. II-3) aux temporelles (décalages spectraux, durées).

On obtient encore l'expression exacte de cette distance métrique en «intégrant» la trajectoire d'un photon depuis son émission à l'instant t_e et à la coordonnée r jusqu'à sa réception à l'instant $t_\circ$ en $r = 0$ avec un décalage spectral cosmologique z_c.

On montre ainsi que la distance métrique d_m est, selon que la courbure spatiale est négative (d_{m-}), nulle ($d_{m\circ}$), ou positive (d_{m+}) :

$$d_{m-} = \frac{c}{H_\circ \mid \Omega_{k\circ} \mid^{\frac{1}{2}}} \sinh \Big\{ \mid \Omega_{k\circ} \mid^{\frac{1}{2}} \int_0^{z_c} [\, \Omega_{r\circ}(1+x)^4 + \Omega_{m\circ}(1+x)^3 + \Omega_{k\circ}(1+x)^2 + \Omega_{\Lambda\circ} \,]^{-\frac{1}{2}} dx \Big\} \tag{27}$$

$$d_{m\circ} = \frac{c}{H_\circ} \int_0^{z_c} [\Omega_{r\circ}(1+x)^4 + \Omega_{m\circ}(1+x)^3 + \Omega_{\Lambda\circ}]^{-\frac{1}{2}} dx \tag{28}$$

$$d_{m+} = \frac{c}{H_\circ \mid \Omega_{k\circ} \mid^{\frac{1}{2}}} \sin \Big\{ \mid \Omega_{k\circ} \mid^{\frac{1}{2}} \int_0^{z_c} [\, \Omega_{r\circ}(1+x)^4 + \Omega_{m\circ}(1+x)^3 + \Omega_{k\circ}(1+x)^2 + \Omega_{\Lambda\circ} \,]^{-\frac{1}{2}} dx \Big\} \tag{29}$$

La dépendance des paramètres cosmologiques $H_\circ$, $\Omega_{i\circ}$ ouvre la possibilité, en résolvant le «problème inverse», de partir des relations observées pour mesurer les paramètres cosmologiques.

L'introduction des termes des autres fluides *exotiques* dans les expressions de la distance métrique ouvre la voie à des tests observationnels puisque des observables comme l'éclat ou le diamètre apparent dépendent de la distance métrique et que celle-ci dépend de l'équation d'état des fluides cosmiques.

1.14 Établissement de la cosmologie FL

La nouvelle façon de penser le monde s'est établie progressivement dans le monde scientifique. On en trouve une présentation très documentée dans deux ouvrages de Luminet (1997, 2004).

En 1917, Einstein applique la théorie de la relativité générale à un univers (à masse volumique) homogène (alors bien hypothétique) et à pression nulle. Pour assurer, entre autres, l'équilibre de sa solution, il introduit *a posteriori* dans ses équations la constante cosmologique Λ :

«Car, du côté gauche des équations du champ nous pouvons ajouter le tenseur fondamental $g_{\mu\nu}$, multiplié par une constante universelle, $-\lambda$, à présent inconnue, sans détruire la covariance générale» (Einstein 1917[42]).

[42] «Cosmological Considerations on the General Theory of Relativity», Sitzungsberichte der Prussichen Akad. d. Wiss, 1917, 142-152, translated in «Cosmological Constants», Bernstein and Feinberg Ed., Columbia University Press 1986

L'expression complète des équations de la RG est alors donnée par l'équation (3)[43]. Le *«modèle d'univers d'Einstein»* ainsi obtenu est bien solution de ces équations. Il est statique, spatialement fini (hypersphérique, à courbure spatiale positive ... et constante). C'est le premier modèle d'univers relativiste. En fait l'équilibre de ce modèle se révèlera éminemment instable (comme c'était le cas pour celui, pseudo-Newtonien, de Seeliger et Neumann).

De plus, un mois plus tard, Willem De Sitter trouve une autre solution (apparemment statique) mais avec une masse volumique nulle (!). Cette apparente indépendance de la solution et du contenu physique semble décourager Einstein de poursuivre sa démarche cosmologique.

En 1922 (Friedman 1922) et 1924 (Friedman 1924) , Alexandre Fridman (russe son nom est le plus souvent orthographié à l'allemande en *«Friedmann»*), trouve pour un univers homogène et à pression nulle des métriques non statiques (les coefficients spatiaux de la métrique varient avec le temps) et établit les premières équations des cosmologies pour ces modèles.

Or c'est indépendamment dans ces mêmes années que s'affirme la nature des autres galaxies avec les premières mesures (photométriques) de leurs distances. De plus leurs spectres révèlent une prépondérance de décalages spectraux z positifs :

« Un des problèmes les plus mystérieux en cosmologie moderne concerne les grandes vitesses de nombreuses nébuleuses. Leurs vitesses radiales sont de l'ordre de 600 km/s et la majorité des nébuleuses s'éloignent du système solaire » (sir Arthur Eddington 1922).

On remarquera au passage les termes *nébuleuses* et *vitesses* dont le sens est ambigu.

En 1925, Georges Lemaître (Lemaître 1925) montre, par une transformation de coordonnées, le caractère non-statique du modèle de De Sitter.

En 1927 il propose (son travail est indépendant de celui de Friedmann) un modèle d'univers en expansion. Sa motivation est de réunir les avantages du modèle d'Einstein (relation entre masse volumique et géométrie) et de celui de De Sitter (explication des décalages spectraux des galaxies). Il donne dans ce même article l'expression complète (avec la pression) des équations des cosmologies, exprime le lien entre décalage spectral et variation du facteur d'échelle[44] $R(t)$ et, prenant en compte les observations disponibles de distances et de décalages spectraux des galaxies, obtient une première évaluation de la dérivée logarithmique de ce facteur

[43]Le petit λ écrit par Einstein ... est devenu grand Λ dans les ouvrages scientifiques de la fin du XX^e siècle

[44]qui multiplie les coefficients spatiaux (μ et $\nu = 1, 2, 3$) de la métrique de l'espace temps

d'échelle :

«Utilisant les 42 nébuleuses figurant dans les listes de Hubble et de Strömberg [...], et tenant compte de la vitesse propre du soleil [...], on trouve une distance moyenne de 0,95 millions de parsecs [...] et une vitesse radiale de 600 Km./sec, soit 625 Km./sec à 10^6 parsecs. Nous adopterons donc $\dot{R}/R$ [...]» Lemaître (1927).

Parmi tous les modèles à courbure spatiale positive Lemaître détaille celui, désigné souvent aujourd'hui par *«modèle d'Eddington-Lemaître»* où $R(t)$ croit exponentiellement avec le temps (depuis $t = -\infty$) à partir du R (statique mais instable) de l'univers d'Einstein.

Quelques mois plus tard, Einstein commentera ce travail :

«J'ai rencontré Einstein pour la première fois, il y a vingt-neuf ans. Il était venu à Bruxelles assister au congrès Solvay de 1927. En se promenant dans les allées du parc Léopold, il me parla d'un article, peu remarqué, que j'avais écrit l'année précédente sur l'expansion de l'univers et qu'un ami lui avait fait lire. Après quelques remarques techniques favorables, il conclut en disant que du point de vue physique cela lui paraissait tout à fait abominable.» (Lemaître 1957).

Déjà en 1922 Einstein avait très mal reçu la solution non-statique de Friedmann en publiant une note (Einstein 1922) dénonçant à tort, il le reconnaitra l'année suivante (Einstein 1923) une erreur de calcul.

L'article de Lemaître de l927, écrit en français, restera quasi ignoré de la communauté scientifique jusqu'à ce qu'il soit redécouvert[45] et traduit en 1931 dans les «Monthly Notices of the Royal Astronomical Society» (Lemaître 1931b). Mais la partie (27 lignes dans l'article de 1927) concernant la première mesure du taux d'expansion de l'univers est *omise* dans cette traduction anglaise de 1931 et remplacée par une périphrase. Pourtant, en dehors des 27 lignes, la traduction de cet article de plus de 500 lignes est littérale et intégrale.

D'après O. Godart (Godart, 1989, communication privée, figure 1) qui avait été l'assistant de Lemaître :

«les changements introduits sont la pleine responsabilité d'Eddington »

et, dans la même lettre O. Godart rajoute :

«J'ignore les raisons de ce changement»

Mais entre-temps Hubble (1929) avait publié la loi de proportionnalité entre le

[45] en fait c'est Lemaître lui-même qui a rappelé à Eddington l'article de 1927 qu'il lui avait envoyé

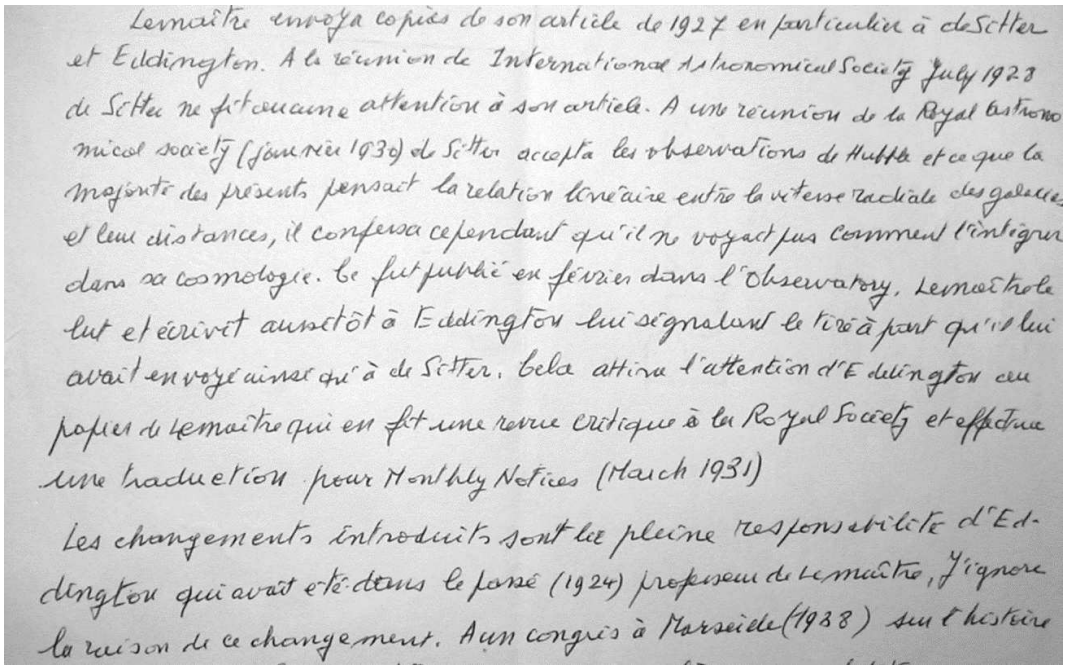

Lemaître envoya copies de son article de 1927 en particulier à deSitter et Eddington. A la réunion de International Astronomical Society July 1928 de Sitter ne fit aucune attention à son article. A une réunion de la Royal Astronomical society (janvier 1930) de Sitter accepta les observations de Hubble et ce que la majorité des présents pensait la relation linéaire entre la vitesse radiale des galaxies et leur distances, il confessa cependant qu'il ne voyait pas comment l'intégrer dans sa cosmologie. Ce fut publié en février dans l'Observatory. Lemaître lut et écrivit aussitôt à Eddington lui signalant le tiré à part qu'il lui avait envoyé ainsi qu'à de Sitter. Cela attira l'attention d'Eddington sur papier de Lemaître qui en fit une revue critique à la Royal Society et effectua une traduction pour Monthly Notices (March 1931)
Les changements introduits sont la pleine responsabilité d'Eddington qui avait été dans le passé (1924) professeur de Lemaître, J'ignore la raison de ce changement. Au congrès à Marseille (1938) sur l'histoire

FIG. 1 – Extrait d'une lettre d'O. Godart du 1^{er} juin 1989

produit cz, appelé *«vitesse radiale»*, et la distance des galaxies avec un coefficient (alors évalué à 500 km s^{-1} Mpc^{-1}) qui allait passer à la postérité sous le nom de *«constante de Hubble»*[46].

Entre-temps Lemaître avait intégré dans sa recherche le problème de la formation des structures (galaxies, amas). Ces surdensités s'amplifiant a priori par contraction gravitationnelle elles lui semblaient nécessiter un taux d'expansion beaucoup plus faible que celui qui était alors mesuré : une «constante de Hubble» de $\sim$ 500 km s^{-1} Mpc^{-1} donne moins de 2 milliards d'années d'âge à l'univers si $\Lambda = 0$. La nécessité de permettre la formation des galaxies lui fait envisager un univers *«hésitant»*. Ce modèle de 1931 désigné usuellement *«modèle de Lemaître»* présente, après l'explosion, une phase d'expansion décélérée qui se poursuit, grâce à une valeur bien ajustée de Λ, par une longue phase de stagnation ($R(t) \sim cte$) propice à la condensation des proto-galaxies avant que ne se manifeste une phase d'expansion accélérée dans laquelle nous serions. Le long palier expliquait bien que la valeur alors adoptée d'$H_\circ^{-1}$ puisse être beaucoup plus faible que l'âge de l'univers. Ce choix sera bientôt renforcé par les datations radioactives qui montraient que l'âge de la terre est supérieur à 2 milliards d'années.

[46]Hubble (1929) fait simplement allusion au modèle de de Sitter et non au taux d'expansion $\dot{R}/R$ des modèles de Friedmann-Lemaître. La *«constante de Hubble»* n'est donc pas vraiment de Hubble et elle n'est pas d'ailleurs constante puisque, sauf pour $R(t) \propto \exp t$ la dérivée logarithmique $\dot{R}/R$ est fonction du temps. Lemaître ne revendiqua jamais l'antériorité de sa découverte.

Pour le «début» Lemaître (1931a) parle d'*«explosion de l'atome primitif»*. Le passage de l'un au multiple, marque pour lui le commencement du temps et de la complexité avec celui de la croissance de l'entropie. Cette conception non-singulière du Big Bang ne sera reprise en considération que bien des décennies plus tard.

En 1932, Einstein s'est rallié à l'expansion et signe (Einstein & De Sitter 1932) un bref article[47] avec de Sitter en faveur de la solution la plus simple : sans pression ni constante cosmologique ni courbure spatiale. Connu depuis comme *«modèle d'Einstein-De Sitter»* (EdS), il a occulté celui de Lemaître pendant près de 60 années. Il a l'avantage d'être le plus simple des modèles d'univers de Friedmann-Lemaître mais sa domination a contribué à entretenir la querelle pour ou contre la théorie du Big Bang car il fixe l'âge géométrique de l'univers à une valeur ($t_\circ = 2/3H_\circ$) qui reste un peu courte par rapport aux âges des plus vieilles étoiles.

En 1934, c'est encore Lemaître qui, développant l'aspect quantique de son explosion de l'atome primitif, explique la constante cosmologique comme une *«énergie du vide»* avec l'équation d'état $p = -\rho c^2$:

«Tout se passe comme si l'énergie dans le vide était différente de zéro. Pour que le mouvement absolu, c'est-à-dire le mouvement par rapport au vide, ne soit pas détectable, nous devons associer une pression $p = -\rho c^2$ à la densité d'énergie ρc^2 du vide. Ceci est essentiellement le sens de la constante cosmologique qui correspond à une densité négative du vide selon :

$$\rho_\circ = \lambda c^2/4\pi G \cong 10^{-27} \ \ \mathrm{gr./cm^{-3}} \tag{30}$$

» (G. Lemaître 1934[48])

Effectivement, pour être un invariant de Lorentz un fluide parfait doit avoir pour équation d'état $p = -\rho c^2$ (cf. équation (13)). Son tenseur énergie-quantité de mouvement se réduit alors à $-pg_{\mu\nu}$ et les équations d'Einstein (3) sont inchangées par la substitution de ce fluide à la constante cosmologique.

Lemaître essaiera à maintes reprises (mais en vain) de défendre auprès d'Einstein cette entité : Einstein l'a reniée comme *«la plus grande erreur de sa vie»*. Tout au plus aura-t-il la satisfaction d'entendre Einstein lui dire une fois :

«Tout de même, si vous parveniez à démontrer que la constante cosmologique n'est pas nulle, ce serait important» (A. Einstein 1935, conversation privée avec G. Lemaître[49]).

[47] qui ne réfère qu'indirectement à Friedmann et Lemaître en citant uniquement Heckmann (1931)

[48] " Evolution of the expanding universe ", Proc. of the Nat. Acad. Sci.., 20, 12-17, trad. HR

[49] relatée par Lemaître à la radio nationale belge le 27 avril 1957, publié dans la Revue des questions scientifiques, T. 129, N°1, p 129

Dans les années 1950 c'est la cosmologie de l'«état stationnaire» promue en 1948 par Thomas Gold, Hermann Bondi et Fred Hoyle qui connaît son heure de gloire. Motivée par l'élimination de la singularité initiale, elle est basée sur le *«principe cosmologique parfait»* : *«l'univers est le même en tout lieu et en tout temps»*. En conséquence $\rho_m = cte$ ce qui, avec l'augmentation de $R(t)$, nécessite une *«création continue»* de matière (un concept qui semble plus acceptable à ces scientifiques que celui de «commencement»). Cette théorie implique ainsi l'adjonction d'un *«tenseur de création»* dans les équations de la relativité générale. Il en découle $H(t) = cte = H_\circ$ et une croissance exponentielle de R(t) : $R = 0$ y est rejeté à $t = -\infty$.

Fred Hoyle est aussi l'inventeur en 1948 (par dérision) de l'appellation moderne (devenue depuis positive) de «Big Bang» pour désigner les modèles à singularité primordiale. Il contribuera par ailleurs grandement aux développements des théories de nucléosynthèse stellaire. Une grande question dans ces années là (vers 1950) était en effet d'expliquer l'abondance des éléments dans l'univers. La fusion thermonucléaire nécessitant de très hautes températures les seuls sites possibles étaient l'intérieur des étoiles «ou» ... le Big Bang. L'impossibilité de rendre compte de l'ensemble des abondances observées par les transformations dans un seul de ces deux sites conduira plus tard à remplacer le «ou» par un «et».

Pour décrire la nucléosynthèse primordiale (dans des modèles FL à Big Bang concurrents de celui de l'état stationnaire, ci-dessus évoqué) Gamow, Alpher et Hermann (voir par exemple Alpher & Herman 1948) introduisent la notion de température dans l'univers des premiers instants et prévoient l'évolution de sa température. Ce rayonnement (à 3 K) sera découvert incidemment et aussitôt interprété (Dicke, Peebles, Roll, & Wilkinson 1965; Penzias & Wilson 1965).

La «théorie du Big Bang» (avec les modèles de Friedmann-Lemaître) reprend alors le pas sur celle de l'état stationnaire déjà mise à mal par les mesures de l'abondance observée de l'hélium (qui est bien expliquée par la nucléosynthèse primordiale dans les minutes qui suivent un Big Bang chaud).

Les années 1960-1980 sont marquées par la querelle de la «constante de Hubble» avec une école autour de 100 km s^{-1} Mpc^{-1} (souvent anti Big Bang par le biais d'un $t_\circ$ du modèle EdS plus faible que l'âge de certaines étoiles) et une école (pro Big Bang) autour de 50. Cette querelle est souvent accompagnée par celle des *«décalages spectraux non-triviaux»* (Reboul 1981) qui se fonde sur des observations susceptibles de remettre en cause le caractère cosmologique du décalage spectral des objets lointains[50] (et donc l'expansion elle-même) et sur des propositions de théories alternatives (visant à expliquer les décalages spectraux sans l'expansion de la géométrie).

[50]Le débat n'est pas totalement clos. Par exemple une fréquence des paires (à moins de 5")de quasars à décalages différents est jugée anormalement élevée par Burbidge, Hoyle, & Schneider, 1997. Mais une analyse a priori (Sluse, Surdej, Claeskens, De Rop, Lee, Iovino, & Hawkins 2003; Surdej, Claeskens, & Sluze 2006) réduit fortement la significativité de cet excès.

Ce débat scientifique a souvent été amplifié (voire motivé) par des options métaphysiques. La confusion création-commencement a été en fait à l'œuvre dés l'apparition de ce qui s'appellera plus tard le Big Bang : dans l'article de Friedmann de 1922, on trouve nommément l'expression *«Erschaffung der Welt»* (Création du Monde) pour désigner la singularité à $R = 0$. Comme déjà signalé (I-1.6), Lemaître s'est toujours gardé d'un quelconque *concordisme* précisant même à la fin de sa vie :

«Le début de l'espace (de son rayon) et le début de la multiplicité est un commencement naturel ; si on en analyse la nature, on comprend qu'il ne peut avoir de passé, qu'il n'y a pas d'état antérieur qu'il faudrait exclure en disant qu'il est créé de rien. Il ne serait donc plus question d'invoquer une action où Dieu perdrait son essentiel incognito, ne resterait plus, suivant le mot du prophète, le Dieu caché, mais s'abaisserait à quelque chiquenaude initiale ou suivant l'expression moins désagréable de Jeans, au " finger of God agitating the ether ". Le problème de la création garderait son sens métaphysique, dans le sens de la dépendance de tout être, de nous-mêmes. Toutes choses ont été faites par lui et rien de ce qui a été fait n'a été fait sans Lui. Mais ce problème serait totalement dégagé de la cosmogonie, de ce fonds étrange de l'espace-temps où s'évanouissent toutes nos notions familières dans l'absolue simplicité. [...] Ce début est parfaitement simple, insécable, indifférentiable, atomique au sens grec du mot. Le monde s'est différencié au fur et à mesure qu'il évoluait. Il ne s'agit pas du déroulement, du décodage d'un enregistrement ; il s'agit d'une chanson dont chaque note est nouvelle et imprévisible. Le monde se fait et il se fait au hasard. Tel est du moins tout ce que peut dire la physique ou l'astronomie. Il n'en est pas moins vrai que physique et astronomie n'épuisent pas toute réalité» (G. Lemaître, 1966 [51]).

«Autant que je puisse en juger une telle théorie reste extérieure à toute question métaphysique ou religieuse ...» (Lemaître 1958a) (citation complète en I.1.5)

Mais d'autres croyants ont à l'occasion exprimé différemment cette problématique en identifiant «commencement» et «Création»[52]. Après un long exposé de cosmologie physique le pape Pie XII disait :

«Il semble en vérité que la science d'aujourd'hui, remontant d'un trait des millions de siècles, ait réussi à se faire le témoin de ce Fiat Lux initial, de cet instant où surgit du néant, avec la matière, un océan de lumière et de radiations, tandis que les particules des éléments chimiques se séparaient et s'assemblaient en millions de galaxies [...]*»* (Pie XII 1951[53])

[51] Radio-Canada, publié dans la Revue des questions scientifiques, tome 138

[52] La création *«ex nihilo»* (à partir de rien) et *«ab initio temporis»* (au commencement du temps) a été affirmée au $4^{ème}$ concile de Latran en 1215 mais, comme on l'a vu c'est une conviction bien plus ancienne chez les penseurs chrétiens.

[53] adresse "Un Ora" à l'Académie Pontificale des Sciences le 22 novembre 1951 en introduction d'un colloque de géophysique

En réaction des scientifiques non-croyants ont souhaité invalider la théorie du Big Bang :

C. & E. : [...] *« Lorsque vous avez proposé la théorie de la lumière fatiguée comme alternative possible à la théorie du big bang, quelles étaient vos intentions ? Vouliez-vous secouer l'establishment ? »*

J.-C. P. : *«Mon intention partait de beaucoup plus loin. Je suis athée et lorsqu'en 1951, le pape a vu dans le big bang le "fiat lux" des origines, j'ai mal supporté que tout le monde scientifique abonde dans ce sens»* (J.-C. Pecker 1995[54]).

Pour la petite histoire, Lemaître assistait à l'adresse de Pie XII de 1951. Le pape reprenait en fait des thèmes de «Space and spirit» de Whittaker et ce n'était pas une définition dogmatique mais un simple discours inaugural. Toutefois Lemaître, très sensibilisé à cette question, est intervenu, indirectement mais avec insistance, auprès du pape, par l'intermédiaire entre autres du C^{al} Tisserand et du père O' Connell (Deprit 1984, p. 387) pour expliquer son point de vue. Il a été relativement (Lambert 1999, p. 291) écouté et le pape s'est par la suite abstenu d'un concordisme aussi explicite, glissant seulement, dans son discours lors de la réception à Castel Gandolfo à l'occasion de l'assemblée générale de l'UAI en septembre 1952, ces quelques mots :

«les processus cosmiques qui se sont déroulés au premier matin de la création».

Mais la confusion création-commencement reste active :

«Tant que l'univers aura un commencement nous pouvons supposer qu'il a eu un créateur. Mais si réellement l'univers se contient tout entier, n'ayant ni frontières ni bord, il ne devrait avoir ni commencement ni fin : il devrait simplement être. Quelle place reste-t-il alors pour un créateur ?» (Hawking 1989, p. 179)

La démarche scientifique est parfois orientée par les opinions et les convictions des chercheurs mais elle a pour principe de remettre en cause ses inévitables a priori : au cours des années 1960-1980 les modèles FL à Big Bang ont progressivement rallié la quasi totalité des spécialistes en raison de l'accumulation des données observationnelles concordantes (décalages spectraux, abondances des éléments légers, rayonnement de fond cosmologique) et des échecs enregistrés par les théories alternatives.

Dans les années 1980 apparaissent les premières théories de l'inflation (ajout d'une phase de croissance exponentielle, d'un facteur $> 10^{30}$, de $R(t)$ très près du Big Bang : $t < 10^{-30}$ s). Initiées par le souci d'expliquer l'absence des *monopoles magnétiques* elles ont été rapidement confortées par le désir de résolution de difficultés (en fait de conditions initiales très ou trop bien définies). Ces considérations «anthropiques» seront reprises un peu plus loin avec les qustions de la *platitude* au

[54]Interview dans «Ciel et Espace», décembre 1995, p 56

II-1.16 et de la *causalité* au II-2.3).

L'adéquation du spectre du rayonnement de fond microonde avec celui d'un corps noir théorique (loi de Planck) à 2,725 K a été établie avec une extrême précision grâce aux instruments du satellite COBE (Mater et al. 1990) . Cela constituait une validation supplémentaire très forte des modèles à Big Bang chaud. Deux ans plus tard cette même mission spatiale a permis de déceler les très petites (10^{-5}) variations relatives de luminance de ce fond micro-onde qui étaient attendues. Elles constituent les premières mesures du niveau des fluctuations de densité de l'univers à 3000 K. On reviendra plus loin (II-2.3) sur les mesures à meilleure résolution qui ont été menées à bien au début du XXI^{e} siècle et qui ont précisé la forme des petites oscillations «causales» (et plus précisément acoustiques) de cet univers primitif et dont l'amplification par la gravitation serait à l'origine des structures actuelles. Une vérification de la cohérence de cette structuration du cosmos a été apportée en 2005 lorsqu'a été retrouvé, sur la distribution des galaxies, la trace du premier pic acoustique du RFC (Eisenstein et al. 2005).

1.15 Grandeurs de Planck

La description physique de la nature est basée sur la mécanique quantique et sur la relativité générale. Il semble à très haute énergie bien difficile de les conserver simultanément.

En fait les unités de Planck ont commencé à être introduites avant les débuts de la physique quantique sur la motivation essentielle qu' *« elles gardent nécessairement leur sens pour tous les temps et toutes les civilisations, mêmes extraterrestres et non humaines, et peuvent ainsi être désignées "unités naturelles"...»* (Planck 1899). La présentation qui suit est donc plus qu'une relecture.

On connaît (depuis 1927) en mécanique quantique la relation d'incertitude d'Heisenberg pour une particule entre sa position q et sa quantité de mouvement p :

$$\Delta q \; \Delta p \sim \hbar$$

Par ailleurs, si m est sa masse au repos,

$$E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$$

il vient :

$$\Delta E \sim c\Delta p$$

Mais ΔE ne saurait excéder l'énergie de masse mc^2 (sans mettre en cause l'existence de la particule) ce qui correspond à $\Delta p \sim mc$. Dans le référentiel au repos de la particule il semble donc y avoir une incertitude fondamentale de position $\Delta q \sim \hbar/mc$.

Lorsque les Δq des «particules» (ou des paquets d'énergie) les localisent à l'intérieur de leurs rayons de Schwarzschild ($2Gm/c^2$), on est conduit à l'existence de trous noirs quantiques et l'espace-temps global devient donc déconnecté, inapproprié au repérage des évènements et donc à la description physique. La comparaison des deux longueurs ci-dessus fournit l'ordre de grandeur de la masse, la «masse de Planck», et celle des autres grandeurs critique(s) où survient le conflit :

$$\frac{\hbar}{mc} \sim \frac{Gm}{c^2} \quad \Rightarrow \quad m = m_P \sim \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \sim 2\ 10^{-8}\ kg$$

une masse gigantesque si on l'a compare à celles des particules élémentaires connues.

La longueur associée est la «longueur de Planck» :

$$l_P \sim \frac{Gm_P}{c^2} = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \sim 10^{-35}\ m$$

Le «temps de Planck» se déduit aisément : $t_P \sim l_P/c \sim 10^{-43}\ s$

On obtient de même, l'énergie, la température et la masse volumique de Planck :

$$E_P \sim m_P c^2 \sim 10^{19}\ GeV \quad T_P \sim E_P/k \sim 10^{32}\ K \quad \rho_P \sim m_P/l_P^3 \sim 10^{97}\ kg\ m^{-3}$$

1.16 Anthropies

Un discours rationnel sur l'univers ne doit pas être incompatible avec la présence de sujets qui discourent sur l'univers ! Cette tautologie est parfois appelée *«principe anthropique faible»*. En ce sens le terme *«principe»* serait inadapté. Ce qui peut justifier cette emphase est l'extrême étroitesse des caractéristiques nécessaires à un cosmos pour qu'il ne soit pas constitutivement inobservable.

L'impact de la présence d'êtres vivants sur certaines caractéristiques de l'univers a été souligné par Dicke (1961). Depuis les premiers énoncés de Carter (1974) il y a eu de très nombreuses variantes dans les définitions des principes anthropiques (faible, faible élargi, faible généralisé, fort, fort élargi, participatoire, ultime, ...), y compris, au fil des ans, chez les mêmes auteurs. On ne peut que renvoyer à l'analyse qui en a été faite par Demaret & Lambert (1994).

On se contentera ici de parler simplement d'*«anthropie»* au sens d'adéquation des paramètres de l'Univers à la possibilité de génération d'êtres pensants. En fait pour beaucoup de considérations, c'est la simple possibilité d'êtres vivants qui est en jeu et l'on pourrait parler souvent (pas toujours) de *«principe biologique»*.

Le premier problème dénoncé est celui de la *«platitude»* : on peut le schématiser en disant qu'une condition nécessaire à notre aventure est que $\Omega \sim 1$ (à un facteur 10 près) aujourd'hui. Mais cela n'est possible dans le Big Bang standard que si Ω (paramètre a priori «libre») est infiniment proche de 1 au Big Bang. Si l'on enlève l'«ère de Planck», la condition nécessaire devient $\Omega(t_P) = 1 \pm 10^{-60}$ (t_P étant le «temps de Planck», $\sim 10^{-43}$ s dans la chronologie non quantique).

Cette instabilité de Ω vient de ce que durant la phase radiative de l'univers (qui couvre, en rapport de facteur d'échelle, l'essentiel du passé du cosmos) $\Omega_k \propto t$. Rappelons que $\Omega_k = 1 - \Omega$. Si, à t_P, Ω est inférieur à $1 - 10^{-60}$, l'univers trop expansif ne permettra pas la formation des structures à grande échelle qui sont indispensables à l'évolution de la matière ; si à t_P Ω est supérieur à $1 + 10^{-60}$, la durée entre le Big Bang et le Big Crunch sera inférieure aux temps de l'évolution de la matière et de la vie (environ 10^{60} t_P ou 10^{10} ans).

On peut trouver d'autres anthropies plus difficiles à mesurer (car interconnectées) que la question de la *platitude* : le nombre de dimensions de l'espace, les valeurs des constantes G, h, c, la constante de structure fine, les masses des particules fondamentales, la très légère dissymétrie entre matière et anti-matière qui a permis la survie de notre matière, ...jusqu'à, peut-être, la chute opportune d'un astéroïde :

«Alors que la taille du cerveau des dinosaures n'augmentait plus, et dès lors que cette perspective disqualifiait les aptitudes du genre reptilien [...], *nous devons assumer le fait que la conscience n'aurait probablement pas émergé sur notre planète si une catastrophe cosmique n'avait pas anéanti les grands sauriens. Au sens le plus littéral, nous devons notre existence de mammifères intelligents à nos bonnes étoiles.»* (Gould 1991)[55].

Pour se restreindre aux paramètres de l'univers homogène et à leurs bonnes équations, on ne peut pas dire que les valeurs observées de $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$ mettent en échec la théorie FL standard puisqu'elles font partie des valeurs possibles de ces paramètres libres (de même que G, dont la valeur semble très propice à la nucléosynthèse stellaire et donc à notre réflexion, est un paramètre libre de la théorie de la gravitation universelle et de celle de la Relativité Générale).

Une deuxième curiosité du modèle FL observé est celui de la *«causalité»* : on observe dans des directions différentes des morceaux d'univers assez semblables (densité, température, ...) alors qu'ils n'ont jamais pu échanger d'information depuis le Big Bang standard. Évidemment la théorie standard laisse libre les conditions initiales et parmi celles-ci un cosmos initialement homogène.

[55] Le propos de Gould n'était pas à finalité directement anthropique mais plutôt d'illustrer l'imprédicabilité de l'évolution des espèces : ce n'est pas un programme qui s'exécute. Il est en consonance avec celui de Lemaître cité au II-1.14 (*«Le monde se fait* [...] *au hasard. Tel est du moins* [...] *»*)

Ces particularités sont le moteur de recherches théoriques comme celle du multivers de Linde[56]. En dehors de l'intérêt heuristique de la démarche l'apport sur le *paradoxe* du vivable ou du pensable (l'anthropie) n'est pas évident : remplacer, comme condition nécessaire à notre présence, un Univers avec des conditions initiales ajustées à 10^{-N} près par 10^N univers aléatoires est peut-être plus positif au plan esthétique qu'anthropique.

Mais il est clair que même si rien de ce qui précède ne met en échec la théorie FL standard, l'extrême anthropie de l'univers observé aux yeux de cette théorie est une incitation à trouver une explication moins fortuite ou providentielle aux caractéristiques de notre cosmos.

1.17 Inflations

Initialement l'inflation elle a été pensée pour résoudre l'absence observationnelle des monopoles magnétiques que prévoient les théories de grande unification. Très rapidement elle a été prisée comme étant une réponse aux questions de la platitude et de la causalité.

En rajoutant une brusque augmentation du facteur d'échelle (l'inflation) après la genèse des monopoles on explique à la fois qu'après la fin de l'inflation les monopoles soient rares, la courbure spatiale très faible et l'horizon causal beaucoup plus grand. Pour que cette hypothèse retrouve l'univers présent dont l'âge est $t_\circ \approx 10^{60}\ t_{Planck}$ l'inflation doit être au moins d'un facteur $\sim 10^{30}$.

Une croissance très rapide de $R(t)$ peut-être obtenue dans un modèle FL si $\ddot{R} > 0$. Si le fluide dominant de l'univers a pour équation d'état $p = w\rho c^2$ et si l'on néglige la constante cosmologique (puisque $\Omega_\Lambda \longrightarrow 0$ lorsque $t \longrightarrow 0$) la somme des équations FL1 et FL2 devient :

$$-2\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{8\pi G}{c^2}\left(3p + \frac{\rho c^2}{3}\right) \tag{31}$$

Il est clair, puisque $R(t)$ est une fonction définie positive de la variable t, qu'une accélération de l'expansion est associée à un paramètre $w < -1/3$ pour le fluide.

La constante cosmologique Λ peut être, au moins formellement, échangée dans les équations d'Einstein avec un fluide parfait et invariant de Lorentz (cf. II-1.14). On peut rappeler que c'est un Ω_Λ devenu dominant dans notre univers qui est associé à l'accélération de l'expansion que semble mettre en évidence les observations (directement depuis 1998 mais en fait depuis 1931 si l'on prend en compte la compatibilité des âges astrophysique et cosmologique).

[56]Pour Anximandre, le concept de *vivabilité* des univers multiples ne semble pas apparaître

Cette équivalence de la constante cosmologique géométrique Λ avec un fluide parfait invariant de Lorentz, de masse volumique $\rho_\Lambda = \Lambda c^2/8\pi G$ et de $w = -1$, liée aux difficultés rencontrées pour associer ce fluide avec l'énergie du vide ont conduit à envisager la possibilité d'existence de fluides dont l'équation d'état serait différente ($w \neq -1$, $w \neq cte$, ...).

En se restreignant à des fluides de w_i constants les équations FL conduisent, par exemple pour l'évolution du taux d'expansion, à l'expression :

$$\frac{H}{H_\circ} = \left[\sum_{i=1}^{n} \Omega_i a^{-3(1+w_i)}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{32}$$

Si pour le fluide dominant $w = -1$ il résulte que $H = cte$ et donc que la croissance du facteur d'échelle est exponentielle. Il faut à ce point noter qu'un fluide de $w \neq -1$ n'est pas équivalant à Λ. Il convient donc en toute rigueur, si l'on rajoute un fluide de $w \neq -1$ dans le membre de droite des équations FL de conserver Λ dans la partie gauche (géométrique) ou bien de faire paraître un autre fluide de $w = -1$ dans la partie droite (physique).

Ceci étant le nouveau fluide en question est généralement supposé éphémère et réalisé seulement en des âges cosmiques ($t \approx 10^{-35}$ s) où une vraie constante cosmologique de valeur $\Lambda \approx 10^{-52}$ m^{-2} a un effet strictement négligeable. Ainsi, si l'on se restreint à l'univers primordial (et même jusqu'aux premières centaines de millions d'années) on peut omettre Λ dans les équations FL.

Pour l'univers primordial on se place souvent dans un système d'unités dites *«naturelles»* dans lequel on pose $G \overset{déf}{=} c \overset{déf}{=} h \overset{déf}{=} 1$. Les équations FL prennent une expression simplifiée. Par exemple les équations 15 et 31 deviennent ($a \overset{déf}{=} R/R_\circ$) :

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi}{3}\rho \qquad \text{et} \qquad \frac{\ddot{\mathrm{a}}}{\mathrm{a}} = -\frac{4\pi}{3}\,(3\mathrm{p} + \rho) \tag{33}$$

Les théories inflationnaires ont rapidement rejoint les préoccupations des recherches sur l'unification des interactions et sont l'objet de tests observationnels. On peut remarquer que l'absence de monopoles magnétiques serait une contrainte forte en faveur d'une inflation si la théorie qui les prévoit devenait science établie.

Obtenir une inflation d'un facteur élevé pose deux problèmes : le début et la fin. Il faut initier l'inflation, il faut ensuite l'arrêter. Il faut donc apparemment postuler l'existence d'(au moins) une nouvelle entité physique (champ scalaire ou autre) avec des propriétés bien définies (comme la forme du potentiel dont dérive le champ). Par ailleurs, l'inflation (et a fortiori l'inflation chaotique) multiplie considérablement la taille de l'univers «anthropique» minimum. Si la théorie est bonne, il est alors probable (à moins de nouveaux ajustements fins) que notre bulle d'univers est immensément plus grande que l'horizon et la question de l'anthropie réapparaît : l'univers minimal vivable serait beaucoup plus grand qu'avec le modèle FL

standard. Et pas forcément en ayant éliminé les conditions initiales et ... avec la nécessité d'introduire plusieurs champs scalaires ou entités nouvelles.

Au plan épistémologique on peut remarquer à nouveau que l'anthropie, ou plus exactement l'*«ananthropie»* (explication par une nouvelle loi de la nature de ce qui semble être un ajustement très fin dans l'ancienne) a été un puissant moteur dans le développement des théories de l'inflation depuis 1980. À ce jour elles n'ont pas levé l'anthropie mais elles ont atteint le stade où elles deviennent *réfutables* et les premiers tests (indices) leur semblent favorables.

Il semble que les mentalités contemporaines s'accommodent plus aisément d'une hyper-immensité que d'un étroit ajustement des paramètres physiques d'un «petit» Univers. D'un point de vue pythagoricien *(le nombre est la mesure de toute chose)* il ne semble pas pourtant y avoir de grande différence.

Mais, et c'est là l'intérêt heuristique déjà signalé de ces préférences, elles ont peut-être permis d'orienter la recherche fondamentale vers des découvertes majeures dans le domaine de l'unification des théories physiques.

1.18 Topologies

Comme évoqué au paragraphe II 1.6, le principe cosmologique appliqué à une théorie géométrique de la gravitation ne donne prise qu'à la géométrie de l'espace-temps (et donc à celle de l'espace puisque le temps est orthogonal) mais pas à sa topologie. C'est donc le cas des équations de Friedmann-Lemaître.

On a fait naturellement jusqu'ici le choix le plus simple, celui de la monoconnexité de l'espace selon le principe médiéval :

« Pluralitas non est ponenda sine necesitate »[57] (William of Ockham vers 1325)

Cette application du *«rasoir d'Ockham»* paraissait justifiée tant que l'on restait dans le cadre strict des modèles de Friedmann-Lemaître et que, par ailleurs, aucune observation ne remettait en cause la monoconnexité.

Aujourd'hui la possibilité d'un Multivers est considérée avec bienveillance. On peut alors remarquer que, même si elle ne résout pas a priori l'anthropie, la multi-connexité d'un seul *«petit»* univers serait une solution bien plus *«économique»*[58] et naturelle, que la multiplication *physique* des cosmos à l'infini.

[57] «On ne doit pas introduire d'entités sans nécessité»

[58] *économique* au sens de modèle minimal sauvant les apparences avec le plus petit cosmos possible, comme en son temps l'était le système géo-héliocentrique de Tycho-Brahé ...qui prévoyait même les phases de Vénus observées quelques décennies plus tard par Galilée

Par ailleurs notre cosmos n'étant pas strictement homogène, ses structures doivent permettre de tester la topologie. Les observations présentes auraient vraisemblablement permis de détecter une multi-connexité si les temps de parcours des images d'un même objet différaient de moins d'un milliard d'années.

Si une possible multiconnexité est ainsi repoussée à des échelles comparables à celles de l'horizon cosmologique, c'est sur la shpère de dernière diffusion qu'elle est à rechercher. Et une première interprétation de la faiblesse des premiers harmoniques (l= 2 et l=3) de son spectre de puissance spatiale par la topologie dodécaèdrique de Poincaré a été proposée (Luminet, Weeks, Riazuelo, Lehoucq, & Uzan, 2003; Luminet, 2006). Cette étude prévoit même, ce qui constituerait une détermination topologique d'Ω, une valeur précise de ce paramètre de densité totale : $\Omega \approx 1,013$, une valeur en accord avec les données de WMAP citées plus bas et qui pourrait être testée dans l'avenir avec celles attendues de Planck Surveyor.

On peut rappeler au passage que le dodécaèdre est le corps élémentaire du cinquième élément, l'éther, que Platon a vraisemblablement (Michel & Louis 1966, p. 262) rajouté à son système du monde dans l'*Epinomis* et qu'Aristote affecta ensuite au monde supra-lunaire.

On trouvera une présentation didactique très complète de cette thématique de topologie globale du cosmos dans Luminet (2005).

Enfin, à plus petite échelle, des *«défauts topologiques»* générés par des brisures de symétrie dans l'univers primordial pourraient avoir une influence cosmologique. Notamment, les défauts de dimension 1, les *cordes cosmiques*, pourraient être une composante de la masse cachée et de l'évolution des grandes structures.

1.19 État des lieux

Il peut sembler périlleux de faire un bilan au moment ou beaucoup prophétisent une nouvelle révolution scientifique. Toutefois au tout début du XXI^e siècle les observations et les théories favorisent un consensus, une science *«établie»* sur un modèle d'univers de Friedmann-Lemaître à Big Bang avec pas ou peu de courbure spatiale à l'échelle de notre horizon (et donc avec $\Omega_{M\circ} + \Omega_{\Lambda\circ} \approx 1$) et $\Omega_{M\circ} \approx 0,3$. Avec un taux d'expansion $H_\circ \sim 70$ km s^{-1} Mpc^{-1}, son âge serait $t_\circ \approx 13,5\ 10^9$ ans.

En 2006 des valeurs plus précises, essentiellement déduites des trois premières années d'exploitation de WMAP (Spergel et al. 2006) sont déduites. En voici un petit sous-ensemble (limité aux paramètres de l'univers homogène) :

- $\Omega_m = 0,24 \pm 0,02$
- $\Omega_k = -0,015^{+0,020}_{-0,016}$
- $w = -0,97^{+0,07}_{-0,09}$

– $H_\circ = 73 \pm 2$ km s^{-1} Mpc^{-1}

En fait ces valeurs sont dépendantes d'hypothèses dont le détail est précisé dans la référence ci-dessus.

On peut, en parallèle, mettre les résultats de la première année du «Supernova Legacy Survey» (Astier et al 2006) :

– $\Omega_{m\circ} = 0,26 \pm 0,02$ (avec l'hypothèse d'une coubure nulle)
– $w = -1,02 \pm 0,09\ (stat) \pm 0,054\ (sys)$

Une *énergie sombre* de $w = -1$ et de masse volumique selon la relation (30) est indistinguable (au sens des équations de Friedmann-Lemaître) d'une vraie constante cosmologique. Le rétrécissement de la fourchette observationnelle autour de la valeur -1 est donc remarquable. Au risque de paraître démodé on ne peut que souligner la forte *résistance* de Λ malgré toutes ses vicissitudes. Rappelons en effet que Λ a été inventée, un peu par force, par Einstein en 1917 et qu'il n'a pas tardé à la renier (Einstein & De Sitter 1932). Lemaître (1927) l'avait déjà adoptée mais il allait (Lemaître 1934) la transformer en *«énergie du vide»* . Elle a ensuite connu une très longue exclusion (bien entretenue par Einstein), presqu'une censure.

Pourtant au fur et à mesure des progrès des datations des étoiles, de ceux des mesures de $H_\circ$ et de de $\rho_{m\circ}$, la nécessité, puis la valeur de Λ s'affirmaient. Et quand elle a été enfin mesurée (Riess et al 1998, Perlmutter et al. 1999) on lui a trouvé effectivement pour valeur ... celle qu'on (n') «attendait» (plus) pour raccorder les âges géométrique et physique du cosmos.

Mais à peine découverte Λ a été tiraillée en entités physiques diverses (énergie noire, quintessence(s), énergie fantôme, k-essence, ...) .

On peut donc s'émerveiller de ce que ce qui était conçu au départ (Einstein 1917) comme une entité *constante* et *géométrique* puisse encore, après tant d'adversités, tenir ce rang, à près de 90 ans, le rang d'une nouvelle constante de la nature dont la valeur se préciserait[59] : $\Lambda \approx 1,3\ 10^{-52}$ m^{-2}. Pour combien de temps encore ?

Bien des questions restent ainsi ouvertes en 2006. On peut citer :
– la réalité et la (les) cause(s) de la (ou des) phase(s) inflationnaire(s)
– le nature de la matière sombre
– la valeur (voire la nature) de la «constante cosmologique» ou des ses avatars physiques
– le détail de la formation des structures (galaxies, amas, superamas)
– la physique de l'univers à plus de 10^{15} K ($t < 10^{-10}$ s) et les théories d'unification des interactions, la cause de l'asymétrie matière-antimatière

[59] Alpher & Herman (1950, p. 206) proposait $\Lambda = 9,6\ 10^{-51}$ m^{-2}

- le «temps» de Planck
- la topologie de l'espace (et ses défauts)
- la gravitation quantique et les autres dimensions de l'espace avec les théories de «cordes» et «branes»
- ...

Ces questions sont en fait toutes liées.

1.20 Les deux théories

La grande quête scientifique fondamentale du début du XXI^{e} siècle est toujours le rêve d'Einstein, l'unification de la physique quantique et de la relativité générale.

Ces deux méta-théories sont remarquablement établies par l'expérience mais l'une décrit le monde par quanta, l'autre par le continu et elles rentrent en conflit lorsqu'on s'approche de la densité de Planck. Existe-t-il une théorie unique pour la physique et le cosmos ? Si oui la trouvera-t-on ?

Remarquons plus modestement que si le *«conflit»* fondamental entre la Relativité Générale et la Physique Quantique est *en puissance* très apparent, il ne devient *actuel* que dans des conditions plus qu'extrêmes. Même à l'horizon des trous noirs, leur évaporation (phénomène non encore observé mais qui paraît presque *naturel*) se décrit par des évènements quantiques qui se déroulent (comme bien d'autres qui, eux, sont observés) dans le contexte spatio-temporel bien défini que la relativité générale associe à la masse, à la rotation (et à la charge électrique) de l'astre. Ce n'est qu'à la densité de Planck que les difficultés apparaissent.

Mais la *densité*[60] de Planck n'est vraiment pas banale : $\mathbf{10^{97}}$ kg m^{-3} (cf. II-1.15) c'est toute la masse de l'univers observable aujourd'hui dans ...le volume classique d'un proton !

La petite étude de cosmologie observationnelle qui va être présentée dans ce rapport se situe très loin de ces conditions extrêmes et donc dans un contexte où Physique Quantique et Relativité Générale opèrent en excellente harmonie.

[60] plus exactement la masse volumique

2

Goniométrie cosmologique

Sommaire

2.1 Diamètres apparents et décalage spectral 69
2.2 Mirages et paramètres cosmologiques 70
2.3 Rayonnement cosmologique et pic acoustique 71
2.4 Mètres étalons de l'univers transparent 73

Connaître les relations entre un objet et son image est particulièrement important en astronomie puisque les mesures disponibles ne sont généralement que des mesures d'image. La grandeur des images (leur diamètre apparent) est le paramètre le plus direct à mesurer. Son lien avec les paramètres cosmologiques est décrit dans ce chapitre. La mesure énergétique des images, la photométrie, sera l'objet du chapitre suivant.

2.1 Diamètres apparents et décalage spectral

La relation entre ces deux observables est prise en compte dès les premiers modèles d'univers en expansion (Tolman 1930). Voici une manière de l'établir (illustrée sur la figure 2).

Considérons un segment AB perpendiculaire à la ligne de visée ($r_A = r_B = r$) à l'instant t_e. Nous recevons à l'instant $t_\circ$ la lumière qu'il a émis à l'instant t_e. Les photons reçus ayant des trajectoires radiales dans un espace-temps RW, leur trajet est caractérisé par $ds = d\theta = d\phi = 0$. Si l'on oriente le système de coordonnées sphériques de telle sorte que $\varphi_A = \varphi_B$, la métrique du segment (ou petit arc) $AB(t_e)$ à l'instant t_e est ($dt_e = 0$) $dl^2 = -ds^2 = R(t_e)^2 r^2 d\theta^2$. C'est la métrique d'un cercle euclidien de rayon $R(t_e)r$. L'écart angulaire entre les photons qui partent de A et de B vers l'observateur est donc $\theta_e = \theta_A - \theta_B = AB/R(t_e)r$. Comme θ_A et θ_B sont

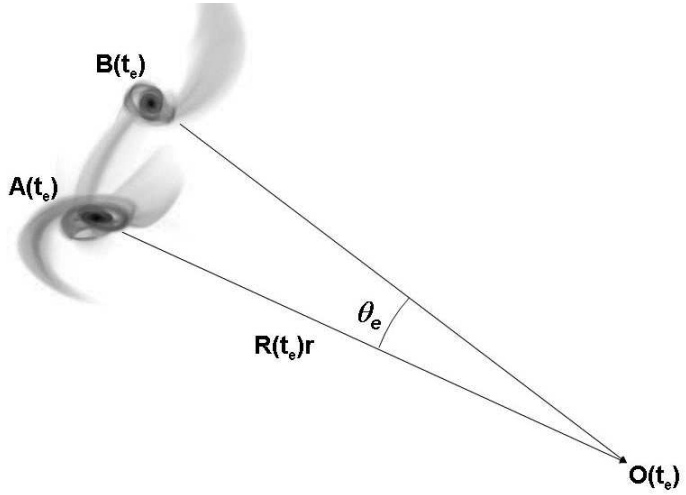


FIG. 2 – À l'instant cosmique d'émission t_e la métrique de l'arc AB est celle d'un cercle euclidien de rayon $R(t_e)r$, centré sur le *lieu* O du (futur) observateur (les objets A, B sont, comme l'observateur O, comobiles). La trajectoire radiale des photons assure que lorsque l'observateur recevra la lumière au temps $t_\circ$ l'écart angulaire observé $\theta_\circ$ sera le même qu'à t_e : $\theta_\circ = \theta_e$. L'image des galaxies A et B est extraite de Dubinski 2001.

constants pour le parcours radial de ces photons, le diamètre apparent observé est

$$\theta_\circ = \theta_e = \frac{AB(t_e)}{R(t_e)r} = \frac{AB(t_e)(1+z_c)}{R(t_\circ)r} = \frac{AB(t_e)(1+z_c)}{d_m} \tag{34}$$

d_m est la *distance métrique* (cf I-1.13) de l'objet. On définit la *«distance – diamètre apparent»* d_A par la relation classique

$$\theta_\circ \stackrel{déf}{=} \frac{AB}{d_A}$$

.

2.2 Mirages et paramètres cosmologiques

La déflexion des rayons lumineux au voisinage d'une masse est une des premières applications de la relativité générale puisque c'est l'observation (Eddington 1919) qui (bien que marginalement significative mais bien confirmée par la suite) a permis d'affirmer sa légitimité par rapport à la gravitation Newtonienne. L'explication du résidu de l'avance du périhélie de Mercure est certes antérieure mais la complexité du système solaire en faisait une vérification moins flagrante. Par ailleurs cette déflexion signifie bien la différence essentielle des deux théories. La gravitation Newtonienne n'est pas l'approximation à champ faible de la relativité générale : la

déviation prévue par la relativité générale converge vers une valeur double de celle de la gravitation Newtonienne.

Le changement de direction des rayons lumineux mesure en fait la déformation des surfaces d'onde. Il est alors possible que dans certaines régions de l'espace la surface d'onde sphérique issue d'une source ponctuelle connaisse une déformation catastrophique, une fronce. L'observateur peut ainsi recevoir la lumière de la source dans plusieurs directions et avec des délais différents.

Cette possibilité d'«étoiles multiples fictives» a été envisagée très tôt (Chwolson, 1924). L'intérêt cosmologique de ce phénomène pour la mesure de $H_\circ$ (Refsdal 1964) a pu être mise en œuvre (Chevreton, Herpe, Schneider, & Vanderriest 1983, Florentin-Nielsen & Augustesen 1983) après la détection semi-fortuite du premier cas de mirage gravitationnel (Walsh, Carswell, & Weymann 1979).

C'est pour la recherche de nouveaux mirages «propres» (capables de donner une mesure indépendante de $H_\circ$) qu'a été initié (Fringant, Reboul, & Vanderriest 1983) le travail présenté dans ce mémoire.

Aujourd'hui les applications des mirages se sont diversifiées mettant en avant leur rôle de télescope gravitationnel.

2.3 Rayonnement cosmologique et pic acoustique

Le rayonnement de fond cosmologique (RFC) est une des plus fortes confirmations de l'adéquation d'un modèle de cosmos à Big Bang. Luminet (1997, p. 159-169) a fait une synthèse historique de son *invention*.

En fait son existence a été pressentie très tôt :

«Peut-être l'éclat incomparable de ce feu d'artifice n'est-il pas perdu à jamais. Quelque partie de son rayonnement inimaginable a peut-être trouvé assez d'espace libre entre les nébuleuses pour parvenir sans encombre jusqu'à nous» (Lemaître 1935a).

Quantitativement prévu (Alpher & Herman 1948, 1950), détectée mais non identifiée par plusieurs équipes, cette plus vieille lumière du monde a été révélée un peu par hasard (Dicke, Peebles, Roll, & Wilkinson 1965; Penzias & Wilson 1965).

Smoot, Gorenstein, & Muller (1977) ont mis en évidence son anisotropie bipolaire. Elle montre notre (très faible) déplacement par rapport à l'univers, constituant ainsi (en première approximation) une des validations du principe cosmologique : la quasi comobilité du contenu.

Les anisotropies intrinsèques à ce fonds diffus ont été révélées grâce au satellite COBE en 1992.

Et le RFC est aussi un générateur de mètres étalons. Quelques années plus tard les mesures à plus haute résolution angulaire mettront en évidence le premier pic de résonance acoustique (de Bernardis et al. 2000)[61].

Ce pic, mesuré alors au moment multipolaire $l_p = 197 \pm 6$, correspond à un angle $\theta_p = \pi/l_p = (0,91 \pm 0,03)^\circ$ et a une hauteur $\Delta T = (69 \pm 10)\mu$K.

L'horizon acoustique au temps du découplage (t_d) est un objet en puissance. De rayon égal à $v_\varphi t_d$ si v_φ est la vitesse de phase des ondes acoustiques ($v_\varphi \approx c/\sqrt{3}$ dans le plasma pré découplage) il correspond à la taille des plus grosses surdensités qui ont pu s'amplifier par chute. Le décalage spectral de cet objet ne se mesure pas directement puisque son spectre est essentiellement continu mais il peut se calculer. Et la connaissance du couple ($\theta,\ z$) fournit alors, à travers la relation (34) une contrainte sur les paramètres $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$ (avec une dégénérescence partielle de pente ~ -1 dans le plan $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$).

Plus tard cette étude sera étendue à tout le ciel et précisée avec WMAP dont les derniers résultats «à trois ans» (Spergel et al. 2006) réduisent, seuls ou en conjonction avec d'autres données et analyses, les incertitudes sur un grand nombre de paramètres cosmologiques.

Eisenstein et al. (2005) ont mis en évidence une légère surdensité dans la fonction d'auto-corrélation à deux points des galaxies lumineuses du grand relevé SDSS (fig. 3). Ce pic correspond avec le rapport des facteurs d'échelle $(1+z_D)/(1+z_S) = 1090/1,35$ au premier pic acoustique du RFC ($z_D = 1089$ et $z_S = 0,35$ étant les moyennes effective des décalages spectraux du RFC et des galaxies lumineuses de l'échantillon extrait du SDSS)[62]. Il constitue ainsi une forte confirmation de la cohérence de tout le modèle d'univers ΛCDM (Blanchard, Douspis, Rowan-Robinson & Sarkar 2006).

L'amortissement des harmoniques des oscillations acoustiques montrées par le spectre de puissance des anisotropies du RFC est également un standard de longueur qui peut même être découplé du premier. En effet le couplage matière rayonnement dans le plasma pré-(re)combinaison est essentiellement dû à la diffusion Thomson des photons sur les électrons libres. Il a pour effet (Silk 1968) de faire diffuser la matière dans le sens opposé du gradient de densité (c-à-d des régions en surdensité vers celles en sous-densité). Cette érosion des structures est donc plus rapide pour

[61] «Boomerang un son de lumière» était le titre du sujet du module «Cosmologie» (maîtrise) à Montpellier en juin 2000.

[62] sujet de l'UE «Cosmologie et Particules» du M1 de Physique à Montpellier en janvier 2006.

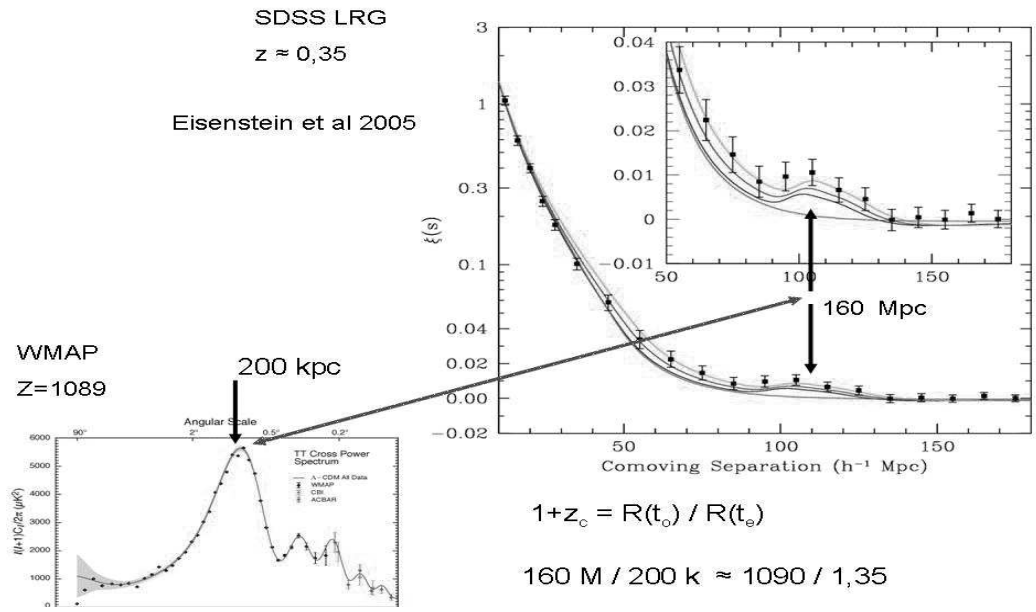


FIG. 3 – Le premier pic acoustique du RFC retrouvé sur la fonction d'autocorrélation à deux points des galaxies lumineuses du SDSS. Diapositive d'un diaporama d'enseignement construite avec des éléments extraits du site de WMAP et de Eisenstein et al. 2005.

celles de faibles dimensions. Plus récemment (Metcalf & Silk 1998) il a été établi que vers $l \approx 3000$ le spectre de puissance des fluctuations spatiales du RFC pouvait lever la dégénérescence (dans le plan Ω_{mo}, $\Omega_{\Lambda o}$) à travers le phénomène de lentille gravitationnelle qui a un effet contraire à l'amortissement diffusif en amplifiant préférentiellement les structures de grand l.

Une caractéristique du RFC par rapport à la relation $\theta(z)$ c'est que la mesure porte sur une petit intervalle de z. En contrepartie l'objet qui constitue la longueur étalon est encore quasi homogène et, a priori, physiquement bien modélisable.

2.4 Mètres étalons de l'univers transparent

Pouvoir réaliser des étalons de longueur sans avoir à copier, au contact de celui défini comme référence, pour ensuite transporter les copies, a été depuis longtemps une préoccupation de la métrologie. La tentative de définition du mètre à partir des oscillations d'un pendule battant la $86400^{ème}$ partie du jour solaire moyen en était un exemple. Les irrégularités du géoïde ont fait abandonner cette commodité jusqu'à ce que les vibrations atomiques du Krypton 86 prennent le relai en 1960 puis, qu'en 1983, la constance de la vitesse de la lumière à travers tout le spectre électro-magnétique attestée par le pulsar du Crabe ne fasse adopter la définition en cours : la fraction 1 / 299 792 458 de la distance parcourue par la lumière dans le

vide en une seconde.

À défaut d'artéfacts Mégaparsecs-étalons disséminés dans le cosmos, il faut chercher autrement les standards de longueur.

Le problème essentiel avec le diamètre angulaire d'une classe d'objets (galaxies, radio-galaxies, amas de galaxies, ...) est que le diamètre linéaire de ces structures est prévisiblement dépendant de l'âge du cosmos et donc du décalage auquel on les observe.

Cela a conduit à des résultats paradoxaux (Gurvits, Kellermann, & Frey 1999 pour une revue) : $\theta_\circ \propto 1/z$ ou même $\theta_\circ \sim$ constant. Notons simplement que les premiers résultats qui paraissaient significatifs (sur le seul paramètre de décélération $q_\circ$) avec des radio-sources (Kellermann 1993) ont été ensuite fortement relativisés (Stepanas & Saha 1995) et leur faible significativité replacées dans le plan Ω_m, Ω_Λ (Kayser 1995).

Une sélection de 103 quasars à double lobe radio conduit à des résultats plus compatibles (Buchalter, Helfand, Becker, & White 1998) avec un modèle FL qu'avec un modèle statique et euclidien mais ne permet pas de distinguer par exemple entre le modèle d'Einstein-de Sitter et le modèle «concordance».

Plus récemment, des contraintes très laches dans le plan $\Omega_{m\circ}$, $\Omega_{\Lambda\circ}$ (ou sur le coefficient w de l'énergie sombre) ont été obtenues (toujours avec des radio-galaxies) : Guerra, Daly, & Wan 2000, Chen & Ratra 2003, Zhu, Fujimoto, & He 2004.

C'est une nouvelle classe de mètres[63] étalons qui est proposée (parties III et IV) avec les *«interactivations»* de galaxies.

[63] plus précisément d'hkpc (hectokiloparsecs)

3

Photométrie cosmologique

Sommaire

3.1 Éclats et luminances cosmologiques 75
3.2 Ciel noir classique 78
3.3 Ciel noir et espace-temps RW 80

La mesure de la lumière est toujours un art difficile. L'expansion de l'univers modifie de plus les relations photométriques classiques entre objet et image mesurée. L'aspect négatif est un affaiblissement accru de l'énergie lumineuse reçue des sources lointaines. L'aspect positif est que la mesure de cet affaiblissement est un moyen de déterminer les paramètres cosmologiques. Comme on va le voir dans les rappels ci-dessous l'effet de l'expansion sur la photométrie est très lié à celui sur les dimensions angulaires.

3.1 Éclats et luminances cosmologiques

L'éclat observé d'une source est le flux reçu de cette source par unité de surface lorsque la direction de la source est normale à la surface. L'intensité d'une source dans la direction $\vec{u}$ est le flux qu'elle émet par unité d'angle solide au voisinage de la direction $\vec{u}$. En photométrie classique dans un milieu transparent l'éclat d'une source d'intensité $I(\vec{u})$ dans la direction de l'observateur et située à la distance d s'exprime simplement par conservation du flux $E = I(\vec{u})/d^2$.

Quant à la luminance (flux par unité de surface apparente et par unité d'angle solide) elle se conserve le long d'un trajet lumineux classique dans un milieu transparent. Dans un espace à géométrie variable (et transparent) la seule grandeur conservée est le nombre de photons.

L'éclat observé $E_\circ$ est donc l'énergie reçue par unité de surface et par unité

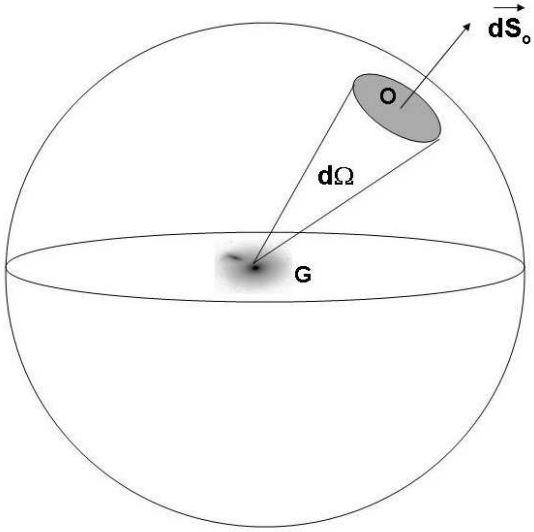


FIG. 4 – La source G est comobile et située à l'origine. La surface d'onde qui atteint l'observateur O à l'instant $t_\circ$ a la métrique d'une sphère euclidienne de rayon $R(t_\circ)r$ (r est aussi bien la coordonnée radiale de G dans le repère centré sur O que celle de O dans celui centré sur G).

de temps $dE_\circ = dW_\circ/dS_\circ\ dt_\circ$. Si la source émet d^2N photons de fréquence ν_e dans l'angle solide $d\Omega$ et dans l'intervalle de temps $[t_e,\ t_e + dt_e]$ son intensité est $I_e = d^2N\ h\nu_e\ /\ d\Omega$. La source et l'observateur sont supposés comobiles. Les photons se déplacent (avec $ds = 0$) et, l'hypothèse d'isotropie (qu'a inscrite dans la métrique RW le principe cosmologique) leur affecte des trajectoires radiales, c'est-à-dire telles que $ds = d\theta = d\varphi = 0$. Ainsi (fig. 4) la surface d'onde qui atteint l'observateur à l'instant $t_\circ$ est isométrique à une 2-sphère euclidienne de rayon $R_\circ r$ (r est la coordonnée radiale de l'observateur dans le repère de la source et donc aussi celle de la source dans le repère de l'observateur).

Comme l'angle solide $d\Omega$ est nécessairement conservé ($d\Omega_e = d\Omega_\circ = d\Omega$) par la propagation radiale, on en déduit que les d^2N photons traversent à l'arrivée une surface de mesure (euclidienne) $d\Omega\ R_\circ^2 r^2$. Mais leur énergie est diminuée $dW_\circ = dW_e/(1+z)$ et leur temps d'arrivée multiplié $dt_\circ = dt_e\ (1+z)$. Ainsi l'éclat s'exprime :

$$E_\circ = \frac{I_e}{R_\circ^2 r^2 (1+z_c)^2} \tag{35}$$

On définit la *«distance –luminosité»* d_L par la relation classique (I est supposé isotrope)

$$E_\circ \stackrel{déf}{=} \frac{L_e}{4\ \pi\ d_L^2} \tag{36}$$

De même que pour la distance diamètre angulaire le concept de distance luminosité est apparu peu après (Tolman 1930; Mineur 1933) les débuts des modèles

d'univers FL.

Les trois distances (métrique d_m, luminosité d_L et diamètre apparent d_A sont donc liées par :

$$d_L = (1+z_c)d_m \;\; ; \;\; d_A = \frac{d_m}{1+z_c} \;\; ; \;\; d_A = \frac{d_L}{(1+z_c)^2} \tag{37}$$

La *«luminance observée»* $\mathcal{L}_\circ$ est définie (par analogie avec la relation dans un espace statique et euclidien) par

$$dE_\circ \overset{déf}{=} \mathcal{L}_\circ d\Omega_\circ \tag{38}$$

($dE_\circ$ étant l'éclat élémentaire de la partie de la source vue sous l'angle solide $d\Omega_\circ$), Cette fois la surface à prendre en compte est celle où se situe la source et donc à l'instant démission t_e. Cette surface est isométrique à une 2-sphère euclidienne de rayon $R_e r$. Par rapport à la conservation classique de la luminance il y a (équation (38)) un éclat divisé par $(1+z)^2$ et un angle solide multiplié par le même facteur. La luminance observée se retrouve ainsi :

$$\mathcal{L}_\circ = \frac{\mathcal{L}_e}{(1+z_c)^4} \tag{39}$$

Pour les grandeurs «spectrales» (par unité de fréquence ν ou de longueur d'onde λ) on montre aisément les relations :

$$E_{\nu_\circ} = \frac{I_{\nu_e}}{R_\circ^2 r^2 (1+z_c)} \;, \;\; E_{\lambda_\circ} = \frac{I_{\lambda_e}}{R_\circ^2 r^2 (1+z_c)^3} \;, \;\; \mathcal{L}_{\nu_\circ} = \frac{\mathcal{L}_{\nu_e}}{(1+z_c)^3} \; et \; \mathcal{L}_{\lambda_\circ} = \frac{\mathcal{L}_{\lambda_e}}{(1+z_c)^5} \tag{40}$$

Cette variation de la luminance avec le décalage spectral[64] est d'ailleurs un test de l'expansion de la géométrie. Si, par exemple, le décalage spectral observé était dû à un déplacement des galaxies dans un espace statique, la relation serait différente. Le test est difficile car il faut évaluer et corriger les biais observationnels. Mais les observations semblent alors être en bon accord avec l'interprétation cosmologique (Sandage & Perelmuter 1991).

C'est à travers la relation photométrique (36) ou ses formes spectrales (40), appliquée aux standards de luminosité que constituent les supernovæ de type Ia[65], qu'a été mise en évidence la valeur non nulle de la constante cosmologique
(Riess, Filippenko, Challis, & al. 1998; Perlmutter, Aldering, Goldhaber, & al. 1999).

[64]Dans le jargon astronomique, on parle plutôt de *«brillance de surface»* SB et on l'exprime en *«magnitude par seconde* [d'arc] *carrée»* : dans un diagramme SB, $\log(1+z)$ la dernière relation (40) conduit à une pente $-12,5$

[65]explosions thermonucléaires de naines blanches qui, recevant de la matière d'un compagnon, dépassent la masse de Chandrasekhar

3.2 Ciel noir classique

Le «paradoxe» du ciel noir est exemplaire à bien des égards : son ancienneté, son évidence observationnelle, les théories proposées pour le résoudre et même l'exclusion dont il a été l'objet.

Il semble pourtant fondamental : un modèle cosmologique qui prévoit le contraire de l'évidence observationnelle de la nuit est difficilement acceptable.

Ce que l'on appelle souvent «le paradoxe d'Olbers» peut se formuler scientifiquement en langage moderne : *Comment expliquer la faible luminance moyenne du ciel nocturne si l'univers est très grand, voire infini ?*

Plaçons-nous d'abord dans le contexte de la physique classique (espace euclidien et statique, temps infini, astres non évolutifs, ...)

Considérons des astres ponctuels isotropes de même luminosité L (et donc d'intensité $I = L/4\pi$) uniformément répartis avec une fréquence volumique f à l'intérieur d'une sphère de rayon r_u centrée sur l'observateur. Le produit $\rho_L \overset{déf}{=} fL$ est la luminosité volumique (de l'ordre de 2 10^{-33} W m^{-3} pour la lumière des astres dans l'univers[66]).

Les sources vues par l'observateur dans l'angle solide $d\Omega$ et situées dans l'intervalle $[r, r+dr]$ (fig. 5) sont au nombre de $d^2N = f\ dS\ dr = f\ r^2\ d\Omega dr$. La luminance étant l'intensité par unité de surface apparente, l'élément de luminance moyenne $d\mathcal{L}$ que l'observateur reçoit de ces sources est ainsi indépendant de r :

$$d\mathcal{L} = I\ d^2N/dS = f\ I\ dr$$

La luminance moyenne totale du «fond du ciel» est alors

$$\mathcal{L} = f\ I\ r_u = \frac{\rho_L}{4\pi} r_u \tag{41}$$

et diverge donc pour un univers infini[67].

Avec l'estimation observationnelle ci-dessus de ρ_L et celle faite avec le télescope spatial Hubble de la luminance moyenne du ciel profond (après retrait de la lumière

[66] $\rho_L \sim 2.5\ 10^8\ h_{100}\ L_\odot\ Mpc^{-3}$ d'après le grand relevé de galaxies 2dFGRS.

[67] dans beaucoup d'ouvrages on trouve exprimée l'idée que les étoiles n'étant pas ponctuelles elles s'occultent les unes les autres et que la luminance observée devrait donc n'être que celle de la surface des étoiles. Cet argument n'est recevable qu'en théorie pré-thermodynamique (avant $\sim$ 1850). En effet avec le rayonnement thermique et l'équilibre radiatif l'obstacle que les étoiles offrent à la lumière est tout aussi inefficace que celui de la poussière ou d'une quelconque extinction par le milieu interstellaire : une fois l'équilibre atteint tout absorbeur réémet (rayonnement thermique) toute l'énergie qu'il a absorbée (en plus de celle qu'il produit). Cela avait été partiellement établi par John Herschell en 1848 ; partiellement car l'auteur distinguait encore lumière et rayonnement thermique.

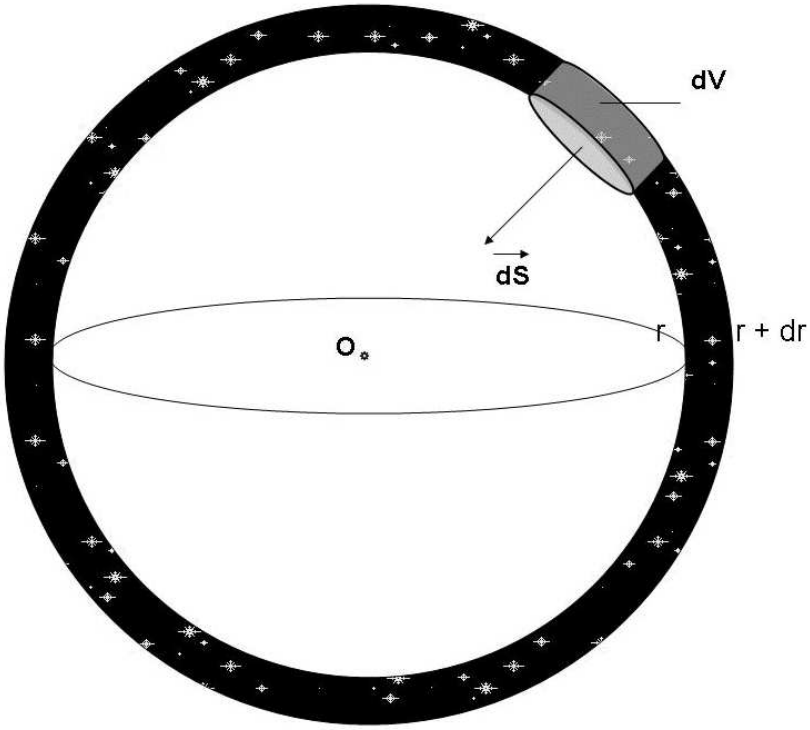


FIG. 5 – Le paradoxe classique du ciel noir

zodiacale et des émissions des étoiles de la Voie Lactée) $\mathcal{L} \approx 10^{-8}$ Wm^{-2}. Il est intéressant de noter que le calcul classique donne pour les astres les plus lointains une distance de $\ldots\sim 10^{10}$ a-l, laissant pressentir que l'âge moderne de l'univers ($\sim 10^{10}$ ans) est probablement le paramètre essentiel pour expliquer la noirceur du ciel.

En plus de son infinie luminance, un univers classique infini devrait s'effondrer sur lui-même. Newton avait pensé contourner ce problème en optant pour un univers infini et ainsi démuni d'un centre défini vers lequel il pourrait s'effondrer. On a rappelé (cf II-1.2) la vanité de cet argument.

Si la gravitation universelle est une conquête fantastique pour la compréhension des astres, de leurs masses, de leurs équilibres, de leurs évolutions, son impact sur la cosmologie n'est pas très positif. L'autorité que lui a conféré ses succès à l'échelle locale a voilé durant des siècles, au point de les faire percevoir comme des détails, les deux problèmes majeurs du modèle de cosmos infini Newtonien :

– un déséquilibre gravitationnel
– une densité de lumière infinie.

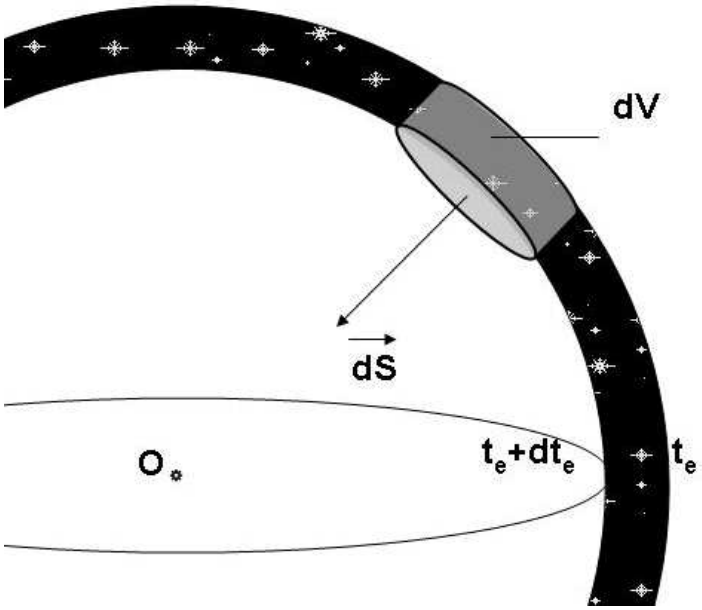


FIG. 6 – Le ciel noir dans un espace-temps RW. Parmi les sources dont la lumière est reçue par l'observateur à l'instant $t_\circ$, est représentée, à l'instant t_e la couche des astres qui ont émis entre t_e et $t_e + dt_e$.

3.3 Ciel noir et espace-temps RW

On reprend le problème avec les mêmes données observationnelles locales mais il faut maintenant préciser que ce sont les valeurs au temps présent $t_\circ$: $\rho_{L\circ}$, $\mathcal{L}_\circ$, $f_\circ$. On considère par la suite le transfert du rayonnement dans un espace-temps RW que l'on suppose toujours transparent. De même on fait l'hypothèse, comme avec le modèle classique, que les astres ont un luminosité L constante. La démonstration qui suit est inspirée de celle donnée par André Maeder (dans Andrillat et al. 1984).

La couche sphérique (fig. 6) qui contient les sources qui ont émis dans l'intervalle de temps cosmique $[t_e,\ t_e + dt_e]$ avait (au voisinage de cette couche et du temps t_e) une épaisseur cdt_e.

Comme la surface de cette couche était alors isométrique à une 2-sphère euclidienne de rayon $R(t_e)r$, sa luminance élémentaire (toujours au voisinage du temps t_e et de la couche, donc sa luminance élémentaire «émise») s'exprimait classiquement

$$d\mathcal{L}_e = I\ d^2N/dS = f(t_e)\ I\ c\ dt_e$$

Mais cette lumière est reçue par l'observateur à $t_\circ$ avec une luminance élémentaire observée (cf. 39)

$$d\mathcal{L}_\circ = \frac{d\mathcal{L}_e}{(1+z)^4} = \frac{d\mathcal{L}_e\ R_e^4}{R_\circ^4}$$

Comme $\rho_L \overset{déf}{=} fL$, $\rho_{L\circ} \overset{déf}{=} f_\circ L$. Par ailleurs la conservation du nombre d'astres est exprimée par $f_\circ R_\circ^3 = f_e R_e^3$

La luminance totale reçue par l'observateur est ainsi

$$\mathcal{L}_{f\circ} = \frac{c\rho_{L\circ}}{4\pi R_\circ} \int_{-\infty}^{t_\circ} R(t)dt \tag{42}$$

La convergence de la luminance du fond stellaire dans un espace-temps de Robertson-Walker est donc celle de

$$\int_{-\infty}^{t_\circ} R(t)dt$$

Elle est acquise pour un modèle à Big Bang puisque $R(t)$ est une fonction définie positive. À titre d'exemple, avec le modèle EdS ($R(t) \propto t^{2/3}$), qui est une bonne approximation pour le passé et l'équation (42) la luminance du fond est :

$$\mathcal{L}_\circ = \frac{3}{5}\frac{c\rho_{L\circ}}{4\pi} t_\circ$$

soit 3/5 de la valeur classique pour un univers de rayon $r_u = ct_\circ$ (ou plus grand mais n'existant que depuis un temps $t_\circ$).

C'est donc bien la présence de l'horizon des particules[68] à $z = \infty$ et à distance métrique d_H finie ($d_H = 3ct_\circ$ pour le modèle EdS) qui lève la divergence et fixe l'ordre de grandeur de la luminance du fond stellaire et non le décalage spectral lui-même (qui dans ce cas n'enlève que 40% par rapport au modèle classique de rayon $ct_\circ$ ou plus grand mais d'âge $t_\circ$)

Bien évidemment la modélisation ci-dessus est simpliste. L'intensité moyenne des astres n'est pas constante dans le temps mais on constate que la luminance stellaire observée en provenance de l'univers lointain ($\sim 10^{-8}$ W m^{-2})[69] est bien en harmonie avec un âge de l'ordre de 10^{10} ans.

Le principe de cette solution avait déjà été pressenti par un poète :

« La seule façon dans cette hypothèse [(un univers infini d'étoiles)] *de comprendre les vides que découvrent nos télescopes dans d'innombrables directions serait de supposer que la distance du fond invisible est tellement grande qu'aucun rayon n'a pu encore nous en parvenir»* Edgar Allan POE, 1848, *«Eureka : A Prose Poem»*)

[68] remplacer cet horizon par celui de la formation des premiers astres vers $z \approx 15$ ne modifie pas sensiblement le résultat

[69] un centième de la luminance moyenne du fond du ciel nocturne sur la terre dans les meilleures conditions et qui est due à la lumière zodiacale, aux étoiles de la vie Lactée et aux émissions de la haute atmosphère

Si le Big Bang résout bien le problème du ciel noir pour la lumière produite par les astres, il y a un autre rayonnement dans l'univers et dont la luminance observée est 100 fois plus forte ($1,00\ \mu\mathrm{W\ m^{-2}\ sr^{-1}}$) que celle provenant des astres lointains. Pour ce rayonnement de fond cosmologique, «émis» (ou plutôt libéré) avec une luminance $\sim 10^{12}$ fois plus élevée, c'est cette fois l'expansion et le décalage spectral qui ont réduit sa densité d'énergie d'un facteur $(1+z)^4 \approx 10^{12}$.

4

Modèles et observation

Sommaire

4.1 Réalité de l'expansion 83
4.2 Isotropie de l'expansion 84
4.3 Homogénéité 87
4.4 Le champ des Omegas 88

Lorsque les modèles de Friedmann-Lemaître ont vu le jour dans les années 1920, l'univers observé ne répondait pas de manière évidente à cette image.

4.1 Réalité de l'expansion

Comme déjà rappelé (II-1.14), à peine proposée (Friedman 1922) l'expansion a été contredite (Einstein 1922). Cette première contestation a été, formellement, retirée (Einstein 1923). Les équations FL sont bien mathématiquement la conséquence de la relativité générale et du principe cosmologique.

Les principales critiques se sont alors portées sur les évidences observationnelles de l'expansion et donc en tout premier sur le statut des décalages spectraux des objets lointains.

Pour invalider l'expansion, deux voies se sont ouvertes :
- des observations montrant des décalages «anormaux» d'objets lointains mettant ainsi en cause leur origine cosmologique,
- des théories alternatives capables d'expliquer les décalages observés par d'autres processus que l'expansion.

Le recensement et l'analyse de ces quelques 780 références bibliographiques réparties sur environ 70 années a été l'objet d'une partie de ma thèse de spécialité

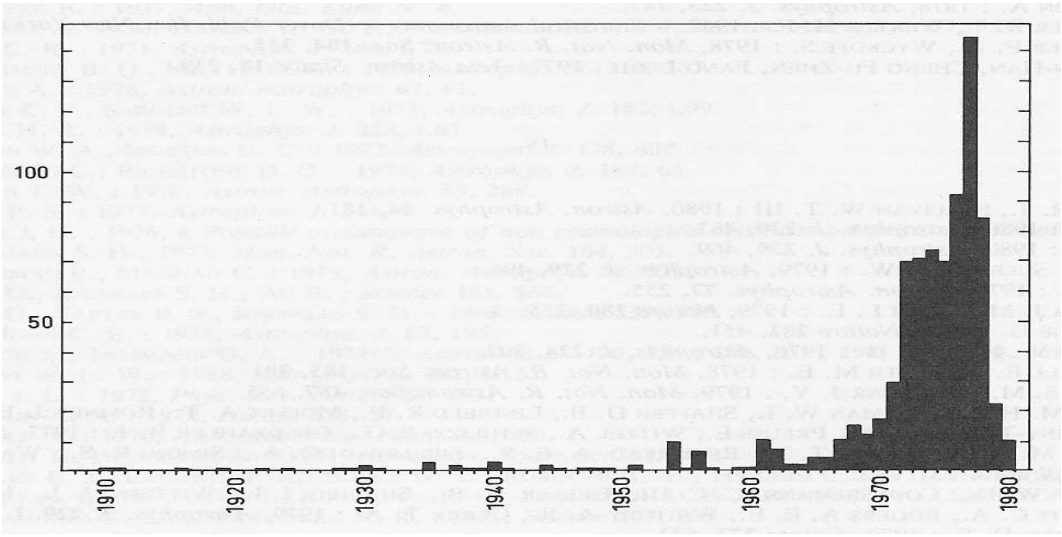


FIG. 7 – Les décalages spectraux non triviaux dans la littérature scientifique. Figure reproduite de Reboul 1981.

(Reboul 1978) et d'un de ses prolongements (Reboul, 1981).

La figure 7 montre l'histogramme des publications scientifiques concernées par les décalages spectraux non triviaux. La retombée qui apparaît après 1978 est certes liée à la clôture des entrées après cette date mais en partie seulement : le prolongement de cette étude mettrait très vraisemblablement en évidence une désaffection rapide du thème.

4.2 Isotropie de l'expansion

Le deuxième thème de ma thèse de spécialité (Reboul 1978) était un premier test de l'isotropie de l'expansion sur le champ des quasars. Cette étude et ces prolongements (Reboul 1979a,c, 1980, 1982b), utilisait des quasars sélectionnés par leur indice spectral radio ($-\alpha \geq 0,7$ ou $\mid \alpha \mid \leq 0,3$) dont le diagramme de Hubble présente moins de dispersion.

Pour tester a priori l'hypothèse phénoménologique ($\mathcal{H}$) *«$H_\circ$ est isotrope»*, une hypothèse statistique ($\mathcal{H}'$) lui a été associée : *«$HM^\star$ est un paramètre isotrope gaussien»*. $HM^\star$ est le module de Hubble généralisé (Reboul 1979c; Cordoni & Reboul 1979) qui pour un modèle FL sans Λ s'exprime :

$$HM^\star = \log\left\{cq_\circ^{-2}\Big[q_\circ z + (q_\circ - 1)[(1+2q_\circ z)^{\frac{1}{2}} - 1]\Big]\right\} - 0,3m = \log H_\circ - 0,2M - 5 \tag{43}$$

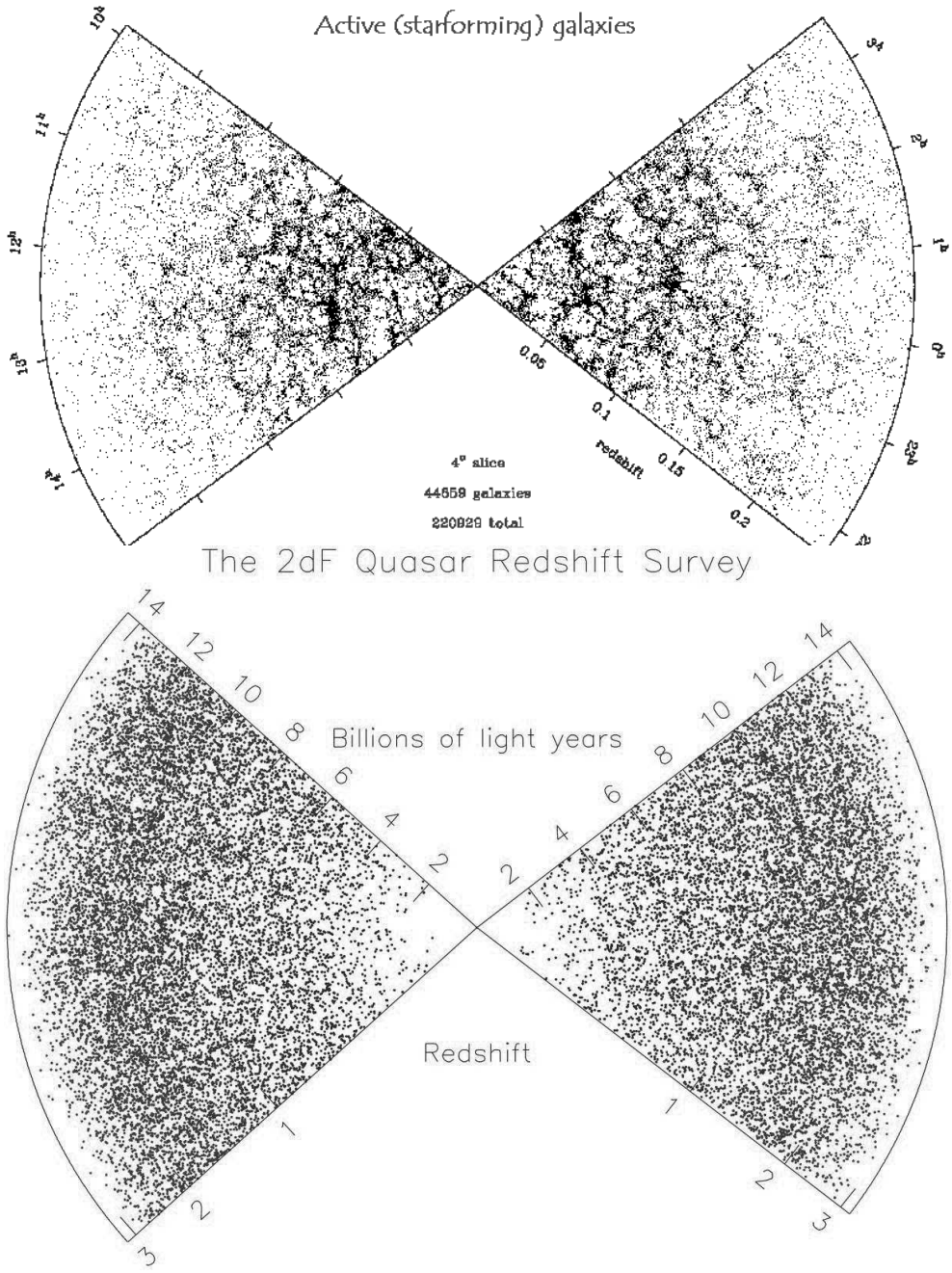


FIG. 8 – L'homogénéité à grande échelle. En haut la répartition des galaxies actives jusqu'à $z = 0,2$; Image 2dFGRS sur le site http ://mcp1.anu.edu.au. En bas celle des quasars jusqu'à $z = 3$; Image 2QZ sur le site : http ://www.2dfquasar.org. À cette échelle de distance entre quasars plus aucune structure spatiale n'est discernable à l'œil. On note par contre l'évolution cosmique de la fréquence du phénomène quasar.

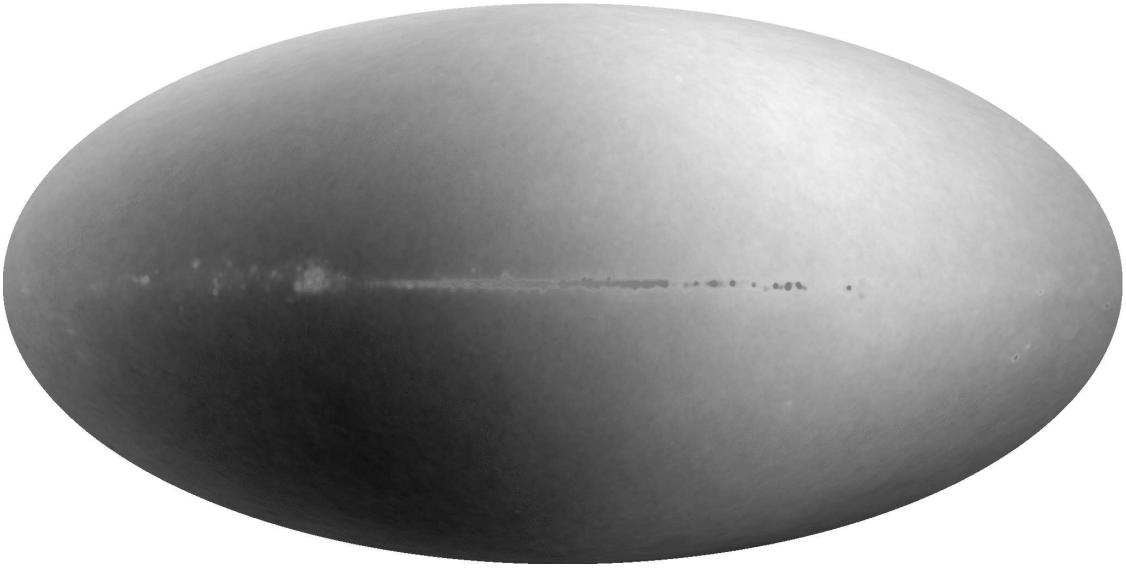


FIG. 9 – La rayonnement microonde observé avec WMAP. Contraste multiplié par mille faisant apparaître la composante bipolaire Doppler-Fizeau liée au déplacement du soleil (370 km/s) par rapport à l'univers. Image sur le site : http ://lambda.gsfc.nasa.gov.

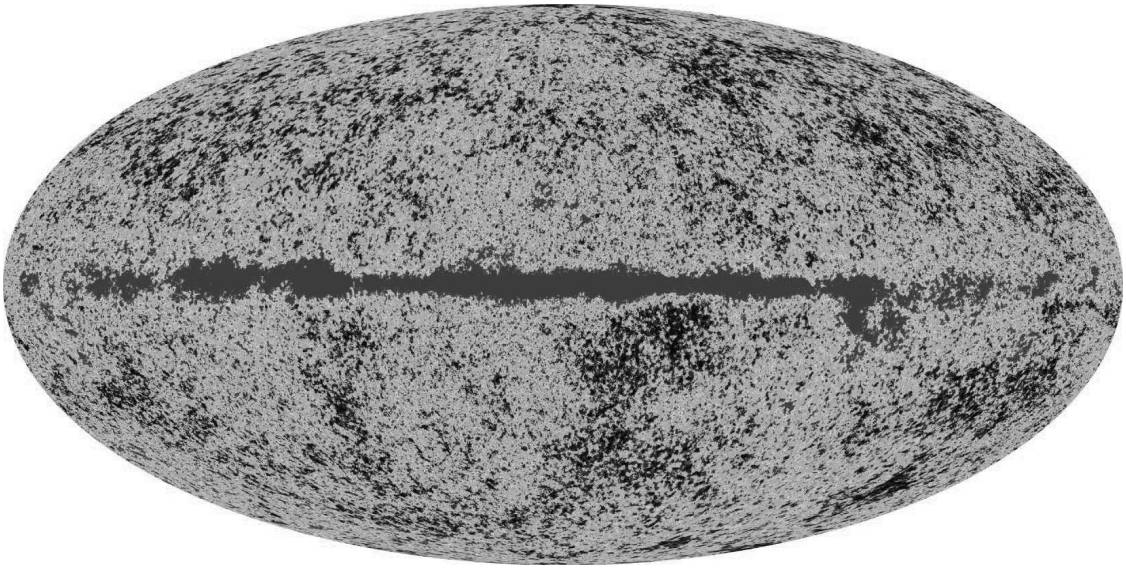


FIG. 10 – La rayonnement microonde observé avec WMAP, corrigé de la composante bipolaire. Le contraste multiplié par 100 000 fait apparaître la granulation à l'échelle angulaire de 1° qui est la signature du premier pic acoustique (cf. II-2.3). Image sur le site : http ://lambda.gsfc.nasa.gov.

C'est **«non-$\mathcal{H}'$»** qui a été testée en recherchant systématiquement une anisotropie à différentes échelles angulaires. Les incertitudes statistiques ont été définies par des simulations.

Le résultat est négatif (Reboul 1980) : aucune anisotropie n'atteint *a priori* le niveau de confiance 0,5.

Toutefois la légère anisotropie hémisphérique ($\Delta HM^\star \sim -0,1$ vers le centre du superamas local a été testée sur un nouvel échantillon de quasars (Reboul 1982b) et marginalement (taux de confiance 0,95) confirmée.

Les conclusions de tous ces tests sont (Reboul 1980) :
- l'anisotropie hémisphérique du taux d'expansion est plus faible que -20%, +25%
- il y a un léger effet (à 2σ) dans la direction de Virgo qui pourrait être expliqué par un biais observationnel (ou une extinction par le superamas local).

4.3 Homogénéité

En fait ce sont les grands relevés de spectres de galaxies qui vont dessiner la répartition de la matière visible dans l'univers.

La structure en cellules ou bulles de la distribution des galaxies, découverte à la fin des années 1970 (Joeveer & Einasto 1978, Kirshner et al. 1981, Zeldovich et al. 1982), est aujourd'hui une donnée établie avec les grands relevés du début du XXI^e siècle. Les échantillons de galaxies ont atteint des dimensions très supérieures aux inhomogénéités locales. Le 2dFGRS (Colless, Peterson, Jackson, & al. 2003), le SDSS (Adelman-McCarthy et al. 2006) montrent l'homogénéité et l'isotropie de la répartition présente des galaxies au-delà des dimensions d'un super-amas (fig. 8).

Parallèle du 2dFGRS pour les quasars, le «2QZ» (Croom et al. 2004) confirme cette absence de plus grandes structures (fig. 8) et jusqu'à des distances métriques qui atteignent environ la moitié de celle de l'horizon.

En même temps les cartes de plus en plus détaillées du rayonnement de fond cosmologique établissent le haut degré d'homogénéité et d'isotropie (fig. 9 et 10) de l'univers primordial.

L'idée, téméraire dans les années 1920, que les plus grandes inhomogénéités locales (qui nous sont nécessaires) peuvent s'inscrire comme particules d'épreuves dans un modèle de Friedmann-Lemaître semble donc aujourd'hui bien confortée. Le passage de l'inhomogène à l'homogène est évidemment progressif mais pour l'univers présent, il se fait à quelques dizaines de Mpc. Et l'observation statistique de ce que les plus grandes structures sont moins en expansion que l'ensemble est un moyen

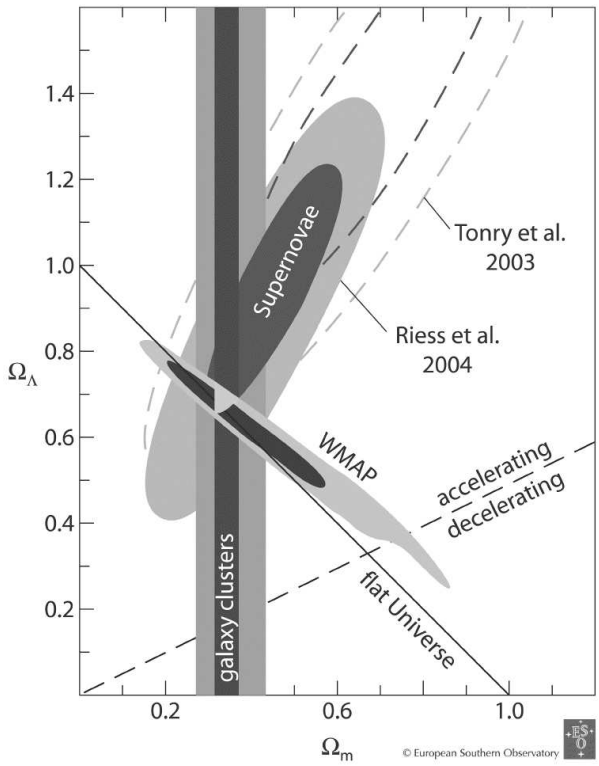


FIG. 11 – Les contraintes observationnelles dans le champ (Ω_{mo},$\Omega_{\Lambda o}$).

qui a été utilisé pour mesurer la masse gravitationnelle de ces structures.

4.4 Le champ des Omegas

Le modèle d'univers «concordance» qui est favorisé au début du XXI^e siècle est fondé sur l'intersection des deux voies observationnelles déjà initiées par Képler (cf. I-2.4) : la relation entre diamètre apparent et décalage spectral d'objets de longueur standard (II-2) et celle entre éclat et décalage spectral de sources d'intensité standard (II-3). S'y rajoutent des déterminations plus locales de la masse volumique de l'univers déduites des amas ou des superamas de galaxies.

La figure 11 illustre les zones d'incertitude propres à chaque méthode. Chacune a une dégénérescence prononcée. Mais l'intersection des trois (et non de deux) au même lieu du champ des Ωs est un indice en faveur de l'absence d'erreurs systématiques importantes.

Les contraintes déduites du RFC utilisent en fait la relation $\theta \longleftrightarrow z_c$ pour une valeur assez précise de z_c. La méthode des interactivations de galaxies, proposée dans la suite de ce mémoire, est fondée sur le comportement de la relation $\theta(z_c)$ sur une gamme étendue de décalages spectraux.

Troisième partie

PAIRES D'OBJETS À EXCÈS D'UV

1

Candidats FRV

Sommaire

1.1 Commencements 91
1.2 Intérêt 92
1.3 Analyse statistique des relevés d'objets à excès d'UV 92
1.4 Observations 94
1.5 Résultats 95

1.1 Commencements

La binarité réelle (physique) d'une partie des «étoiles doubles» a été détectée en 1767 par John Michell (Verdet 1990, p. 223) sur la base de l'excès du nombre de faibles écarts angulaires observés par rapport au nombre attendu de couples optiques (alignements fortuits).

Deux siècles plus tard, le premier mirage gravitationnel (0957+561) a été mis en évidence (Walsh, Carswell, & Weymann 1979), un peu par hasard, mais probablement aussi par la sensation en temps réel par les observateurs de la faible probabilité d'une proximité angulaire aléatoire.

Lors de cette découverte, Anne-Marie Fringant réalisait alors (avec Jacques Berger) un grand relevé d'objets à excès d'UV (Berger & Fringant 1977, 1980, 1984) fondé sur le dépouillement de clichés Schmidt (Palomar 48") à triple exposition (trois poses légèrement décalées sur la même plaque à travers trois filtres). Elle remarqua la similitude observationnelle (séparation angulaire, magnitude, couleur) de ce premier mirage avec certaines paires serrées d'objets Berger-Fringant qui paraissaient aussi anormalement nombreuses pour être le fruit d'alignements fortuits.

De son initiative (sa lettre du 1^{er} avril 1981 en ce qui me concerne) est née la collaboration «FRV» (Fringant, Reboul, Vanderriest) qui, au début en relation Jean

Surdej, va s'attacher à la sélection et à l'observation des «candidats FRV».

1.2 Intérêt

La potentialité cosmologique des mirages gravitationnels[70] est très élevée. Un seul d'entre eux s'il est «propre» (distribution de masse du déflecteur bien modélisable) peut donner une mesure de $H_\circ$ si l'on peut mesurer (Refsdal 1964) le délai temporel entre les courbes de lumière des différentes images (voir, par exemple, Chevreton et al. 1983; Vanderriest, Schneider, Herpe, Chevreton, Moles, & Wlerick 1989, Alcade, Mediavilla, Moreau & al. 2002, Moreau, Libbrecht, Lee, & Surdej 2005).

Les mirages permettent également de mesurer d'autres paramètres cosmologiques. Le volume dans lequel une lentille gravitationnelle peut produire un mirage dépend de $\Omega_{m\circ}$ et encore plus de $\Omega_{\Lambda\circ}$. Une exposé détaillé de toutes ces questions est donné par Claeskens & Surdej (2002).

1.3 Analyse statistique des relevés d'objets à excès d'UV

Le catalogue de Berger-Fringant (Berger & Fringant 1977, 1980, 1984) couvre 1400 degrés carrés et contient 9011 entrées. Afin de mesurer l'excès de paires serrées j'ai réalisé l'analyse statistique de ce grand relevé. Je l'ai présentée à l'occasion du «24^{th} Liège international Astrophysical Colloquium : Quasars and Gravitational Lenses».

Sur la figure 12, $W(d)$ est en fait la fonction d'autocorrélation à deux points (et à deux dimensions, souvent notée $\xi(\theta)$ dans la littérature). Elle est calculée, pour un rayon de recherche d, comme l'excès de paires observées $N_\circ$ par rapport au nombre espéré N_e pour une distribution surfacique uniforme :

$$W(d) = \frac{N_o(d)}{N_e(d)} - 1$$

Les barres d'incertitudes à 1σ ont été définies par :

$$\Delta W = \pm\sqrt{1 + \frac{W(d)}{N_e(d)}} = \pm\frac{\sqrt{N_o(d)}}{N_e(d)}$$

[70] L'appellation anglo-saxone "gravitational lenses" paraît trop générale et le terme de *«mirage»* ou *«mirage cosmique»* semble bien adapté pour désigner les cas où il n'y a pas une simple amplification ou distorsion mais une véritable fronce sur la surface d'onde et que l'on observe plusieurs images d'une même source.

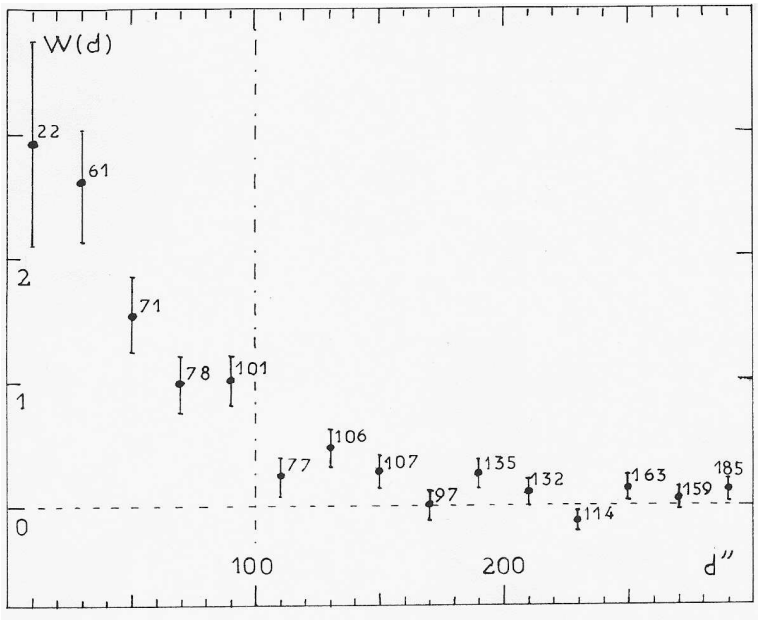


FIG. 12 – Fonction d'autocorrélation a deux points (et à 2 dimensions) du catalogue BF. Figure reproduite de Fringant, Reboul, & Vanderriest (1983).

Cette statistique montre à l'évidence un excès en-dessous de 100" de séparation angulaire et une forte majorité de paires non aléatoires en-dessous de 20" .

En plus des objets "PB" nous avons recherché les paires serrées dans des catalogues obtenus avec une méthodologie semblable dans d'autres régions du ciel notamment ceux de Haro-Luyten, Luyten, Usher, Richter (références dans Fringant, Reboul, & Vanderriest 1983).

La liste des candidats FRV extraits de ces catalogues (et des notes de ces catalogues) a pu atteindre 85 cas mais avec des qualités (et donc des priorités d'observation) différentes.

Les principaux critères de qualité étaient :

- excès d'UV
- similitudes des couleurs
- images non résolues
- faible séparation angulaire (moins de 10", de préférence moins de 5")

Des paires moins homogènes en couleurs ont également été rajoutées pour ne pas rejeter les possibles cas de mirages ou l'un des trajets lumineux serait rougi par la galaxie déflectrice. De même ont été admis quelques objets notés «compacts» sur les catalogues.

1.4 Observations

Environ un tiers de ces objets FRV ont été observés. Le tableau 1.1 récapitule les observations. Il est restreint à celles qui ont été concluantes pour la caractérisation d'au moins un des éléments des paires. Les techniques d'acquisition et de réduction et des exemples de résultats seront présentés au chapitre suivant.

TAB. 1.1: Candidats FRV observés

Objet	θ(")	B1	B2	C1-2	Instrument	Ob	Date	Caractér.	Pub.
US2065-6	1,5	18,2	18,8	I-I	CFHSFD	CV	12/86	2W	NP
LB10120-1	2,0	18,1	18,8	I-I	CFHSFD	CV	12/88	2E	NP
PB3424-5	2,7	18,	18,5	I-I	CFHSP	AS	84 ?	2E	NP
PB4053	7,5	16,5	18,	I-K	CFHSFD	CV	02/86	S1+G0,21	NP
PB5062	5,5	17,5	19,	II-G	ESO2.2S	CR	09/84	Q1,77+E	A177
PHL241-2	7,0	17,	17,9	I-II	ESO3.6I	HR	09/84	W+ ?	NP
PB7348	5,0	17,5	18,5	II-A	ESO3.6I	HR	09/84	Q1,33+ ?	A177
PB7348	5,0	17,5	18,5	II-A	ESO2.2	CV	10/92	2PSF0,7"	NP
PB7496-7	6,0	18,	18,	II-II	ESO3.6I	HR	09/84	W+ ?	NP
PHL2236	6,0	18,2	18,4	II-II	ESO3.6I	HR	09/84	E+ ?	NP
PHL2347+534	4,0	18,	17,9	I-II	ESO2.2S	JS	07/86	W+E	NP
PHL554+5925	2,5	17,6	17,9	I-III	ESO2.2	CV	10/92	2PSF0,8"	NP
PHL2514	2,	18,6	18,7	II-II	CFHSFD	CV	12/86	2H0,087	NP
PHL6171-2	2,7	16,2	16,5	III-III	ESO3.6I	HR	09/84	E+ ?	NP
PHL2758	3,7	17,9	18,3	II-II	ESO3.6I	HR	09/84	E+ ?	NP
PHL6657-8	4,	18,1	18,2	II-II	ESO2.2S	CR	09/84	2H0,079	A177
PHL873	7,	18,1	18,8	I-II	ESO2.2S	JS	07/86	E+E	NP
PHL925	6,	17,3	18,4	I-II	ESO3.6I	HR	09/84	E+ ?	NP
PB6378	2,	17,	20,	II-I	CFHSFD	CV	12/86	2H0,087	A251
PHL3504	1,5	16,8	16,8	II-II	CFHSFD	CV	12/86	2W ?	NP
PHL7561	3,	17,8	18,2	II-III	ESONTTS	CV	91	2E	NP
PHL3876-7	3,	18,	18,1	I-II	ESONTTS	CV	91	2W	NP
PB8979-80	3,	16,5	18,5	II-II	ESONTTS	CV	91	2E	NP
PB9133-2	7,	15,	16,5	III-II	OPMTBL	CV	09/93	2Gal.int.	NP
PB9261	2,	17,5	19,	II-II	CFHSFD	CV	12/86	2H0,066	A251
PB9493-4	10,	15,	16,	I-II	CFHSFD	CV	12/88	2H0,029	A395

Symboles et abréviations du tableau

- Les objets PB (Palomar Berger) sont ceux du catalogue Berger-Fringant, PHL (Palomar Haro-Luyten) ceux de Haro et Luyten, US ceux de Usher, LB ...(références dans Reboul, Vanderriest, Fringant, & Cayrel (1987).
- Les «classes» C1-2 sont les couleurs de 1 et 2 : I, II, III indiquent des excès d'UV (par rapport à une étoile A) décroissants ; A, G, indiquent la couleur

d'une étoile A, G. Cette classification est visuelle mais Anne-Marie Fringant a effectué des évaluations *a posteriori* avec des objets de la littérature qui avaient fait l'objet de mesures photométriques : approximativement les classes I, II et III correspondraient respectivement à $U-V<-0,5$, $-0,5\leq U-V<0$ et $0\leq U-V<0.3$.

– Pour les instruments :
CFHSFD désigne le CFHT (télescope Canada-France-Hawaï) de 3,6 m équipé du spectrographe à fibres SILFID en mode Argus (spectrographie intégrale de champ)
CFHSP désigne le CFHT avec spectrographe longue fente
ESO3.6I le télescope de 3,6 m de l'ESO équipé d'un spectrographe et de l'IDS (Image Dissector Scanner) permettant une spectrographie 1D seulement.
ESO2.2S le télescope de 2,2 m de l'ESO avec spectrographe longue fente
ESO 2.2 Imagerie avec le télescope de 2,2 m de l'ESO
ESONTTS le «New Technology Telescope» de 3,5 m de l'ESO avec spectrographe longue fente
OPMTBL le télescope Bernard Lyot de 2m de l'OPMT en imagerie

– Pour les observateurs : CV (Christian Vanderriest), AS (Alan Stockton), HR (Henri Reboul), CR (Cayrel & Reboul), JS (Jean Surdej).

– Pour les diagnostics : W (naine blanche), E (étoile), S1 (Seyfert 1), Q (quasar), H (galaxie à flambée d'étoiles), Gal. Int. (galaxies en interaction d'après la morphologie de leur image). PSF (image stellaire avec l'estimation de la largeur à mi-hauteur de l'angle turbulence). Le nombre décimal après le diagnostic est le décalage spectral

– Pour les publications :
A177 (Reboul, Vanderriest, Fringant, & Cayrel 1987),
A251 (Vanderriest & Reboul 1991),
A395 (Reboul & Vanderriest 2002)
NP (non publié en 2006)

1.5 Résultats

La découverte des paires de naines blanches parmi des candidats sélectionnés comme des paires serrées d'objets bleus ne fût pas une surprise. On notera toutefois que leurs séparations projetées vraisemblables (en évaluant leur magnitude absolue d'après leurs couleurs) sont de 1000 à 2000 UA.

Les autres paires d'étoiles (sous-naines ?, branches horizontales ? les faibles pouvoirs de résolution des spectres d'identification ne permettent pas une caractérisation précise) du halo avec des séparations projetées de l'ordre de l'année-lumière étaient

moins attendues. Il pourrait s'agir de binaires très lâches en voie de séparation.

Cette étude n'a révélé aucun nouveau cas de mirage gravitationnel. Son aspect positif est qu'elle a mis en évidence une population de paires physiques extragalactiques et, pour la plupart, des couples de galaxies à flambées d'étoiles en forte interaction gravitationnelle qui représente 30 à 40% des candidats mirages sélectionnés et observés.

Quelques cas de Noyaux actifs de galaxies (quasars ou Seyfert) ont également été trouvés (tableau ci-dessus) mais sans confirmation de la qualité de *noyaux actifs* pour les deux membres d'une paire (cf. fig. 13).

Des exemples de résultats d'observation de ces galaxies interactives sont donnés dans le chapitre suivant après la description des méthodes de spectrophotométrie 1D, 2D et 3D qui on permis de les réaliser.

2

Spectrographie, spectro-imagerie

Sommaire

2.1 Spectrophotométrie 1D, 2D, 3D 97
2.2 Logiciel SILFIMAGE 99
2.3 Galaxies interactives en spectrographie 3D 100
2.3.1 PB 6378 100
2.3.2 PB 9261 101
2.3.3 PB 9493 - 9494 103

2.1 Spectrophotométrie 1D, 2D, 3D

L'acquisition de spectres de paires serrées d'objets bleus faibles est assez spécifique. On ne savait pas a priori la nature des objets. Il faut par ailleurs se replacer dans le contexte instrumental du début des années 1980. Notre équipe pensait trouver beaucoup de paires physiques d'étoiles, essentiellement des naines blanches, trop faibles (magnitudes 16 à 20) pour qu'à l'époque elles soient dans les catalogues de mouvements propres, des couples optiques (d'étoiles ou mixtes étoile-quasar) et enfin (le but principal) des quasars doubles.

Ces derniers pouvaient être de trois types, tous intéressants :
- mirage gravitationnel
- couple optique de quasar (très utiles pour l'étude des dimensions et de l'évolution cosmique des absorbants)
- vrais quasars doubles (paires de quasars interactifs)

Pour de telles paires serrées (quelques secondes d'arc) on pouvait opter pour une spectrographie «2D» à longue fente, en orientant celle-ci selon l'angle de position de la paire. Cela a été fait notamment avec le 2.2m et le NTT 3.5m de l'ESO. Ce procédé n'est pas toujours le plus rentable en phase de caractérisation des candidats car l'orientation (parfois du spectrographe lui-même) et le positionnement de

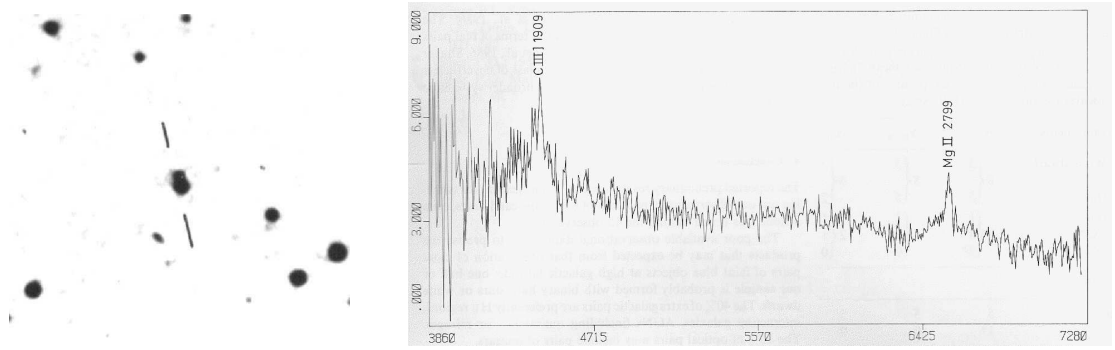


FIG. 13 – PB7348. À gauche image agrandie du POSS-I (O) (champ 3,8' × 3,8'). À droite spectrographie ESO 3.6+IDS de la composante sud. Les unités en ordonnée sont 10^{-19} W m−2 Å−1 (calibration sommaire). Figure de droite reproduite de Reboul, Vanderriest, Fringant, & Cayrel 1987.

la fente peuvent consommer du temps de télescope.

C'est ainsi que, quelques années après m'être intéressé (Reboul, 1979b) avec une finalité pédagogique à la théorie de l'observation, j'ai observé une partie des candidats FRV en spectrographie «1D» avec l'IDS (Image Dissector Scanner) au foyer du 3.6 m de l'ESO. Sans rentrer dans les détails, ce dispositif avait une fente d'entrée effective constituée de deux ouvertures carrées (avec un petit choix de tailles adaptable à la turbulence du moment), l'une pour l'objet, l'autre pour le fond du ciel à soustraire. Dans ce dispositif où la visualisation du spectre enregistré se faisait en temps réel sur un oscillographe cathodique, la stratégie consistait alors à pointer l'objet le plus brillant d'une paire et à le caractériser. En cas de diagnostic stellaire (raies d'absorption d'étoiles chaudes), c'est l'objet le plus brillant de la paire suivante qui était aussitôt pointé. En cas de diagnostic d'activité (raies d'émission perceptibles) c'est le spectre du partenaire moins brillant qui était réalisé.

La figure 13 montre l'exemple d'un candidat FRV : PB 7348. Cet objet de magnitude 17,5 du catalogue Berger & Fringant (1984) y est noté comme ayant un compagnon de couleur A et de magnitude 18,5 à 5" au nord. Le spectrographie avec l'IDS en septembre 1984 a identifié un quasar (en 20 minutes de pose). Les deux raies permettent de diagnostiquer un décalage spectral $z = 1,33$. Son compagnon à 5" au nord, plus faible, n'a pas révélé de caractéristique spectrale dans les 30 minutes de temps de télescope qui restaient disponibles. À cette distance la séparation projetée d'une paire physique serait (modèle concordance) de $\sim 40 kpc$. Des images réalisées avec le 2.2 m de l'ESO, par Jean-Pierre Swings en novembre 1986 (avec une turbulence de 1,8") et par Christian Vanderriest en octobre 1992 (avec une turbulence de 0,7") montrent des images non résolues (PSF).

La technique longue-fente a été utilisée, notamment avec le 2.2 m de l'ESO pour des objets comme PHL 6657-6658 (galaxies interactives) et PB 5062 (couple optique

quasar - étoile), cf. Reboul, Vanderriest, Fringant, & Cayrel (1987).

Au fur et à mesure des premiers résultats spectrographiques de l'équipe il est devenu évident qu'en dehors des couples d'étoiles prévus, une forte proportion des candidats étaient des paires de galaxies à flambées d'étoiles en interaction.

Parallèlement certains candidats avaient été observés au télescope de 193 cm de l'OHP en spectrographie intégrale de champ. Le spectrographe dont Christian Vanderriest était le principal concepteur avait deux modes : «Méduse» avec des fibres adressables pour de la spectrographie multi-objets (MOS) et un mode «Argus» (géant aux cent yeux de la mythologie grecque) pour la spectrographie intégrale de champ. Dans ce mode Argus une interface rigide de fibres optiques anamorphosait l'image directe (qui tombait, au foyer du télescope, sur la face amont où les fibres étaient jointives) avec la fente d'entrée du spectrographe (la face aval où les fibres étaient alignées).

Ce mode observationnel se trouvait être très bien adapté aux différentes dimensions du programme. Passer de la simple caractérisation de l'objet le plus brillant à la morphologie et à l'étude dynamique du système interactif devenait essentiellement une question de temps de pose. Quand la version définitive du spectrographe «SILFID» et ses clones comme «ALBIREO» sont entrées en service, ils ont été utilisés.

2.2 Logiciel SILFIMAGE

La spectrographie intégrale de champ en mode ARGUS réalise en fait un échantillonnage de l'image au foyer du télescope et produit un spectre longue fente. L'adjonction de fibres neutres permet de repérer les lignes de fibres dans le spectre 2D enregistré et ainsi de pouvoir isoler et identifier le spectre de chaque fibre.

Il est quasiment nécessaire d'automatiser au maximum la réduction et la reconstitution d'images. C'est ainsi qu'en collaboration avec Christian Vanderriest à Meudon, de 1989 à 1991 ont été réalisés des codes (avec le logiciel eVe) :

- pour calibrer en longueur d'onde les spectres 2D
- pour extraire les spectres 1D de chaque fibre
- pour reconstruire des «images» 2D : la procédure «SILFIMAGE»

«SILFIMAGE», la plus grosse procédure de cet ensemble, mesure automatiquement sur chaque spectre de fibres un certain nombre de continus et de raies, choisis par l'utilisateur, effectue des tests de vraisemblance sur la détection de ces dernières, calcule les décalages spectraux, puis reconstitue des images 2D, reproduisant la forme des fibres et du champ de fibres à l'entrée de l'interface (au foyer du télescope). Une image en intensité peut ainsi être reconstituée pour chaque continu et pour chaque raie choisis. Un champ de «vitesse» (image d'intensité cz) est également

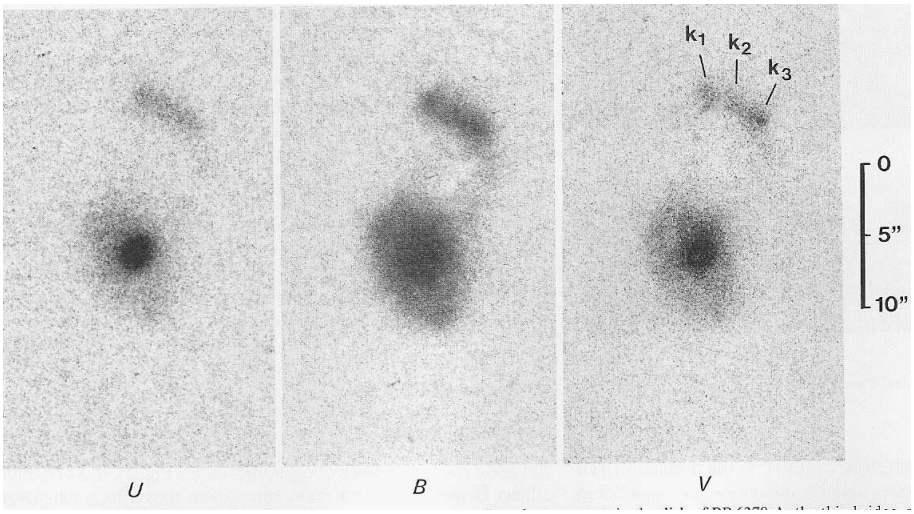


FIG. 14 – Image électronographique directe de PB 6378. Figure reproduite de Vanderriest & Reboul 1991.

produit pour chaque raie. On peut bien évidemment faire ensuite des sommes ou des quotients (pour obtenir des images en rapport d'intensité de raie, en couleur, en rapport raies/continu, en largeur de raies, ...). Mise au point en 1990 cette procédure tournait en environ 10 h sur un Vax. Elle a été par la suite reprise par l'observatoire de Meudon et adaptée sous IRAF.

2.3 Galaxies interactives en spectrographie 3D

Quelques résultats d'observation (et de réduction) en spectrographie intégrale de champ sont présentés succinctement

2.3.1 PB 6378

PB 6378 est noté *«compact»* dans le catalogue de Berger & Fringant (1980). Sur le POSS-I (O), il apparaît clairement dédoublé.

Cette paire a été observée notamment avec le CFHT (3,6m) :
- en imagerie avec une caméra électronographique (1983)
- en spectrographie intégrale de champ (spectrographe SILFID en mode ARGUS et caméra à comptage de photons en 1986 puis avec un CCD Thomson en 1988).

Les images directes sont reproduites sur la figure 14. Les images reconstruites (avec la procédure SILFIMAGE) des observations avec SILFID montrent (Fig. 15) l'aspect dans le continu et dans l'émission de [OIII] .

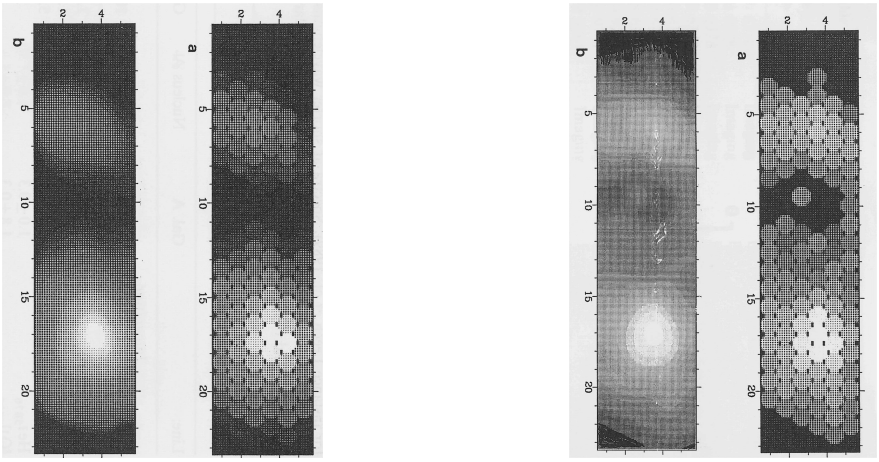


FIG. 15 – Spectroimagerie de PB6378A-B. Images reconstruites (avec SILFIMAGE). Images de gauche dans le continu (de 530 à 570 nm) . a) reconstruction brute figurant le réseau de fibres au foyer du télescope. b) (à gauche de a)) après lissage gaussien de largeur à mi-hauteur correspondant au rayon des fibres. Images de droite dans la raie de $[OIII]_{5007}$ (a) et b) comme pour les images de gauche). Figures reproduites de Vanderriest & Reboul 1991.

L'imagerie électronographique montre deux galaxies reliées par un pont relativement bleu ($B-V = 0,35 \pm 0,15$ et $U-B = -0,3 \pm 0,15$). Les images reconstruites à partir de la spectrophotométrie intégrale de champ permettent de distinguer le continu (stellaire) des régions HII. Le pont n'apparaît que dans les raies d'émission. Le décalage spectral $z = 0,0875$ ne présente pas de différence significative (avec la précision de 40 km/s). Les galaxies sont brillantes ($M_V = -22,1$ et $-20,4$). Leur séparation projetée est 17 kpc (pour $\theta = 7,8$" , $H_\circ = 50$ km s^{-1} Mpc^{-1} et le modèle EdS).

Les intensités de raies rapportées dans les diagrammes de Veilleux & Osterbrock (1987) sont en accord avec un modèle de photoionisation par des étoiles chaudes de température effective $T_\star = 4,3 \pm 0,1\ 10^4$ K. Le rougissement intrinsèque au voisinage d'H_β est $0,6 \pm 0,2$ mag pour A et $1,0 \pm 0,3$ pour B. Après dérougissement l'éclat H_β est environ $2\ 10^{-17}$ W m^{-2} correspondant à une luminosité $L(H_\beta) = 7\ 10^{34}$ W. La forte concentration de l'émission dans la région centrale de A (près de la moitié de la luminosité dans le noyau non résolu) suggère une flambée d'étoiles évoluée.

2.3.2 PB 9261

PB 9261 est noté *«objet compact ou binaire proche avec 2 composantes* ≤ 2"*»* dans le catalogue de Berger-Fringant (Berger & Fringant 1984). Les méthodes d'observation au CFHT ont été semblables à celles de PB 6378. La morphologie est assez spéciale (Fig. 16).

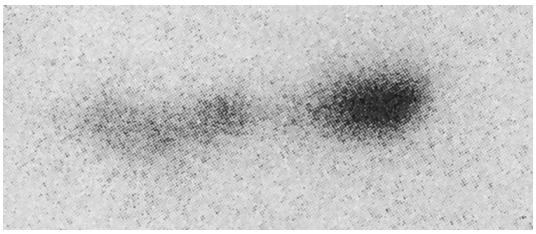


FIG. 16 – Image électronographique en V de PB9261. Le champ est environ de 16" $\times$ 3, 5". Figure reproduite de Vanderriest & Reboul 1991.

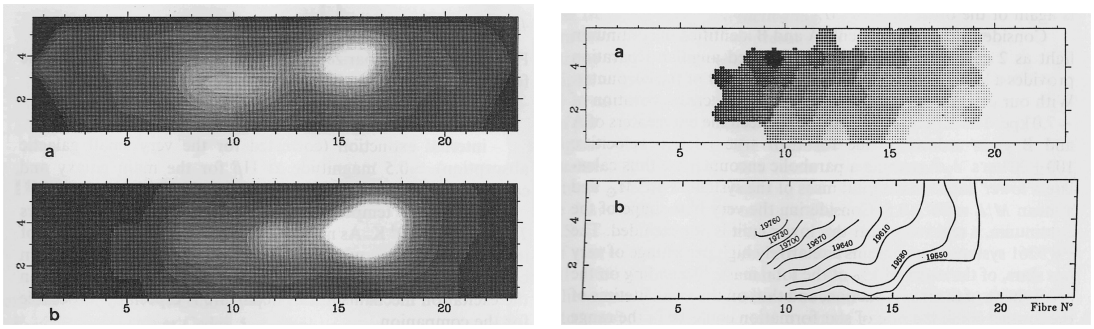


FIG. 17 – Images reconstruites de PB 9261 avec SILFIMAGE. À gauche a) dans le continu b) dans la raie de $[OIII]_{5007}$. À droite a) en champ de vitesse (de $cz = 19500$ km s^{-1} en blanc jusqu'à $cz = 19800$ km s^{-1} en noir . b) en courbes d'isovitesses. Le champ est comparable à celui de la figure 16, l'échantillonnage est de 0,71"' par fibre. Figure reproduite de Vanderriest & Reboul 1991.

La spectrophotométrie intégrale de champ (fig. 17) montre une différence morphologique entre le continu et les raies d'émission, accréditant l'idée que les deux condensations extrêmes sont stellaires et que la condensation centrale est une sorte de pont plus concerné par la flambée d'étoiles.

Comme pour PB 6378 les raies démission ne sont pas résolues (largeur à mi-hauteur inférieure à 200 km/s). Mais un gradient de vitesse est bien mis en évidence (Fig. 17, bas) compatible avec un axe de révolution du système incliné de 25° par rapport à l'alignement. Le décalage spectral moyen est $z = 0,0657$. On en déduit une magnitude absolue de l'ensemble $M_V = -20,7$ ($H_\circ = 50$ km s^{-1} Mpc^{-1} et modèle EdS).

Comme pour PB 6378 on note un excès de l'intensité de $[OI]_{6300}$ par rapport à une excitation purement radiative par des étoiles, accréditant ainsi une part d'excitation par choc. La température effective des étoiles excitatrices est $T_\star = 4,5 \pm 0,1\ 10^4$ K et la luminosité H_β $L(H_\beta) = 6\ 10^{34}$ W.

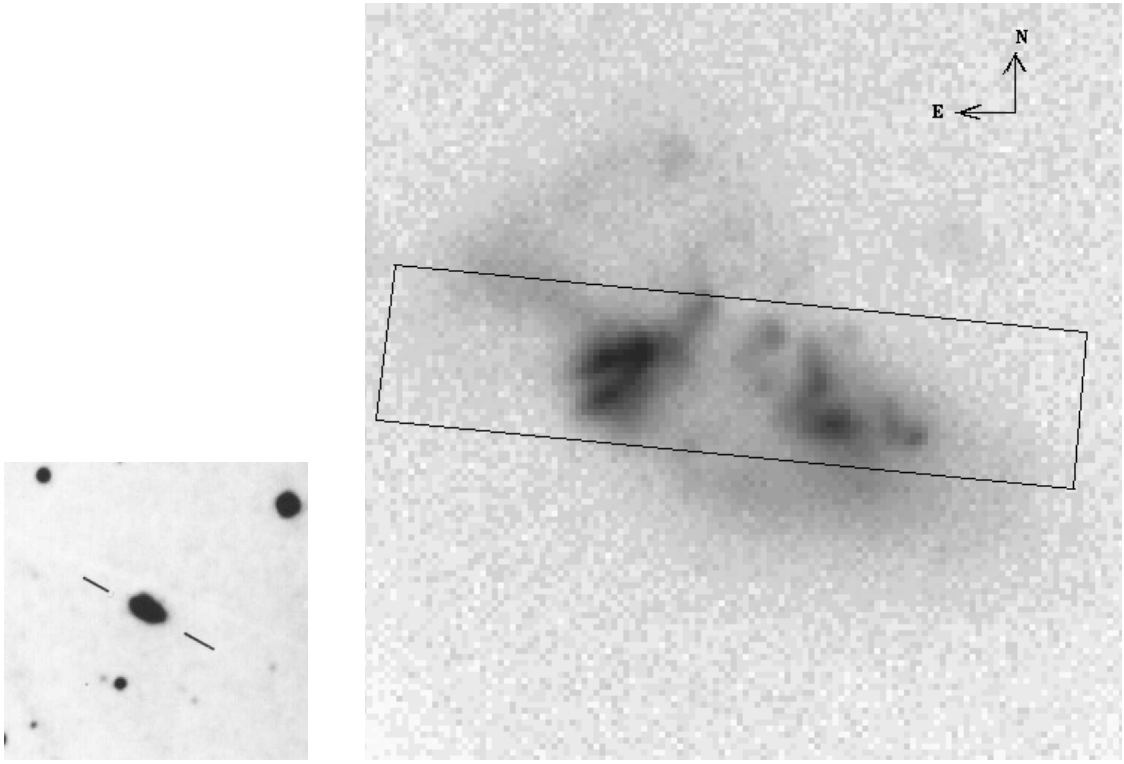


FIG. 18 – PB9493-9494. À gauche agrandissement du POSS-I (O), champ 3,5' × 3,5'. À droite image directe CFHT dans la bande R. Visualisation avec une échelle logarithmique de niveau de gris. Le champ total est environ 30" × 30". Le rectangle montre le champ de la spectrographie 3D qui suit (reproduit de Reboul & Vanderriest 2002.)

2.3.3 PB 9493 - 9494

PB 9493 et PB9494 sont notés *«compacts»* dans Berger & Fringant 1984. Ce système présente l'originalité d'être (presque) l'intersection des paires serrées ($\theta \leq 10$" dans le catalogue) d'objets de Berger-Fringant et des sources IRAS. «Presque» car deux autres paires serrées sont aussi des sources IRAS : PB 3933 - 3934 et PB 6008 - 6009. Mais la première paire est en fait constituée par deux régions HII dans Messier 99 et la deuxième est la galaxie UM 254 qui est une Seyfert 2 avec une extension de plus de deux magnitudes plus faible.

PB9493 - 9494 a été observé en 1988 avec le CFHT et le spectrographe SILFID. L'image directe (Fig. 18) montre une morphologie très complexe suggestive d'une fusion en cours.

Les images reconstruites dans le continu et dans les raies d'émission (Fig. 19) confirment la forte interaction. Le rougissement intrinsèque est environ 0,75 mag pour le noyau de PB 9493.

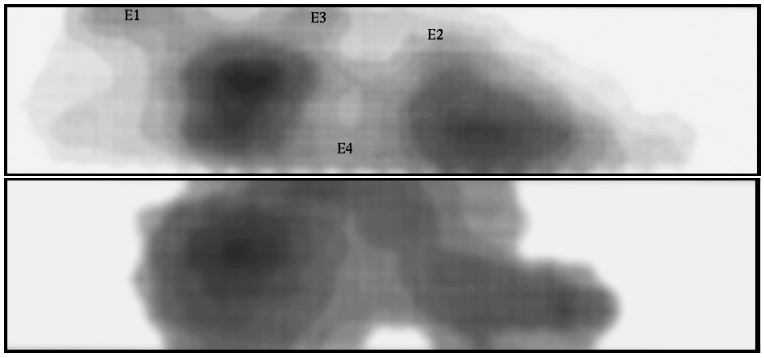


FIG. 19 – Spectroimagerie. Image reconstruite de PB9493 - PB9494, en haut dans le continu (520 à 590 nm), en bas dans la raie $[OIII]_{5007}$. Image reproduite de Reboul & Vanderriest 2002.

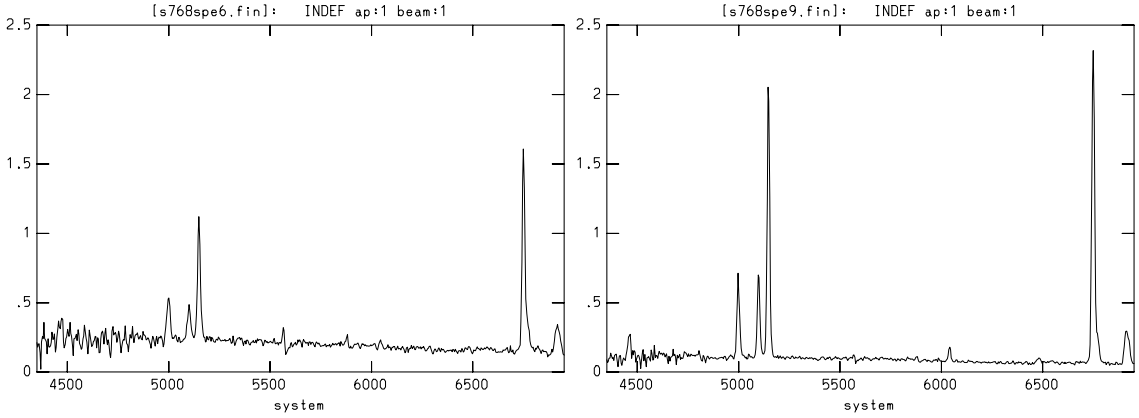


FIG. 20 – Spectre intégré des régions centrales de PB9493 (à gauche) et de PB9494, la plus brillante (à droite). Reproduit de Reboul & Vanderriest 2002.

Les spectres intégrés sur leurs régions nucléaires sont reproduits sur la figure 20.

Le décalage spectral héliocentrique est en moyenne $z = 0,02982 \pm 0,00002$ ($z = 0,02971 \pm 0,00002$ dans le référentiel galactocentrique).

La complexité du champ de vitesse (Fig. 21) semble attester l'évolution orbitale du système et son stade pré-fusionnel.

Les données IRAS permettent de déduire une luminosité en infra-rouge lointain $L_{FIR} = 4,5\ 10^{10}\ h_{50}^{-2}\ L_{\odot}$: c'est la moitié de la limite inférieure des galaxies infra-rouges ultra lumineuses (ULIRG).

PB 9493 et 9494 ne sont pas cataloguées dans le grand relevé 2MASS mais les cartes disponibles ont permis de mesurer les magnitudes J, H et K. Pour PB 9493

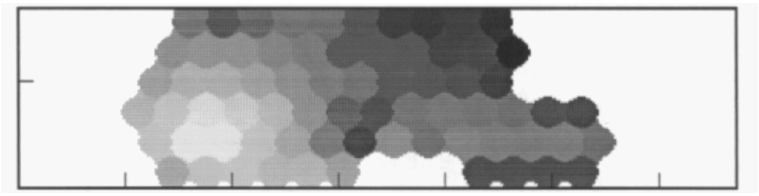


FIG. 21 – Champ de vitesse de PB9493 - PB9494. Reproduit Reboul & Vanderriest 2002

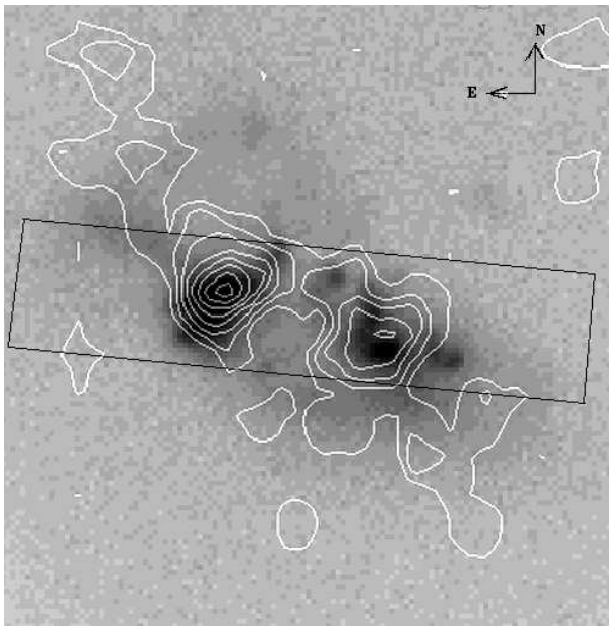


FIG. 22 – Images R et H de PB9493 - PB9494. L'image (R) est la même que sur la figure 18. Les isophotes blancs sont ceux de l'image dans le proche-IR (K) disponible dans les archives 2MASS (figure dans Reboul & Vanderriest 2002.)

on obtient 16,7, 17,5, 17,8 et, pour PB 9494, 15,9, 16,8 et 17,2.

La figure 22 montre le rayonnement du système dans le proche IR.

En comparaison de leurs diamètres linéaires ($\sim 10\ h_{50}^{-1}$ kpc) PB 9493 et PB 9494 sont des objets brillants dans le visible : M_V = -21.3 et -20.3 ($h_{50} = 1$).

Avec les diagrammes de Veilleux et Osterbrock, le diagnostic sur les processus d'excitation est un peu ambigu. Les diagrammes $[OIII]_{5007}/H_\beta$ – $[NII]_{6583}/H_\alpha$ et $[OIII]_{5007}/H_\beta$ – $[SII]_{6717+6731}/H_\alpha$ sont très utilisés parce qu'ils mettent en jeu des raies généralement intenses. Et dans ces diagrammes PB9493 et PB9494 sont bien dans la zone des flambées d'étoiles.

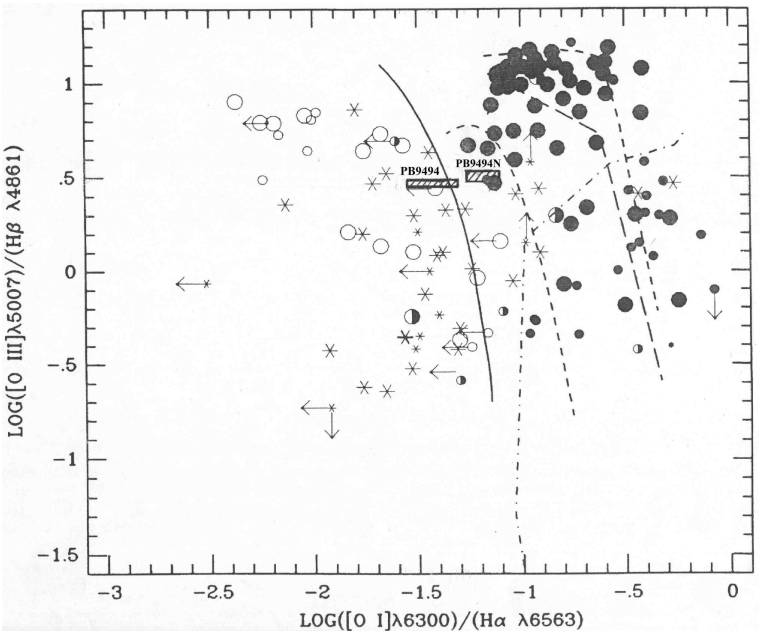


FIG. 23 – PB9493 et son noyau dans le diagramme d'excitation. La ligne continue sépare dans les modèles les excitations du gaz par flambées d'étoiles (à gauche) de celles par un spectre de puissance (à droite) (figure dans Reboul & Vanderriest 2002.)

Mais $[OIII]_{5007}/H_\beta - [OI]_{6300}/H_\alpha$ est un bien meilleur discriminant pour la caractérisation de la source centrale car la raie $[OI]_{6300}$ est une mesure fiable d'excitation collisionnelle par des électrons libres. Les électrons libres énergétiques sont produits lors de photoionisations par des rayons X qui pénètrent efficacement dans la vaste zone de gaz partiellement ionisé qui se constitue autour d'une source qui émet un spectre en loi de puissance[71], c'est-à-dire un noyau actif de galaxie (AGN).

L'intérêt principal de ce dernier diagramme est ainsi de bien discriminer les régions HII des AGNs (Veilleux & Osterbrock 1987). Mais, comme le montre la figure 23, si le spectre de toute la galaxie PB9494 peut encore suggérer une flambée d'étoiles, celui de sa région nucléaire entre clairement dans la zone des AGNs avec une excitation dominée par un spectre en loi de puissance.

La fusion de ces deux galaxies, en nourrissant le trou noir central (très massif ?) de PB9494 serait-elle être en train d'y réveiller un noyau actif ?

[71] contrairement aux sources thermiques (étoiles chaudes) qui, avec peu de rayons X, produisent des zones partiellement ionisées peu épaisses

Quatrième partie

ASTRONOMIE À GRAND CHAMP

1

Candidats quasars : astrométrie et photométrie

Sommaire

1.1 Les clichés Berger du Pôle Galactique Nord 109
1.2 Astrométrie et photométrie des objets à excès d'UV 109
1.3 Le programme PAPA et les candidats quasars 110

1.1 Les clichés Berger du Pôle Galactique Nord

Parallèlement aux clichés à triple exposition (U, B, V) constitutifs du catalogue de Berger-Fringant (Berger & Fringant 1977, 1980, 1984), Jacques Berger avait obtenu en 1962 des clichés monochromes en U, B, V et parfois R avec le même télescope de Schmidt de 48 pouces du Mont Palomar. Cet ensemble de clichés de haute qualité couvre une zone de 300 degrés carrés autour du Pôle Nord Galactique (PNG). Comme pour les clichés à triple exposition, les temps de pose étaient optimisés pour les objets à excès d'UV. Ces données devaient attendre l'avènement des grandes machines à numériser pour pouvoir être exploités à pleine échelle.

1.2 Astrométrie et photométrie des objets à excès d'UV

Une première étape, après le transfert au Centre d'Analyse des Images (CAI, Paris) de ces 32 plaques originales, a été de rechercher, sur le champ (très étudié) de 40 degrés carrés contenant le PNG et la SA57, tous les objets à excès d'UV répertoriés comme tels dans la littérature et d'en faire l'astrométrie et la photométrie à l'aide de la MAMA.

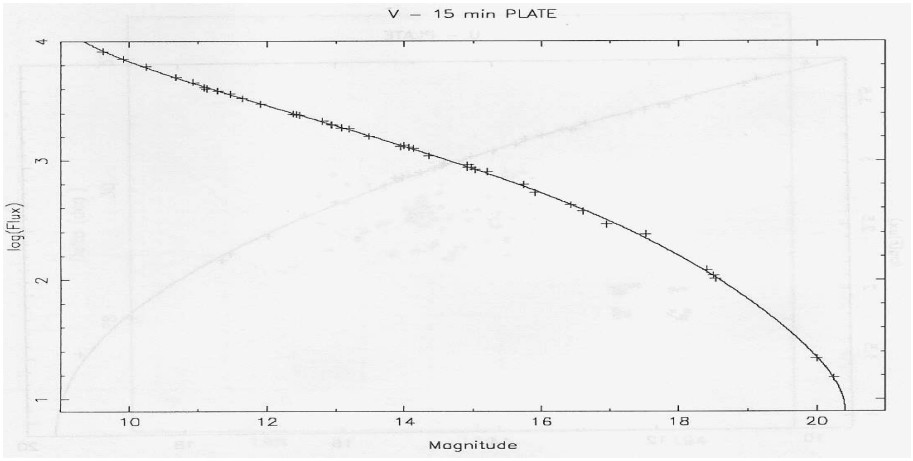


FIG. 24 – Calibration photométrique de la plaque V du champ au PNG

L'acteur principal de ce travail est Olivier Moreau. La procédure et les résultats sont publiés dans "MAMA astrometry and photometry of 1221 UV-excess objects in 40 square degrees around the North Galactic Pole"
(Berger, Cordoni, Fringant, Guibert, Moreau, Reboul, & Vanderriest 1991). Extraits de ces 30 pages, les figures 24 et 25 montrent une courbe de calibration et le diagramme de couleur des 1221 objets *«bleus»* de la littérature. On note sur ce dernier une proportion notable d'objets qui, selon nos mesures, se retrouvent en dessous du lieu des points représentatifs de la série principale *«moins bleus que A»* et ne mériteraient donc pas le qualificatif de bleu. La compilation des 1221 réunit en fait des objets issus de 11 relevés différents, publiés entre 1947 et 1986 et dont les précisions photométriques et astrométriques sont évidemment variables[72].

1.3 Le programme PAPA et les candidats quasars

Dans l'étape préparatoire précédente, les positions des objets étaient approximativement connues et la procédure consistait à numériser des petites zones d'émulsion autour de chacune ainsi qu'autour de celles des standards astrométriques et photométriques. Le nouvel objectif était d'obtenir désormais la réduction astrométrique et photométrique totale de chaque cliché afin d'obtenir des relevés systématiques.

Pour réaliser cette recherche à partir de clichés Schmidt en plusieurs couleurs, la première étape fut (à partir de 1987) de développer sur la MAMA les processus de fonctionnement à pleine échelle c'est-à-dire la numérisation, la détermination locale du fond de plaque, la détection et le cataloguage des objets en temps réel. La MAMA pouvant numériser avec une résolution de 10 μm (0,65" pour le Schmidt de 48 pouces du Palomar) , une plaque Schmidt de 35 cm $\times$ 35 cm représente plus d'un 1,2 10^9 pixels, soit environ 2,5 Go pour 4096 niveaux de gris et 10 Go pour les 4 plaques d'un champ. Les masses de données étaient difficiles pour les moyens informatiques

[72]sans préjudice d'une possible réelle variabilité chromatique des objets.

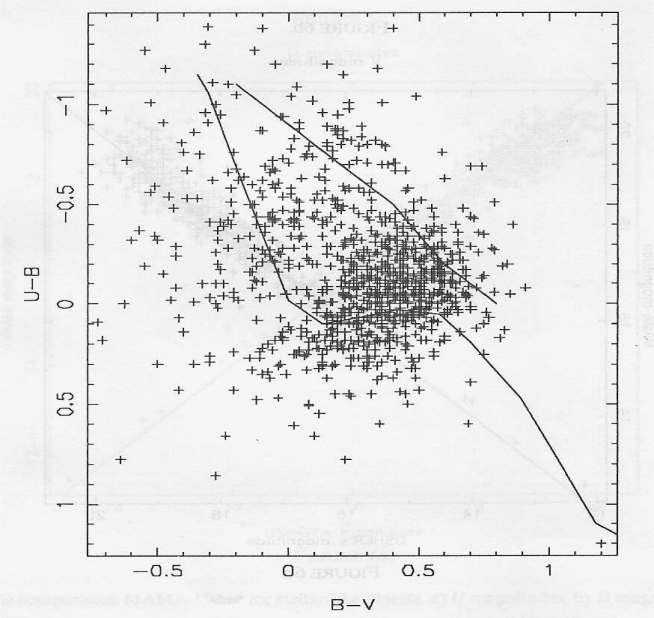


FIG. 25 – Diagramme de couleur (mesures MAMA) des 1221 objets bleus de la littérature dans le champ de 40 deg^2 au PNG. Le lieu des points représentatifs des étoiles de la série principale et, en haut à droite, des corps noir sont figurés.

du temps et nécessitaient un traitement en temps réel qui lui même était contraignant en raison du débit élevé de la MAMA. La mise au point de ce «Programme Automatique de Photométrie et d'Astrométrie» (PAPA) a été une entreprise d'assez grande dimension. Une fois au point (l'acteur principal fut là aussi Olivier Moreau) le temps de traitement automatique par la MAMA d'un cliché Schmidt (35 cm × 35 cm) était de 14 heures (sans compter l'étape préalable d'acquisition des standards photométriques et astrométriques). Les débuts de la MAMA à pleine échelle mobilisaient plusieurs personnes sur deux étages. Progressivement les processus ont été automatisés.

Parallèlement, des clichés ont été obtenus (chapitre suivant) avec le télescope de Schmidt du Calern (OCA) et une première approche du mouvement propre a pu être menée à bien en comparant les catalogues issus du cliché de Jacques Berger PS 6557 (date = 1962,321) et celui d'une plaque V obtenue à l'OCA (date = 1990,247). La comparaison des astrométries a permis d'éliminer 546 objets présentant un mouvement propre supérieur à 70 mas/an (on verra au chapitre IV-2 qu'une sensibilité bien meilleure a été obtenue par la suite).

«Sélection de candidats quasars par analyse automatique de clichés photographiques» est le titre de la thèse d'Olivier Moreau (Moreau 1992) co-encadrée avec Jean Guibert au CAI à Paris.

Ce travail est résumé dans l'article Moreau & Reboul (1995a) et un catalogue

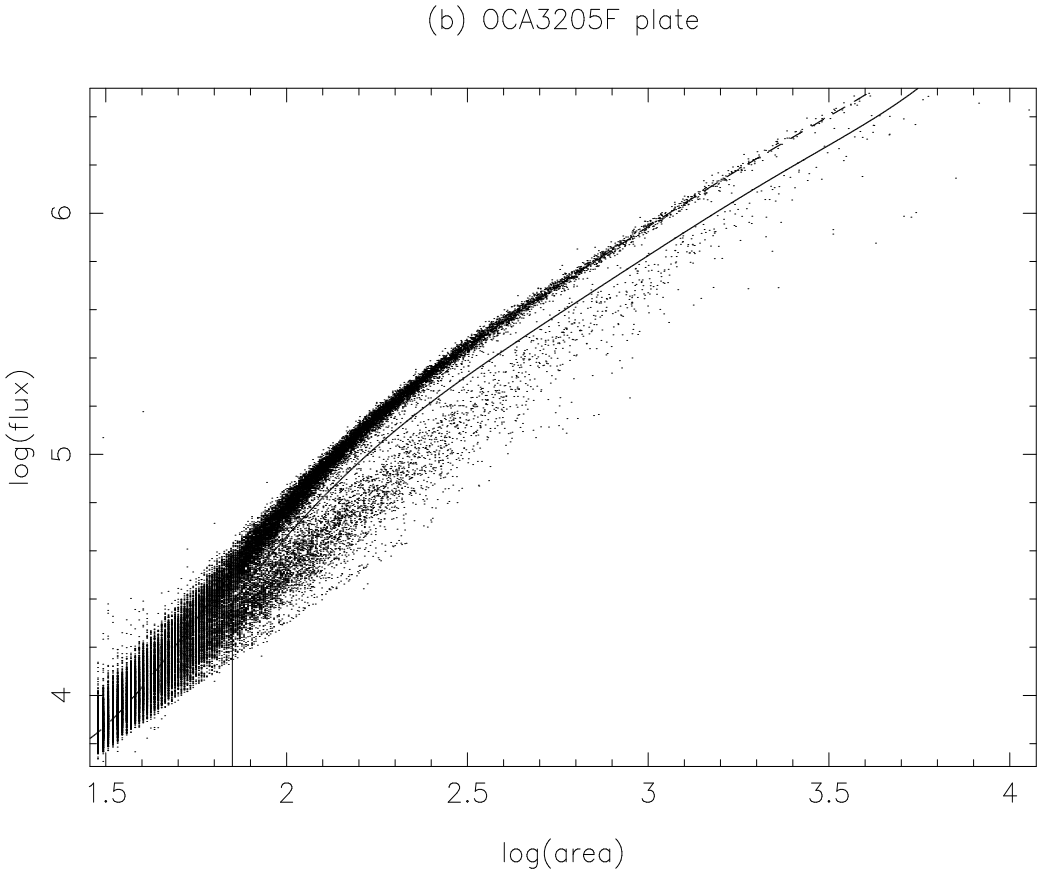


FIG. 26 – Diagramme log(flux) / log(aire). La courbe du haut (tirets) modélise le lieu des «étoiles». La courbe continue (simple décalage vertical de la précédente) a été choisie comme le graphe du critère de séparation des «étoiles» (PSF) et des galaxies. Le trait vertical vers log(area) = 1.76 est la limite des faibles flux en-deçà de laquelle la méthode n'est plus fiable.

électronique (Moreau & Reboul 1995b).

Une étape préalable à la sélection photométrique des candidats quasars a consisté à extraire les galaxies. La séparation «étoiles»-galaxies y a été faite par la méthode aire-flux. La figure 26 en montre un exemple de la méthode. La répartition des objets ainsi classifiés comme galaxies fait apparaître l'amas de Coma (Fig. 27).

Ces galaxies rejetées des candidats quasars seront ensuite ré-examinées pour la recherche des interactivations (IV-3)

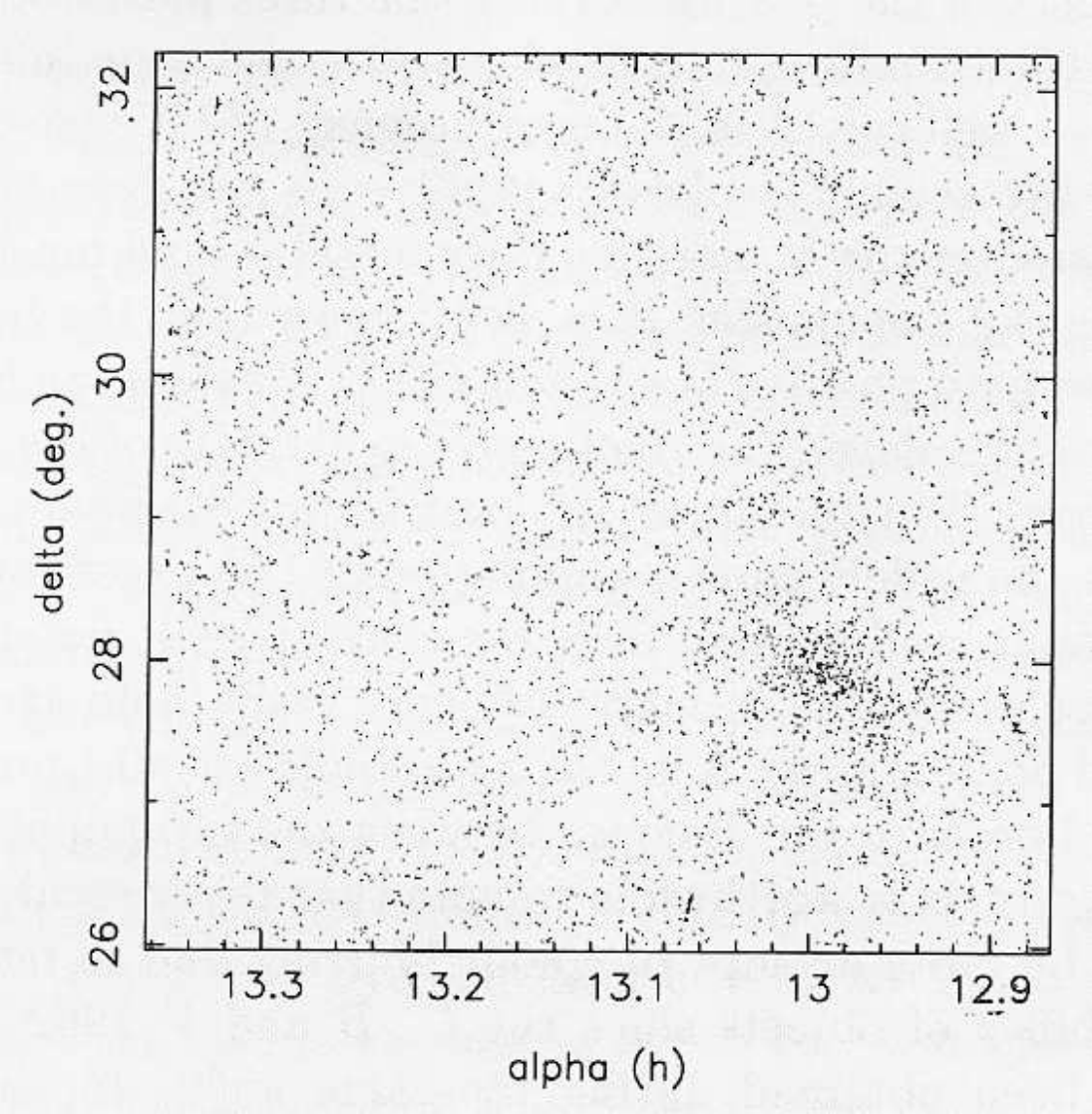


FIG. 27 – 4817 candidats galaxies dans le champ de 40 degrés carrés du PNG, sélectionnés par la méthode aire/flux sur la numérisation avec la MAMA de la plaque (V) PS 6557. La concentration en bas à droite est l'amas Coma. Figure reproduite de Moreau & Reboul (1995a).

2

Mouvements propres, quasars et étoiles

Sommaire

2.1 Mesure des mouvements propres 115
2.2 Clichés TESCA 1985 - 1996 118
2.3 Les candidats quasars derrière l'amas COMA 120

2.1 Mesure des mouvements propres

Une technique de détection des mouvements propres constitue un moyen efficace pour éliminer une bonne part des étoiles parmi les candidats quasars sélectionnés par leur couleur. En fixant comme priorité astrométrique la simple détection des mouvements propres, c'est la méthode du LSR (système local de référence) développée par Soubiran (1992) qui est beaucoup mieux adaptée que l'astrométrie absolue sur chaque image. C'est celle qui a été mise en œuvre dans ce travail (non publié) avec Olivier Moreau.

Le tableau 2.1 montre les clichés utilisés pour cette étude (PS : clichés Palomar de J. Berger ; OCA : clichés obtenus à l'Observatoire de la Côte d'Azur avec le télescope de Schmidt du plateau de Calern) pour ce programme.

Deux paires de plaques (PS6657/OCA2659 et PS6559/OCA3205) ont été utilisées. Avec deux mesures indépendantes du mouvement propre sur une base de temps de $\sim$ 30 ans, la précision sur les mesures de mouvements propres (figure 28) s'est avérée meilleure que 5 mas/an pour les magnitudes entre 12 et 18. Elle descend à 2 mas/an au voisinage de la magnitude 16 et reste meilleure que 15 mas/an à la magnitude 20, un gain très important par rapport à la précédente étude (IV.1.3).

La comparaison indépendante des plaques OCA2659 et OCA3205 avec une base de temps de moins de trois ans a permis de mettre en évidence 11 objets à très grand

TAB. 2.1 – Plaques Schmidt Palomar (PS) et O.C.A. analysées

N° plaque	pose	émulsion	filtre	couleur	époque
PS 6557	15 min	103aD	#3	V	1962.321
PS 6559	60 min	103aO	UG1	U	1962.321
PS 6560	7 min	103aO	GG13	B	1962.321
OCA 2659	80 min	IIIaF	GG495	V_F	1991.375
OCA 3205	90 min	IIIaF	GG495	V_F	1994.189

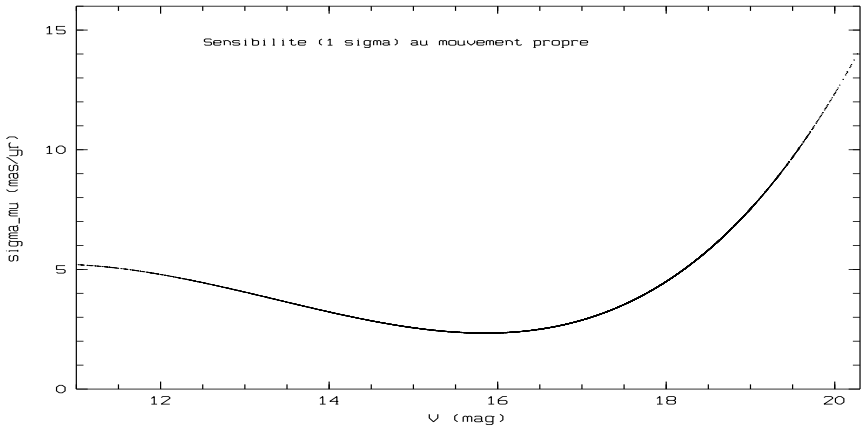


FIG. 28 – Écart-type de la mesure de mouvement propre en fonction de la magnitude

mouvement propre (300 à 800 mas/an) qui ont été identifiés avec des sources déjà connues. Si ce petit supplément n'a pas apporté de résultat nouveau il contribuait à valider l'essentiel du travail : la détection des faibles mouvements propres.

Cette étape a permis, dans les 27 degrés carrés communs aux plaques Palomar et OCA, de sélectionner un ensemble de 600 candidats quasars de premier choix en croisant leur excès d'UV avec l'absence de détection significative de mouvement propre et, bien que non publié, ce travail a eu au moins une application qui sera décrite en IV-2.4.

Il a par ailleurs permis de visualiser une relation assez signifiante entre la proportion de mouvements propres détectés et l'indice de couleur U-V.

La figure 29 montre la fréquence de détection des mouvements propres en fonction de l'indice de couleur. La partie droite de la courbe met en évidence la proportion croissante d'étoiles proches lorsque l'on va vers les objets rouges. Pour la partie gauche on peut tenter l'hypothèse que le minimum est le lieu de prédominance des quasars et que la remontée vers U-V ≈ -1 est due en partie aux naines blanches.

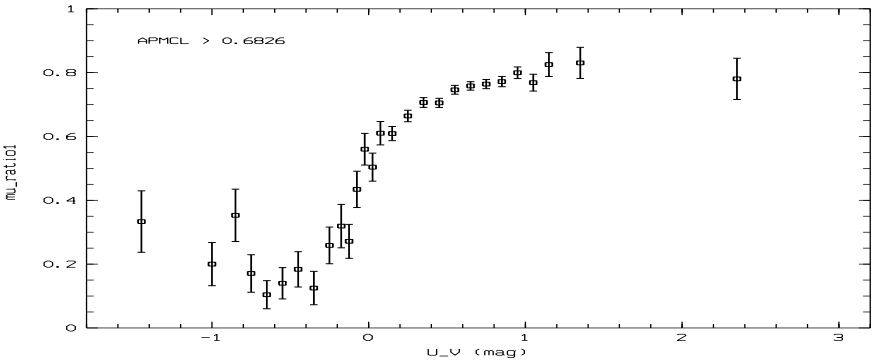


FIG. 29 – Proportion de mouvements propres détectés à 1σ en fonction de U-V

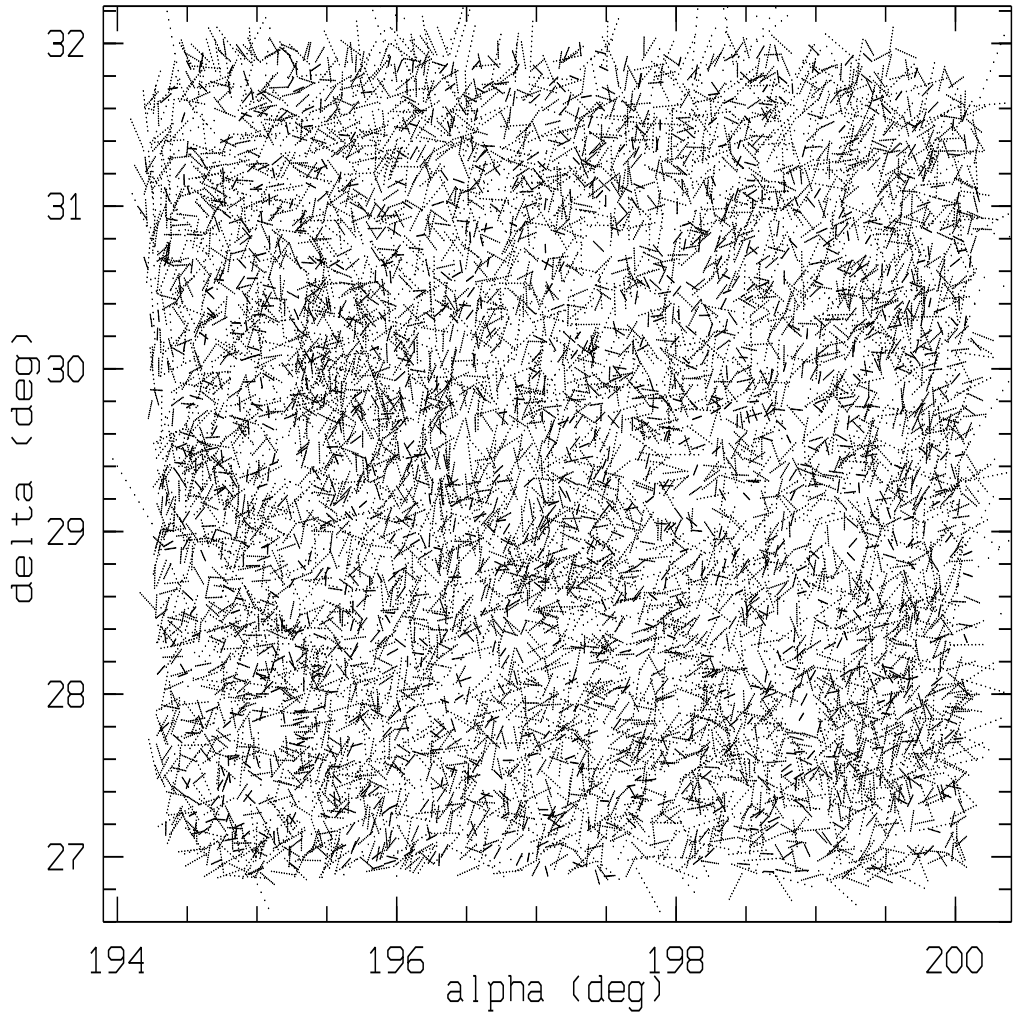


FIG. 30 – 5594 mouvements propres détectés (1 σ). Les dépalacements (petits traits en pointillés) sont figurés pour une durée de 36 000 ans.

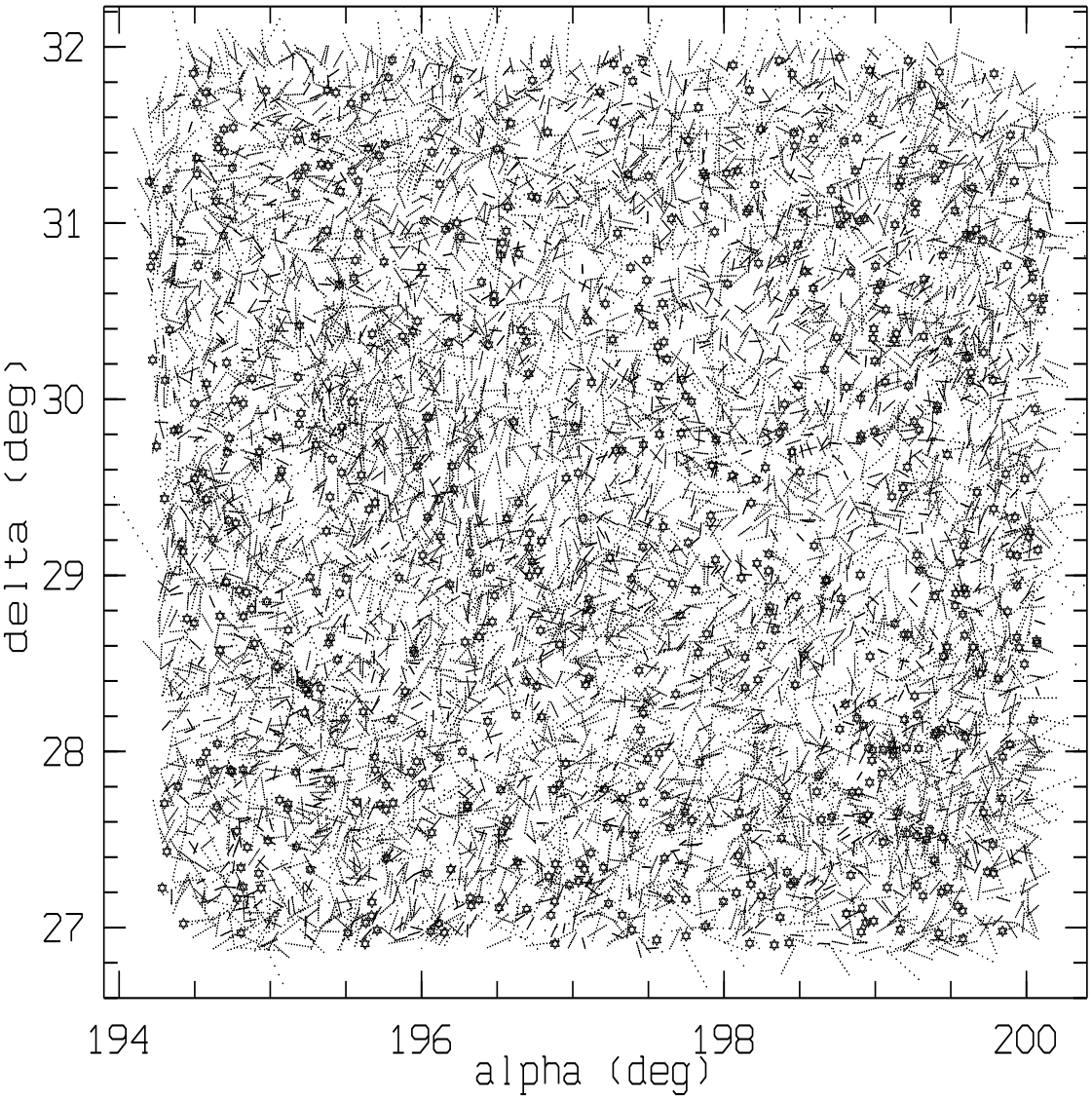


FIG. 31 – Les ∼600 candidats quasars de haute qualité (excès d'UV et absence de mouvement propre significatif) dans 27 degrés carrés au PNG sont représentés par des étoiles claires et superposés sur le champ des objets mobiles de la figure 30.

La figure 30 montre la répartition sur le plan du ciel des mouvements propres détectés en simulant une pose de . . .360 siècles. La figure 31 y rajoute la répartition de 600 candidats quasars de haute qualité.

2.2 Clichés TESCA 1985 - 1996

La table 2.2 récapitule les clichés obtenus avec le télescope Schmidt de Calern (OCA).

TAB. 2.2: Clichés OCA

N°	Date	α_{1950}	δ_{1950}	émul.	Filtre	Pose	Ob^r	Note
1267	25 02 85	14 05 26	29 27 34	IIaO	GG385	60	TL	
1295	17 04 85	14 02 38	29 30 38	IIaD	GG495	120	TL	
1704	30 11 86	03 12 04	-02 31 05	IIaO	UG1	120	AB	
1710	01 12 86	03 12 04	-02 31 05	IIIaF	GG495	90	AB	
1716	02 12 86	03 12 04	-02 31 05	IIIaJ	GG385	90	CP	
1724	02 12 86	03 12 04	-02 31 05	15301	RG630	99	CP	
1805	03 05 87	16 05 45	29 18 36	IIIaJ	GG385	90	JMR	
1807	01 06 87	16 05 45	29 18 36	IIaO	UG1	110	CP	
1813	21 06 87	17 35 52	51 42 40	IIaO	UG1	120	CP	
1816	22 06 87	17 35 52	51 42 40	IIIaF	GG495	90	CP	
1820	24 06 87	17 34 30	51 31 00	IIIaJ	GG385	90	C,R,H	x
1822	26 06 87	17 35 52	51 42 40	IIIaF	RG610	100	HR,AB	
1823	27 06 87	17 35 52	51 42 40	IIIaF	GG495	90	HR,AB	x
1824	27 06 87	15 29 30	50 35 00	IIIaF	GG495	90	HR,JC	x
1825	28 06 87	17 35 52	51 42 40	IIaO	UG1	120	HR,AB	
1826	29 06 87	17 35 52	51 42 40	IIIaF	GG495	90	HR,AB	
1827	30 06 87	17 35 52	51 42 40	IIIaF	RG610	120	HR,AB	
1828	30 06 87	16 49 ? ?	38 20 ? ?	IIIaJ	GG385	90	HR,AB	
1829	01 07 87	17 35 52	51 42 40	IIIaJ	GG385	90	HR,AB	
F2465	31 03 90	13 08 38	29 22 00	IIaD	GG495	90	DA	
2635	08 04 91	10 02 00	55 40 00	IIa0	UG1	118	CP	18 ;5
2638	09 04 91	10 01 00	55 59 00	IIaD	GG495	60	DA	19
2639	10 04 91	10 01 24	55 54 00	IIIaJ	GG385	60	DA	Bj21.5
F2640	13 04 91	10 01 24	55 54 00	IIIaF	RG610	90	CP	R20
2643	16 04 91	10 03 00	55 40 00	IIIaF	GG495	5	AM	x
2651	07 05 91	10 01 30	55 40 00	4415	sans	50	DA	V22
2656	16 05 91	13 08 00	29 22 00	IIIaF	GG495	80	CP	V22.5
2657	16 05 91	13 08 00	29 22 00	4415	sans	40	CP	V22
F2659	17 05 91	13 09 00	29 22 00	IIIaF	GG495	80	AM	V22.5
F2664	02 06 91	13 08 00	29 30 00	IIaD	GG495	70	CP	V19.5
2667	07 06 91	13 42 00	28 25 00	IIaD	GG495	70	CP	19.2
F2668	08 06 91	13 36 00	28 35 00	IIaD	GG495	69	CP	20
F2677	13 06 91	13 08 30	29 25 00	IIaD	GG495	120	DA	19.1
2832	02 03 92	13 08 00	29 22 00	4415	sans	50	CP	
2845	18 04 92	10 01 00	55 00 00	4415	sans	37	CP	20.4
2846	19 04 92	10 01 00	55 00 00	IIIaJ	GG385	60	CP	

. . . / . . .

TAB. 2.2: Clichés OCA

N°	Date	α_{1950}	δ_{1950}	émul.	Filtre	Pose	Ob^r	Note
2848	20 04 92	10 02 00	55 37 00	IIaO	UG1	118	CP	
2851	22 04 92	10 02 00	55 37 00	IIIaF	RG610	60	DA	
2853	26 04 92	09 57 00	55 00 00	4415	sans	40	C0	
3036	27 03 93	13 09 00	29 25 00	4415	sans	38	CP	21
3041	28 03 93	13 08 29	29 ? ? ? ?	IIaD	GG495	61	CP	19.5
3064	23 04 93	10 02 00	56 00 00	4415	sans	46	CP	21
3165	18 01 94	10 02 00	55 45 00	4415	sans	44	CP	22
3166	18 01 94	10 02 00	55 45 00	4415	sans	31	CP	22
3180	08 02 94	13 08 00	29 22 00	IIaD	GG495	61	CP	
3202	09 03 94	13 32 30	30 30 00	IIIaJ	GG385	90	DA	22
3205	10 03 94	13 08 20	29 22 00	IIIaF	GG495	90	DA	21.5
3211	15 03 94	13 08 20	29 22 00	4415	sans	45	CP	
3372	30 03 95	13 ? ? ? ?	29 ? ? ? ?	IIIaF	GG495	75	CP	
3374	31 03 95	13 08 20	29 30 ? ?	IIaD	GG495	98	CP	
3391	21 05 95	13 06 ? ?	29 ? ? ? ?	IIIaD	GG495	60	CP	
3529	29 02 96	13 10 30	29 30 00	IIaD	GG495	60	DA	20.1

La plupart des observations ci-dessus ont été réalisées par des observateurs de l'OCA, notamment Christian Pollas (CP) et Dominique Albanèse (DA). Avec Jean-Pierre Cordoni j'ai participé à l'acquisition de la plupart des clichés de la campagne 1987 (mission du 23 juin au 2 juillet). Dans la dernière colonne du tableau 2.2 VNN.N désigne une magnitude limite NN.N, x des clichés présentant un défaut technique important.

2.3 Les candidats quasars derrière l'amas COMA

La sélection des candidats quasars par les seuls critères de non résolution d'image (PSF) et d'excès d'UV ne permettait pas de les distinguer d'étoiles chaudes et notamment de naines blanches. L'étude des mouvements propres et l'extraction des 600 candidats quasars a eu comme application la recherche de sources lointaines derrière l'amas Coma Berenices (dans le but ultérieur de sonder les halos de ces galaxies).

Dans cette collaboration avec Cédric Ledoux et David Valls-Gabaud (Strasbourg), Dieter Engels (Hambourg), Patrick Petitjean (Paris) et Olivier Moreau (Liège) les données photométriques, astrométriques et de mouvement propre des objets OMHR ont servi :

TAB. 2.3 – Quasars OMHR identifiés derrière Coma

Objet	B	U - V	z	$\mu_\circ$	PMCL
OMHR120857	17, 12	−1, 04	0, 98	2, 4	0, 13
OMHR102439	18, 15	−0, 01	2, 85	1, 57	0, 03
OMHR72209	17, 93	−0, 74	0, 74	5, 27	0, 34
OMHR62707	18, 10	−0, 63	1, 38	7, 70	0, 57
OMHR62090	17, 98	−0, 89	1, 33	1, 50	0, 03
OMHR46627	18, 06	−0, 56	0, 79	8, 14	0, 62

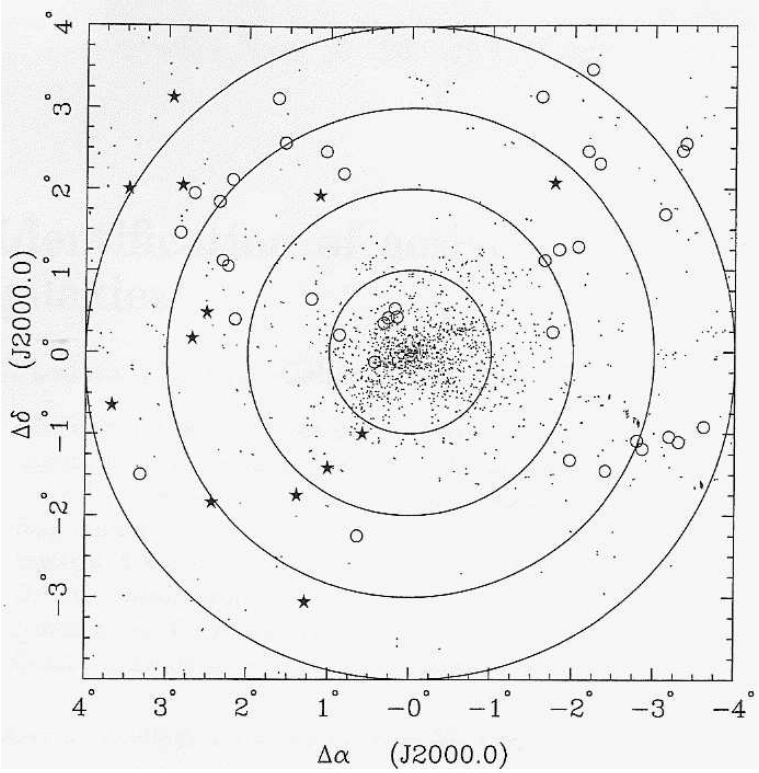


FIG. 32 – Distribution projetée des nouveaux noyaux actifs de galaxies (symbole : étoiles noires) découverts derrière l'amas Coma (symbole des galaxies : points). Les cercles clairs repèrent les AGNs déjà connus. Figure reproduite de Ledoux, Valls-Gabaud, Reboul, Engels, Petitjean, & Moreau (1999)

– à fournir des candidats quasars de haute qualité
– à tester la qualité des candidats obtenus par d'autres critères (sources X ROSAT, candidats prisme-objectif du Hamburg quasar survey)

La figure 32 montre le résultat de cette campagne de sélection et d'observation (Ledoux, Valls-Gabaud, Reboul, Engels, Petitjean, & Moreau 1998, 1999). La partie de ce travail qui a utilisé directement les candidats quasars OMHR sans mouvement propre a fourni en supplément une évaluation de la qualité de ces candidats.

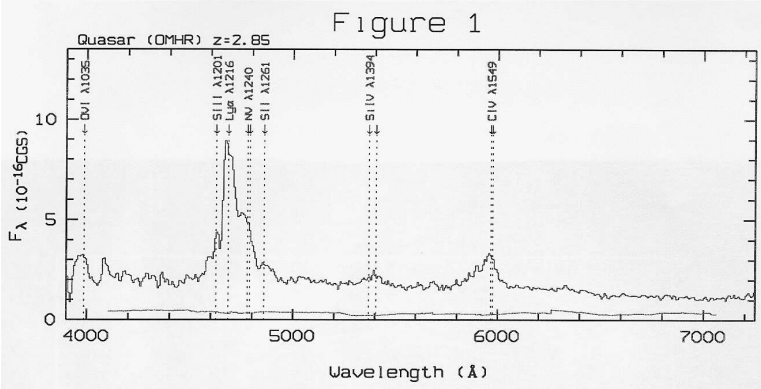


FIG. 33 – Spectre OHP/193/Carelec du quasar OMHR 102439. Figure reproduite de Ledoux, Valls-Gabaud, Reboul, Engels, Petitjean, & Moreau (1998).

Le tableau 2.3 mentionne seulement les nouveaux quasars identifiés lors de cette collaboration parmi les candidats OMHR sans mouvement propre ($\mu_\circ$ est le mouvement propre en mas/an et PMCL est le niveau de confiance de la détection d'un mouvement propre).

Parmi les décalages spectraux de ces 6 nouveaux quasars OMHR on note la présence un peu inattendue (dans une population d'objets bleus) d'un quasar à $z = 2,85$. Mais la photométrie MAMA lui affectait un $U - V = 0,03$ et aucun mouvement propre n'était détecté. La figure 33 montre le spectre de ce quasar. En fait l'$U - V$ quasiment nul de cet objet (couleur d'une étoile A0) est en accord avec la prévision des modèles (Royer 1994, Fig. 29).

Si l'on rajoute à ces objets les candidats OMHR sans mouvement propre qui ont été identifiés avec des quasars déjà connus on obtient un taux de succès de 54 ± 14 % de ces candidats quasars OMHR. En fait les observations derrière Coma n'ayant porté que sur des objets plus brillants que $V = 18$, on peut présumer que la qualité de l'ensemble des 600 est encore meilleure : la proportion de quasars parmi les objets stellaires bleus étant a priori plus grande entre les magnitudes 18 et 20 (l'essentiel des candidats OMHR) qu'entre 17 et 18.

3

Galaxies interactives au PNG

Sommaire

3.1 Recherche systématique 123
3.2 Confirmation spectrographique 124
3.3 Sélection et étapes d'interactivation 124

3.1 Recherche systématique

La séparation «étoiles»-galaxies dans le champ de 40 degrés carrés au PNG décrite dans les sections précédentes pour optimiser la recherche des candidats quasars a également fourni un relevé de galaxies représenté sur la figure 27.

Une nouvelle procédure de réduction photométrique a été utilisée avec le logiciel «Source Extractor» (Bertin & Arnouts 1996) appliqué cette fois aux numérisations directes (pixels) des clichés Berger du PNG. La nouvelle numérisation (René Chesnel, CAI) a pu ainsi être calibrée photométriquement par Jean Guibert (CAI) à l'aide de séquences de galaxies publiées. L'association des différentes plaques a été réalisée par Olivier Moreau (Lille).

Ce travail a permis de sélectionner 85 objets non-stellaires[73] et présentant un U-V négatif dans ce champ.

C'est par inspection visuelle (avec Jean-Pierre Cordoni) des 3×85 extraits des images numériques U, B et V qu'ont été sélectionnés 12 cas de candidats galaxies interactives de magnitudes visuelles comprises entre 14 et 18.

[73] la coïncidence de ce nombre (85) avec celui des candidats FRV du chapitre III-1 est purement fortuite

3.2 Confirmation spectrographique

6 de ces 12 paires ont été observées en février 1999 en spectrographie intégrale de champ par Christian Vanderriest à l'OSN («Observatorio de Sierra Nevada», Espagne) avec le télescope de 1,5 m équipé du spectrographe à fibres Albireo. Les données n'ont pas été réduites mais un pré-examen a montré que les 6 présentaient bien des spectres de galaxies actives. Quelques résultats préliminaires sont résumés dans le tableau 3.1. L'indice «U-V» qui y figure a une valeur relative. Trois des six paires étaient déjà connues comme galaxies actives (quatre à présent). Les quatre décalages spectraux en caractères normaux dans la colonne z sont ceux de la base NED de la NASA (confirmés par les présentes observations). Les deux en caractères gras sont les estimations nouvelles à partir des observations de Christian Vanderriest. Deux sont des objets du catalogue de Berger-Fringant.

Cette première ébauche de recherche systématique de galaxies interactives a donc été concluante.

TAB. 3.1: Observations

N° V	N° U	α_{2000}	δ_{2000}	V	«U-V»	z	Ident.
5527	2922	195,594925	31,966196	16,07	-0,47	0,0623	PB 3240
18667	8095	198,591690	31,197172	17,67	-0,26	**0,165**	PB 3426
31998	13499	199,464630	30,421219	16,61	-0,26	**0,043**	
58756	24390	196,658798	28,848267	14,88	-0,47	0,015841	
60201	24852	199,551071	28,751648	15,59	-0,02	0,034840	
76145	30137	197,229843	28,023808	16,93	-0,28	0.017112	

3.3 Sélection et étapes d'interactivation

Les critères utilisés jusque-là ont conduit à n'observer de fait que des paires serrées. Cela était un peu induit par :

- la significativité des candidats (pic dans la fonction d'autocorrélation angulaire à deux points) : les paires serrées ont moins de chance d'être des rapprochements fortuits
- la commodité d'observation (les deux membres de la paire entrant dans le champ restreint d'un spectrographe 3D).
- le couplage des observations avec celles de candidats mirages

Cette restriction favorisait une étape (la dernière) de l'interactivation des galaxies. C'est celle qui est la plus lumineuse dans le visible et dans l'infrarouge (cf. V-1.4)) et qui a été la plus étudiée dans la littérature mais ce n'est peut-être pas la plus signifiante pour atteindre les paramètres de densité cosmologiques.

Cinquième partie

GALAXIES INTERACTIVES ET COSMOLOGIE

1

Paires interactives

Sommaire

1.1 Principe de la méthode 127
1.2 Inclinaison aléatoire 128
1.3 Paires de galaxies dans le 2dFGRS 129
1.4 Interactivations primaires 132

1.1 Principe de la méthode

Une des idées de base du choix de la relation $\theta \longleftrightarrow z$ des galaxies interactives pour contraindre les paramètres cosmologiques est que les deux paramètres en cause sont, *a priori*, mesurables sans biais.

En ce qui concerne le décalage spectral z il n'y a généralement pas de biais de mesure[74] et une précision relative de $\sim 10^{-3}$ est aisément accessible pour des objets présentant des raies d'émission.

Pour la mesure de la séparation angulaire θ le biais est négligeable si le pouvoir de séparation (la largeur à mi-hauteur de la «PSF») est beaucoup plus petit que θ et si les deux composantes d'une paire ont chacune un profil photométrique bien «piqué» (profil quasi-PSF du maximum).

Cette absence de biais sur la mesure des deux paramètres utilisés est un des avantages essentiels de la méthode proposée.

La difficulté essentielle prévisible est la dispersion intrinsèque de la séparation linéaire entre les centres des galaxies en interactivation. Mais la relation $\theta \longleftrightarrow z$ a une sensibilité très élevée aux paramètres $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$ comme le montre la figure

[74] hormis un éventuel biais de sélection à faible rapport signal/bruit qui peut, éventuellement, favoriser certaines gammes de décalages spectraux mais pas fausser la mesure de z.

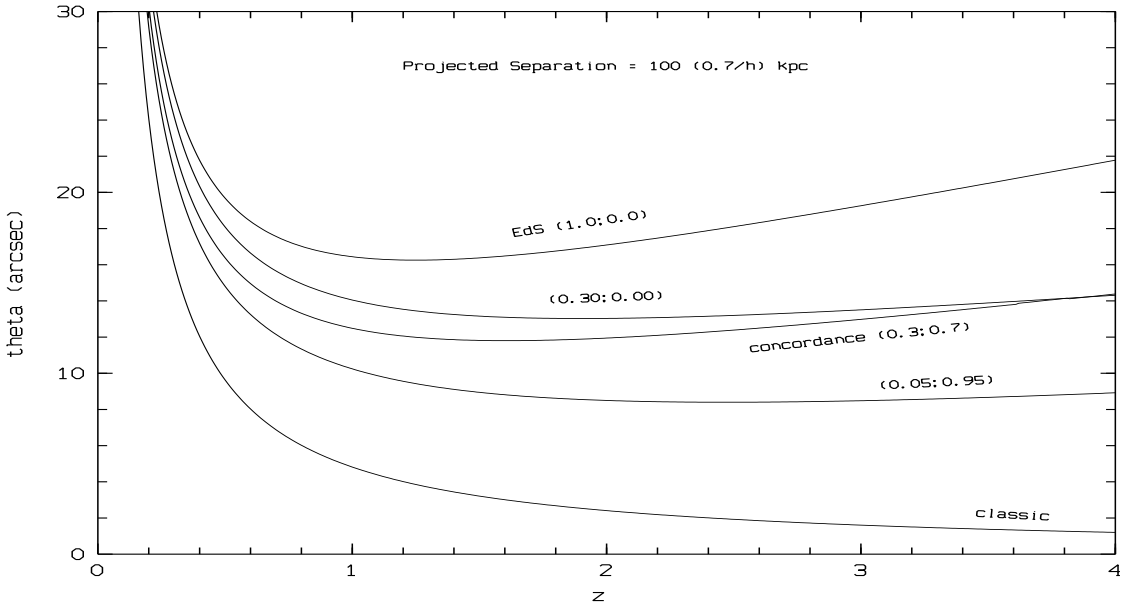


FIG. 34 – La sensibilité de la relation $\theta(z_c)$ aux paramètres Ω. Figure reproduite de Reboul & Cordoni 2006.

34. Par ailleurs, la dispersion des données peut être compensée par une plus grande dimension de l'échantillon.

Notons toutefois que dans la relation

$$\theta_\circ(z_c) = \frac{PS\ (1+z_c)}{d_m} \stackrel{def}{=} \frac{PS}{d_A}$$

la distance métrique d_m, comme la distance diamètre apparent d_A, est, quelque soit la courbure spatiale, toujours inversement proportionnelle à $H_\circ$. C'est donc le produit $H_\circ\ PS$ qui est le standard de longueur effectif pour retrouver les Ω_i à partir de la relation $\theta \longleftrightarrow z$ si la séparation projetée n'est connue qu'à partir d'une distance déduite du décalage spectral.

1.2 Inclinaison aléatoire

En deçà de la dispersion des séparations linéaires, le premier obstacle qui paraît se présenter avec la relation $\theta \longleftrightarrow z$ appliquée à des couples physiques est celui de la méconnaissance de l'inclinaison i sur la ligne de visée qui fait que l'on n'a accès qu'à la séparation projetée PS et non à la séparation réelle RS avec $PS = RS\ \sin i$. Le problème est bien connu pour la détermination des masses M à partir des paramètres orbitaux des systèmes d'étoiles doubles pour lesquels on n'atteint la plupart du temps que $M \sin i$.

Les paires de galaxies en *interactivation* étant supposées résulter du hasard des rencontres de galaxies, on peut s'attendre à une distribution isotrope de l'orientation des bi-points constitués par les centres des galaxies interactives. Mais ni i, ni $\sin i$ ne sont alors distribués uniformément.

En effet c'est l'ensemble des orientations possibles pour les paires qui est homéomorphe à une 2-sphère euclidienne et l'espérance mathématique du nombre de paires dN inclinées de i à $i + \mathrm{d}i$ sur la ligne de visée est donc proportionnel à $\mathrm{d}\Omega$, angle solide élémentaire entre les directions inclinées de i et celles inclinées de $i + \mathrm{d}i$. En confondant formellement par la suite dN et son espérance mathématique et en se restreignant, pour i, à l'intervalle $[0, \pi/2]$ (ce qui revient à négliger le sens des N paires), il est alors évident que :

$$\frac{dN}{N} = \frac{d\Omega}{2\pi} = \sin i \; di = -d\cos i$$

C'est donc $\cos i$ qui est une variable aléatoire uniforme sur $[0, 1]$.

Les valeurs moyennes de i et de $\sin i$ se calculent alors aisément :

$$< i >= \frac{1}{N}\int_0^{\frac{\pi}{2}} i \; dN(i) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} i \; d\cos i = 1rad \sim 57^\circ$$

$$< \sin i >= \frac{1}{N}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin i \; dN(i) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 i \; di = \frac{\pi}{4} \sim 0.8$$

L'effet de projection apparaît donc ainsi comme ayant une importance relativement marginale : il diminue en moyenne de $\sim 20\%$ la séparation angulaire θ mesurée par rapport à ce qu'elle serait si toutes les paires étaient orientées orthogonalement à la ligne de visée. Bien évidemment l'effet de projection va augmenter la dispersion des diagrammes (θ,z) par rapport au cas orthogonal. On peut prévoir que cette dégradation sera faible si la dispersion physique (celle de RS) est nettement supérieure.

1.3 Paires de galaxies dans le 2dFGRS

En l'absence de grands relevés de galaxies interactives et nos propres sélections (FRV) ayant favorisé les paires serrées, nous avons saisi l'opportunité de la mise à disposition (Colless, Peterson, Jackson, & al. 2003) du *«Two degree Field Galaxy Redshift Survey»* (2dFGRS) pour tenter de caractériser cette population de galaxies interactives.

Ce catalogue de galaxies a 245 591 entrées. Nous avons fait une recherche systématique (3D) de paires en se limitant a priori aux objets

- de séparation projetée $PS < 600$ $(0.7/h_\circ)$ kpc (calculées avec le modèle «concordance» $\Omega_m = 0,3$ et $\Omega_k = 0$)
- de séparation angulaire $\theta \leq 10'$ (pour des raisons pratiques mais il a été *a posteriori* vérifié que cette sélection n'avait pas d'effet sur l'échantillon final)

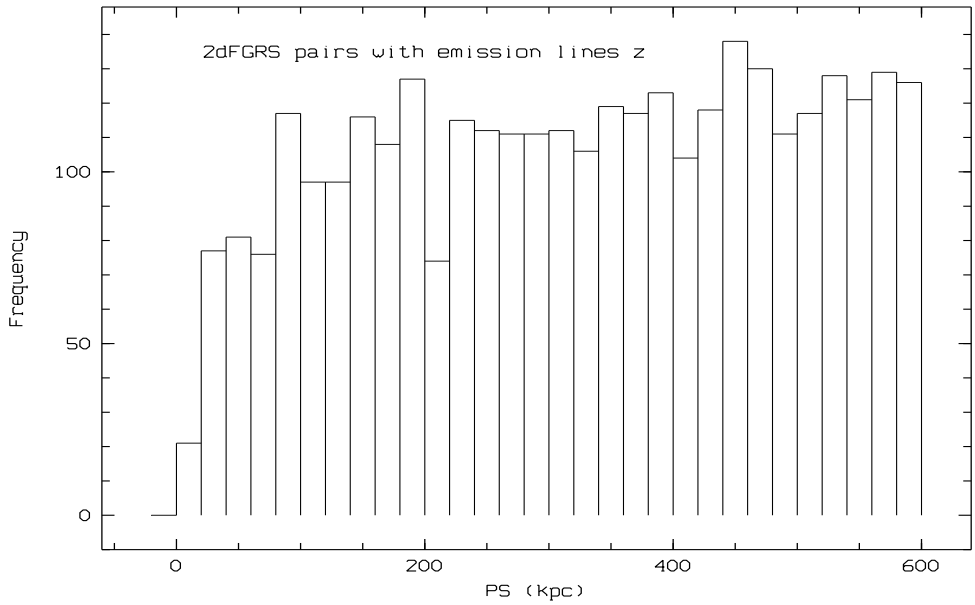


FIG. 35 – Histogramme des séparations projetées des 3239 paires de galaxies du 2dFGRS dont le décalage spectral catalogue a été mesuré à partir de leurs raies d'émission. Figure reproduite de Reboul & Cordoni 2006.

– dont le décalage spectral avait été déterminé par les raies d'émission (un indice assez objectif d'un fort rapport raies/continu et donc d'une forte activité que ce soit sous la forme de flambées d'étoiles ou d'authentiques noyaux actifs).

La figure 35 montre la répartition des séparations projetées de ces 3239 paires.

En renforçant certains critères de sélection nous avons vu progressivement cet histogramme évoluer vers celui d'une population de séparation projetée $\sim 100\ (0,7/h)$ kpc qui se distinguait du reste. Ces critères étaient :

– une faible différence de z (rejet des paires optiques mais surtout meilleure efficacité attendue de l'effet de marée pour une faible vitesse de croisement)
– un nombre élevé de raies d'émission

Finalement la sélection s'est arrêtée sur l'intersection des critères suivants :

– des décalages spectraux déterminés dans le 2dFGRS par les raies d'émission pour les deux membres d'une paire
– une séparation angulaire $\theta \leq 10'$
– une différence de magnitudes : $|B_1 - B_2| < 2$
– un nombre de raies d'émission identifiées $N_{el} \geq 5$ pour chacun des deux membres d'une paire
– un décalage spectral héliocentrique $z \geq 0.001$ (pour garder $z \approx z_c$ en évitant une trop forte pollution du décalage mesuré par l'effet Doppler-Fizeau lié aux mouvements locaux des centres de masse des paires interactives)

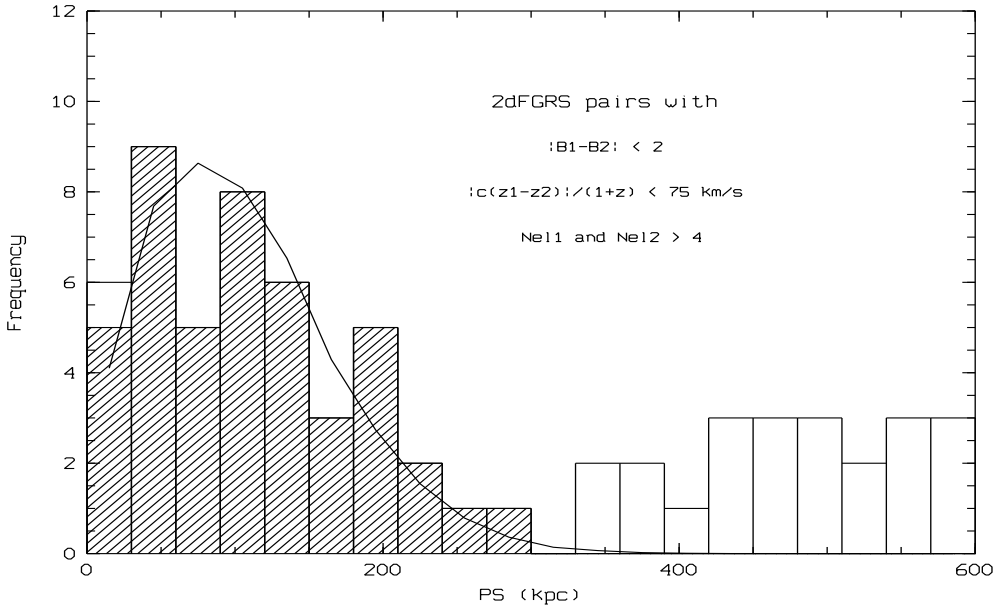


FIG. 36 – Sélection des candidats galaxies interactives du 2dFGRS. La zone des 45 paires retenues est hachurée. La case blanche dans le premier intervalle est la paire rejetée de régions HII dans NGC 4517. La ligne brisée montre la distribution de Poisson utilisée ensuite pour les simulations. Figure reproduite de Reboul & Cordoni (2006).

– une vitesse radiale relative inférieure à 75 km s^{-1} calculées avec la correction cosmologique :

$$\Delta v_r = \frac{2c \mid z_2 - z_1 \mid}{2 + z_1 + z_2} < 75 \text{ km s}^{-1} \tag{44}$$

– une séparation projetée $PS < 300\ (0.7/h_\circ)$ kpc calculée avec le modèle concordance ($\Omega_m = 0,3$ et $\Omega_k = 0$)

Après rejet de deux redondances (causées par un triplet) il est resté 68 paires. La sélection finale est détaillée sur la figure 36. Elle montre une population de 46 paires (avec $PS < 300\ 0,7/h_\circ$ kpc) qui semble séparée d'un fonds général d'associations plus aléatoires.

Une inspection détaillée de ces 46 paires sur les images du DSS (Digitized Sky Survey) a montré que l'une d'elles était probablement constituée par deux régions HII de la même galaxie NGC 4517 dont la morphologie complexe fait penser à une fusion en cours. Cette paire a donc été rejetée.

C'est ainsi cet échantillon de 45 paires avec $PS < 300(0.7/h_\circ)$ kpc qui a été utilisé comme archétype provisoire de la population des galaxies interactives Les magnitudes absolues de ces 90 objets vont de -15,1 à -20,7 avec -19,2 comme magnitude de la moyenne des éclats. Les décalages spectraux vont de 0.009 à 0.108 avec

une moyenne de 0.052.

Nous avons ajusté une distribution Poissonienne sur celle des séparations projetées des 45 paires (figure 36). La moyenne (et donc la variance) de cette distribution de Poisson sont $105,3$ $(0.7/h_\circ)$ kpc . Avec le rapport de projection moyen de $\pi/4$, on en déduit pour la distribution des séparations linéaires une Poissonienne de moyenne 105.3 / $(\pi/4) = 134,1$ $(0,7/h_\circ)$ kpc.

1.4 Interactivations primaires

Il n'est évidemment pas question, avec des critères de sélection aussi sommaires, de prétendre avoir caractérisé la distribution des séparations projetées des galaxies interactives. Dans le meilleur des cas c'est une estimation de la dispersion relative des séparations linéaires des paires de galaxies interactives locales et c'est là le seul paramètre dont nous avons besoin pour qualifier la méthode. Les paramètres précis de sélection d'une population réelle d'interactives seront obtenus par les données ultérieures à bas décalage spectral avec les cas confirmés par spectroscopie.

La valeur de la séparation moyenne (134,1 h_{70}^{-1} kpc) a paru élevée au premier regard. Nous avons donc cherché à tester la vraisemblance physique de ces candidates interactives.

Les simulations purement gravitationnelles de rencontres de galaxies spirales dans la littérature, comme celle si esthétique de Dubinski (2001) entre la Voie Lactée et M31, montrent généralement qu'après une première approche quasi parabolique les deux galaxies ont un premier périastre dissipatif[75] qui les renvoie sur une orbite quasi-Képlérienne, laquelle ensuite les rapproche vers un deuxième périastre beaucoup plus serré et rapidement fusionnel.

Par ailleurs, une simulation à la fois gravitationnelle et à flambée d'étoiles a été réalisée par Springel & Hernquist (2005). La figure 37 montre bien une première flambée d'étoiles de faible intensité qui se déclenche approximativement lors du premier passage au périastre. Ce que nous qualifierons désormais *«interactivation primaire»* produit une flambée d'étoiles d'intensité modérée avec une évolution caractéristique du taux de formation d'étoiles (SFR). Gravitationnellement, les deux galaxies gardent leur identité avec notamment des noyaux bien définis, la principale modification étant la dispersion de bras en antennes. La deuxième approche est beaucoup plus intense pour la flambée d'étoiles comme pour la morphologie. Les galaxies ne se re-séparent pratiquement plus et fusionnent avec des orbites réparties un peu dans tous les plans[76].

[75] La *«friction dynamique»* qui, ici, transforme l'énergie orbitale du couple de galaxies en agitation interne a été étudiée par Chandrasekhar (1943a,b,c).

[76] tout en laissant subsister durablement des courants d'étoiles.

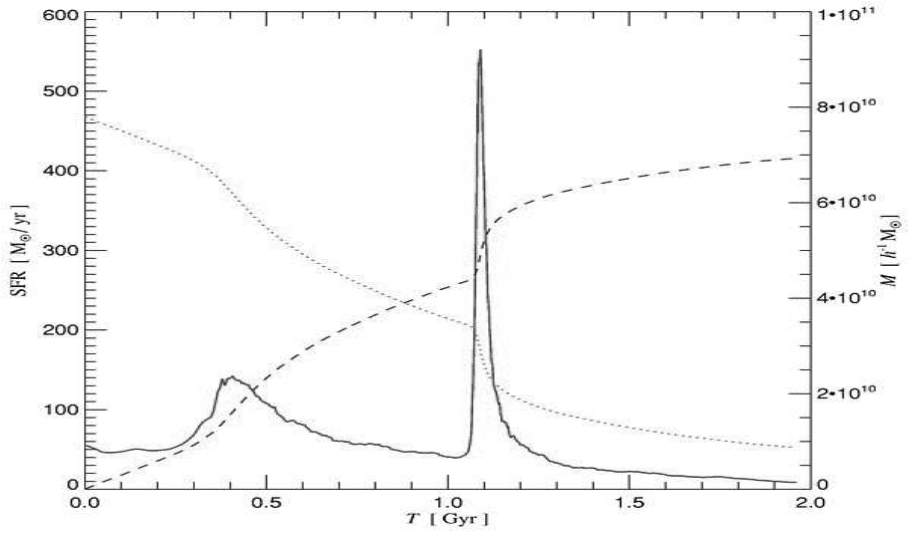


FIG. 37 – Simulation de Springel et Hernquist du taux de formation d'étoiles dans l'interaction de deux spirales. On distingue bien la première flambée progressive de la deuxième plus intense et brève qui marque le début de la fusion. Figure reproduite de Springel & Hernquist (2005).

Une modélisation simple a été mise en œuvre à Montpellier (Delaye & Pépin 2005, stage en L1 au GRAAL) avec une orbite Képlerienne entre la première et la deuxième approche des galaxies et avec une évolution de la flambée d'étoiles (SFR) similaire à celle de la simulation de Springel & Hernquist (2005) que ces auteurs nous ont aimablement communiquée. Différents paramètres orbitaux et masses ont été essayés. Un facteur de dilatation temporelle de la courbe SFR(t) a également été introduit en paramètre. Des combinaisons de ces paramètres (masses, paramètres orbitaux, facteur d'allongement de la flambée d'étoiles primaire) ont été essayées pour reproduire au mieux (et avec les mêmes critères de sélection comme la différence de vitesse) la distribution des séparations projetées des candidates interactives du 2dFGRS (figure 36). Cette étude semblerait favoriser pour ces candidates interactives des galaxies massives ($M_1 + M_2 \sim 10^{12}$ $M_\odot$) et avec des flambées d'étoiles plus longues (d'un facteur 2 à 3). Ce résultat resterait à confirmer par une modélisation plus complète.

C'est peut-être un intérêt supplémentaire de l'observation de ces galaxies interactives : leur statistique devrait permettre d'affiner les modèles de flambées d'étoiles.

Plus récemment la recherche a été reprise à Montpellier sur le SDSS (Fourmanoit 2006, stage de M1 au GRAAL) et a permis de retrouver cette population (fig. 38) avec des critères semblables sauf l'adjonction d'un critère de couleur supplémentaire.

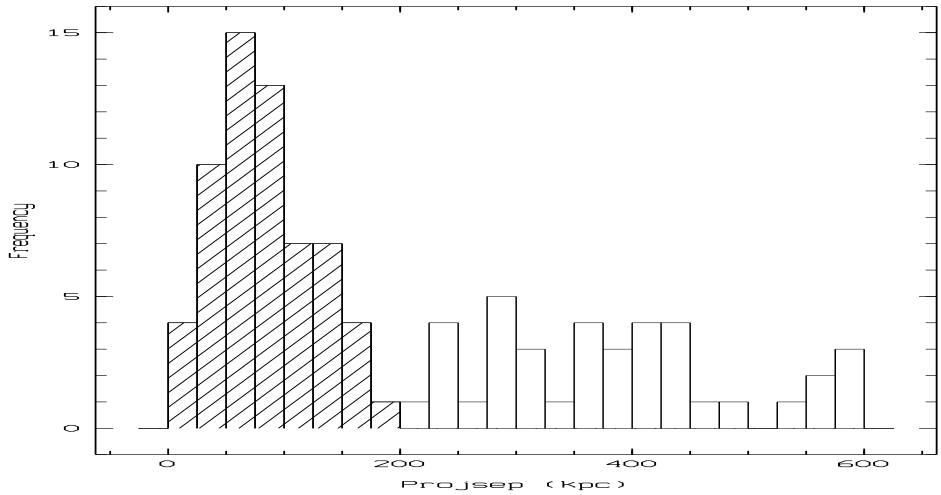


FIG. 38 – Sélection des candidats galaxies interactives du SDSS. Critères retenus : les mêmes qu'avec le 2dFGRS pour les différences de magnitudes (< 2) et de vitesses radiales (< 75 km s^{-1}). Nombre de raies d'émission supérieur à 9 et indice de couleur : $U - R < 1,3$. Les séparations projetées ont été calculées avec le modèle concordance et h=0,7. Figure reproduite de Fourmanoit (2006).

2

Échantillons synthétiques et problème inverse

Sommaire

2.1 Synthèse de population 135
2.2 Méthode de Levenberg-Marquardt 136
2.3 Résultats 138

2.1 Synthèse de population

La production des échantillons synthétiques est basée sur l'hypothèse que la distribution des séparations projetées lorsque les deux galaxies sont *interactivées* est peu dépendante de l'évolution cosmique. L'idée sous-jacente est que dans le phénomène d'interactivation c'est l'interaction gravitationnelle qui est le moteur à la fois du mouvement orbital des centres des deux galaxies qui constituent la longueur étalon et celui du déclenchement des flambées d'étoiles. On peut ainsi a priori penser que des paramètres comme la métallicité qui dépend du temps cosmique (et qui peut influer sur l'intensité des flambées d'étoiles) ont peu d'influence sur les propriété géométriques et cinématiques de l'interactivation. L'échantillon réel *local* extrait du 2dFGRS peut être alors artificiellement reproduit (dans ses propriétés statistiques lissées) et replacé à diverses distances pour simuler ce que pourrait produire un relevé plus profond ($z \leq 3$).

En raison de la parenté évidente entre quasars et interactivation, nous avons choisi de générer les échantillons synthétiques avec une distribution en distance calquée sur celle d'un échantillon de quasars réels. C'est le (*«Two degree Field Quasar Redshift Survey»*) (Croom, Smith, Boyle, Shanks, Miller, Outram, & Loaring 2004) qui a été choisi. La figure 39 montre sa distribution en décalage spectral.

Afin d'évaluer l'inhomogénéité des performances de la méthode dans le champ

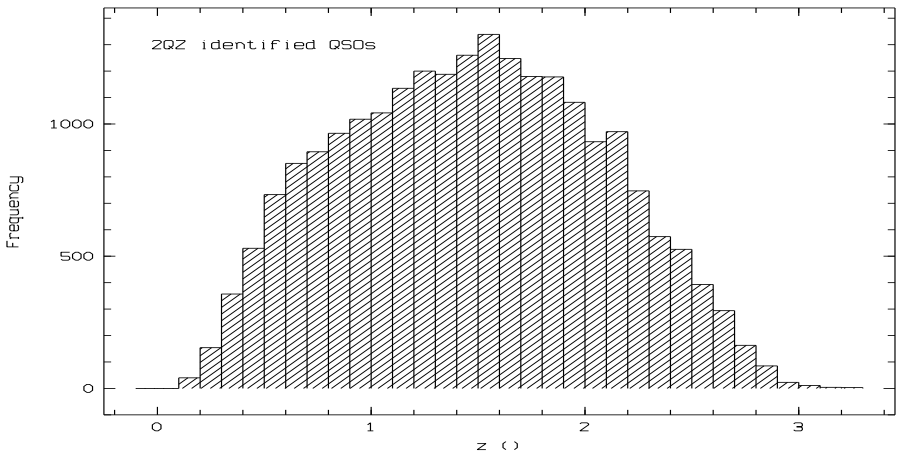


FIG. 39 – La distribution des décalages spectraux des objets du 2QZ (Two de-free Field Quasar Redshift Survey) avec label «QSO ». Figure reproduite de Reboul & Cordoni 2006.

des valeurs plausibles de $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$, les échantillons ont été synthétisés dans 4 univers FL (4 couples $\Omega_{m\circ}$, $\Omega_{\Lambda\circ}$) :

- 1,0 et 0,0 (le modèle «Einstein - de Sitter»)
- 0,3 et 0,0 (correspondant aux estimations de densité de matière mais sans Λ)
- 0,3 et 0,7 (le modèle «concordance» depuis 1998)
- 0,1 et 0,9 (un modèle spatialement plat mais avec peu de masse cachée).

En résumé les échantillons synthétiques ont été générés avec :

- une séparation réelle aléatoire Poissonienne d'espérance mathématique (et donc de variance) $134,1$ $(0,7/h_\circ)$ kpc
- une direction aléatoire (et donc un $\cos i$ aléatoire uniforme sur [0,1])
- un décalage spectral tiré aléatoirement (avec remise) parmi les quasars du 2QZ
- avec les quatre combinaisons de $(\Omega_{m\circ},\ \Omega_{\Lambda\circ})$ citées plus haut.

La simulation porte donc uniquement sur les propriétés statistiques de la séparation linéaire des paires de galaxies interactives et ces propriétés sont déduites des 45 candidats paires interactives extraites du 2dFGRS.

2.2 Méthode de Levenberg-Marquardt

Le problème inverse posé consiste à retrouver la combinaison de paramètres $(\Omega_{m\circ},\ \Omega_{\Lambda\circ})$ qui rendent la plus vraisemblable le diagramme $\theta \longleftrightarrow z$ d'un échantillon synthétique (en attendant de l'appliquer à un échantillon réel).

Pour ce problème essentiellement non-linéaire et pour lequel une dégénérescence partielle était attendue, le choix s'est porté sur la méthode d'inversion de Levenberg-

Marquardt en raison de sa réputation de robustesse. Cette méthode itérative utilise les dérivées partielles de la fonction (ici $\theta(z)$) par rapport aux paramètres que l'on veut ajuster (ici $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$) ou, ce qui est équivalent, $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{k\circ}$ puisque dans l'univers à $z < 3$ concerné, $\Omega_r \ll 1$ et qu'en conséquence $\Omega_{m\circ} + \Omega_{\Lambda\circ} + \Omega_{k\circ} \approx 1$.

En définissant la fonction

$$F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x) \stackrel{déf}{=} \left[\Omega_{m\circ}(1+x)^3 + \Omega_{k\circ}(1+x)^2 + 1 - \Omega_{m\circ} - \Omega_{k\circ}\right] \tag{45}$$

les dérivées de la distance métrique d_m par rapport aux paramètres $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{k\circ}$ sont (d_{m-}, $d_{m\circ}$ et d_{m+} pour les courbures spatiales respectivement négatives, nulle et positives) :

$$\frac{\partial d_{m-}}{\partial \Omega_{m\circ}} = -\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ}\left\{\int_0^z \left[(1+x)^3 - 1\right]\left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{3}{2}} dx\right\} \times \cosh\left\{\sqrt{\Omega_{k\circ}}\int_0^z \left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{1}{2}} dx\right\} \tag{46}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial d_{m-}}{\partial \Omega_{k\circ}} &= -\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ}\Omega_{k\circ}^{-\frac{3}{2}}\sinh\left\{\sqrt{\Omega_{k\circ}}\int_0^z \left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{1}{2}} dx\right\} \\ &+\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ}\Omega_{k\circ}^{-1}\left\{\int_0^z \left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{1}{2}} dx\right\}\cosh\left\{\sqrt{\Omega_{k\circ}}\int_0^z \left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{1}{2}} dx\right\} \\ &-\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ}\left\{\int_0^z \left[(1+x)^2 - 1\right]\left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{3}{2}} dx\right\} \\ &\times \cosh\left\{\sqrt{\Omega_{k\circ}}\int_0^z \left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{1}{2}} dx\right\}\end{aligned} \tag{47}$$

$$\frac{d\ d_{m\circ}}{d\Omega_{m\circ}} = -\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ}\int_0^z \left[(1+x)^3 - 1\right]\left[F(\Omega_{m\circ}, 0, x)\right]^{-\frac{3}{2}} dx \tag{48}$$

$$\frac{\partial d_{m+}}{\partial \Omega_{m\circ}} = -\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ}\left\{\int_0^z \left[(1+x)^3 - 1\right]\left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{3}{2}} dx\right\} \times \cos\left\{\sqrt{\mid \Omega_{k\circ} \mid}\int_0^z \left[F(\Omega_{m\circ}, \Omega_{k\circ}, x)\right]^{-\frac{1}{2}} dx\right\} \tag{49}$$

$$\frac{\partial d_{m+}}{\partial \Omega_{k\circ}} = -\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ} \mid \Omega_{k\circ} \mid^{-\frac{3}{2}} \sin\left\{\sqrt{\mid \Omega_{k\circ} \mid}\int_0^z [F(\Omega_{m\circ},\Omega_{k\circ},x)]^{-\frac{1}{2}}\,dx\right\}$$
$$+\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ}\Omega_{k\circ}^{-1}\left\{\int_0^z [F(\Omega_{m\circ},\Omega_{k\circ},x)]^{-\frac{1}{2}}\,dx\right\}\cos\left\{\sqrt{\mid \Omega_{k\circ} \mid}\int_0^z [F(\Omega_{m\circ},\Omega_{k\circ},x)]^{-\frac{1}{2}}\,dx\right\}$$
$$-\frac{1}{2}\frac{c}{H_\circ}\left\{\int_0^z [(1+x)^2-1]\,[F(\Omega_{m\circ},\Omega_{k\circ},x)]^{-\frac{3}{2}}\,dx\right\}$$
$$\times\cos\left\{\sqrt{\mid \Omega_{k\circ} \mid}\int_0^z [F(\Omega_{m\circ},\Omega_{k\circ},x)]^{-\frac{1}{2}}\,dx\right\} \tag{50}$$

La relation (34) permet d'en déduire les dérivées de θ par rapport aux paramètres $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{k\circ}$. Le cas particulier $\Omega_k = 0$ est en soi de mesure nulle dans le champ des valeurs possibles du couple $\Omega_{m\circ}$, $\Omega_{\Lambda\circ}$. Dans le code il a fallu évidemment donner une certaine *largeur* à cette ligne : pour $\mid \Omega_{k\circ} \mid \leq 0,02$ ce sont les expressions des dérivées partielles avec $d_{m\circ}$ qui ont été utilisées.

De même que pour la génération des nombres aléatoires, nous avons utilisé pour l'inversion par la méthode de Levenberg-Marquardt les codes contenus dans Numerical Recipes (Press et al. 1992, Teukolsky et al. 1993,).

2.3 Résultats

La figure 40 montre un exemple de résultats obtenus avec des échantillons de 1000 paires interactives. Pour obtenir des courbes d'isoconfiances assez régulières il a été nécessaire de générer 10^5 échantillons de 1000 paires pour chaque modèle d'univers.

On constate sur ce diagramme une dégénérescence partielle qui était attendue. La pente (ici presque verticale) des allongements dépend en fait de la distribution des décalages spectraux.

Pour déterminer simplement les incertitudes sur chacun des paramètres, nous avons ainsi repris des simulations avec des échantillons moins nombreux mais dont la cardinalité allait de 10^2 à 10^6. La figure 41 montre le résultat.

Les écarts-types montrent une décroissance normale en $\sigma \propto 1/\sqrt{N_{paires}}$.

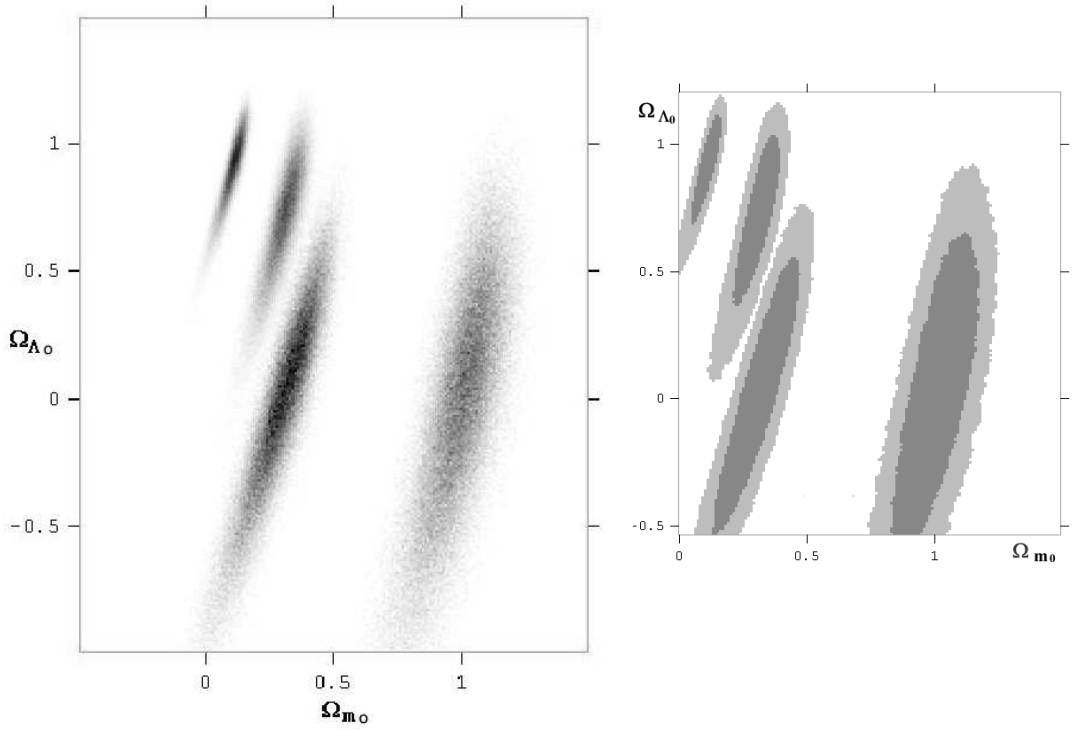


FIG. 40 – Densité de probabilité normalisée dans le champ $\Omega_{m\circ}$, $\Omega_{\Lambda\circ}$ avec un échantillon de 1000 galaxies interactives pour quatre cosmos FL : ($\Omega_{m\circ}$, $\Omega_{\Lambda\circ}$) =(0,1, 0,9), (0,3, 0,7), (0,3, 0,0) et (1,0, 0,0). À gauche en niveaux de gris. À droite les niveaux de confiance supérieurs à 68% et 95% apparaissent respectivement en gris clair et gris foncé . Figure de droite reproduite de Reboul & Cordoni (2006).

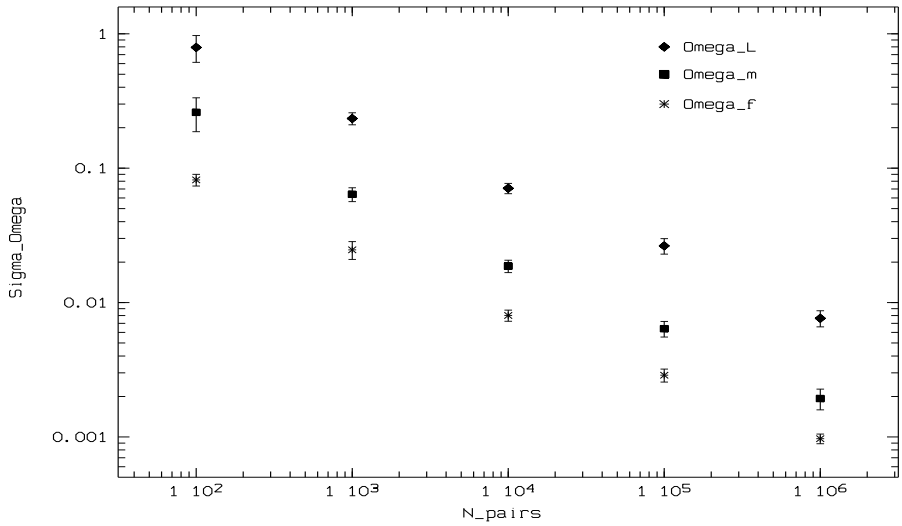


FIG. 41 – Précision (interne) de la méthode sur $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$. Ω_F désigne la précision sur $\Omega_{m\circ}$ et $\Omega_{\Lambda\circ}$ si l'on force la condition $\Omega_{m\circ} + \Omega_{\Lambda\circ} = 1$. Figure reproduite de Reboul & Cordoni 2006.

3

Les galaxies interactives dans le cosmos

Sommaire

3.1 Dénombrement 141
3.2 Contraintes observationnelles 143
3.3 Inhomogénéités 144
3.4 Perspectives 145

Quelle est la population des galaxies interactives dans le cosmos et quelles sont les paramètres observationnels prévisibles de ces objets ?

3.1 Dénombrement

On rappelle le calcul du dénombrement d'objets dans un espace-temps RW.

Pour les sources observées en O et à $t_\circ$ la surface de temps cosmique d'émission constant t_e (fig. 42) est isométrique à une 2-sphère Euclidienne de rayon $R(t_e)r$. Soit dA l'aire d'un élément de cette surface. Le volume élémentaire dV occupé par les sources qui ont émis entre t_e et $t_e + dt_e$ la lumière reçue aujourd'hui ($t_\circ$) avait pour épaisseur $dl = cdt_e$. En conséquence son volume était :

$$dV = dA\ dl = dA\ c\ dt_e\ . \tag{51}$$

En se référant à l'équation (34) on peut exprimer l'aire dA découpée par l'angle solide $d\Omega$ sur la sphère à t_e et à la distance métrique d_m :

$$dA = \frac{d\Omega\ d_m^2}{(1+z)^2} = d_A^2 d\Omega \tag{52}$$

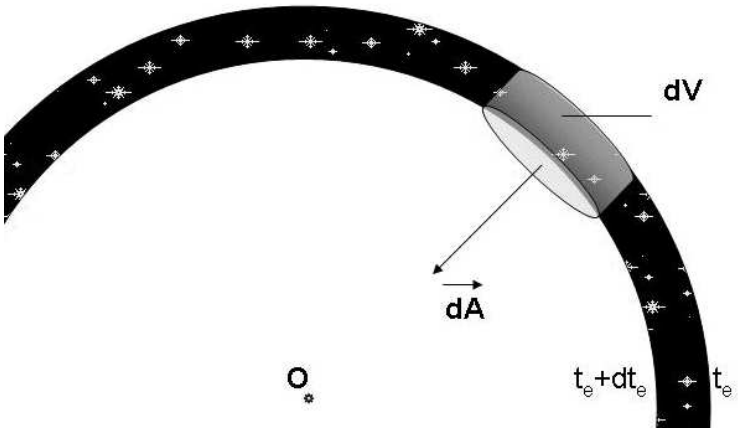


FIG. 42 – Dénombrement des sources par les instants cosmiques d'émission (ou par les décalages spectraux observés) dans un espace-temps RW.

On en déduit que le volume par stéradian entre t_e et $t_e + dt_e$ est

$$\frac{dV}{d\Omega} = d_A^2 \; dl = d_A^2 \; c \; dt_e \; . \tag{53}$$

Si $n(t_e)$ (ou $n(z_c)$) est le nombre d'objets par unité de volume au temps t_e (ou observés aujourd'hui avec z_c), le nombre de sources par stéradian dans l'intervalle $dt = dR/\dot{R}$ s'exprime :

$$dN = n(z_c) \; d_A^2 \; \frac{c}{\dot{R}} \; dR = n(z_c) \; d_A^2 \; \frac{c}{H(z_c)} \; d(\log R) \tag{54}$$

Comme $d(\log R) = d\log(1 + z_c) = dz_c/(1 + z_c)$, on obtient :

$$dN = n(z_c) \; d_A^2 \; \frac{c}{H(z_c)(1 + z_c)} \; dz_c \; . \tag{55}$$

Pour un univers ΛCDM sans courbure, les équations FL conduisent à :

$$\frac{H}{H_\circ} = \left[\Omega_{m\circ}(1 + z_c)^3 + 1 - \Omega_{m\circ}\right]^{\frac{1}{2}} \; . \tag{56}$$

Si $n(z_c) = n_\circ(1+z_c)^m$ ($m = 3$ pour une densité comobile constante des sources), leur nombre total par stéradian dans l'intervalle $[z_{c1}, z_{c2}]$ est ainsi :

$$N = n_\circ \frac{c^3}{H_\circ^3} \int_{z_{c1}}^{z_{c2}} [\Omega_{m\circ}(1 + x)^3 + 1 - \Omega_{m\circ}]^{-\frac{1}{2}} \; (1 + x)^{(m-3)} \; F^2(x) \; dx \; . \tag{57}$$

Les 45 candidates ont été trouvées dans les $\sim$ 1500 degrés carrés du 2dFGRS et dans l'intervalle de décalage spectral $[0.001, 0.108]$. Pour $m = 3$, leur fréquence volumique présente est ainsi $n_\circ \sim 9400 \; h^3$ Gpc^{-3}. Avec $h = 0.7$ elle est $n_\circ \sim 3000$ Gpc^{-3}.

Pour une première évaluation du nombre de paires interactives attendu pour un relevé allant jusqu'à $z_l \sim 3$ on peut utiliser le modèle FL «concordance». Avec $m = 3$ il y a ~ 80 paires interactives par degré carré.

Il est probable que la densité comobile des interactions augmente avec z et que $n(z_c)$ augmente ainsi plus rapidement que $(1 + z_c)^3$. Lefèvre et al. (2000) déduisent une proportion de galaxies en fusion (*"mergers"*) augmentant comme $\propto (1+z_c)^m$ avec $m = 3.2 \pm 0.6$. Lavery, Remijan, Charmandaris, Hayes, & Ring (2004) déduisent de l'étude des galaxies à anneau collisionnel du champ profond du HST un taux d'interaction-fusion avec $m = 5.2 \pm 0.7$ et éventuellement plus. Avec $m = 5$, le nombre de paires attendu jusqu'à $z_c = 3$ grimpe à ~ 700 deg^{-2}, une densité confortable pour la spectrographie multi-ouverture.

Un relevé de 12 degrés carrés pourrait ainsi fournir 1000 paires interactives (si $m = 3$). 10 000 paires serait un objectif raisonnable dans 100 degrés carrés et le nombre total de paires interactivées d'un relevé de tout le ciel pourrait dépasser les 10^7 entrées (si $m > 4$).

3.2 Contraintes observationnelles

Avec une séparation projetée de ~ 100 kpc les galaxies interactives ont une séparation angulaire $\theta_\circ$ supérieure à 10" quelque soit leur décalage spectral. La mesure de $\theta_\circ$ peut donc être précise et ne devrait pas ajouter de dispersion sensible à celle qui est intrinsèque au phénomène d'interactivation. Quant au décalage spectral sa mesure sans biais ne semble pas difficile, même à faible résolution, puisque ces objets présentent de fortes raies d'émission.

La pré-sélection des *«interactivations primaires»* semble réalisable avec l'imagerie à grand champ qui donne accès à des paramètres comme : couleurs, magnitudes, séparations angulaires et morphologie. La première approche des deux galaxies préserve en effet la géométrie à symétrie centrale de chacun des partenaires (contrairement au deuxième et pré fusionnel périastre).

Une spectrographie longue-fente ou multi-fente à basse dispersion (et à bas rapport signal/bruit) peut suffire pour caractériser et classifier les flambées d'étoiles et mesurer les décalages spectraux. La spectrographie intégrale de champ (spectro 3D) qui fournit entre autres les champs de vitesses serait un complément utile pour améliorer la qualité des critères de classification (permettant de définir des populations à plus faible dispersion de séparation).

Mais la principale difficulté observationnelle est la relative faiblesse des luminosités des interactivations primaires face aux possibilités spectrographiques des télescopes actuels. Sans K-correction ni extinction, le module de distance est donné par la relation : $m - M = -5 + 5 \log d_L$, avec $d_L = d_m(1 + z)$.

Les plus lumineuses des 45 candidates de l'échantillon extrait du 2dFGRS atteindraient la magnitude $V = 26$ si elles étaient à $z = 3$ dans un modèle FL concordance (près de $V = 28$ pour la moyenne des luminosités !). On notera toutefois que le maximum de la distribution des décalages (ceux du 2QZ) est à $z \sim 1,6$ pour lequel les plus brillantes candidates auraient la magnitude $V = 24,6$ (et $V = 26$ pour la moyenne des luminosités).

Si la K-correction et l'extinction augmenteraient ces estimations de magnitude, ces deux effets pourraient être largement compensés par l'augmentation des intensités des flambées d'étoiles avec le décalage spectral : il y a, a priori, plus de gaz dans les galaxies lorsqu'elle sont (vues) plus jeunes et la loi de Schmidt (1959) qui relie de taux de formation d'étoiles à la densité du gaz semble établir cela.

Même si elles concernent préférentiellement les flambées secondaires (pré-fusionnelles), beaucoup d'études dans divers domaines de longueur d'onde (Mihos & Hernquist 1994; Steidel, Adelberger, Giavalisco, Dickinson, & Pettini 1999. Elbaz 2004) concluent à une croissance rapide d'un facteur ~ 10 du SFR entre $z = 0$ et $z = 1$ suivie d'un niveau quasi constant entre $z = 1$ et $z = 3$.

Restreindre la sélection à des paires *équilibrées* ($|B_1 - B_2| < 1$) favoriserait probablement les flambées plus lumineuses.

Parallèlement les progrès dans la modélisation des interactivations devraient produire des diagnostics permettant de classifier plus finement. Dans chaque classe d'interactivation une plus faible dispersion des séparations linéaires (et donc projetées) conduirait à une meilleure précision sur les estimations des paramètres de densité $\Omega_{i\circ}$. La comparaison des résultats donnés par chaque classe donnerait également un test de qualité de la relation $\theta \longleftrightarrow z$ des galaxies interactives.

Enfin cette méthode pourrait peut-être être appliquée à des objets beaucoup plus brillants comme des galaxies de Seyfert interactives (s'il pouvait être établi qu'elles ont aussi une distribution de distance caractéristique).

3.3 Inhomogénéités

Notre cosmos n'est plus, à petite échelle, la réalisation d'un modèle FL. Et la présence des inhomogénéités modifie la relation $\theta_\circ \longleftrightarrow z_c$ des longueurs-étalons. Mathématiquement le problème est difficile.

Il a été étudié il y a longtemps (Dashveski & Zeldovich 1965; Dyer & Roeder 1972). Hadrovic & Binney (1997) ont utilisé les méthodes des lentilles gravitationnelles pour évaluer les biais induits. Celui sur $q_\circ$ serait -0.17 ± 0.4 mais ils ont

montré que les grands standards de longueurs sont beaucoup moins biaisés.

Demianski, de Ritis, Marino, & Piedipalumbo (2003) ont déduit les solutions exactes de $\theta_\circ(z)$ pour quelques cas de modèles inhomogènes avec Λ et, plus généralement, des solutions approchées pour $z < 10$.

De ces différents travaux on peut retenir que les galaxies *primo-interactives* en tant qu'*hectokiloparsecs-étalons* sont beaucoup moins sensibles (pour leur relation observationnelle $\theta \longleftrightarrow z$) aux inhomogénéités de l'univers actuel que les structures radio ultra-compactes de la taille du parsec qui ont souvent été utilisées.

Enfin la mise en œuvre de la méthode des galaxies interactives commence par une imagerie grand champ. La détection de possibles galaxies interposées sur la ligne de visée est donc aisée et l'échantillon peut être limité aux objets dont l'espace-temps interposé est peu perturbé.

3.4 Perspectives

Cette méthode de détermination des paramètres cosmologiques a pour originalité d'être basée sur l'interaction mutuelle de deux entités qui constituent les deux extrémités de l'étalon de longueur proposé.

La qualification de la méthode qui a été présentée est purement statistique. L'évaluation d'effets systématiques (dépendance en z) reste à établir mais l'étude de la population locale a montré que cet étalon de longueur se dégageait de grands relevés de galaxies dont les paramètres physiques sont très divers, comme si l'«interactivation» était un phénomène très sélectif.

Des sondages profonds devraient permettre d'affiner les critères de sélection des paires interactives pour ensuite pouvoir extraire des échantillons d'étalons de longueur les moins variables et dispersés possibles.

A

Publications I

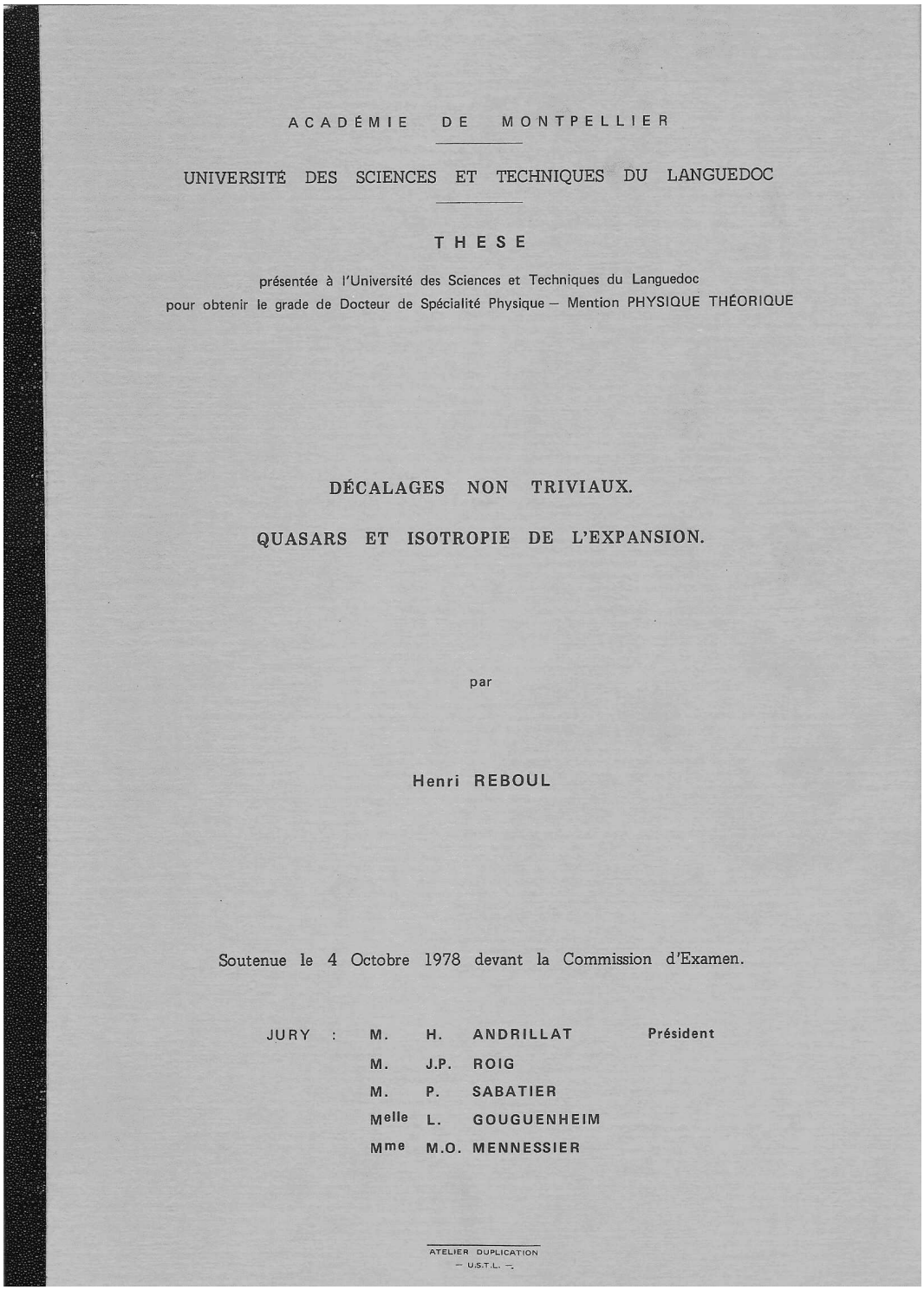
La démarche résumée dans ce rapport s'étend sur plus d'un quart de siècle. Les publications qui l'ont concrétisée portent la marque de leur temps non seulement dans leur contenu mais aussi dans leur forme.

Par ailleurs il y a bien évidemment dans ces «papiers» beaucoup plus de précisions et de graphiques que ce qui a été inclus dans ce rapport.

Mais, bien que modeste, le contenu de ces éditions doublerait le volume de ce mémoire. La plupart sont électroniquement accessibles. Le choix a été fait de reproduire seulement – mais à partir de tirages papier d'époque – les premières pages des principales contributions

Cette première liste concerne les publications parues entre 1978 et 1987.

Y sont jointes des publications non directement liées au sujet de la thèse : ouvrages sur la théorie de l'observation et contributions à la préparation de la mission HIPPARCOS.



ACADÉMIE DE MONTPELLIER

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THESE

présentée à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc
pour obtenir le grade de Docteur de Spécialité Physique – Mention PHYSIQUE THÉORIQUE

DÉCALAGES NON TRIVIAUX.

QUASARS ET ISOTROPIE DE L'EXPANSION.

par

Henri REBOUL

Soutenue le 4 Octobre 1978 devant la Commission d'Examen.

JURY : M. H. ANDRILLAT Président
M. J.P. ROIG
M. P. SABATIER
Melle L. GOUGUENHEIM
Mme M.O. MENNESSIER

ATELIER DUPLICATION
– U.S.T.L. –

FIG. 1 – 1978. Thèse de spécialité

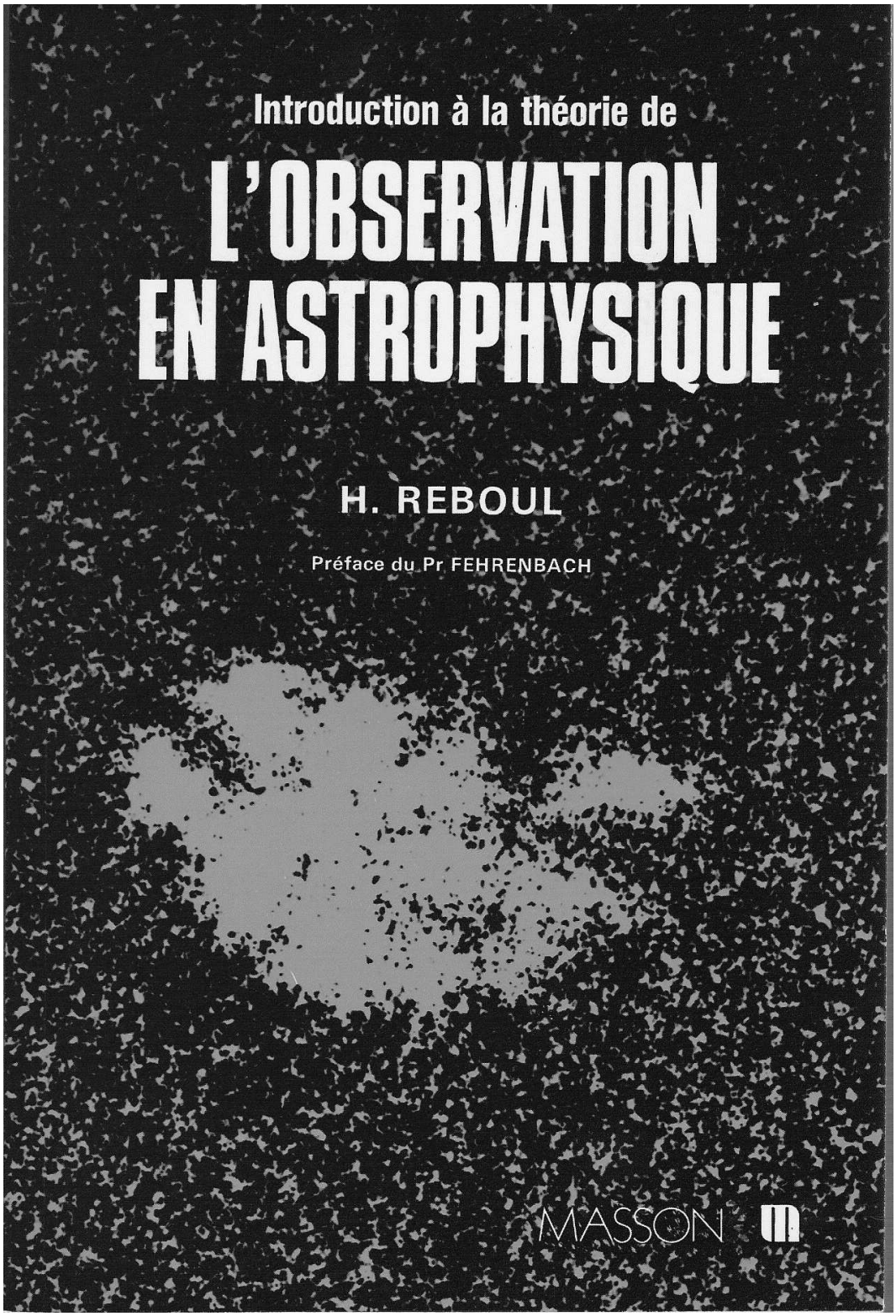


FIG. 2 – 1978. Livre de 160 pages chez Masson. ISBN 2-225-63580-3

C. R. Acad. Sc. Paris, t. 288 (26 février 1979) Série B — 139

ASTROPHYSIQUE THÉORIQUE. — *Possibilités d'utilisation de modules de Hubble généralisés dans l'étude à très grande échelle de l'homogénéité et de l'isotropie de l'expansion.* Note (*) de **Jean-Pierre Cordoni** et **Henri Reboul,** présentée par Jean-Claude Pecker.

On définit des modules de Hubble généralisés aux modèles cosmologiques de Friedmann et de Hoyle. On montre leur intérêt dans l'étude à très grande échelle de l'expansion de l'Univers.

Generalized Hubble Moduli are built up for Hoyle and Friedmann models. Large scale studies on Hubble law are suggested through the use of those moduli.

Un module de Hubble classique, HM, a été défini et utilisé par Rubin, Ford et Rubin [3] :

$$\text{HM} = \log c.z - 0{,}2\ m = \log \text{H}_0 - 0{,}2\ \text{M} - 5, \tag{1}$$

c est la vitesse de la lumière, H_0 la valeur actuelle de la constante de Hubble, m et M les magnitudes apparente et absolue d'un astre, z son décalage spectral.

Les principales caractéristiques de ce module sont :

(*a*) il peut être obtenu à partir des observations;

(*b*) il est fonction de la seule luminosité intrinsèque (si H_0 est spatialement constante).

La propriété (*b*) montre que ce module peut être utilisé pour étudier l'homogénéité et l'isotropie de Ho si on peut sélectionner des échantillons d'objets ayant des luminosités intrinsèques, non obligatoirement connues, mais faiblement dispersées.

Il paraît ainsi utile de généraliser ces modules aux très grandes distances en tenant compte des effets cosmologiques. Nous nous limitons aux modèles de Friedmann et à celui de Hoyle.

La métrique de Robertson :

$$ds^2 = -\text{R}^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2)\right] + c^2\, dt^2, \tag{2}$$

conduit à la relation :

$$\text{R}_0.r = \frac{c.z}{\text{H}_0}, \tag{3}$$

pour le modèle de Hoyle et à la relation de Mattig [2] :

$$\text{R}_0\, r = \frac{c}{\text{H}_0.{q_0}^2(1+z)}\{q_0.z + (q_0-1)[(1+2\,q_0.z)^{1/2}-1]\}, \tag{4}$$

pour les modèles de Friedmann.

R_0 est la valeur actuelle du facteur d'échelle de la métrique, r la coordonnée radiale de l'objet et q_0 le paramètre de décélération.

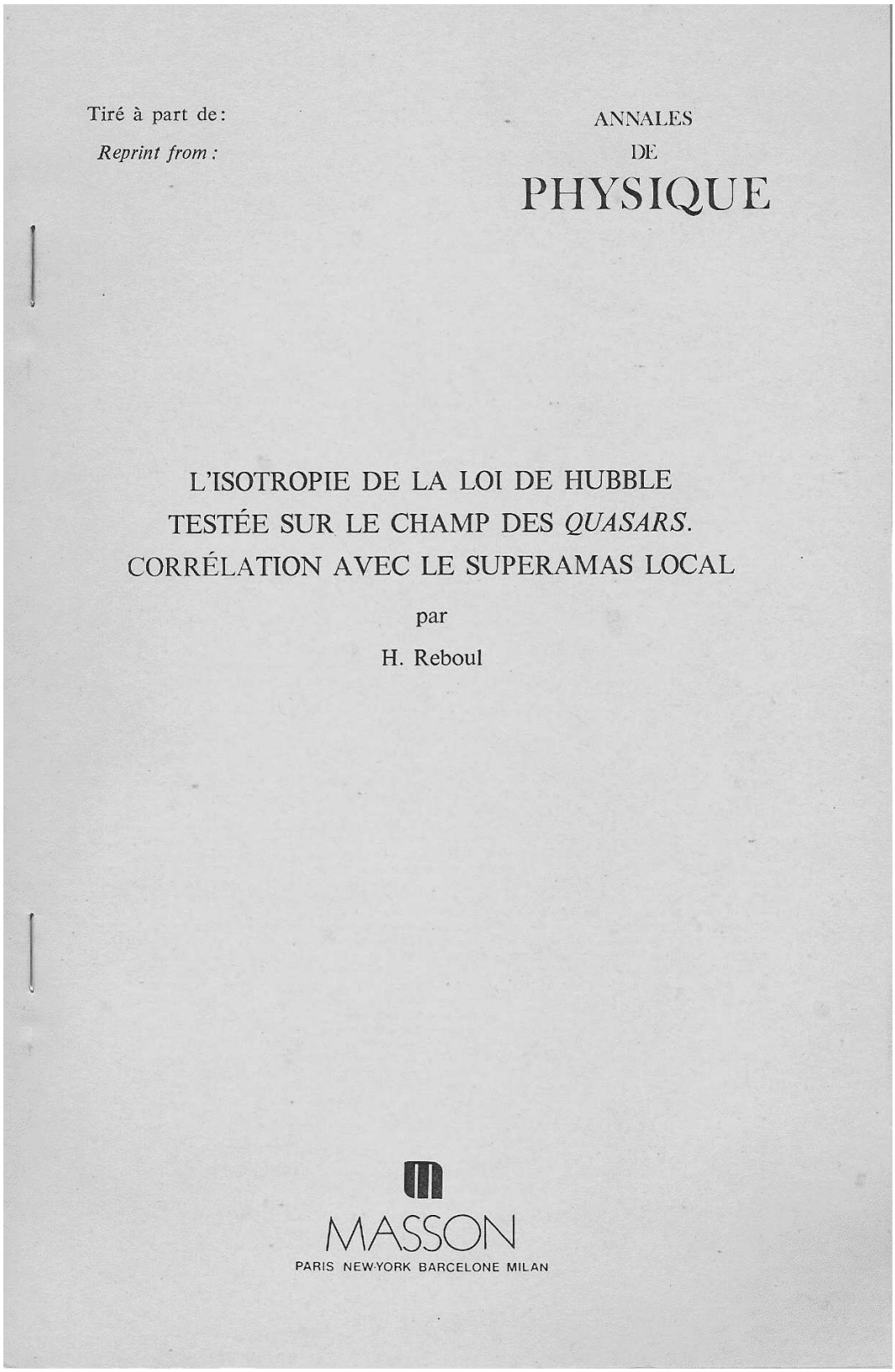
En rappelant la relation de Robertson [2] entre luminosité intrinsèque L et éclat bolométrique E_b :

$$\text{E}_b = \frac{\text{L}}{4\pi \text{R}_0^2 r^2 (1+z)^2}, \tag{5}$$

il est possible de définir des modules de Hubble généralisés HM* sous la forme

$$\text{HM}^* = \log[c.\text{F}(z)] - 0{,}2\ m, \tag{6}$$

FIG. 3 – 1979 - CRASP



Tiré à part de:
Reprint from :

ANNALES
DE
PHYSIQUE

L'ISOTROPIE DE LA LOI DE HUBBLE
TESTÉE SUR LE CHAMP DES *QUASARS*.
CORRÉLATION AVEC LE SUPERAMAS LOCAL

par

H. Reboul

MASSON
PARIS NEW-YORK BARCELONE MILAN

FIG. 4 – 1979. Communication présentée au colloque "'Astronomie extragalatique - rencontres Sol-Espace"' I.A.P. Paris, 11-13 déc. 1978

Astron. Astrophys. 89, 272–281 (1980)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

Quasars, Isotropy of H_0 and the Local Supercluster of Galaxies

H. J. Reboul

Laboratoire d'Astronomie, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, F-34060 Montpellier-Cedex, France

Received May 3; accepted December 5, 1979

Summary. A method is described and applied to test the isotropy of H_0 on a sample of quasars ($0.2 \leqq z \leqq 3.5$). Quasars are selected by their radio index ($-\alpha \geqq 0.7$ or $|\alpha| \leqq 0.3$). Generalized Hubble moduli HM* are computed for each object taking into account q_0, colour, galactic extinction and *K*-correction. HM* is then an individual measure of H_0.

A systematic search for hemispheric anisotropy does not detect departures from isotropy at 50% level of confidence. Upper limits for a possible hemispheric anisotropy of H_0 at very large distances are +34% and −25%. No smaller scale anisotropy is revealed.

Further study seems to show that HM* is minimum through the disk and in the general direction of the centre of the Local Supercluster. This could be a sign of supergalactic extinction. Such an extinction had already been suggested from studies of colour excess of galaxies but is controversial. New studies on our sample show that the dependence of HM* on supergalactic latitude is consistent with supergalactic extinction but no conclusion is drawn because of both the amount of dispersion in the data and the large value (0.8 ± 0.5 mag) which would be needed for this extinction.

Key words: quasars – Hubble Law – local supercluster

Introduction

The isotropy of the redshift-distance relation at low and medium distances and its correlation with the Local Supercluster of Galaxies (LSG) have been widely investigated (Rubin, 1951; de Vaucouleurs, 1958, 1964, 1976, 1977; de Vaucouleurs and Peters, 1968; de Vaucouleurs and Bollinger, 1979).

This problem has been extended to intermediate distances by Rubin et al. (Rubin et al., 1973, 1976) and in other phenomenological interpretations of the observed anisotropy (Jaakola et al., 1975, 1976; Le Denmat and Vigier, 1975; Karoji and Moles, 1975; Karoji and Nottale, 1976; Karoji et al., 1975a, b; Nottale, 1976; Nottale and Vigier, 1977).

The initial aim of the present study is a test of the isotropy of H_0 at very large distances using a population of quasars. At first sight, the high dispersion that quasars show – at least with the hypothesis of the cosmological nature of their redshift – suggests that such a study will be afflicted with great uncertainties and that no significant result will be found. Nevertheless, intrinsic properties of quasars can be used to select much less dispersed samples allowing cosmological statistical studies.

General Method

A simple way to test the isotropy of H_0 in a sample is to define for each object a modulus which acts as a measure of H_0 and then to study the isotropy of this modulus.

A classical Hubble modulus HM has been defined and used by Rubin et al. (1973):

$$\mathrm{HM} = \log(cz) - 0.2\,\mathrm{m} = \log \mathrm{H}_0 - 0.2\,M - 5 \qquad (1)$$

where c is the velocity of light, H_0 the Hubble constant, m and M apparent and absolute magnitudes of an object, and z its redshift. This definition is adequate for studies at $z < 0.1$. At larger redshifts, it is necessary to include cosmological models, at least to see if any observed anisotropy is model-dependent.

It has been shown elsewhere (Cordoni and Reboul, 1979) that generalized Hubble moduli could be deduced in the case of Friedmann's models:

$$\mathrm{HM}^* = \log\{cq_0^{-2}\{q_0 z + (q_0 - 1)[(1 + 2q_0 z)^{1/2} - 1]\}\} - 0.2\,m$$
$$= \log \mathrm{H}_0 - 0.2\,M - 5. \qquad (2)$$

These HM* offer all the properties of the classical HM, but they require a choice for q_0.

All the following experiments were done with four values for q_0: 0, 0.2, 0.5, and 1. The steady-state Hoyle's model ($q_0 = -1$) for which $\mathrm{HM}^* = \log\{cz(1+z)\} - 0.2\,m$ (3), has been added for comparison.

Hypotheses and Tests

The fundamental hypotheses of the present work are as follows:

(i) the redshifts of quasars are mainly cosmological

(ii) a Friedmann's model is a good first order approximation for the Universe.

The hypotheses to be tested are:

(i) (phenomenological) H_0 is isotropic

(ii) (statistical) HM* is a Gaussian isotropic parameter.

We call $\boldsymbol{H}$ the phenomenological hypothesis and $\boldsymbol{H}'$ the statistical one (our model).

In keeping with the method above, we shall start testing $\neg\boldsymbol{H}'$, i.e., "Is $\boldsymbol{H}'$ wrong?". If we get a negative answer, we will then try to set an upper limit for a possible anisotropy.

There lies the "*a priori*" part of our statistical study. We reserve the opportunity to look at other hypotheses which could match "*a posteriori*" features of our analysis, but without any claim to the objectivity of the first study.

FIG. 5 – 1980. AaA

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

JULY 1981, PAGE 129

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **45**, 129-144 (1981)

Untrivial redshifts : a bibliographical catalogue

H. J. Reboul

Laboratoire d'Astronomie, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier, France

Received October 31, accepted December 11, 1980

Summary. — We present 780 coded references covering 70 years in the problem of *anomalous* — hereafter *untrivial* (NT) — redshifts (Z).

An arbitrary definition is primarily settled for *trivial* Z and *classical* theories. 17 classes of untrivial redshifts (NTZ) (part 1) and 19 classes of *unclassical* theories (part 2) are investigated in that frame.

Part 3 is the coded catalogue of references. Each paper has a three-digit hexadecimal number in addition to its serial number. That code and the place of the reference in parts 1 or 2 must help the reader to outline a profile for each paper.

Covering stopped at mid-78. An extension to mid-80 has been added for the most observational parts of the study : That extension, when present, is clearly announced in each class by a star (*).

A more elaborated french text (parts 1 and 2) is available on simple request from the author.

Key words : redshifts — untrivial — catalogue.

Introduction. — The interpretation of redshifts has been one of the most controversed subjects in Astronomy during the seventies.

Nevertheless the question of *anomalous redshifts* is actually seventy years old.

As the numerous argumentations on this subject are connected with a wide range of scopes, a classified catalogue of the related papers appeared useful.

This study involved the arbitrary choice of a criterion of anomaly or-to avoid a prejudice — of « untriviality » and, as a consequence, the arbitrary definition of a set of theories labelled as *classical*.

We arbitrarily define as *trivial* a redshift which can be easily explained by a combination of the three following effects : Doppler, Schwarzschild, Friedmann.

Those three effects presently are the only sources of clean redshifts (without diffusion and unrelated to frequency) to be widely accepted (save for the Friedman models which are an additional choice).

We define as *classical* :

— the theories which are widely accepted as ascertained by laboratory experiments,
— the three effects above-mentioned,
— the consequences of the three effects : relativistic effects, black holes, Big Bang...

The explicited choice is a frame of work and not the obvious author's own answer to the problem of redshifts : as a frame of work it is not very surprising if it coincides with that of the *center of mass* of the present thoughts in our astronomical community.

Part 1 displays 17 classes of untrivial redshifts (NTZ).
Part 2 is a compilation of 19 classes of *unclassical* theories.

Part 3 is the proper bibliography. Each reference has two numbers : a serial number (called in parts 1 and 2) and a code number (3-digit hexadecimal).

The search and the working out of that catalogue took its place in the years 74 to 78. Covering stopped at mid-78. A lengthening has been performed at mid-80. It acts on the only most observational aspects of the question. This lengthening is, when present, announced by a star (*) in the class or sub-class of parts 1 and 2.

There is no pretension to exhaustivity in the first part and even less in the second one : unclassical theories often are published in non-astronomical journals which have been explored less systematically.

The frontiers of the subject moreover remain blurred in spite of the arbitrary definition of the frame and the selection or reject of a paper has been sometimes depending on a subjective choice.

Two papers (224, 674) (*) which include more than 200 references each brought a substantial help to this work chiefly in the range of elder articles.

Un texte français de 50 pages constituant une présentation plus détaillée du sujet (parties 1 et 2) est disponible, sur simple demande auprès de l'auteur.

1. Untrivial redshifts (NTZ) in the frame of classical theories. — 1.1 NTZ AT THE SUN SURFACE. — First cases (639, 679). Following (226, 679, 506, 637, 638, 655, 343, 459, 682, 652). Classical explanations (143, 347, 676, 661, 654, 288, 713, 714).

1.2 NTZ OF RADIATIONS GRAZING MASSIVE BODIES. — First case (678). Following (643, 659, 677). Classical explanations (144, 648).

(*) Serial number in the bibliography (part 3).

FIG. 6 – 1981. AaAS

Astron. Astrophys. 108, 85–88 (1982)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

New Study on Quasars and Isotropy of H_0

H. J. Reboul

Laboratoire d'Astronomie, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, F-34060 Montpellier, France

Received June 15, accepted December 11, 1981

Summary. A first sample of 132 quasars selected by means of their radio spectral index had lead (Reboul, 1980) to an upper limit to the dipole component of a generalized Hubble modulus HM* and had – a posteriori – revealed that HM* appeared to be at a minimum in the general direction of the Virgo Cluster.

A new and independent sample of 334 quasars has been selected by means of the same criteria. Its study gives two main results:

1. A better limit to any dipole component of HM* which, translated in H_0, is: $H_0(-20\%; +25\%)$.

2. A confirmation of the – now a priori – tested hypothesis: HM* minimum (~ -0.1) in the general direction of the Virgo Cluster at the 0.95 level of confidence.

While (1) seems, for the moment, without cosmological significance, we discuss the possible explanations of (2) and in particular:

an undetected selection bias or systematic errors in the measures,

an extinction by dust (or even gas) through the patchy and expanding world of the numerous superclusters intervening on the line of sight of quasars.

Key words: quasars – cosmology – isotropy – superclusters

Introduction

A first study of the isotropy of H_0 in a sample of 132 quasars (Reboul, 1980, hereafter Paper I) had led to the following conclusions:

(i) At the 0.95 level of confidence, the limits for a possible hemispheric anisotropy of H_0: $(-25\%, +34\%)$.

(ii) The direction of the extremum anisotropy is close to that of the centre of the Local Supercluster (LSC) with the minimum of HM* in the general direction of the centre.

It was suggested, at the end of Paper I, that a new study of this problem on an independent sample could throw some light on the reality of anisotropy and on its cause.

The New Sample

We started with the 1116 measured quasars present in the Veron's catalogue on tape (Veron, 1979).

Corrections

We made a reduction to B magnitudes. The catalogue contained 325 individual measurements of $B-V$. We kept the 280 quasars which had both a $B-V$ measure and $|b| \geqq 30°$. After a sorting by increasing z, a partition by sets of 10 objects gave us a discrete relation between $B-V$ and z which is displayed in Table 1. This standard $B-V$ was then applied to the quasars without direct measure.

The K-korrections were computed, as in Paper I, after Evans and Hardt (1977). The extension of the Evans and Hardt K_B correction beyond $z=2.5$ was made through their transformation formula ($K_U \rightarrow K_B$; number 4 in their paper) for $2.5 < z < 3.4$ and by adding a slight extra-polation of K_U to obtain K_B at $z > 3.4$. Resulting K_B are summarized in Table 2.

Table 1. Mean $B-V$ computed from the Véron catalogue with quasars at $|b| \geqq 30°$ as explained in the text

< z >	< B-V >	< z >	< B-V >	< z >	< B-V >
0.122	0.33 ± 0.09	0.725	0.23 ± 0.04	1.547	0.21 ± 0.05
0.183	0.16 ± 0.07	0.822	0.41 ± 0.04	1.716	0.15 ± 0.08
0.245	0.09 ± 0.05	0.883	0.43 ± 0.06	1.826	0.37 ± 0.12
0.298	0.02 ± 0.05	0.923	0.40 ± 0.06	1.944	0.24 ± 0.08
0.339	0.06 ± 0.05	0.996	0.38 ± 0.07	2.035	0.20 ± 0.05
0.386	0.07 ± 0.07	1.057	0.38 ± 0.11	2.149	0.19 ± 0.04
0.436	0.11 ± 0.05	1.126	0.40 ± 0.05	2.338	0.17 ± 0.05
0.536	0.11 ± 0.03	1.233	0.18 ± 0.05	$2.706^{(8)}$	0.30 ± 0.06
0.584	0.25 ± 0.07	1.331	0.20 ± 0.06	$3.010^{(1)}$	0.66
0.649	0.21 ± 0.05	1.423	0.28 ± 0.05	$3.530^{(1)}$	0.80

Table 2. K_B-correction transcripted from Evans and Hart (1977) or computed as explained in the text. A star marks values computed through their translation formula $K_U \rightarrow K_B$. Two stars show values obtained through an additional extrapolation of K_U

z	K_B	z	K_B	z	K_B	z	K_B
0.	0.00	1.0	− 0.15	2.0	− 0.31	3.0	− 0.05*
0.1	+ 0.02	1.1	− 0.14	2.1	− 0.32	3.1	+ 0.06*
0.2	− 0.11	1.2	− 0.13	2.2	− 0.32	3.2	+ 0.13*
0.3	− 0.15	1.3	− 0.15	2.3	− 0.34	3.3	+ 0.19*
0.4	− 0.19	1.4	− 0.25	2.4	− 0.39	3.4	+ 0.24**
0.5	− 0.28	1.5	− 0.27	2.5	− 0.49	3.5	+ 0.28**
0.6	− 0.30	1.6	− 0.28	2.6	− 0.51*	3.6	+ 0.30**
0.7	− 0.19	1.7	− 0.28	2.7	− 0.46*	3.7	+ 0.32**
0.8	− 0.15	1.8	− 0.28	2.8	− 0.40*	3.8	+ 0.33**
0.9	− 0.17	1.9	− 0.31	2.9	− 0.19*	3.9	+ 0.34**

FIG. 7 – 1982. AaA

Mesures en astrophysique

par **Henri REBOUL**

Assistant au laboratoire d'astronomie de Montpellier

Docteur de spécialité astrophysique

1.	**Informations disponibles**	R 4422 - 2
2.	**Organigramme des mesures**	– 3
3.	**Collection**	– 3
3,1	Collecteurs du domaine optique	– 3
3,2	Collecteurs radio	– 4
3,3	Collecteurs X, γ et cosmiques	– 4
3,4	Couplage des collecteurs	– 4
3,5	Énergétique de la collection	– 4
3,6	Imagerie	– 6
4.	**Analyse** (filtres, spectrographes optiques, spectromètres X, polarisation)	– 9
5.	**Enregistrement**	– 9
5,1	Domaine optique	– 9
5,2	Domaine radio	– 11
5,3	Domaines X, γ et cosmique	– 11
5,4	Ondes gravitationnelles	– 11
6.	**Traitement**	– 11
7.	**Limites du mesurable**	– 13
8.	**Mesures actuelles des informations disponibles**	– 14
9.	**Exemples de mesures de paramètres intrinsèques aux astres**	– 14
	Index bibliographique	– 17

ACADÉMIE DE MONTPELLIER
UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC
ASTRONOMIE

L'astrophysique est l'étude de la **physique des astres**. *Les conditions physiques qui règnent dans ces objets sont extrêmement diverses, et les grandeurs couvrent des dynamiques impressionnantes : la température va de moins de 3K dans l'espace intergalactique à 10^9 K au centre des étoiles ; la masse volumique de certaines nébulosités est inférieure à 10^{-20} kg.m^{-3} (10^{-27} kg.m^{-3} pour l'Univers), au centre des étoiles à neutrons* (pulsars), *elle dépasse 10^{18} kg.m^{-3}. Ces chiffres ne constituent cependant que des données courantes pour l'astrophysicien ; l'astrophysique au voisinage des singularités (explosion primordiale, trous noirs) rencontre des conditions bien plus extrêmes.*

Cette diversité des conditions qui existent dans les astres, et donc celle des phénomènes qui s'y déroulent, ne peut qu'engendrer la diversité des informations émises et, par là, celle des moyens nécessaires à l'observation. Il ne peut être question, dans cet article, de décrire les différentes techniques ; une présentation synthétique paraît plus indiquée. Nous donnerons, à la fin de cette étude, quelques exemples plus concrets de mesures actuelles (§ 9).

Par ailleurs, l'astrophysicien est obligatoirement concerné par l'extrême **faiblesse de l'énergie**, *et donc de l'information, qu'il reçoit des astres. 10^{-15} W est la puissance d'un très bon signal au foyer d'un radiotélescope ; c'est aussi la puissance reçue, par la rétine, des plus faibles étoiles visibles à l'œil nu. Ainsi, l'observateur est amené à exploiter au mieux cette si faible clarté, et le* **traitement optimal de l'information** *disponible est devenu son problème essentiel.*

FIG. 8 – 1982. Article de revue demandé par «Techniques de l'Ingénieur»

Paper n° 24

ASSOCIATIONS D'OBJETS BLEUS FAIBLES DANS LE CATALOGUE DE BERGER-FRINGANT

A.M. Fringant* ; H. Reboul° ; C. Vanderriest+

* Observatoire de Paris. France

o Laboratoire d'Astronomie de Montpellier. France

\+ Observatoire de Meudon. France

Résumé 300 couples du catalogue, de séparation angulaire inférieure à 100", sont présentés comme candidats d'associations d'objets extra-galactiques. Quelques couples de ce catalogue et d'autres catalogues sont proposés comme candidats mirages gravitationnels et font partie du programme français de recherche des mirages gravitationnels. D'autres démarches analogues sont envisagées pour la recherche de nouveaux candidats.

Le catalogue de Berger-Fringant (Berger et Fringant 1977, 1980, 1983) a été réalisé à partir des observations par J. Berger de 35 champs du P.S.S. avec le télescope Schmidt de 48" du Palomar selon la méthode des trois images décalées (bleu, jaune, U.V.) de Haro.

Il contient 9011 objets bleus de magnitudes comprises entre 11 et 19 répartis sur 1400 degrés carrés aux voisinages des pôles Nord et Sud galactiques. De par leurs couleurs, magnitudes et latitudes galactiques, ces objets sont en grande partie extra-galactiques. La proportion des quasars est difficile à évaluer : elle serait de 25% si l'on retient la densité de 1,56 quasars par degrés carré jusqu'à la magnitude 18,5 (Woltjer et Setti ; 1982). D'autres classes d'objets extragalactiques y sont également bien représentées comme l'ont montré les premières observations individuelles.

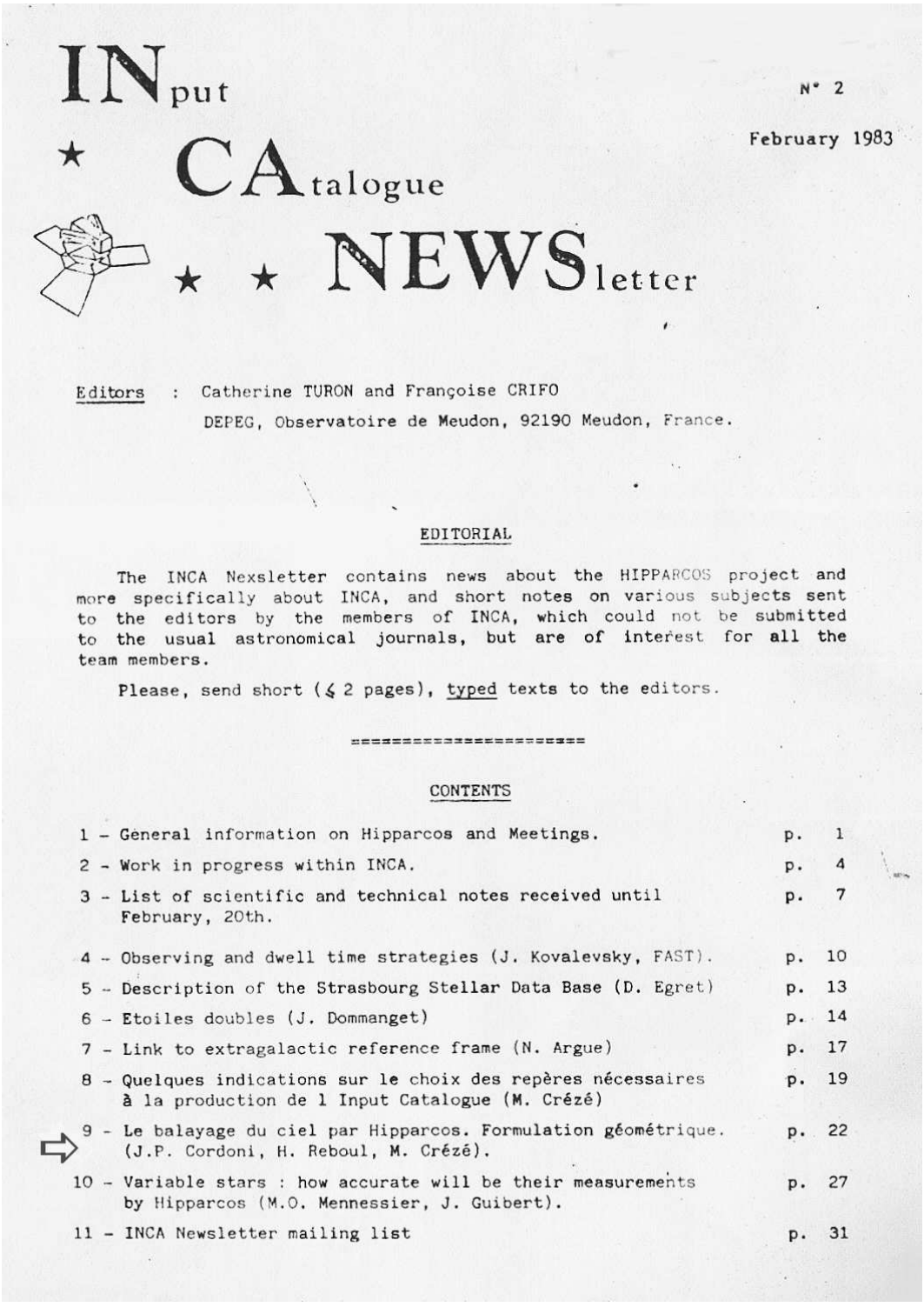
Les candidats d'associations extragalactiques

La fonction d'auto-corrélation à deux points du catalogue (Fig. 1) montre à l'évidence le rassemblement par paires de ces objets pour les distances inférieures à 100".

333 paires (au lieu des 139 attendues pour une distribution Poissonienne) ont leurs éléments séparés de moins de 100".

"Quasars and Gravitational Lenses"; 24th Liège Astrophysical Colloquium, Institut d'Astrophysique, June 1983.

FIG. 9 – 1984. Communication présentée au 24^{th} Liege Astrophysical Colloquium "Quasars and Gravitational Lenses"' en juin 1983.



INput ★ CAtalogue ★ ★ NEWSletter

N° 2

February 1983

Editors : Catherine TURON and Françoise CRIFO
DEPEG, Observatoire de Meudon, 92190 Meudon, France.

EDITORIAL

The INCA Nexsletter contains news about the HIPPARCOS project and more specifically about INCA, and short notes on various subjects sent to the editors by the members of INCA, which could not be submitted to the usual astronomical journals, but are of interest for all the team members.

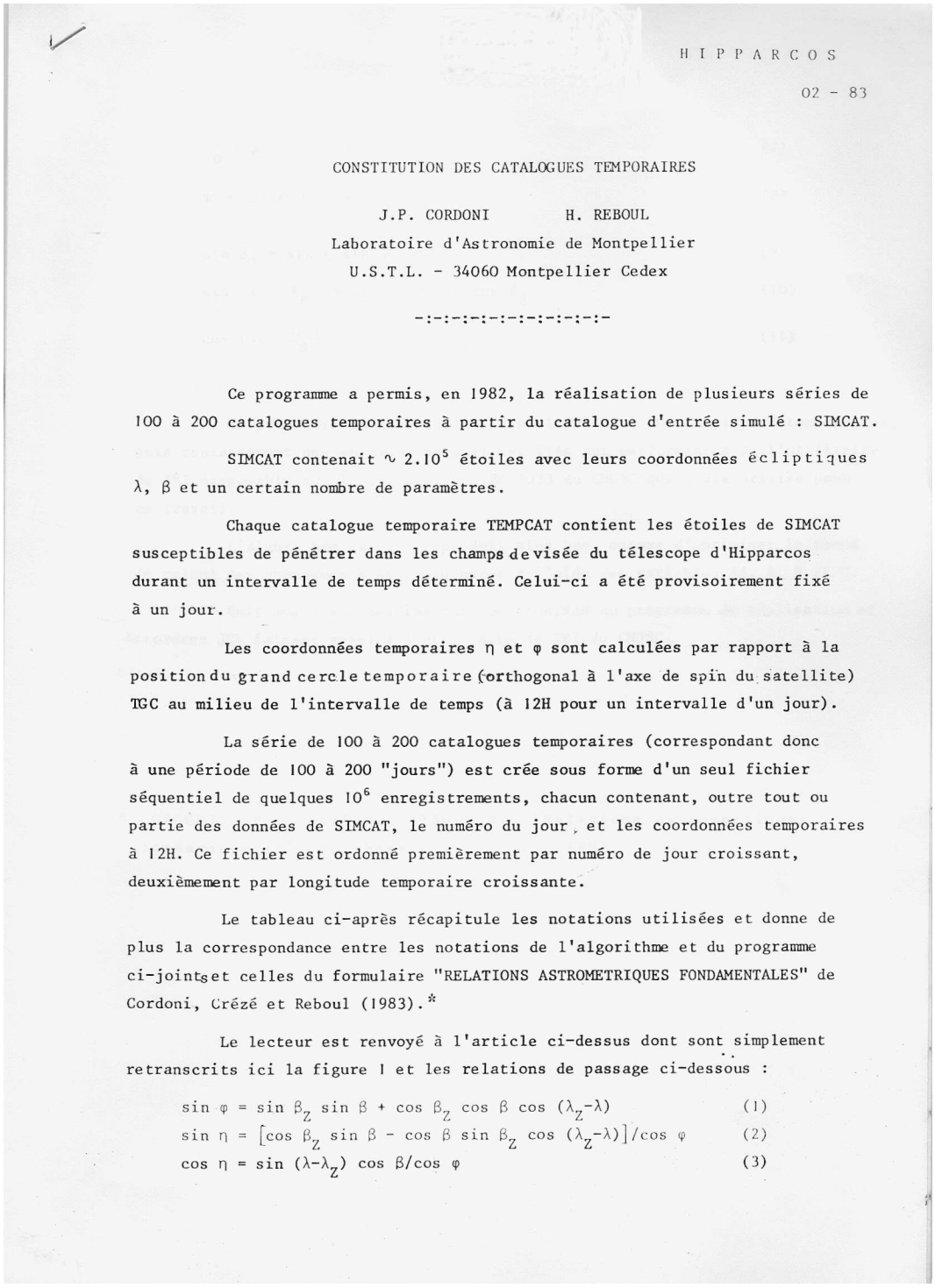
Please, send short ($\leq$ 2 pages), typed texts to the editors.

==========

CONTENTS

1 - General information on Hipparcos and Meetings. p. 1
2 - Work in progress within INCA. p. 4
3 - List of scientific and technical notes received until February, 20th. p. 7
4 - Observing and dwell time strategies (J. Kovalevsky, FAST). p. 10
5 - Description of the Strasbourg Stellar Data Base (D. Egret) p. 13
6 - Etoiles doubles (J. Dommanget) p. 14
7 - Link to extragalactic reference frame (N. Argue) p. 17
8 - Quelques indications sur le choix des repères nécessaires à la production de l Input Catalogue (M. Crézé) p. 19
9 - Le balayage du ciel par Hipparcos. Formulation géométrique. (J.P. Cordoni, H. Reboul, M. Crézé). p. 22
10 - Variable stars : how accurate will be their measurements by Hipparcos (M.O. Mennessier, J. Guibert). p. 27
11 - INCA Newsletter mailing list p. 31

FIG. 10 – 1983. "Input Catalogue". Préparation de la mission HIPPARCOS. Formulation géométrique du balayage du ciel.



H I P P A R C O S

02 - 83

CONSTITUTION DES CATALOGUES TEMPORAIRES

J.P. CORDONI H. REBOUL
Laboratoire d'Astronomie de Montpellier
U.S.T.L. - 34060 Montpellier Cedex

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

Ce programme a permis, en 1982, la réalisation de plusieurs séries de 100 à 200 catalogues temporaires à partir du catalogue d'entrée simulé : SIMCAT.

SIMCAT contenait $\sim 2.10^5$ étoiles avec leurs coordonnées écliptiques λ, β et un certain nombre de paramètres.

Chaque catalogue temporaire TEMPCAT contient les étoiles de SIMCAT susceptibles de pénétrer dans les champs de visée du télescope d'Hipparcos durant un intervalle de temps déterminé. Celui-ci a été provisoirement fixé à un jour.

Les coordonnées temporaires η et φ sont calculées par rapport à la position du grand cercle temporaire (orthogonal à l'axe de spin du satellite) TGC au milieu de l'intervalle de temps (à 12H pour un intervalle d'un jour).

La série de 100 à 200 catalogues temporaires (correspondant donc à une période de 100 à 200 "jours") est crée sous forme d'un seul fichier séquentiel de quelques 10^6 enregistrements, chacun contenant, outre tout ou partie des données de SIMCAT, le numéro du jour, et les coordonnées temporaires à 12H. Ce fichier est ordonné premièrement par numéro de jour croissant, deuxièmement par longitude temporaire croissante.

Le tableau ci-après récapitule les notations utilisées et donne de plus la correspondance entre les notations de l'algorithme et du programme ci-joints et celles du formulaire "RELATIONS ASTROMETRIQUES FONDAMENTALES" de Cordoni, Crézé et Reboul (1983).*

Le lecteur est renvoyé à l'article ci-dessus dont sont simplement retranscrits ici la figure 1 et les relations de passage ci-dessous :

$$\sin \varphi = \sin \beta_Z \sin \beta + \cos \beta_Z \cos \beta \cos (\lambda_Z - \lambda) \quad (1)$$

$$\sin \eta = [\cos \beta_Z \sin \beta - \cos \beta \sin \beta_Z \cos (\lambda_Z - \lambda)]/\cos \varphi \quad (2)$$

$$\cos \eta = \sin (\lambda - \lambda_Z) \cos \beta / \cos \varphi \quad (3)$$

FIG. 11 – 1983. "Input Catalogue". Préparation de la mission HIPPARCOS. Production de catalogues simulant l'entrée des étoiles dans le champ de mesure. Rapport interne.

OBSERVATIONS OF CLOSE PAIRS OF FAINT BLUE OBJECTS: TOWARDS MIRAGE OR REALITY*

H. Reboul
Labo. d'Astronomie
U.S.T.L. 34060
MONTPELLIER Cedex
France

A.M. Fringant
Observ. de Paris
61 Av. de l'Observ.
75014 PARIS
France

C. Vanderriest
Observ. de Meudon
92190 MEUDON
France

ABSTRACT, INTRODUCTION and CONCLUSION. We present the results of a preliminary observational run of the FRV sample (Fringant et al, 1983) of close pairs of UVX objects at high galactic latitude . The extragalactic physical pairs are ~30% and most of them do appear as "interactivating" AGNs . The method seems equally adapted to find new gravitational mirages as well as really double QSOs.

RESULTS

15(12 UVX-UVX + 3 mixed) pairs have been investigated at this time . Observations and results are summarized in Table 1 where the following abbreviations are used . Only the initials are mentioned for the observers: Buser, Cayrel, Fringant, Lelievre, Mathez, Reboul, Stockton, Vanderriest . P or O in the last column means : proved Physical or Optical .

TABLE I

Object	θ	B1(color)	B2(col)	TELESCOPE(Observer)	NATURE	REDSHIFT	C
PHL2758-C	3.7	18.2(II)	18.4(III)	CFH3.6(V)/ESO3.6(R)	HS + ? (HS=HaloStar)		
PHL6657-8	4.	18.1(II)	18.2(II)	ESO2.2(C,B,R)	HII + HII	0.079+0.079	P
PHL925-C	6.	17.3(I)	18.4(II)	ESO3.6(R)	HS + ?		
PB6378-C	8.	17. (II)	20. (I)	CFH3.6(V)/OHP1.9(V)	SY?+LG?	0.087+0.087	P
PB9261-C	2.	17.5(II)	19. (II)	" "	GAL+JET	0.066	P
US2065-6	4.	18.2(I)	18.8(I)	CFH3.6(L,M,V)	HS + ?		
PB3424-5	2.8	18. (I)	18.5(I)	HAWAII2.2(S)	WD+WD		P
PB4053-C	8.	16.5(I)	18. (K)	OHP1.9(V,R,F)	SY1+GAL	0.089+?	
PHL1696-7	2.2	16.7(II)	17.8(II)	CFH3.6(L)	SB GAL		P
PB5062-C	5.5	17.5(II)	19. (G)	ESO2.2(C,B,R)	QSO+HS	1.77	O
PHL241-2	7.	17. (I)	17.9(II)	ESO3.6(R)	WD + ?		
PB7348-C	5.	17.5(II)	18.5(A)	ESO3.6(R)	QSO+ ?	1.33+ ?	
PB7496-7	6.	18. (II)	18. (II)	ESO3.6(R)	WD + ?		
PHL2236-C	6.	18.2(II)	18.4(II)	ESO3.6(R)	HS + ?		
PHL6171-C	2.7	16.2(III)	16.5(III)	ESO3,6(R)	HS + ?		

* Discussion on p.553

G. Swarup and V. K. Kapahi (eds.), Quasars, 547–548.
© 1986 by the IAU.

FIG. 12 – 1986. Poster présenté au symposium UAI N° 119 à Bangalore en décembre 1985

Astron. Astrophys. 177, 337–341 (1987)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

Research Note

First results of a spectroscopic search for gravitational mirages*

H. Reboul[1], C. Vanderriest[2], A.M. Fringant[3], and R. Cayrel[3]

[1] Laboratoire d'Astronomie, U.S.T.L., F-34060 Montpellier Cedex, France
[2] Observatoire de Meudon, Département d'Astrophysique fondamentale, F-92195 Meudon Principal Cedex, France
[3] Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, F-75014 Paris, France

Received June 25, accepted September 26, 1986

Summary. We present the first results of a systematic search for gravitational mirages among close pairs of blue objects and we discuss some representative cases.

The spectroscopic study of 15 candidates did not yield new gravitational mirages but revealed ~40% of extragalactic physical systems including a large proportion of quasars, active galaxies or H II regions.

Key words: quasars – active galactic nuclei – spectroscopy – gravitational mirages – blue objects

1. Introduction

Most of the known cases of gravitational mirages[1] have been discovered by chance. In fact, only 2016 + 112 may be considered as the result of a successful systematic search (Lawrence et al., 1984) starting from a catalogue of radio-sources. Different optical methods can be tried on selected high-redshift quasars. The selection criterium may be for instance anomalous brightness or existence of low redshift absorption lines.

Our team has adopted another approach which has been exposed at the 24th Liège Colloquium (Fringant et al., 1983).

The 9010 faint blue objects at high galactic latitude of the Berger-Fringant catalogue (Berger and Fringant, 1977, 1980, 1984) are the starting point of our program. This catalogue should contain about 20–30% of quasars or active galatic nuclei (Berger and Fringant, 1985; Zotov, 1985) i.e. a total number comparable to the presently available set of these objects (Veron-Cetty and Veron, 1985). Its 2-point auto-correlation function shows a strong excess of pairs at separations lower than 100″. More than a half of these 333 pairs must be physical.

That percentage becomes higher than 90% at separations lower than 8″. As these objects have colours and magnitudes typical of quasars we proposed at Liège the close pairs of blue objects as good gravitational mirages candidates.

We extended our selection to other similar catalogues as the ones of Haro and Luyten (1962), Luyten (1967–68, Usher (1981, 1982a, 1982b) and Richter (1965, 1966, 1967, 1968). We extracted in that way a sample of 46 definitely blue pairs (classes I, II or III as defined in Berger and Fringant, 1977) separated by less than 9″. 16 pairs containing only one definitely blue object have been added to our initial sample to take into account the possibility of reddening along one of the light paths through the matter of the deflecting galaxy.

The spectroscopic study of our candidates has been undertaken but was somewhat impaired by bad weather conditions. At this time, 15 pairs have been more or less investigated, some of the spectra having a rather poor S/N ratio.

The aim of this paper is to show the first striking results of this beginning program.

2. Observations

Most of the observations have been made with the ESO 3.6 m telescope and the Image Dissector Scanner (IDS) in September 1984. In this case, only 1 spectrum is available at a time. So, in order to save observing time, when the spectrum of the first component (the brightest one) of a pair revealed a stellar nature, we moved to the next pair of the list.

Some objects have also been observed with other telescopes and spectrographs allowing to record simultaneously the 2 spectra of the pairs, but often with a poor S/N ratio for the fainter component. Moreover, the medium to bad seeing encountered biased our choice against the closest pairs.

Up to now, among the 15 pairs investigated, 7 objects revealed at least one extragalactic component and 8 showed at least one stellar component (halo star or white dwarf).

[1] Gravitational lensing effects (distorsion of the wave-front by density inhomogeneities resulting in displacement and magnification of the images of distant sources) are very common in our locally inhomogeneous Universe. Only in rare cases is the wave front so disturbed that a folding occurs, allowing the observer to see several images of a single source. We call this "catastrophic" splitting a gravitational mirage by analogy with atmospheric mirages (Vanderriest, 1985).

Send offprint requests to: H. Reboul

* Based on observations collected at the European Southern Observatory (Chile), the Canada-France-Hawaï Telescope (Hawaï) and at the Observatoire de Haute-Provence (France)

FIG. 13 – 1987. AaA

B

Publications II

Publications parues entre 1988 et 2006.

INSTABILITÉ GRAVITATIONNELLE DANS UN UNIVERS EN EXPANSION ET FORMATION DES GRANDES STRUCTURES

J.-M. ALIMI
Observatoire de Paris-Meudon

Nous avons étudié à la fois d'un point de vue numérique et d'un point de vue analytique le processus fondamental à l'origine de la formation des grandes structures de l'Univers, le collapse gravitationnel dans un Univers en expansion. Nous avons ainsi obtenu différents résultats concernant le comportement de la fonction de corrélation (galaxie-galaxie ou amas-amas) sur des échelles où elle est très supérieure à un (au-dessous de 5.h^{-1}Mpc pour les galaxies et au-dessous de 25.h^{-1}Mpc pour les amas).

Pour cela, nous avons réalisé différentes simulations numériques (code PIC) décrivant la croissance de singularités initiales isolées et conduisant à la formation de structures locales (modèle de croisement de deux filaments, modèle d'amas de galaxies,...). L'instant déterminant la formation de cette structure et sa délimitation dans l'espace étant connus, nous sommes capables de « dilater » le réseau en le recentrant autour de l'amas au cours de formation (« zoom »). Des techniques analogues aux codes multi-grilles avec condition aux limites de Dirichlet (conditions aux limites fixées) ont été utilisées pour l'exécution de ce dernier point.

Les simulations numériques effectuées ont permis de mettre en évidence une saturation des corrélations aux courtes échelles et la génération d'un cœur central virialisé.

Nous avons montré que la première propriété, qui contredit la dépendance en loi de puissance de la fonction de corrélation spatiale galaxie-galaxie, ou amas-amas, obtenue à partir des catalogues, est un effet purement géométrique due à la bi-dimensionnalité du collapse considéré. Le redressement des corrélations (pente en 1,8) observé pour notre Univers, a lieu si les trois dimensions participent au collapse. Nous avons également interprété la génération du cœur central virialisé comme résultant d'une stabilisation par moment cinétique. Les « particules » acquièrent du fait de l'asphéricité initiale du champ gravitationnel considéré un moment cinétique. Elles se satellisent autour du point de densité maximum et forment ainsi une structure virialisée. Notre modèle théorique inspiré de la solution dite de Zeldovich (Zeldovich, 1970) a permis de déterminer notamment la taille du cœur ; le résultat obtenu est en accord avec le résultat issu des simulations numériques.

RÉFÉRENCES

J.-M. Alimi, D. Hansel, R. Pellat, A. Ramani, J.-F. Sygnet and F.R. Bouchet, 1987, pre-print du Centre de Physique Théorique de l'École Polytechnique n°A780.0487 soumis à *Astrophys. J.*
Ya. B. Zeldovich, 1970, *Astron. Astrophys., 5,* 84.

D'UN SURVEY SCHMIDT PROFOND A LA SPECTROSCOPIE MULTI-OUVERTURES : UNE VOIE DE COSMOLOGIE OBSERVATIONNELLE

H. REBOUL

Les quasars (et autres noyaux actifs) ont un double intérêt :

— ils sont des témoins globaux de la structure de l'Univers à grande échelle et de l'évolution (voire de la formation) de ces structures (cf. Shaver, 1987) ;

— ils sont des témoins locaux de la matière extrême des noyaux de galaxie ou de la matière obscure interposée sur la ligne de visée.

Malheureusement ces propriétés ne se manifestent que par l'exploitation de très gros échantillons :

— pour les grandes structures, car les variations de densité sont très faibles (environ 1 quasar par superamas) ;

— pour les objets isolés à cause de la nécessité d'obtenir des cas d'espèce (mirages, quasars binaires, ...) facilement modélisables et donc très peu fréquents.

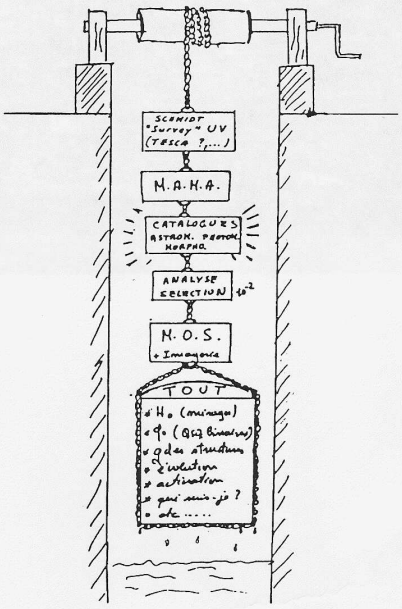
Bien évidemment l'avènement de la spectrographie multi-ouverture (ci-après MOS) devrait permettre de multiplier le débit des résultats par un facteur 20 à 50 au foyer des grands télescopes.

Toutefois, en dehors de programmes-clés comme l'étude des amas de galaxies, les équipements MOS risquent fort d'être sous-employés et de perdre tout ou partie du gain en rapidité d'acquisition s'ils ne peuvent pas être alimentés par un programme de sélection préalable.

En se limitant à la magnitude B < 22 (ce qui est par exemple assez complet pour les quasars a excès d'UV : cf. Boyle et al., 1986), il apparaît 5 à 10 000 objets par degré carré à haute latitude galactique.

Parmi ces objets, 2 à 5% sont sélectionnables à partir de clichés Schmidt en plusieurs couleurs comme ayant une forte présomption (> 50%) d'intérêt cosmologique (cf. par exemple les objets à excès d'UV : Reboul et al., 1987).

Cette sélection d'un facteur 20 à 50 ramène alors le nombre d'objets par degré carré aux possibilités des spectros MOS des années 1990. Faute de sélection par un survey (tout au moins partiel) avec un Schmidt (si possible performant en U) et une réduction rapide (MAMA), il sera bien peu rentable d'utiliser la MOS pour l'étude des très grandes structures et celle des objets rares.



Une équipe (J.-P. Cordoni, A.-M. Fringant, J. Guibert, H. Reboul, C. Vanderriest), travaille actuellement depuis un an à mettre en place sur la MAMA une procédure d'exploitation des clichés Schmit à pleine échelle. Le but projeté est la production de catalogues photométriques (plusieurs couleurs), semi-astrométriques (précision suffisante pour la préparation directe des masques MOS) et morphologiques.

L'origine des clichés peut être multiple mais le télescope Schmidt de Calern (TESCA), grâce à sa lame de silice, donne accès à la magnitude 20 en U, ce qui permet d'étudier des objets à excès d'UV jusqu'à V = 21 ou 22. Cet instrument national, d'une qualité optique exceptionnelle, est donc tout indiqué, à condition que :

1) *on* s'abstienne de l'enterrer ;

2) *on* résolve enfin les problèmes mécaniques qui causent des déformations d'images lors des poses longues.

RÉFÉRENCES

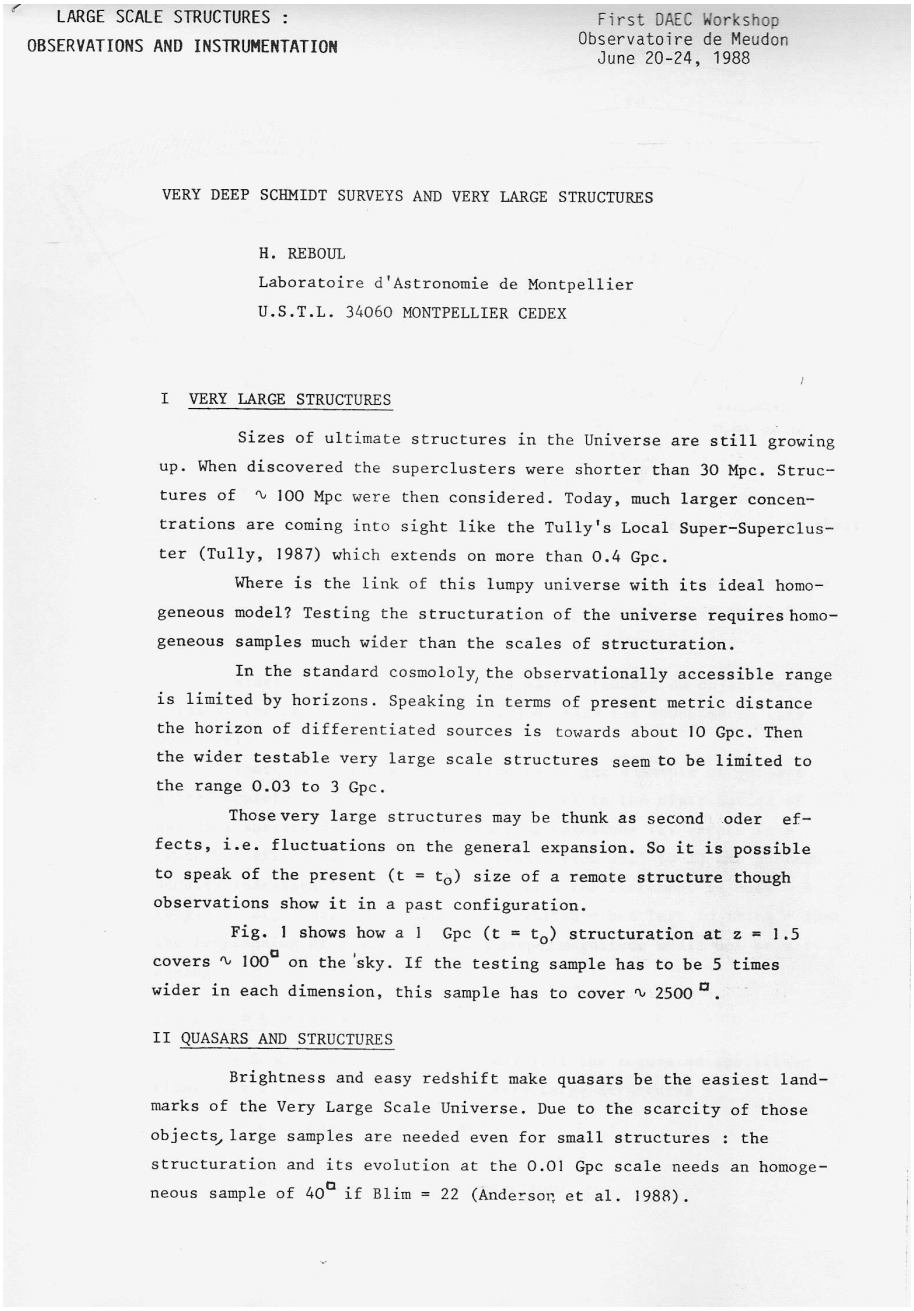
Shaver, P. A., 1987, I.A.U. Symp. n° 130, preprint
Boyle, B. J., Fong, R., Shanks, T., 1986, in « Structure and Evolution of Active Nuclei », 491, D. Reidel Pub. Comp.
Reboul, H., Vanderriest, C., Fringant, A. M., Cayrel, R., 1987, Astron. Astrophys., 177, 337.

ANALYSE DES GROUPEMENTS DE QUASARS

D. KUNTH

Les grandes structures de l'Univers sont bien étudiées à l'aide de la distribution des galaxies et des amas ou superamas à z < 1. Pour des

FIG. 1 – 1988. J.A.F., 31, 30. Communication présentée aux journées SFSA.



LARGE SCALE STRUCTURES :
OBSERVATIONS AND INSTRUMENTATION

First DAEC Workshop
Observatoire de Meudon
June 20-24, 1988

VERY DEEP SCHMIDT SURVEYS AND VERY LARGE STRUCTURES

H. REBOUL
Laboratoire d'Astronomie de Montpellier
U.S.T.L. 34060 MONTPELLIER CEDEX

I VERY LARGE STRUCTURES

Sizes of ultimate structures in the Universe are still growing up. When discovered the superclusters were shorter than 30 Mpc. Structures of $\sim$ 100 Mpc were then considered. Today, much larger concentrations are coming into sight like the Tully's Local Super-Supercluster (Tully, 1987) which extends on more than 0.4 Gpc.

Where is the link of this lumpy universe with its ideal homogeneous model? Testing the structuration of the universe requires homogeneous samples much wider than the scales of structuration.

In the standard cosmololy, the observationally accessible range is limited by horizons. Speaking in terms of present metric distance the horizon of differentiated sources is towards about 10 Gpc. Then the wider testable very large scale structures seem to be limited to the range 0.03 to 3 Gpc.

Those very large structures may be thunk as second oder effects, i.e. fluctuations on the general expansion. So it is possible to speak of the present ($t = t_o$) size of a remote structure though observations show it in a past configuration.

Fig. 1 shows how a 1 Gpc ($t = t_o$) structuration at $z = 1.5$ covers $\sim 100^{\square}$ on the sky. If the testing sample has to be 5 times wider in each dimension, this sample has to cover $\sim 2500^{\square}$.

II QUASARS AND STRUCTURES

Brightness and easy redshift make quasars be the easiest landmarks of the Very Large Scale Universe. Due to the scarcity of those objects, large samples are needed even for small structures : the structuration and its evolution at the 0.01 Gpc scale needs an homogeneous sample of $40^{\square}$ if Blim = 22 (Anderson et al. 1988).

FIG. 2 – 1988. Communication présentée au 1st DAEC workshop : Large Structures

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

FEBRUARY 1991, PAGE 389

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **87**, 389-418 (1991)

MAMA astrometry and photometry of 1221 UV-excess objects in 40 square degrees at the North Galactic Pole*

J. Berger[1], J.P. Cordoni[2], A.M. Fringant[1], J. Guibert[3], O. Moreau[3], H. Reboul[2] and C. Vanderriest[4]

[1] Observatoire de Paris, DASGAL (et URA 335 du C.N.R.S.), 61, Avenue de l'Observatoire F-75014 Paris, France
[2] Laboratoire d'Astronomie de l'Université de Montpellier II (et URA 1368 du C.N.R.S.), F-34095 Montpellier Cedex 5, France
[3] Observatoire de Paris, DEMIRM (et URA 336 du C.N.R.S.) et C.A.I., 61, Avenue de l'Observatoire F-75014 Paris, France
[4] Observatoire de Meudon, DAEC (et URA 176 du C.N.R.S.), place Jules Janssen F-92195 Meudon, France

Received May 29; accepted August 31, 1990

Abstract. — We present method and results of a MAMA photometric and astrometric reduction of 1221 known faint UV-excess objects lying in the whole Palomar-Sky-Survey field PS + 30° 13^h00^m. This field is located at the North Galactic Pole (NGP) and covers a 40 square degrees $\left(40^{\square}\right)$ zone, almost centred on SA 57.

The data are summarized in a catalogue with astrometric absolute accuracy better than 1 arcsec and a photometric one of 0.1 mag on a dynamical range of 10 mag in U, B and V.

Key words: UV-excess objects — Schmidt plate analysis — Photographic photometry — Photographic astrometry — MAMA.

1. Introduction.

For the search for extragalactic or halo objects, the North Galactic Pole region surrounding SA 57 has been widely investigated, especially for the detection of UV-excess objects (see below the list of surveys). However, the astrometric and photometric accuracy of the published data is essentially sparse.

MAMA (*Machine Automatique à Mesurer pour l'Astronomie*) is a high speed multichannel microdensitometer developed by I.N.S.U. for C.A.I. (*Centre d'Analyse des Images*) which is located at Observatoire de Paris (Acker *et al.*, 1991). MAMA appeared as the adequate instrument for an accurate and homogeneous revisiting of the compilation of existing surveys. For that purpose, we analysed 4 plates taken by one of us (J.B.) with the 48" Schmidt telescope of the Palomar Observatory in the frame of a general program of systematic survey for faint UV-excess objects which led to the PB catalogue (Berger and Fringant, 1977, 1980, 1984).

We present here the method of analysis of such plates, as well as the results of its application to the Palomar-Sky-Survey field PS + 30° 13^h00^m, which is almost centred on SA 57.

In this region, the compilation of existing surveys provided a total number of UV-excess objects (1235) that is still compatible with a visual recognition (necessited by the inaccuracy of published positions) and this operation was an excellent test for the implementation of an automatic procedure (P.A.P.A.: *Porgramme Automatique de Photométrie et d'Astrométrie*) of total and automatic reduction (cataloguing) of Schmidt fields for multi-colour surveys, which is close to be operational. Furthermore, the availability of results of Steppe (1978) and Usher (1981), who pass for getting the finest accuracy in photometry and astrometry in the deepest surveys, gave us a simple way to confirm the reliability of our reduction.

2. The observational material.

The observational material consists of 4 plates (1 U, 1 B and 2 V).

The present field (centre: α_{1950} = 13 h 04 min 33 s, δ_{1950} = +29° 29′ 25″) belongs to a set of 8 ones observed by J.B. with the 48" Palomar Schmidt telescope in 1962. The 14″ × 14″ (35 cm×35 cm) plates were centred on PSS fields and cover 300 square degrees around the North Galactic Pole in 3 (U, B, V) or 4 (U, B, V, R) colours.

Send offprint requests to: H. Reboul.

* Based on photographic plates obtained with the Palomar 48″ Schmidt telescope and digitizations made with the MAMA measuring machine of C.A.I. (I.N.S.U., Paris).

FIG. 3 – 1991. AaAS

Astron. Astrophys. 251, 43–48 (1991)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

PB 6378 and PB 9261: Two new systems of interacting galaxies with starbursts *

C. Vanderriest [1] **and H. Reboul** [2]

[1] Observatoire de Paris-Meudon (DAEC) et URA 173 du CNRS, 5 place Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France
[2] Laboratoire d'Astronomie, Université Montpellier II et URA 1368 du CNRS, F-34095 Montpellier Cedex 5, France

Received December 7, 1990; accepted May 13, 1991

Abstract. Extracted from the Berger-Fringant catalogue of faint blue objects, PB 6378 and PB 9261 are two systems of interacting galaxies with prominent starbursts. Photometry of these systems was done by electronography; bidimensional spectroscopic data with spatial resolution $\leqq 1''$ were obtained by using a fibre optics spectrograph.

Spectra integrated over the different components are then obtained, as well as velocity fields and intensity maps in the continuum and in the emission lines. This allows to estimate the physical conditions in these starburst systems. We discuss the interest of extending the method to similar but more distant objects.

Key words: galaxies: active – kinematics and dynamics – observational method – image processing – galaxies: PB 6378 – PB 9261

1. Introduction

A systematic search for distant multiple AGNs (active galaxy nuclei), possibly including gravitational mirages or true binary quasars could be useful for several purposes. Gravitational mirages now have several well-known astronomical applications while physical pairs of quasars could be a way towards an unbiased estimation of q_0 (Reboul et al. 1985).

An effective method of detection is to operate a double screening, first by colour and then by morphology. We plan to conduct such a survey by an automatic reduction of Schmidt plates in several colours developped for the MAMA microdensitometer (Berger et al. 1991). However, in a first step, we looked for candidates among existing catalogues of UV-excess objects that, put together, cover about 3000 square degrees and total about $2\ 10^4$ objects selected among $2\ 10^6$. In the subset of these colour selected objects, we found ~ 70 pairs or possible pairs with separation less than $10''$. Among the 23 candidates observed up to now, one is a possible double quasar (Reboul et al. 1987), and 10 are extragalactic systems, including 8 pairs of strongly interacting galaxies with starburst or Seyfert nuclei.

Send offprint requests to: H. Reboul

* Based on observations made at the Canada-France-Hawaii telescope (Hawaii)

We will use the neologism "*interactivating*" for such pairs in which the gravitational interaction presumably is the *primum movens* of strong nuclear starburst or AGN activity through complex dissipative processes. Pairs of starburst galaxies are an interesting by-product of the selection process: they are possible progenitors of pairs of AGNs as well as the privileged loci to study the cosmological evolution of the starburst phenomenon. Moreover, *interactivation* may act as a tracer for otherwise low surface brightness galaxies, thus permitting to complete the study of their space distribution at larger redshifts (Thuan et al. 1991).

The IRAS survey has also revealed a surprisingly large population of starburst systems at low redshifts (see for instance Lawrence et al. 1989). The two low-redshift ($z < 0.1$) pairs that will be discussed here are not listed as infrared sources but could be detected up to $z \simeq 0.5$ with our optical method. Integral field spectrophotometry seemed the best way to get information on them, since it allows an optimal separation of the stellar population and emitting gas components.

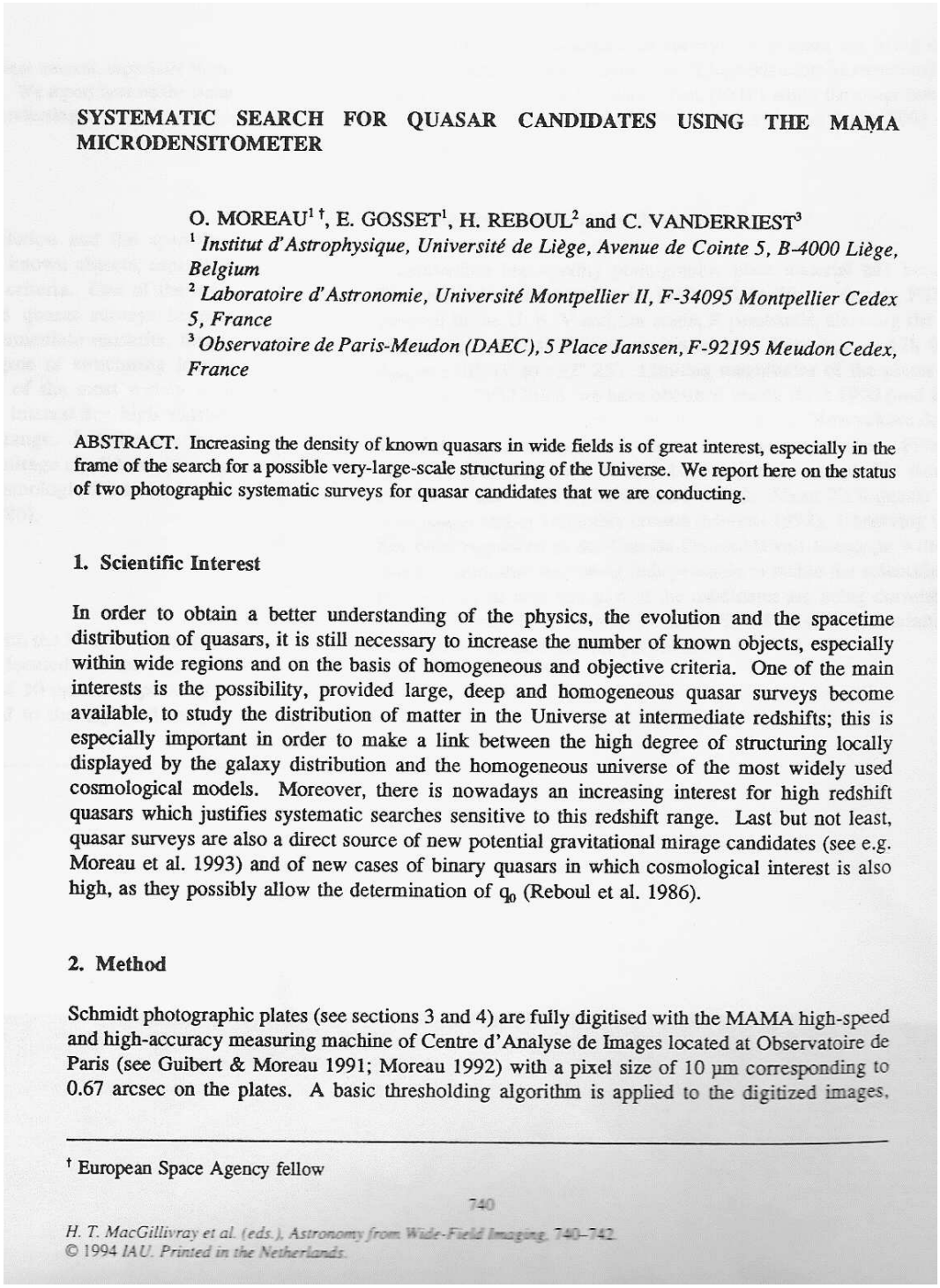
2. Observations and data analysis

PB 6378, noted as compact in the Berger-Fringant catalogue (Berger & Fringant 1980), appears clearly double on the POSS-O print, while PB 9261 (Berger & Fringant 1984) is noted as *compact object or close binary with 2 blue components, separation* $\leqq 2''$. In fact, for both systems, complex structures appear on higher resolution pictures obtained with a valve electronographic camera (Baudrand et al. 1982) mounted at the prime focus of the Canada-France-Hawaii telescope (CFHT). Bidimensional spectrographic data were obtained later with the SILFID spectrograph (Vanderriest & Lemonnier 1988) at the Cassegrain focus of the CFHT.

2.1. Observation material

The journal of observations is given in Table 1. In imaging mode, the spatial sampling of the electronographic camera (E.C.) corresponds to the 20 μm pixels of digitized images. In spectrographic mode, the spatial sampling in the focal plane is fixed by the size of the 100 μm fibres whose monochromatic images are 60 μm wide on the detector. For the 1986 data, this was an electrostatically focused photon counting camera (P.C.C.) described elsewhere (Hua et al. 1987). This detector had only 256×256 pixels whose size was adjusted at its practical minimum value of 36 μm.

FIG. 4 – 1991. AaA



SYSTEMATIC SEARCH FOR QUASAR CANDIDATES USING THE MAMA MICRODENSITOMETER

O. MOREAU[1 †], E. GOSSET[1], H. REBOUL[2] and C. VANDERRIEST[3]
[1] *Institut d'Astrophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, B-4000 Liège, Belgium*
[2] *Laboratoire d'Astronomie, Université Montpellier II, F-34095 Montpellier Cedex 5, France*
[3] *Observatoire de Paris-Meudon (DAEC), 5 Place Janssen, F-92195 Meudon Cedex, France*

ABSTRACT. Increasing the density of known quasars in wide fields is of great interest, especially in the frame of the search for a possible very-large-scale structuring of the Universe. We report here on the status of two photographic systematic surveys for quasar candidates that we are conducting.

1. Scientific Interest

In order to obtain a better understanding of the physics, the evolution and the spacetime distribution of quasars, it is still necessary to increase the number of known objects, especially within wide regions and on the basis of homogeneous and objective criteria. One of the main interests is the possibility, provided large, deep and homogeneous quasar surveys become available, to study the distribution of matter in the Universe at intermediate redshifts; this is especially important in order to make a link between the high degree of structuring locally displayed by the galaxy distribution and the homogeneous universe of the most widely used cosmological models. Moreover, there is nowadays an increasing interest for high redshift quasars which justifies systematic searches sensitive to this redshift range. Last but not least, quasar surveys are also a direct source of new potential gravitational mirage candidates (see e.g. Moreau et al. 1993) and of new cases of binary quasars in which cosmological interest is also high, as they possibly allow the determination of q_0 (Reboul et al. 1986).

2. Method

Schmidt photographic plates (see sections 3 and 4) are fully digitised with the MAMA high-speed and high-accuracy measuring machine of Centre d'Analyse de Images located at Observatoire de Paris (see Guibert & Moreau 1991; Moreau 1992) with a pixel size of 10 μm corresponding to 0.67 arcsec on the plates. A basic thresholding algorithm is applied to the digitized images,

[†] European Space Agency fellow

H. T. MacGillivray et al. (eds.), Astronomy from Wide-Field Imaging, 740–742.
© 1994 *IAU. Printed in the Netherlands.*

FIG. 5 – 1994, poster présenté par O. Moreau au Symp IAU N° 161 : Astronomy from Wide-Field Imaging

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **111**, 169-182 (1995)

Systematic search for UV-excess quasar candidates in 40 square degrees at the North Galactic Pole*,**

O. Moreau[1] and H. Reboul[2]

[1] Institut d'Astrophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, B-4000 Liège, Belgium
and CAI/DEMIRM, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, F–75014 Paris, France
(European Space Agency fellow)
[2] Groupe de Recherche en Astronomie et Astrophysique du Languedoc, Université Montpellier 2,
F–34095 Montpellier Cedex 5, France

Received August 19; accepted November 29, 1994

Abstract. — We have developed a procedure (so called PAPA) for measurement of magnitudes (about 0.1 mag. accurate) and positions (with accuracy better than 0.5 arcsec) of all the objects present on photographic plates digitised with the MAMA machine. This homogeneous procedure was applied to four Schmidt plates — in U, B and twice V — covering the Palomar–Sky–Survey field PS $+30°$ 13^h00^m, a 40–square–degree zone at the North Galactic Pole. A general–interest exhaustive tricolour catalogue of 19542 star–like objects down to $V = 20.0$ has been produced and we selected 1681 quasar candidates on the basis of ultraviolet excess and, when possible, absence of any measurable proper motion. The astrometric and photometric catalogue of the candidates is given in electronic form. A first multi–object spectroscopy of a few candidates confirms validity of the selection.

Key words: quasars: general — surveys — techniques: photometric — astrometry — stars: population II — white dwarfs

1. Introduction

Thanks to their striking intrinsic luminosity, quasars may be considered as landmarks of the far Universe. Though the local distribution of luminous matter has nowadays been fairly well determined by the study of the space distribution of galaxies (see, e.g., de Lapparent et al. 1988), we know very few about the structuring evolution between the scale of superclusters and that of the very weak density fluctuations recently derived from the observations of the cosmic microwave background with satellite COBE (Smoot et al. 1992) and the Tenerife instruments (Hancock et al. 1994). A better knowledge of the space distribution of quasars, seen as markers of possible very large scale structures (VLSS), might give some hints about that question. However, these objects are rather rare: their surface density is about 25 per square degree down to a limiting B magnitude of 20.0 (Koo & Kron 1982) and moreover the angle covered by these possible VLSS should be very wide: at redshift 1.5, a structure with a present time comoving extension of 1 Gpc would cover a solid angle of about 100 square degrees in the sky (see Reboul 1988). So, progress in that way can only be done by collecting large and homogeneous samples of quasars.

On the other hand, the discovery of a larger number of quasars may be a source of new gravitational mirages and/or cases of binary quasars, both types of objects presenting a high cosmological interest (see e.g. Surdej & Refsdal 1992 and Reboul et al. 1986). Moreover, quasars represent useful background light sources allowing the exploration of the intervening intergalactic and galactic medium as well as they are distant reference objects helpful for high accuracy astrometry. More generally, in order to get a better understanding of the physics and evolution of quasars, it is desirable to increase the number of known objects.

However, quasars are characterized by their spectrum and, even using a multi–object spectrograph, a systematic spectrography of every object down to $B \simeq 20$ in wide regions of the sky would be far too much telescope–time consuming. A selection of quasar candidates in wide fields is thus necessary, in order to strongly reduce the number of objects to observe by spectroscopy. With this aim,

Send offprint requests to: O. Moreau *(Paris address)*

*Based on photographic plates obtained with the Palomar 48 inches and OCA 0.9 m Schmidt telescopes, digitisations made with the MAMA measuring machine of C.A.I. (I.N.S.U., Paris) and observations obtained with the CFH 3.6 m telescope

**Tables 7, 8 and the quasar-candidate catalogue are available electronically at the CDS via ftp 130.79.128.5

FIG. 6 – 1995. AaAS

J.A.F. 1996

"INTERACTIVATION" DE GALAXIES: SÉLECTION ET SPECTROPHOTOMÉTRIE BI-DIMENSIONNELLE

H. Reboul, Montpellier
C.Vanderriest, Meudon

Des observations de paires serrées d'objets faibles à excès d'UV ont été entreprises dans le cadre d'une recherche de mirages gravitationnels (Fringant et al., 1983). Près de 40% se révèlent être des paires de galaxies en "interactivation" (Reboul et al., 1985, 1987) (c'est-à-dire dans lesquelles la rencontre semble déclencher des noyaux actifs ou des violentes flambées d'étoiles).

La spectrophotométrie intégrale de champ est particulièrement adaptée à l'étude de ces objets car elle permet une séparation optimale des composantes stellaires et nébulaires. Nous présentons les résultats obtenus sur deux paires de galaxies à violentes flambées d'étoiles extraites du catalogue de BERGER-FRINGANT et observées avec SILFID en mode ARGUS au CFHT. Des procédures ont été développées pour reconstituer automatiquement des images dans le continu seul et dans les raies d'émission, des champs de vitesses et des spectres de zones.

Deux figures de réductions SILFID sont reproduites ci-dessous :
- 1) PB 6378: isophotes de la raie [OIII]5007
- 2) PB 9261: isophotes et isovitesses (chaque 30 km.s^{-1}) de [OIII]5007

Le tableau résume les principales conclusions astrophysiques pour PB 6378 et PB 9261.

	PB 6378	PB 9261
V	16.55 + 18.22	17.3 (total)
z	0.0875	0.0657
M_v (50,1/2)	-22.1 + -20.4	-20.7
θ, sép. proj.	7", 17 kpc	4.3", 7 kpc
$L_{H\beta}$	7.10^{34} W	6.10^{34} W
spectres HII	$T_* = 43000$ K	$T_* = 45000$ K
M(étoiles O-B)	$\sim 5.10^7$ $M_\odot$	$\sim 5.10^7$ $M_\odot$.
M_{grav}		$\geq 8.10^9$ $M_\odot$.

PB 6378 aurait V = 20.5 + 22.2 et θ = 2.7", à z = 0.6. Les très fortes luminosités de ces objets et de leurs raies d'émission permettraient d'étudier l'évolution de ces flambées d'étoiles sur plus que $t_\odot$ /2. La sélection automatique de ces galaxies en interactivation est réalisable à partir de clichés Schmidt multi-couleurs exploités avec la *MAMA* (programme *PAPA*) (Berger et al., 1991, Moreau, 1991).

Références:

- Fringant A.-M., Reboul H., Vanderriest C.: 1983, Proc. of the 24th Liège International Astrophysical Colloquium: "Quasars and Gravitational Lenses" I.A.L. Liège, June 21-24 1983, p. 155.
- Moreau O.: 1991 (dans ce même numéro du J.A.F.)
- Reboul H., Fringant A.-M., Vanderriest C.: 1986, Proc. of the International Astronomical Union Symposium 119: "Quasars", Bangalore, India, december 2-6 1985, D Reidel, p. 547.
- Reboul H., Vanderriest C., Fringant A.-M., Cayrel R.,: 1987, Astron. Astrophys. **177**, 337.
- Berger J., Cordoni J.-P., Fringant A.-M., Guibert J., Moreau O., Reboul H., Vanderriest C.: 1991, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **87**, 389.
  Le spectromètre imageur infrarouge (0.76 à 3.15 µm)

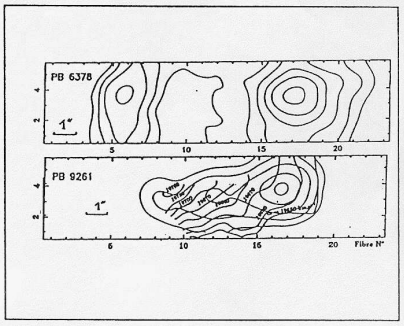


FIG. 7 – 1996. J.A.F. Communication présentée aux journées SFSA.

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

JULY 1999, PAGE 109

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **138**, 109–117 (1999)

Identification of active galaxies behind the Coma cluster of galaxies*

C. Ledoux[1], D. Valls-Gabaud[1,2], H. Reboul[3], D. Engels[4], P. Petitjean[5,6], and O. Moreau[7,8]

[1] UMR 7550 CNRS, Observatoire Astronomique de Strasbourg, 11 rue de l'Université, F–67000 Strasbourg, France
[2] Institute of Astronomy, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK
[3] GRAAL, Université Montpellier II, F–34095 Montpellier Cedex 5, France
[4] Hamburger Sternwarte, Gojenbergsweg 112, D–21029 Hamburg, Germany
[5] Institut d'Astrophysique de Paris - CNRS, 98bis Boulevard Arago, F–75014 Paris, France
[6] DAEC, Observatoire de Paris-Meudon, F–92195 Meudon Principal Cedex, France
[7] Laboratoire d'Astronomie de l'Université Lille I, Impasse de l'Observatoire, F–59000 Lille, France
[8] Centre d'Analyse des Images, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, F–75014 Paris, France

Received January 12; accepted May 21, 1999

Abstract. We describe the results of an efficient survey to identify bright $B \lesssim 18$ active galactic nuclei (AGN) within $\approx 4°$ ($4.7\ h^{-1}$ Mpc projected radius) of the centre of the Coma cluster of galaxies. The candidates have been carefully selected either as unresolved UV-excess objects with no detected proper motion, or from identifications on objective-prism plates including a few ROSAT sources. A global success rate larger than 30% is achieved. Low-resolution spectra are presented for the extragalactic objects identified in the course of the survey: the sample contains 16 emission-line objects, a BL Lac candidate and an elliptical galaxy. The AGNs of this list are unique targets to study the association of the Lyman-α forest with large-scale structures and galactic haloes at low redshift, to search for warm gas within the Coma cluster and nearby filaments, and for optical monitoring to detect the microlensing variability produced by the baryonic dark matter in the cluster.

Key words: quasars: general — quasars: absorption lines — galaxies: Seyfert — galaxies: starburst — techniques: spectroscopic — surveys

1. Introduction

Bright quasars (QSOs) can be used as background sources to probe the physical properties of foreground objects. When the foreground is a cluster of galaxies, the quasars behind the cluster can be used to map not only the warm gas content of the intra-cluster medium (via absorption lines), but also its dark matter distribution (via microlensing).

The discovery of a diffuse extreme UV-excess in nearby clusters by the *Extreme Ultraviolet Explorer* (EUVE) satellite (Lieu et al. 1996a,b) was initially interpreted as evidence for a warm gas component at about 500 000 K in the intra-cluster medium. This would constitute a major mass component and raises enormous problems (Fabian 1996). A non-thermal explanation, based on inverse Compton scattering, seems more plausible and consistent with the hard X-ray tail observed by *BeppoSAX* (Ensslin & Biermann 1998; Sarazin & Lieu 1998). However the distorted shape of the EUV isophotes may be more consistent with a shock heated medium, so the situation remains very confused. Although attempts have been made to detect the warm gas through UV emission lines (Dixon et al. 1996), absorption lines are far more sensitive to the presence of this component. Hence, *Hubble Space Telescope* (HST) spectroscopy of background QSOs should reveal absorption lines at the redshift of the cluster if the thermal interpretation is correct.

In addition, background QSOs can be used as probes of intervening gaseous clouds and of their evolution along the line of sight. Adjacent lines of sight provided by close pairs of QSOs can also constrain the size of the absorbers, their spatial distribution and their connection with galaxies. In this context, targeting quasars behind low-redshift clusters is a very efficient way to reveal the connection of the intergalactic medium on any scale with these

Send offprint requests to: C. Ledoux
(cedric@astro.u-strasbg.fr)

* Based on observations carried out at the 1.93 m telescope of the Observatoire de Haute-Provence (CNRS), France.

FIG. 8 – 1999. AaAS

A&A 395, 423–429 (2002)
DOI: 10.1051/0004-6361:20021331
© ESO 2002

Astronomy & Astrophysics

PB 9493-9494 intertacting galaxies: The correlation of IRAS sources with close pairs of PB UVe objects⋆

H. Reboul[1] and C. Vanderriest[2,⋆⋆]

[1] UMR 5024, CNRS–Université Montpellier 2, GRAAL, CC 72, 34095 Montpellier Cedex 5, France
[2] UMR 8631, CNRS–DAEC, Observatoire de Paris, 92195 Meudon, France

Received 12 September 2000 / Accepted 22 August 2002

Abstract. The cross-correlation of close pairs of UV-excess objects from the Berger-Fringant catalogue with IRAS sources supplies three cases. The first two are already known objects. We study in detail the most interesting (and new) case: PB 9493-9494. Optical observations in direct imaging and in integral field spectrography confirm that this system is a pair of strongly interacting galaxies with starbursts and show the complex structure of an evolved but not merged encounter. Although such an evolution step is only intermediate, the brightest nucleus (PB 9494) may be on the verge of becoming an AGN. We discuss the peculiarities of this system with regard to optical versus far infrared behaviour, in connection with its special mode of selection.

Key words. galaxies: individual: PB 9494, PB 9493 – galaxies: interactions – galaxies: starburst – ultraviolet: galaxies – infrared: galaxies

1. Introduction

Observations and models have gradually shown that galaxy interactions and merging are a key mechanism for triggering bright nuclear starbursts as well as AGNs. The process is now well documented for starburst galaxies (Halpern et al. 1984; Shaver & Chen 1985). For quasars, the first serious clues came from a comprehensive study of a low-redshift sample (Stockton & MacKenty 1987), and many further theoretical and observational studies confirm that the process is valid for the brightest objects too (see e.g. Djorgovski et al. 1987; Crampton et al. 1988; Bahcall et al. 1997). It is also recognized that such processes are the bright sides or episodes of a more general phenomenon among galaxies: evolution through binary or multiple encounters.

We have already proposed (Reboul et al. 1985) to name *"interactivation"* the whole set of dissipative processes by which a close encounter of galaxies triggers massive nuclear starbursts and (sometimes) true active nuclei that are rich in cosmological developments (Reboul & Cordoni 2002). The evolution that turns nuclear starbursts into active nuclei is still not perfectly understood but it is likely (from the relative frequencies and durations of the two classes of phenomena) that the occurence of this transformation needs some additional conditions.

We found that an efficient way to identify *"interactivating"* galaxies is to search for close pairs of UV-excess (hereafter UVe) objects (Reboul et al. 1987; Vanderriest & Reboul 1991). This is one of the reasons why we are completing a systematic observation of all the close pairs in available wide field catalogues of faint UVe objects mainly in the Berger Fringant (hereafter BF) catalogue (Berger & Fringant 1977, 1980, 1984) which covers 1400 square degrees with Schmidt plates at a limiting B–mag ~ 19.5. An automated and more general-purpose survey with other Schmidt plates and the MAMA microdensitometer (Berger et al. 1991; Moreau & Reboul 1995) is currently in progress in this direction.

Another well-known rich source of such interactivating galaxies is the IRAS whole sky survey. However, the redshift limit for galaxies in the IRAS catalogue is close to $z_c = 0.04$: this is shown for general IRAS galaxies by the sample investigations of Vader & Simon (1987, their Fig. 2) which is also true – save for a softer cut-off in the distribution of redshifts – for samples of MacAlpine emission-line galaxies (Salzer & MacAlpine 1988, their Fig. 10). Luminous Infra-red Galaxies show systematic signs of binary interactions (Murphy et al. 1996). At higher reshifts, this process of binary encounters and merging is also an important factor in galaxy evolution. It could noticeably contribute to the IR background (see Wang & Biermann 2000 and references therein). Our previous detailed investigations of close pairs of PB faint UVe *"interactivated"* galaxies (Vanderriest & Reboul, 1991) concerned sources with $z = 0.06$ to 0.09 whose absence in the IRAS catalogue was not surprising.

It is generally assumed that most of the mid-far infrared (10–50 μm) flux of *"interactivating"* galaxies is due to the thermal re-emission of dust heated mainly by the UV radiation of young massive OB stars in the burst (without excluding the contribution of a non-thermal enshrouded true AGN for the central parts). This implies that a sufficient amount of dust is

Send offprint requests to: H. Reboul,
e-mail: reboul@graal.univ-montp2.fr

⋆ Based on observations collected with the Canada-France-Hawaii Telescope at Mauna Kea (Hawaii, USA).

⋆⋆ Deceased 12 February 2002.

FIG. 9 – 2002. AaA

A&A 451, 387–393 (2006)
DOI: 10.1051/0004-6361:20053879
© ESO 2006

Astronomy & Astrophysics

Interacting galaxies and cosmological parameters

H. Reboul and J.-P. Cordoni

UMR 5024, CNRS – Université Montpellier 2, GRAAL, CC 72, 34095 Montpellier Cedex 5, France
e-mail: reboul@graal.univ-montp2.fr

Received 21 July 2005 / Accepted 10 November 2005

ABSTRACT

We propose a (physical)-geometrical method to measure $\Omega_{m\circ}$ and $\Omega_{\Lambda\circ}$, the present rates of the density cosmological parameters for a Friedmann-Lemaître universe. The distribution of linear separations between two interacting galaxies, when both of them undergo a first massive starburst, is used as a standard of length. Statistical properties of the linear separations of such pairs of "interactivated" galaxies are estimated from the data in the Two Degree Field Galaxy Redshift Survey. Synthetic samples of interactivated pairs are generated with random orientations and a likely distribution of redshifts. The resolution of the inverse problem provides the probability densities of the retrieved cosmological parameters. The accuracies that can be achieved by that method on $\Omega_{m\circ}$ and $\Omega_{\Lambda\circ}$ are computed depending on the size of ongoing real samples. Observational prospects are investigated as the foreseeable surface densities on the sky and magnitudes of those objects.

Key words. cosmology: cosmological parameters – galaxies: interactions – galaxies: starburst – surveys

1. Introduction

Variation in the scale factor $R(t)$ of a Friedmann-Lemaître (FL) universe with cosmic time t affects the observable relations $m \longleftrightarrow z_c$ and $\theta \longleftrightarrow z_c$ between apparent magnitude m and angular size θ versus the cosmological redshift z_c of standard sources. When possible, a solution to the inverse problem may then supply the whole story of $R(t)$ and the spatial curvature.

The $m \longleftrightarrow z_c$ relation provided the first estimation of the expansion rate $H \stackrel{\text{def}}{=} \dot{R}/R$ (Lemaître 1927), a long time ago. Much more recently, supernovae SNIa (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999) were the standard candles that accredited – with the help of the angular power spectrum of the anisotropy for the Cosmic Microwave Background Radiation (CMBR) – the so-called "concordance model" in which the density parameters for cold matter ($\Omega_m \stackrel{\text{def}}{=} 8\pi G\rho_m/3H^2$) and for cosmological constant ($\Omega_\Lambda \stackrel{\text{def}}{=} \Lambda c^2/3H^2$) have the present (index$_\circ$) values $\Omega_{m\circ} \sim 1/3$ and $\Omega_{\Lambda\circ} \sim 2/3$. All this revived a dominant $\Omega_{\Lambda\circ}$ universe, after Lemaître (1927, 1931). But as pointed out by Blanchard et al. (2003), that concordance is not entirely free from weak hypotheses, and those authors argued that the previously dominant Einstein-de-Sitter model ($\Omega_m = 1$ and $\Omega_\Lambda = 0$) was still not excluded by available data.

The case for $\Omega_{\Lambda\circ}$ is important. That parameter is not only determinant for the geometrical age of the universe and for the evolution of large structures but, in the FL equations on the scale factor $R(t)$, the geometrical cosmological constant Λ may be, at least formally and partly or totally, exchanged with a physical "vacuum energy", a perfect and Lorentz invariant fluid of equation of state $p = w\rho c^2$ with $w_\Lambda = -1$ and $\rho_\Lambda = \Lambda c^2/4\pi G$ (Lemaître 1934) that this author judged to be *"essentially the meaning of the cosmical constant"*. And the cosmological tests that detected $\Omega_{\Lambda\circ} \neq 0$ may also be used to constrain the $w \neq -1$ or $w \neq$ *constant* of more elusive fluids like dark energy or quintessence.

To that purpose the $\theta \longleftrightarrow z_c$ relation is also a promising cosmological test that was first investigated by Tolman (1930). If an object has a projected linear separation PS on the plane of the sky at the time of emission t_e, the radial motion of received photons leads to an observed angular size:

$$\theta_\circ(z_c) = \frac{PS\ (1+z_c)}{d} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{PS}{d_A}. \tag{1}$$

In the above expression, d is the "metric" or "comoving tranverse" or "proper motion" "distance" of the source and d_A is its "angular size-distance". The expressions for d are obtained by intregration of the radial light's movement from the source to the observer (d_-, d_f, d_+ respectively are for negative, null, and positive curvatures of space, Ω_r is the density parameter of radiation, and $\Omega_k \stackrel{\text{def}}{=} -kc^2/R^2H^2$ is the reduced curvature of space related to other Ω_i by $\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1$):

$$d_- = \frac{c}{H_\circ\ |\ \Omega_{k\circ}\ |^{\frac{1}{2}}} \sinh\left[|\ \Omega_{k\circ}\ |^{\frac{1}{2}}\ F(z_c)\right] \quad (H^3 \text{ space}) \tag{2}$$

$$d_f = \frac{c}{H_\circ}\ F(z_c) \quad (E^3 \text{ space}) \tag{3}$$

$$d_+ = \frac{c}{H_\circ\ |\ \Omega_{k\circ}\ |^{\frac{1}{2}}} \sin\left[|\ \Omega_{k\circ}\ |^{\frac{1}{2}}\ F(z_c)\right] \quad (S^3 \text{ space}) \tag{4}$$

FIG. 10 – 2006. AaA

Bibliographie

Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., Allam, S. S., & al. 2006, Astrophys. J., Suppl. Ser., 162, 38

Alpher, R. A. & Herman, R. C. 1948, Nature, 162, 774

—. 1950, Rev. Mod. Phys., 22, 153

Andrillat, H., Hauck, B., Heidmann, J., Maeder, A., & Merleau-Ponty, J. 1984, La cosmologie moderne (Paris : Masson)

Astier, P., Guy, J., Regnault, N., Pain, R., Aubourg, E., Balam, D., Basa, S., Carlberg, R. G., Fabbro, S., Fouchez, D., Hook, I. M., Howell, D. A., Lafoux, H., Neill, J. D., Palanque-Delabrouille, N., Perrett, K., Pritchet, C. J., Rich, J., Sullivan, M., Taillet, R., Aldering, G., Antilogus, P., Arsenijevic, V., Balland, C., Baumont, S., Bronder, J., Courtois, H., Ellis, R. S., Filiol, M., Gonçalves, A. C., Goobar, A., Guide, D., Hardin, D., Lusset, V., Lidman, C., McMahon, R., Mouchet, M., Mourao, A., Perlmutter, S., Ripoche, P., Tao, C., & Walton, N. 2006, Astron. Astrophys., 447, 31

Balibar, F. 1990, Galilée, Newton, lus par Einstein (Paris : Presses universitaires de France)

Beaujouan, C. 1966, Histoire Générale des sciences, Tome 1 (Paris : Presses Universitaires de France)

Berger, J., Cordoni, J. P., Fringant, A. M., Guibert, J., Moreau, Reboul, H., & Vanderriest, C. 1991, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 87, 389

Berger, J. & Fringant, A. M. 1977, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 28, 123

—. 1980, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 39, 39

—. 1984, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 58, 565

Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 117, 393

Biarnais, M.-F. 1985, Isaac Newton ; De philosophiae naturalis pincipia mathematica (Paris : Christian Bourgeois)

Blanchard, A., Douspis, M., Rowan-Robinson, M., & Sarkar, S. 2006, Astron. Astrophys., 449, 925

Breuil, H. 1909, Revue Archéologique, quatrième série, 13, 250

Brisson, L. & Meyerstein, P. 1991, Inventer l'univers (Paris : Les Belles Lettres)

Buchalter, A., Helfand, D. J., Becker, R. H., & White, R. L. 1998, Astrophys. J., 494, 503

Burbidge, G., Hoyle, F., & Schneider, P. 1997, Astron. Astrophys., 320, 8

Carter, B. 1974, in IAU Symp. 63 : Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data, ed. M. S. Longair, 291–298

Chandrasekhar, S. 1943a, Astrophys. J., 97, 255

—. 1943b, Astrophys. J., 97, 263

—. 1943c, Astrophys. J., 98, 54

Chatterjee, S. 1992, Astrophys. J., 397, 1

Chatterjee, S. & Bhui, B. 1990, Mon. Not. R. Astron. Soc., 247, 57

Chen, G. & Ratra, B. 2003, Astrophys. J., 582, 586

Chevreton, M., Herpe, G., Schneider, J., & Vanderriest, C. 1983, in Liege International Astrophysical Colloquia, ed. J.-P. Swings, 161–171

Chwolson, O. 1924, Astronomische Nachrichten, 221, 329

Claeskens, J.-F. & Surdej, J. 2002, Astron. Astrophys. Rev., 10, 263

Clouard, H. 1964, Lucrèce : De Natura Rerum (Paris : GF Flammarion)

Colless, M., Peterson, B. A., Jackson, C., & al. 2003, Two Degree Field Galaxy redshift Survey

Conche, M. 1991, Anaximandre, fragments et témoignages. Traduction et commentaires de Marcel Conche (Paris : PUF)

Cordoni, J. P. & Reboul, H. 1979, Academie des Sciences Paris Comptes Rendus Serie B Sciences Physiques, 288, 139

—. 1983, Constitution des catalogues temporaires (HIPPARCOS), ed. C. Thuron & F. Crifo

Cordoni, J. P., Reboul, H., & Crźé, M. 1983, in INput CAtalogue NEWSletter, ed. C. Thuron & F. Crifo, 22–26

Croom, S. M., Smith, R. J., Boyle, B. J., Shanks, T., Miller, L., Outram, P. J., & Loaring, N. S. 2004, Mon. Not. R. Astron. Soc., 349, 1397

Dashveski, V. & Zeldovich, Y. 1965, Soviet. Atron., 8, 854

de Bernardis, P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Boscaleri, A., Coble, K., Crill, B. P., De Gasperis, G., Farese, P. C., Ferreira, P. G., Ganga, K., Giacometti, M., Hivon, E., Hristov, V. V., Iacoangeli, A., Jaffe, A. H., Lange, A. E., Martinis, L., Masi, S., Mason, P. V., Mauskopf, P. D., Melchiorri, A., Miglio, L., Montroy, T., Netterfield, C. B., Pascale, E., Piacentini, F., Pogosyan, D., Prunet, S., Rao, S., Romeo, G., Ruhl, J. E., Scaramuzzi, F., Sforna, D., & Vittorio, N. 2000, Nature, 404, 955

Delaye, L. & Pépin, A. 2005, stage L1 au GRAAL, tuteur H. Reboul

Demaret, J. 1991, Univers : les téories de la cosmologie contemporaine (Aix-en-Provence : Le Mail.)

Demaret, J. & Lambert, D. 1994, Le principe anthropique (Paris : Armand Colin)

Demianski, M., de Ritis, R., Marino, A. A., & Piedipalumbo, E. 2003, Astron. Astrophys., 411, 33

Deprit, A. 1984, in Thr Big Bang and Greorges Lemaître. Proc. of Symp in honour of G. Lemaître, Louvain-la-Neuve, 10-13 October 1983, ed. A. Berger (D. Reidel Publishing Company), 363–392

Dicke, R. H. 1961, Nature, 192, 440

Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., & Wilkinson, D. T. 1965, Astrophys. J., 142, 414

Doutreleau, L. 1985, Origène, Homélies sur la Genèse (Paris : CERF)

Dubinski, J. 2001, The Merger of the Milky Way and Andromeda Galaxy : www.cita.utoronto.ca/ dubinski

Duhem, P. 1914, Le système du monde : Histoire des doctrines cosmologiques de Platon à Copernic, Tomes I et II) (Laval : Baréoud, réimpression Floch 1965)

Dyer, C. C. & Roeder, R. C. 1972, Astrophys. J., Lett., 174, L115+

Eddington, A. S. 1919, The Observatory, 42, 119

Einstein, A. 1917, Sitzungsberichte der Preussischen Akad. d. Wiss., 142

—. 1922, Zeitschrift fur Physik, 11, 326

—. 1923, Zeitschrift fur Physik, 16, 328

Einstein, A. & De Sitter, W. 1932, in Proc. Nat. Acad. of Sci., Vol. 18

Eisenstein, D. J., Zehavi, I., Hogg, D. W., Scoccimarro, R., Blanton, M. R., Nichol, R. C., Scranton, R., Seo, H.-J., Tegmark, M., Zheng, Z., Anderson, S. F., Annis, J., Bahcall, N., Brinkmann, J., Burles, S., Castander, F. J., Connolly, A., Csabai, I., Doi, M., Fukugita, M., Frieman, J. A., Glazebrook, K., Gunn, J. E., Hendry, J. S., Hennessy, G., Ivezić, Z., Kent, S., Knapp, G. R., Lin, H., Loh, Y.-S., Lupton, R. H., Margon, B., McKay, T. A., Meiksin, A., Munn, J. A., Pope, A., Richmond, M. W., Schlegel, D., Schneider, D. P., Shimasaku, K., Stoughton, C., Strauss, M. A., SubbaRao, M., Szalay, A. S., Szapudi, I., Tucker, D. L., Yanny, B., & York, D. G. 2005, Astrophys. J., 633, 560

Elbaz, D. 2004, in XXXIVth Moriond Astrophysics Meeting, March 21 – 28 2004

Florentin-Nielsen, R. & Augustesen, K. 1983, in Liege International Astrophysical Colloquia, ed. J.-P. Swings, 172–177

Fourmanoit, N. 2006, stage M1 au GRAAL, tuteurs J-P Cordoni et H. Reboul

Friedman, A. 1922, Zeitschrift fur Physik, 10, 377

—. 1924, Zeitschrift fur Physik, 21, 326

Fringant, A. M., Reboul, H., & Vanderriest, C. 1983, in Liege International Astrophysical Colloquia, ed. J.-P. Swings, 155–160

Gamow, G. 1949, Reviews of Modern Physics, 21, 367

Gardeil, H.-D. 1992, Saint Thomas d'Aquin : Somme Théologique (Paris, Tournai, Rome : Desclée & Cie, , 2nd ed. 1992)

Gould, S. J. 1991, La vie est belle (Paris : Seuil)

Graney, C. 2006, Sky and telescope, 12

Grant, E. 1996, The foundations of modern science in the middle ages (Cambridge : Cambridge University Press)

Guerra, E. J., Daly, R. A., & Wan, L. 2000, Astrophys. J., 544, 659

Gurvits, L. I., Kellermann, K. I., & Frey, S. 1999, Astron. Astrophys., 342, 378

Hadrovic, F. & Binney, J. 1997, ArXiv Astrophysics e-prints

Hawking, S. W. 1989, Une brève histoire du temps (Paris : Flammarion)

Heckmann, O. 1931, Veroeffentlichungen der Universitaets-Sternwarte zu Goettingen, 2, 126

Herschell, W. 1803, Phil. Trans. (London), 93, 340

Hubble, E. 1929, Proceedings of the National Academy of Science, 15, 168

Joeveer, M. & Einasto, J. 1978, in IAU Symp. 79 : Large Scale Structures in the Universe, ed. M. S. Longair & J. Einasto, 241–250

Kayser, R. 1995, Astron. Astrophys., 294, L21

Kellermann, K. I. 1993, Nature, 361, 134

Koyré, A. 1968, From the closed world to the infinite universe (The Hideyo Noguchi Lectures, Baltimore : The Johns Hopkins Press, 1957, traduction française, Gallimard, 1973)

—. 1969, Histoire Générale des sciences, Tome 2 (Paris : Presses Universitaires de France)

—. 1978, Galileo studies (Hassocks [Eng.] : Harvester Press, 1978.), 813–+

Lambert, D. 1999, Un atome d'univers (Bruxelles : Éditions Racine)

Lavery, R. J., Remijan, A., Charmandaris, V., Hayes, R. D., & Ring, A. A. 2004, Astrophys. J., 612, 679

Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., Ellis, R. S., Brinchmann, J., Schade, D., Tresse, L., Colless, M., Crampton, D., Glazebrook, K., Hammer, F., & Broadhurst, T. 2000, Mon. Not. R. Astron. Soc., 311, 565

Ledoux, C., Valls-Gabaud, D., Reboul, H., Engels, D., Petitjean, P., & Moreau, O. 1998, in Untangling Coma Berenices : A New Vision of an Old Cluster, ed. A. Mazure, F. Casoli, F. Durret, & D. Gerbal, 209–+

Ledoux, C., Valls-Gabaud, D., Reboul, H., Engels, D., Petitjean, P., & Moreau, O. 1999, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 138, 109

Lemaître, G. 1925, J. of Math. and Phys., 4, 37

—. 1927, Ann. Soc. Sci. Bruxelles, 47, 49

—. 1931a, Supplement to Nature, 704

—. 1931b, Mon. Not. R. Astron. Soc., 91, 483

—. 1931c, Mon. Not. R. Astron. Soc., 91, 490

Lemaître, G. 1934, in Proc. National Academy of Sciences, Vol. 20

—. 1935a, Revue des questions Scientifiques, Soc. Sci. de Bruxelles

—. 1935b, Annale de la Soc. Sci. de Bruxelles,

—. 1957, Revue des questions scientifiques,, 129, 129

—. 1958a, Ricerche Astronomiche, 5, 475

Lemaître, G. 1958b, in Institut International de Physique Solvay, Onzième conseil de Physique (Editions Stoops ; Bruxelles), 1–31

Lemoine, M. & Picard-Para, C. 2004, Théologie et Cosmologie au XIIe siècle (Paris : Les Belles Lettres, 2004)

Levergeois, B. 1987, Giordano Bruno : L'infini, l'univers et les mondes (Paris : Berg International)

Linde, A. 2002, Science and Ultimate Reality :From Quantum to Cosmos (Cambridge University Press)

Luminet, J.-P. 1997, Essais de cosmologie ; précédé de L'invention du Big Bang (Paris : Seuil)

—. 1998, Le débat cosmologique

—. 2004, L'invention du Big Bang (édition revue et augmentée de l'introduction de 1997) (Paris : Seuil)

—. 2005, L'univers chiffonné (Paris : Gallimard)

—. 2006, Brazilian Journal of Physics, 36, 107

Luminet, J.-P. & Lachièze-Rey, M. 2005, De l'infini . . .mystères et limites de l'univers (Paris : Dunod)

Luminet, J.-P., Weeks, J. R., Riazuelo, A., Lehoucq, R., & Uzan, J.-P. 2003, Nature, 425, 593

Marmier, A.-M. 1994, Cosmos, une histoire des représsentations de l'univers (Villeneuve d'Ascq : ALIAS)

Mather, J. C., Cheng, E. S., Eplee, Jr., R. E., Isaacman, R. B., Meyer, S. S., Shafer, R. A., Weiss, R., Wright, E. L., Bennett, C. L., Boggess, N. W., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M. G., Janssen, M., Kelsall, T., Lubin, P. M., Moseley, Jr., S. H., Murdock, T. L., Silverberg, R. F., Smoot, G. F., & Wilkinson, D. T. 1990, Astrophys. J., Lett., 354, L37

Metcalf, R. B. & Silk, J. 1998, Astrophys. J., Lett., 492, L1+

Michel, P. H. & Louis, P. 1966, Histoire Générale des sciences, Tome 1 (Paris : Presses Universitaires de France)

Michel, P. H. & Mugler, C. 1966a, Histoire Générale des sciences, Tome 1 (Paris : Presses Universitaires de France)

—. 1966b, Histoire Générale des sciences, Tome 2 (Paris : Presses Universitaires de France)

Michon, C. 2004, Thomas d'Aquin et la controverse sur l'éternité du monde (Paris : GF Flammarion)

Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1994, Astrophys. J., Lett., 431, L9

Mineur, H. 1933, Actualités scientifiques et industrielles, 63, 1

Moraux, P. 1965, Aristote : De Caelo, Vol. 293 (Paris : Les Belles Lettres)

Moreau, O. 1992, PhD thesis, Paris : Universite Paris 7

Moreau, O., Gosset, E., Reboul, H., & Vanderriest, C. 1994, in IAU Symp. 161 : Astronomy from Wide-Field Imaging, ed. H. T. MacGillivray, 740–+

Moreau, O., Libbrecht, C., Lee, D.-W., & Surdej, J. 2005, Astron. Astrophys., 436, 479

Moreau, O. & Reboul, H. 1995a, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 111, 169

—. 1995b, VizieR Online Data Catalog, 411, 10169

Ondra, L. 2004, Sky and Telescope, 72

Pedersen, K. M. 1987, Jean Picard et les débuts de l'astronomie de précision au XVIIe siècle (Paris : Editions du CNRS)

Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, Astrophys. J., 142, 419

Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., & al. 1999, Astrophys. J., 517, 565

Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing (Cambridge : University Press, |c1992, 2nd ed.)

Rappenglück, M. 1997, in Actas del IV Congreso de la SEAC "Astronomía en la Cultura"., ed. J. et Fernando, 217–225

Reboul, H. 1978, PhD thesis, *Thèse de spécialité : Décalages non triviaux. Quasars et isotropie de l'expansion* Montpellier : Université des Sciences et Techniques du Languedoc

Reboul, H. 1979a, in Extragalactic Astronomy - Meeting "Sol-Espace". Held at the Institut d'Astrophysique, Paris, France, December 11-13, 1978. Publisher, Masson, Paris, France, 1979. LC # QB857 .E97 1978. ISBN # NONE. P.213, 1979, ed. C. Balkowski-Mauger, 213–+

—. 1979b, Introduction à la théorie de l'observation en astrophysique : Instruments et méthodes de mesure (Paris ; New York : Masson, 1979.)

—. 1979c, Annales de Physique, 4, 213

—. 1982a, Techniques de l'ingénieur, 4422, 1

—. 1988a, Journal des Astronomes Français, 31, 30

Reboul, H. 1988b, in First DAEC Workshop : Large sructures, Observations and Instrumentation

Reboul, H. 1996, in Journal des Astronomes Français, 17–18

Reboul, H. & Cordoni, J.-P. 2006, Astron. Astrophys., 451, 387

Reboul, H., Fringant, A. M., & Vanderriest, C. 1986, in IAU Symp. 119 : Quasars, ed. V. K. Kapahi & G. Swarup, 547–548

Reboul, H. & Vanderriest, C. 1992, Journal des Astronomes Francais, 41, 17

—. 2002, Astron. Astrophys., 395, 423

Reboul, H., Vanderriest, C., Fringant, A. M., & Cayrel, R. 1987, Astron. Astrophys., 177, 337

Reboul, H. J. 1980, Astron. Astrophys., 89, 272

—. 1981, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 45, 129

—. 1982b, Astron. Astrophys., 108, 85

Refsdal, S. 1964, Mon. Not. R. Astron. Soc., 128, 307

Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., & al. 1998, Astron. J., 116, 1009

Rivaud, A. 1985, Platon, Oeuvres complètes, Tome X (Paris : Les Belles Lettres)

Robertson, H. P. 1929, Proceedings of the National Academy of Science, 15, 822

—. 1938, Zeitschrift fur Astrophysik, 15, 69

Royer, P. 1994, Recherche de candidats quasars par la méthode d'analyse multi-couleurs ; Mémoire en vue de l'obtention du grade d'ingénieur civil électronicien (Liège : Université de Liège, Faculté des sciences appliquées)

Sandage, A. & Perelmuter, J.-M. 1991, Astrophys. J., 370, 455

Schmidt, M. 1959, Astrophys. J., 129, 243

Silk, J. 1968, Astrophys. J., 151, 459

Sluse, D., Surdej, J., Claeskens, J.-F., De Rop, Y., Lee, D. W., Iovino, A., & Hawkins, M. R. S. 2003, Astron. Astrophys., 397, 539

Smoot, G. F., Gorenstein, M. V., & Muller, R. A. 1977, Phys. Rev. Lett., 39, 898

Soubiran, C. 1992, Astron. Astrophys., 259, 394

Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., Nolta, M. R., Bennett, C., Hinshaw, N., Komatsu, E., Page, L., Peiris, H. V., Verde, L., Barnes, C., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. 2006, 'Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Years Results : Implication for Cosmology. Document provisoire sur le site lambda.gsfc.nasa.gov

Springel, V. & Hernquist, L. 2005, Astrophys. J., Lett., 622, L9

Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, Astrophys. J., 519, 1

Stepanas, P. G. & Saha, P. 1995, Mon. Not. R. Astron. Soc., 272, L13

Surdej, J., Claeskens, J., & Sluze, D. 2006, Current issues in cosmology, 223

Teukolsky, S. A., Press, W. H., Flannery, B. P., Lloyd, C., & Rees, P. 1993, The Observatory, 113, 214

Tolman, R. C. 1930, Proc. Nat. Acad Sci.

Tremesaigues, A. & Pacaud, B. 1993, Emmanuel Kant : La critique de la raison pure (Paris : Presses Universitaires de France)

Vanderriest, C. & Reboul, H. 1991, Astron. Astrophys., 251, 43

Vanderriest, C., Schneider, J., Herpe, G., Chevreton, M., Moles, M., & Wlerick, G. 1989, Astron. Astrophys., 215, 1

Veilleux, S. & Osterbrock, D. E. 1987, Astrophys. J., Suppl. Ser., 63, 295

Verdet, J.-P. 1990, Une histoire de l'astronomie (Paris : Éditions du Seuil)

Walker, A. G. 1936, in Proceedings of the London Mathematical Society, Vol. 42, 90–127

Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, Nature, 279, 381

Zeldovich, I. B., Einasto, J., & Shandarin, S. F. 1982, Nature, 300, 407

Zhu, Z.-H., Fujimoto, M.-K., & He, X.-T. 2004, Astron. Astrophys., 417, 833

Abstract

The study begins as an essay of epistemology on cosmological concepts from antiquity to present time with special attention to the evolution of mentalities in cosmological research and to observational tests of comological models. Among them, the significance of the relation between angular diameter θ and *distance* (today *cosmological redshift* z_c) is the leading idea.

The aim of constraining $\Omega_{m\circ}$ and $\Omega_{\Lambda\circ}$, the present rates of the density cosmological parameters for a Friedmann-Lemaître universe, with observation of the $\theta \longleftrightarrow z_c$ relation of binary objects has driven, for more than twenty years, a set of observational activities ranging from dedicated pointings (imagery, spectrophotometry 1D, 2D or 3D) to wide field astronomy (astrometry, photometry, proper motions).

The distribution of linear separations between two interacting (*"interactivating"*) galaxies, when both of them undergo a *primary starburst*, is used as a standard of length.

The qualification of that method is performed with analysis of available surveys of galaxies. Statistical properties of the linear separations of such pairs of *interactivated* galaxies are estimated from low redshift real data. Synthetic samples are generated and the resolution of the inverse problem provides the probability densities of the retrieved cosmological parameters. The accuracies that can be achieved by that method on $\Omega_{m\circ}$ and $\Omega_{\Lambda\circ}$ are computed depending on the size of ongoing real samples.

Keywords: Cosmology : cosmological parameters – Galaxies : interactions – surveys Galaxies : starburst – Galaxies : active – History and philosophy of astronomy

1^{er} déc. 2006

Résumé

Un essai épistémologique sur l'évolution des concepts cosmologiques depuis l'antiquité occupe la première partie de ce travail. Il porte une attention particulière aux domaines frontaliers qui ont pu favoriser les concepts dominants. Une étude des tests observationnels des modèles d'univers au fil du temps replace dans son contexte la signification cosmologique présente de la relation entre diamètre apparent θ et décalage spectral cosmologique z_c.

Dans les modèles d'univers de Friedmann-Lemaître, issus de la relativité générale et du principe cosmologique, la relation $\theta \longleftrightarrow z_c$ dépend de la géométrie de l'espace-temps que parcourt la lumière entre la source et l'observateur et donc de ses paramètres fondamentaux, notamment de son taux d'expansion, de la densité des différents «fluides» qu'il contient et de la «constante cosmologique».

En inversant la relation $\theta \longleftrightarrow z_c$ observée on doit donc pouvoir contraindre ces paramètres. L'interaction gravitationnelle des galaxies et la première *activation* mutuelle (*«interactivation»*) qu'elle suscite est ici envisagée comme génératrice d'étalons de longueur relativement indépendants du temps cosmique.

Cette idée directrice a accompagné, durant plus de vingt ans, un ensemble de démarches observationnelles pointées (imagerie, spectrophotométrie 1D, 2D, 3D) et à grand champ (astrométrie, photométrie, mouvements propres) dont les retombées sont multiples.

L'étude se termine par une qualification de la méthode, basée sur les grands relevés de galaxies disponibles en 2006. À partir des observations locales, des échantillons synthétiques sont générés et la résolution du problème inverse fournit les précisions avec lesquelles peuvent être retrouvés les paramètres de densité en fonction de la dimension des échantillons réels à venir.

Mots-clés: Cosmologie : paramètres cosmologiques – Galaxies : interactions – grands relevés – épistémologie