

# UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

Jean-Marie Souriau

Université de Provence et Centre de Physique Théorique, Marseille

---

## Introduction

Le modèle d'Univers que nous présentons ici a été élaboré en plusieurs stades:

1°) Nous avons étudié la signification physique et géométrique de la CONSTANTE COSMOLOGIQUE ( Souriau 1964, 1974, 1976 );

2°) Un travail de colorimétrie, de photométrie et d'analyse statistique (Fliche-Souriau 1979), nous a montré qu'il n'est pas nécessaire de supposer une évolution statistique du phénomène "quasar" pour interpréter les données optiques relatives à ces objets, à condition d'adopter UN CERTAIN MODELE DE FRIEDMANN - LEMAITRE; il s'agit d'un modèle à courbure spatiale positive et à expansion indéfinie ayant commencé par le Big-Bang ( ces caractéristiques sont compatibles si on ne choisit pas la valeur 0 pour la constante cosmologique ).

3°) Dans les modèles de ce type, l'espace est une hypersphère  $S^3$ . Cette hypothèse permet de renouveler la "cosmologie symétrique": on peut envisager que matière et antimatière soient réparties sur deux hémisphères de  $S^3$ . La zone de contact doit alors être observable comme zone d'absence dans la répartition spatiale des quasars. NOUS AVONS EFFECTIVEMENT MIS EN EVIDENCE UNE TELLE ZONE D'ABSENCE (Souriau 1980, Fliche-Souriau-Triay 1982 I et II).

4°) Un Univers de ce type pourrait présenter une ANISOTROPIE GENERALE: nous avons effectivement trouvé divers indices d'une telle anisotropie, en particulier dans la répartition, l'orientation et la cinématique des galaxies.

Le présent travail est une étude détaillée de ce modèle et de certaines de ses conséquences. Nous commençons ( §1 ) par la description de la zone d'absence, et montrons qu'elle suffit à déterminer un modèle cosmologique. Chacun des paragraphes suivants ( §§ 2 à 17 ) est consacré à un type distinct d'observations, qui est confronté avec ce modèle: âge et densité de l'Univers, relation redshift - luminosité pour les galaxies et pour les quasars, relation redshift - diamètre pour les radio-sources, isotropie du rayonnement à 3°K, physique de la zone de contact matière - antimatière ( largeur théorique de cette zone, taux et spectre des rayons gamma produits ). Nous étudions particulièrement une éventuelle stratification de l'Univers parallèlement à cette zone, interprétant dans ce sens les raies d'absorption dans les spectres des quasars, la disposition du Super - Amas Local et du Groupe Local de galaxies, l'orientation des régions H I des galaxies, et enfin la cinématique des galaxies proches.

Pour alléger l'exposé principal, nous avons renvoyé aux annexes la plus grande partie du travail technique.

---

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

-----§1-----

La REPARTITION SPATIALE DES QUASARS, telle que nous la connaissons aujourd'hui, comporte une ZONE D'ABSENCE, que nous désignerons par  $(\mu)$ .

$(\mu)$  a la forme d'une coquille, dont l'épaisseur est de de 120 Mpc environ; notre regard la traverse dans une moitié du ciel; le point le plus proche est dans la direction

$(\alpha)$  : (17h 45m 30s,  $-6^{\circ} 50'$ ) (1950)

à 2700 Mpc de nous ( les longueurs sont évaluées ici avec  $H_0 = 100$  Km/s/Mpc ); la distance de  $(\mu)$  croît régulièrement quand la visée s'éloigne de  $(\alpha)$ .

Pour restituer la répartition SPATIALE des quasars à partir des observations ( ascension droite, déclinaison, redshift ), il faut avoir CHOISI UN MODELE D'UNIVERS.

Si on prend le modèle élémentaire de Hubble ( espace euclidien, distance proportionnelle au redshift  $z$  ), la zone d'absence  $(\mu)$  apparaît comme approximativement sphérique, et dirigeant sa concavité vers nous.

Mais les grands redshifts des objets qui bordent  $(\mu)$  ( jusqu'à  $z > 2.6$  ) requièrent l'emploi d'un modèle plus précis. Nous choisirons les modèles de FRIEDMANN-LEMAITRE, parce que ce sont les seuls modèles relativistes qui soient compatibles avec les propriétés observées du rayonnement cosmologique.

Ces modèles dépendent de DEUX PARAMETRES, dont il va falloir déterminer la valeur: le paramètre de densité  $\Omega_0$  ( sans dimensions ) et la CONSTANTE COSMOLOGIQUE  $\Lambda$  ( nous ne comptons pas ici le paramètre d'échelle, la constante de Hubble  $H_0$ , dont la détermination est indépendante ).

Il existe une tradition bien établie qui affirme que  $\Lambda$  doit être nulle, mais avec des justifications assez faibles: l'argument d'autorité ( Einstein a dit que...; tout le monde fait comme ça... ); des arguments de type "simplicité", "grands nombres" ( si on les poussait un peu loin, ils montreraient vite que la constante de Newton,  $G$ , est nulle elle aussi... ). Peut-être est-ce simplement pour éviter des difficultés techniques qu'on préfère  $\Lambda = 0$ ? Nous allons voir pourtant que ces difficultés ne sont pas considérables.

En fait, le principe de relativité générale, et plus généralement la théorie des groupes, ne donnent aucune raison de supposer  $\Lambda = 0$ , choix qui ne correspond à aucune symétrie particulière; l'hygiène épistémologique recommande donc d'introduire  $\Lambda$  dans le problème, et de voir si les observations permettent de la mesurer.

Pour cette mesure, les propriétés de la zone  $(\mu)$  apportent une possibilité nouvelle. En effet, les données disponibles sur les quasars montrent que les deux hypothèses suivantes sont compatibles:

- a) L'univers peut se décrire par un modèle de Friedmann-Lemaître;
- b) La zone d'absence  $(\mu)$  est plane;

et, mieux, que ces deux conditions DETERMINENT le modèle ( à l'échelle près ): ceci se vérifie simplement par un double balayage sur les paramètres à déterminer.

On peut donc mesurer la constante cosmologique et le paramètre de densité en

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

utilisant comme seule donnée un catalogue de quasars; voici le résultat:

$$\Omega_0 \# 0.1, \Lambda \# (1600 \text{ Mpc})^{-2};$$

il est indiqué d'utiliser, au lieu de  $\Lambda$ , le PARAMETRE DE DECELERATION  $q_0$ , qui est défini avec plus de précision:

$$q_0 = -1.12 \pm 0.01$$

Bien entendu cette approche soulève quelques questions essentielles:

- la zone ( $\mu$ ) survivra-t-elle aux observations à venir?
- quelle est l'interprétation physique de cette zone?
- que signifie la condition b) ci-dessus?
- quelles sont les implications du modèle d'Univers ainsi déterminé?
- est-il en accord avec les autres observations?

nous allons examiner les réponses qu'on peut proposer aujourd'hui.

Dans ce modèle, la COURBURE DE L'ESPACE est POSITIVE, et l'espace lui-même a la forme d'une HYPERSPHERE  $S_3$  (attention! avec une dimension de moins, l'analogie serait la SURFACE d'une sphère ordinaire  $S_2$ , et PAS SON INTERIEUR. Il est commode de "plonger"  $S_3$  dans un espace numérique à quatre dimensions, mais il s'agit d'un artifice mathématique, et les points situés en dehors de  $S_3$  sont fictifs).

Comme il se doit (ci-dessus b)), la zone d'absence ( $\mu$ ) est bien un plan, mais un plan tel qu'on peut le définir en géométrie RIEMANNIENNE; on peut se le représenter comme un EQUATEUR de  $S_3$  (analogie: toute ligne tracée sur la Terre qui apparaît comme "droite" aux observateurs proches est en fait un équateur, équateur que l'on peut évidemment associer à deux pôles diamétralement opposés).

Cette surface équatoriale ( $\mu$ ) sépare l'espace en deux régions - deux HEMISPHERES de  $S_3$ ; nous-mêmes, nous occupons une position assez quelconque dans l'un de ces hémisphères, avec une latitude de 27 degrés environ. La distance maximum à laquelle nous observons des quasars est à peu près de 90 degrés autour de  $S_3$ , et par conséquent les quasars s'étendent largement au delà de la zone ( $\mu$ ), ce qui permet de la détecter.

Le modèle permet d'évaluer la QUANTITE TOTALE DE MATIERE existant dans l'univers: approximativement  $1.2 \text{ E } 80$  atomes d'hydrogène, soit  $1 \text{ E } 23$  masses solaires.

Le calcul de l'EVOLUTION TEMPORELLE montre qu'il s'agit d'un modèle à BIG-BANG (l'extrapolation vers le passé est limitée par une singularité où la température est infinie et où l'espace est réduit à un point); l'expansion est destinée à durer éternellement, avec une légère accélération (le paramètre de décélération  $q_0$  est négatif).

Nous allons maintenant confronter ce modèle aux observations disponibles.

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

-----§2-----

Dans ce modèle (1), l'AGE DE L'UNIVERS ( la durée écoulée depuis le Big-Bang ) est de 16 MILLIARDS D'ANNEES ( avec  $H_0 = 100$  ); cette valeur est compatible avec les âges estimés des étoiles et des amas globulaires.

-----§3-----

La valeur 0.1 du PARAMETRE DE DENSITE  $\Omega_0$  obtenue dans (1) est non seulement positive ( ce qui n'avait rien d'évident a priori si l'on se souvient de la méthode de détermination du modèle ), mais aussi en accord avec les estimations de densité obtenues directement par l'étude des galaxies.

-----§4-----

Le modèle (1) est compatible avec la relation REDSHIFT-LUMINOSITE observée pour les GALAXIES.

-----§5-----

La relation REDSHIFT - LUMINOSITE des quasars, interprétée dans ce modèle, signifie que ces objets ont commencé à apparaître quand l'univers était âgé de 2.5 milliards d'années, et qu'ils constituent depuis un PHENOMENE STATIONNAIRE, en ce sens que leur nombre et la répartition de leurs luminosités ne dépendent pas significativement de la date; en particulier, la luminosité intrinsèque des quasars les plus brillants est remarquablement indépendante du redshift.

Ce comportement est celui qu'on peut prévoir si les quasars sont des phénomènes explosifs, peut-être de durée relativement courte et répétitifs, qui se produisent dans des noyaux de galaxies. Dans ce cas les premiers quasars n'ont pu apparaître qu'après le délai nécessaire à la constitution de ces galaxies; or 2.5 milliards d'années semble une durée raisonnable pour cette constitution.

On peut penser que le phénomène "quasar" relève d'un processus physique relativement standard; ceci parce que les spectres des quasars se ressemblent beaucoup, indépendamment du redshift auquel ils sont observés. Si c'est vrai, le nombre et l'intensité des quasars n'ont pas de raison d'avoir subi d'évolution statistique prépondérante à partir de la date de leur apparition - et c'est bien ce qu'on constate en utilisant le modèle (1) .

Au contraire, avec les modèles à constante cosmologique nulle, on est obligé d'admettre une double évolution de la statistique des quasars ( évolution en nombre et en luminosité ), dont l'interprétation est problématique.

-----§6-----

Un autre test cosmologique classique est fourni par la relation REDSHIFT -

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

DIAMETRE pour les radio-sources. Bien que ce test ne soit pas très précis, on constate qu'il donne des résultats au moins aussi satisfaisants avec ce modèle qu'avec ses concurrents.

-----§7-----

Dans les modèles à big-bang, on admet l'existence d'un stade où l'Univers était rempli d'hydrogène assez chaud pour être ionisé et par conséquent fortement couplé avec le rayonnement thermique; ce plasma était donc OPAQUE ( action des ions sur le rayonnement ) et VISQUEUX ( action du rayonnement thermique sur les ions ).

L'expansion produit un refroidissement perpétuel de l'Univers ( à cause du travail fourni par la pression de radiation pour gonfler l'espace ); lorsque la température est tombée en dessous d'un seuil suffisant ( 3000°K ), l'ionisation de l'hydrogène a cessé, donc aussi sa viscosité et son opacité. Double conséquence: la matière a pu commencer à se condenser gravitationnellement, et le rayonnement libéré s'est propagé en tous sens. Il constitue le RAYONNEMENT COSMOLOGIQUE, refroidi aujourd'hui à 2.7°K .

L'observation de ce rayonnement montre qu'il est REMARQUABLEMENT ISOTROPE ( ses propriétés sont les mêmes dans toutes les directions, à une petite correction près qui s'interprète par l'effet Doppler-Fizeau correspondant à un mouvement propre de la Terre ).

Les sources de ce rayonnement sont extrêmement lointaines et primitives ( il s'agit d'hydrogène au redshift  $z = 1100$ , mais tout de même pas du big-bang, comme on l'affirme parfois ); par conséquent l'interprétation de leur isotropie ( ou d'une légère anisotropie si on en découvre une ) pose un important problème d'interprétation.

Avec un modèle à courbure NEGATIVE OU NULLE, l'espace et la matière constituant l'Univers sont censés apparaître simultanément dans un volume INFINI. La partie de cet Univers qui nous est accessible par l'observation augmente constamment, mais son volume reste fini, donc négligeable devant l'infinité inconnaissable; et pourtant le modèle postule la symétrie parfaite de cet infini. Un tel modèle n'est donc qu'une extrapolation schématique de nos observations, acceptable seulement à titre provisoire. Il rend compte de la symétrie du rayonnement ( nous voyons l'Univers symétrique parce qu'il est symétrique... ), mais ne l'explique pas; en effet les sources de ce rayonnement que l'on observe dans les diverses directions du ciel sont à des distances mutuelles bien trop grandes ( par rapport à l'âge correspondant de l'Univers ) pour que leur homogénéité puisse être la conséquence d'un processus causal.

Par contre, dans un modèle à COURBURE POSITIVE, la quantité de matière existant dans l'Univers est FINIE, et a occupé au stade initial un volume très petit ( Lemaître parle en ce sens de "l'atome primitif" ). On peut donc supposer que l'apparition de la matière ne pose pas de problème de causalité, même si l'extrapolation du modèle vers les conditions "initiales" ne fournit pas de réponse à ce problème. Il est clair que cette extrapolation doit être menée avec prudence - ne serait-ce que parce que le modèle ne connaît pas d'autre pression que celle des photons et qu'il néglige toute production d'entropie ( voir ci-dessous (1#10) ).

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

Avec le modèle (1) ci-dessus, il existe une raison supplémentaire pour l'isotropie du rayonnement; le calcul montre en effet que la distance parcourue par la lumière depuis l'époque du découplage se trouve aujourd'hui voisine d'un demi-tour autour de l'espace  $S^3$ , donc que le rayonnement cosmologique observé dans toutes les directions du ciel est originaire D'UNE SEULE PETITE REGION DE L'ESPACE, proche de nos "antipodes" cosmiques; aucun problème causal n'est donc posé par l'isotropie de ces sources.

-----S8-----

Une observation fondamentale en cosmologie est la NEUTRALITE ELECTRIQUE de l'univers ( elle est exacte à  $1 E^{-40}$  près, sinon la répulsion électro-statique rendrait imperceptible l'attraction gravitationnelle ).

La physique nous enseigne qu'une période initiale très chaude implique la présence, à côté de la matière, d'une grande quantité d'ANTIMATIÈRE - il suffit que l'énergie des collisions thermiques soit suffisante pour produire le phénomène de CREATION DE PAIRES ( proton-antiproton, électron-positon, etc.). Ce processus respecte rigoureusement la neutralité électrique.

Ainsi, dans le modèle classique du big-bang, l'univers est passé par un état peuplé d'un mélange matière - antimatière ( baryons - antibaryons ), avec une densité nucléaire, une température de  $3 E^{12} \text{ } ^\circ\text{K}$ , et une pression valant  $2 E^{20}$  fois celle qui règne au centre du Soleil.

Dans la seconde qui a suivi, trois ou quatre choses essentielles se sont produites:

- A cause de cette pression, l'expansion a été explosive, et a entraîné une réfrigération à  $1 E^{10} \text{ } ^\circ\text{K}$ ;
- pression et densité ont diminué d'un facteur  $1 E^{10}$ ;
- à cause du refroidissement, la quasi-totalité de la matière s'est annihilée par recombinaison avec l'antimatière.

Nous observons aujourd'hui un Univers électriquement neutre, et nous constatons dans notre environnement la présence de matière sans antimatière. Comment expliquer l'état actuel à partir du stade décrit plus haut? On peut proposer trois réponses principales:

- a) On peut supposer que la symétrie entre matière et antimatière n'est pas totale, donc que c'est par suite d'une loi physique que seule la matière a survécu dans tout l'espace. Cette loi pourrait être obtenue par la "Grande Unification", théorie en voie de développement dans laquelle la conservation de la matière peut être violée. Une difficulté de cette approche est de comprendre pourquoi la conservation de l'électricité, justement, n'est pas violée.

- b) On peut rester dans le cadre de la physique actuelle - et supposer l'existence initiale d'un excès de baryons et d'électrons, dosé pour être rigoureusement neutre. Après la disparition de toute l'antimatière, cet excès s'est retrouvé présent, et constitue la matière actuelle. Il s'agit d'un scénario cohérent, mais encore une fois de type NON EXPLICATIF (: "la matière est là parce qu'elle a toujours été là, et elle est neutre parce qu'elle a toujours été neutre...").

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

- c) On peut enfin envisager que toute la matière existante est issue de création de paires, mais que la recombinaison n'a pas été totale par suite d'irrégularités de répartition; il doit donc subsister de la matière ou de l'antimatière suivant les régions. Un milliardième environ de la matière aurait ainsi survécu - et autant d'antimatière ailleurs.

Une particularité intéressante de cette hypothèse est d'interpréter la neutralité électrique. Remarquons la différence entre cette neutralité électrique ( qui s'observe partout ) et la neutralité baryonique ( qui ne se manifeste que par un bilan global ); cette différence résulte évidemment de la portée infinie des forces électromagnétiques - alors que les autres interactions n'ont lieu qu'au contact direct.

C'est cette hypothèse qu'on appelle la "cosmogonie symétrique", et que nous allons envisager.

Dans le cas d'un univers à courbure négative ou nulle, les dissymétries initiales que l'on peut imaginer sont de type turbulent, ce qui conduit à une répartition matière - antimatière de type "émulsion". L'évolution d'une telle émulsion a été étudiée en détails ( R. Omnès 1979 ): les surfaces de contact matière - antimatière sont le siège de réactions de recombinaison, qui ont pour effet de diminuer la courbure de ces surfaces et de faire croître la dimension des cellules . Ce processus, appelé COALESCENCE, aurait pu conduire à l'état actuel. Mais la confrontation avec les observations soulève un certain nombre de difficultés ( Voir par exemple Steigman 1979 ).

Frenons maintenant le cas du modèle (1) ci-dessus. Le volume de l'Univers étant fini, on peut envisager l'existence d'irrégularités initiales MACROSCOPHIQUES. Le cas le plus simple est une anisotropie initiale principalement DIPOLAIRE: imaginons l'évolution correspondante.

A la fin de la période de recombinaison (  $t =$  quelques secondes ) matière et antimatière sont complètement séparées, et se trouvent réparties principalement en deux régions distinctes de  $S^3$ . Les régions plus petites qui ont pu se former sont rapidement mangées par les deux grandes - qui viennent au contact. Le processus de coalescence régularise leur frontière commune; cette coalescence prend fin lorsque matière et antimatière sont réparties entre deux hémisphères de  $S^3$ , et en contact sur un équateur ( les deux régions ne peuvent évidemment plus croître, et la courbure de la zone de contact est nulle ). Alors la dématérialisation sur cet équateur adopte un régime beaucoup plus calme ( voir le § 9 ).

Dans ce cas on s'attend donc à l'existence d'une zone équatoriale singulière - QUI SERAIT L'INTERPRETATION DE LA ZONE (  $\mu$  ) QUE NOUS AVONS DETECTEE. Nous allons donc étudier les conséquences observables d'un scénario de ce type.

Première remarque: la séparation matière - antimatière est ici acquise dans un stade très primitif ( dès la fin de la recombinaison, donc au bout des premières secondes ); elle doit donc être suivie immédiatement de la SYNTHÈSE DES ÉLÉMENTS LÉGERS ( deutérium, hélium, lithium, etc. ) - qui se termine au bout de quelques dizaines de minutes, selon un processus bien étudié. Ce processus est impliqué ici comme dans la cosmogonie classique ( ci-dessus b ); on sait qu'il conduit à des abondances des éléments légers assez conformes aux observations faites dans notre environnement. Cette concordance, en cours de vérification, constitue actuellement LE SEUL TENDON DIRECT d'une période initiale très chaude de l'Univers.

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

-----§9-----

Etudions de plus près, dans ce scénario, ce qui se passe près du plan de contact matière - antimatière. Cette zone est le siège permanent de réactions de recombinaison proton - antiproton, qui produisent essentiellement des rayons gamma; ces gammas, à leur tour, interagissent avec la matière avoisinante et l'ionisent.

Le découplage matière - rayonnement, qui s'est produit à la fin de l'ionisation, a donc été RETARDE au voisinage de ce plan - jusqu'à ce que la pression et la température aient suffisamment diminué. Puisque ce découplage est préalable à toute condensation, il est possible que l'occasion de former des galaxies ait été définitivement perdue; pas de quasars, a fortiori, au voisinage.

Ce processus a été proposé par Evry Schatzman (1982), qui en a construit un modèle détaillé. Ce modèle permet de calculer en particulier la LARGEUR de la zone dépourvue de galaxies: LE RESULTAT ( 105 Mpc ) COINCIDE TRES PRECISEMENT AVEC LA LARGEUR OBSERVEE DE LA ZONE ( $\mu$ ) - ( un peu moins de 120 Mpc ); à priori, il aurait pu exister un désaccord de plusieurs ordres de grandeur.

-----§10-----

L'Univers est actuellement transparent pour les rayons gamma produits dans la zone de contact matière-antimatière; on peut donc évaluer théoriquement l'INTENSITE et le SPECTRE du rayonnement que nous devons en recevoir. Schatzman (1982) a montré que ce rayonnement doit être sensiblement isotrope, par suite d'un effet de compensation ( les rayons qui ont perdu le plus d'énergie par suite du redshift ont été produits aux dates les plus anciennes, donc avec le taux le plus élevé ), et a évalué son flux.

Or nous disposons d'une observation dans ce domaine: le satellite SAS2 a détecté un fond continu de rayons gamma, approximativement isotrope, dont le spectre correspond à une production par dématérialisation proton-antiproton ( Fichtel et al. 1978 ). SON TAUX EST EN ACCORD AVEC LA PREVISION THEORIQUE DE SCHATZMAN - alors que la théorie de l'émulsion conduisait à un flux de gammas très supérieur à celui qui est observé.

Deux tests observationnels positifs ( 9 ) et ( 10 ) sont donc en accord avec l'interprétation matière-antimatière formulée au §8.

-----§11-----

De simples considérations de symétrie montrent que l'existence d'une zone d'absence plane ( $\mu$ ) peut être associée à une STRATIFICATION GENERALE de l'Univers, parallèle à cette zone. La REPARTITION SPATIALE DES Q.S.O. semble manifester une telle stratification; toutefois une plus grande précision dans la détermination des redshifts de ces objets, techniquement possible, semble nécessaire pour confirmer cet effet.

-----§12-----

Les RAIES D'ABSORPTION LARGES observées dans les spectres de quelques quasars peuvent s'interpréter par la présence de nuages interposés ayant une profondeur

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

cosmologique. En particulier, quatre de ces nuages semblent situés DANS LA ZONE ( $\mu$ ) ; ce sont d'ailleurs eux qui nous ont permis de la localiser initialement; ils manifestent donc, dans cette zone, un début de condensation n'ayant pas atteint le stade quasar. Quant aux autres nuages de ce type, leur répartition spatiale semble corrélée avec la stratification des Q.S.O.

-----§13-----

Vue de la Terre, cette stratification doit apparaître comme une ANISOTROPIE du ciel - autour du point ( $\alpha$ ) ci-dessus et de son antipode ( $\omega$ ) ( qui est proche de Bételgeuse ).

Or LES GALAXIES PROCHES NE SONT PAS EQUIPARTIES DANS LE CIEL, MAIS CONCENTREES SUR UNE ZONE ASSEZ ETROITE, axée justement sur cette direction ( $\alpha$ ) - ( $\omega$ ) ; en particulier ( $\alpha$ ) est proche du pôle supergalactique qui a été donné par De Vaucouleurs et al. (1976).

Cette simple constatation suggère que la stratification de l'Univers se manifeste encore à l'échelle de la répartition des galaxies voisines.

Une étude plus précise de notre environnement fait apparaître une stratification à plusieurs niveaux: le Super-Amas Local, les strates intérieures à ce super-amas mises en évidence par Tully (1982), le Groupe Local de galaxies, sont des structures aplaties et parallèles; leur direction commune ne diffère pas significativement de celle que nous venons d'indiquer.

-----§14-----

Fassons à une échelle encore plus petite: on peut se demander si les plans des GALAXIES SPIRALES sont réellement orientés au hasard, ou préférentiellement dans telle ou telle direction.

L'étude d'un échantillon par Mac Gillivray et al.(1982) conclut effectivement à une corrélation avec la direction du Super-Amas, mais cette corrélation est à la limite de la significativité.

Il faut évidemment tenir compte ici du GAUCHISSEMENT des galaxies spirales: très fréquemment les orbites circulaires de la matière dans une galaxie ne sont pas coplanaires, et la direction de leur plan évolue à mesure que l'on s'éloigne du centre. Ce phénomène est parfois dû à l'interaction avec une galaxie proche, mais il apparaît souvent en l'absence de tout objet visible, et avec une grande symétrie par rapport au centre ( voir par exemple l'étude de M33 par Sandage et al. (1980) ).

Le gauchissement constitue donc un raccordement entre deux directions de plan, caractéristiques l'une de la région centrale, l'autre de la région externe.

Examinons si ce ne sont pas ces régions externes qui seraient le mieux corrélées à la stratification ambiante (§13).

Ces régions sont difficiles à observer optiquement; cependant, dans le cas des galaxies les plus proches, on y observe un certain nombre de galaxies naines

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

"satellites". Mais la radio-astronomie fournit plus d'informations: on détecte en effet des nuages HI, constituant ce qu'on appelle le HALO de la galaxie. L'interaction de la région centrale avec le halo pourrait d'ailleurs expliquer l'existence et la permanence des bras spiraux (Ostriker et Peebles 1973).

Nous allons donc tester l'hypothèse suivante: les halos sont des structures APLATIES PARALLELEMENT à LA STRATIFICATION GENERALE.

Cette hypothèse ne pourra se vérifier que pour les galaxies que nous observons dans une direction à peu près parallèle au plan de stratification: elle implique en effet que le halo sera alors vu par la tranche, donc allongé en perspective sur le plan du ciel.

Mais il se trouve que cette circonstance favorable est TRES FREQUEMMENT REALISEE; ceci résulte simplement de la répartition dans le ciel des galaxies proches, telle que nous l'avons décrite au § 13. Ainsi 90 % des halos choisis et étudiés par Rots (1980) comme par Bosma (1981) sont situés dans la moitié du ciel la plus favorable à ce test. L'hypothèse est donc vérifiable statistiquement; et effectivement L'ORIENTATION DANS LE CIEL DE CES HALOS EST TRES FORTEMENT CORRELEE AVEC LA DIRECTION DE LA ZONE ( $\mu$ ). Plus précisément, les halos sont significativement parallèles entre eux, et la direction de plan qu'ils définissent statistiquement n'est pas distinguable de celle de ( $\mu$ ).

Par ailleurs, il arrive souvent qu'un même halo soit commun à plusieurs galaxies (spirales ou irrégulières), qui constituent un SYSTEME aplati - et que la direction de ce système manifeste le même parallélisme avec ( $\mu$ ).

Il est significatif que l'hypothèse du parallélisme soit d'autant mieux vérifiée que les observations sont plus précises; en particulier pour les trois spirales du GROUPE LOCAL: la nôtre d'abord, pour laquelle l'angle de gauchissement est particulièrement grand (80°), puis M31 (Andromède) et M33. Notre Galaxie et M31 possèdent chacune un système de galaxies naines satellites, systèmes qui sont dans les deux cas TRES NETTEMENT PARALLELES à ( $\mu$ ).

Comment interpréter ces faits? Il est possible que le halo d'une galaxie spirale ne soit qu'une partie d'un nuage quasi-plan de grande dimensions (une "FEUILLE"), constituant la configuration primitive où la galaxie et ses annexes éventuelles ont pu apparaître par condensation.

Dans notre environnement ces feuilles semblent groupées par paquets de tailles diverses, constituant le Groupe Local et le Super-Amas Local; ces objets présentent donc une structure "feuilletée".

La direction de ce feuilletage est PARALLELE à la zone ( $\mu$ ); s'il ne s'agit pas d'une coïncidence accidentelle concernant notre environnement seulement, on peut envisager une STRATIFICATION HIERARCHISEE de la matière dans tout l'Univers.

Il est possible au contraire que l'effet observé soit un alignement des halos galactiques SUR LE SUPERA-AMAS ENVIRONNANT, que ces amas soient orientés au hasard, et que ce ne soit que par coïncidence que le nôtre soit parallèle à ( $\mu$ ).

C'est difficile à trancher pour l'instant, parce que les amas répertoriés sont mal connus; les hasards de la perspective y jouent un rôle non négligeable, comme dans les constellations traditionnelles.

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

Nous savons que, dans diverses directions, la répartition des distances présente de grands trous: ceci indique l'existence de structures spatiales bien délimitées; mais les mesures de distance sont encore trop rares pour que nous puissions décrire ces structures sans géocentrisme.

-----§15-----

Une éventuelle stratification pourrait aussi s'observer à grande distance, par les RAIES D'ABSORPTION FINES dans les spectres des quasars; et particulièrement par les "FORETS LYMAN  $\alpha$ ", que l'on observe pour la plupart des quasars lointains ( $z > 2$ ). Il s'agit de raies d'absorption fines, intenses et nombreuses (typiquement 30 à 50 par objet), qu'on interprète comme résultat de l'absorption Lyman  $\alpha$  par des nuages interposés composés d'hydrogène peu enrichi en éléments lourds. La grande fréquence de ces interpositions est évidemment plus facile à interpréter s'il s'agit de FEUILLES du type (14) que de halos sphéroïdaux.

-----§16-----

On a pu mesurer la CINEMATIQUE COLLECTIVE des galaxies autour de nous (vitesse et apex du groupe local par rapport à son environnement, par exemple). Il se trouve que les vitesses vectorielles obtenues sont, à la précision des mesures, PARALLELES A LA STRATIFICATION GENERALE. Interprétation de ce fait: la cinématique de la matière, là où nous la connaissons, est compatible avec la PERMANENCE de la stratification.

A l'échelle des feuilles (§14), l'existence d'une telle agitation tangentielle donnerait une explication dynamique de la ROTATION et du GAUCHISSEMENT des galaxies (par conservation des trois composantes du moment cinétique lors du processus de condensation).

-----§17-----

L'observation précise du RAYONNEMENT COSMOLOGIQUE permet de mesurer la vitesse de la Terre par rapport au "référentiel du rayonnement"; par composition des vitesses, on peut donc atteindre la "CINEMATIQUE ABSOLUE" des galaxies.

Là encore on constate que LES VITESSES SONT SITUEES DANS UN MEME PLAN, dont la direction COINCIDE AVEC CELLE DE  $(\omega)$  avec la précision des mesures.

-----

## ANNEXES

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 1.

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

La relativité générale est fondée sur les hypothèses suivantes:

a) Le champ de gravitation est caractérisé par le tenseur métrique d'espace-temps  $g_{\mu\nu}$ : une masse d'épreuve GRAVITE selon une géodésique de cette métrique. (Les 10 composantes de ce tenseur s'appellent les POTENTIELS DE GRAVITATION; dans les calculs, nous choisirons la signature  $(+ - - -)$ ).

b) Le TENSEUR IMPULSION-ENERGIE  $T_{\mu\nu}$ , est astreint à avoir une divergence riemannienne nulle - ce qui s'exprime par 4 équations dites "de conservation". Il constitue la SOURCE de la gravitation; ou, si l'on préfère, ses composantes  $T_{\mu\nu}$  sont les dix sources du champ de gravitation.

c) Les équations de la gravitation vérifient le "principe de relativité générale"; en langage géométrique, elles doivent être invariantes par l'action du groupe des difféomorphismes de la variété espace-temps.

A partir de ces hypothèses, convenablement précisées, on établit que la forme la plus générale possible pour les équations de champ est la suivante:

$$(1*1) \quad T_{\mu\nu} = -A g_{\mu\nu} + B (R_{\mu\nu} - 1/2 R g_{\mu\nu}) + (\text{invariants du second degré}) + \dots$$

$R_{\mu\nu}$  désignant le tenseur de Ricci,  $R$  la courbure contractée. Quant aux coefficients  $A, B, \dots$ , ce sont des constantes universelles sur lesquelles on ne peut rien dire a priori, et qui doivent donc être MESUREES.

Un peu d'ANALYSE DIMENSIONNELLE va nous être utile. Bien que ce soit un usage courant, il est tout-à-fait dépourvu de sens (sauf conventions cachées et révocables) de faire figurer la constante  $c$  dans les équations de la relativité générale; on ne peut choisir que deux unités fondamentales (masse et longueur par exemple), et la troisième (ici le temps) est dérivée (exemples: année = année lumière;  $s = 2.99792459 \text{ E}10 \text{ cm}$ ). L'analyse dimensionnelle correcte de la relativité générale s'obtient en attribuant la dimension  $L^2$  au tenseur covariant  $g_{\mu\nu}$ , donc  $L^{-2}$  au tenseur contravariant  $g^{\mu\nu}$  (descendre ou monter les indices augmente ainsi l'exposant de  $L$  de  $\pm 2$ ),  $L^2$  au tenseur de Ricci  $R_{\mu\nu}$ , donc  $L^2$  à la courbure contractée  $R$ . En remarquant que la masse spécifique et la pression sont des composantes du tenseur mixte  $T_{\mu}^{\nu}$ , on trouve l'équation aux dimensions

$$(1*2) \quad [T_{\mu\nu}] = M L^{-1}$$

d'où, par homogénéité de l'équation (1\*1), les équations aux dimensions:

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

$$(1*3) \quad [A] = M L^{-3}, \quad [B] = M L^{-1}.$$

Ceci montre que la constante  $A$  sera prépondérante à grande échelle,  $B$  à échelle "moyenne"; quant aux termes suivants ( $M L$ ,  $M L^3, \dots$ ), qui n'ont d'ailleurs pas été détectés, ils ne pourraient être perceptibles qu'à échelle microscopique, et par conséquent il est raisonnable de les prendre nuls en cosmologie.

Diverses méthodes d'interprétation des constantes  $A$  et  $B$  sont possibles, en particulier la construction des solutions exactes à symétrie sphérique généralisant celle de Schwarzschild. Nous nous contenterons de donner ici l'APPROXIMATION NEWTONNIENNE de l'équation (1\*1), à savoir les équations de Poisson modifiées

$$(1*4) \quad \text{rot } \vec{g} = 0 \quad \text{div } \vec{g} = -4\pi G + \Lambda$$

où l'on a posé

$$(1*5) \quad G = 1/(8\pi B), \quad \Lambda = A/B$$

avec donc les équations aux dimensions

$$(1*6) \quad [G] = L M^{-1}, \quad [\Lambda] = L^{-2}$$

On reconnaît donc dans  $G$  la constante de Newton

$$(1*7) \quad G = 7.4243 \text{ E-29 cm g}^{-1}$$

ce qui fixe la valeur de  $B$ . Quant à l'influence du terme  $\Lambda$ , supposé positif pour fixer les idées, on constate sur l'équation (1\*4) qu'elle consiste en un EFFET REPULSIF DU VIDE; qu'un milieu homogène pourra rester en équilibre gravitationnel si sa masse spécifique est égale à  $\Lambda/4\pi G = 2A$ . Tous ces résultats se retrouvent QUANTITATIVEMENT en effectuant le traitement relativiste; en particulier l'équilibre d'un fluide de densité  $2A$  correspond au premier modèle statique construit par Einstein.

Il est clair que la constante  $\Lambda$  (ou  $A$ ) ne sera appréciable que par des observations à TRES GRANDE ECHELLE; il est donc indispensable pour pouvoir la mesurer de se placer à l'échelle cosmologique, en comparant à l'observation une solution des équations d'Einstein (1), écrites aussi:

$$(1*8) \quad R_{\mu\nu} - 1/2 R g_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

Pour chercher cette solution nous pouvons utiliser aujourd'hui l'observation du rayonnement cosmologique; plus précisément, le fait que ce rayonnement ne diffère pas sensiblement du rayonnement de Planck du corps noir. On ajoute un ingrédient, à savoir le "principe cosmologique" selon lequel ce fait n'est pas seulement vrai ICI et AUJOURD'HUI; un raisonnement physico-géométrique simple ( voir Souriau 1974 ) permet de montrer qu'il IMPLIQUE le suivant:

(1\*9) Le quadrivecteur-température de Planck  $\vec{\beta}$  du rayonnement ( direction: "référentiel" commun de la matière et du rayonnement; longueur:  $1/kT$ ; sens: futur ) est Killing-conforme pour la métrique ( la dérivée de Lie  $L_{\vec{\beta}} g_{\mu\nu}$  est proportionnelle à  $g_{\mu\nu}$  ),

dont une interprétation physique est la suivante:

(1\*10) Les échanges d'énergie, d'impulsion, d'entropie entre le rayonnement et la matière sont négligeables.

Ces résultats ne mettent en jeu que les propriétés passives de la matière et de la lumière dans un espace riemannien ( principe des géodésiques ).

Il est clair que cette hypothèse (1\*9) ne doit être prise que comme approximation de travail, valable seulement à grande échelle, extra-galactique par exemple. Sa conséquence (1\*10) en montre les limites: nous savons bien, par exemple, que le rayonnement à 3°K agit sur les molécules interstellaires à l'intérieur de la Galaxie, donc que (1\*10) y est en défaut. Ces réserves faites, nous allons constater qu'elle est SUFFISANTE pour déterminer la classe des modèles cosmologiques.

Introduisons MAINTENANT les équations de champ (1\*8), prenant donc en compte les SOURCES du champ de gravitation. Parmi celles-ci, les CONTRAINTES, qui sont des composantes  $T^{\mu}_{\nu}$ , sont évidemment les mieux connues: nous avons de bonnes raisons de penser que cette contrainte est, quasiment partout et toujours, une PRESSION pure ( autrement dit, que le cisaillement est une source négligeable du champ de gravitation! ). Compte tenu de l'hypothèse (1\*9), on en DEDUIT ( Loc. Cit. ) l'ISOTROPIE et l'HOMOGENEITE de l'espace; de façon précise, on obtient une métrique de Robertson:

$$(1*11) \quad ds^2 = dt^2 - R(t)^2 d\sigma^2$$

où  $t$  est un paramètre ( le temps universel bien entendu ) et où  $d\sigma^2$  est la métrique d'une variété riemannienne de dimension 3 à COURBURE CONSTANTE ( l'"espace", sur lequel les galaxies sont fixes); les variétés de ce type ont été classées par Riemann lui-même ( du point de vue local; la classification globale est donnée dans Wolf (1967) ); leur propriété fondamentale est de posséder un GROUPE D'ISOMETRIES de dimension 6, dont l'existence exprime l'ISOTROPIE et l'HOMOGENEITE de l'Univers.

Les propriétés du spectre du rayonnement à 3°K IMPLIQUENT donc l'isotropie de la répartition de matière dans le ciel - et la constatation de ce fait par les décomptes de galaxies apparaît comme une vérification de la cohérence du modèle.

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

la fonction  $R(t)$  (à ne pas confondre avec la courbure contractée) est inconnue a priori; elle est proportionnelle à la température réciproque  $\beta = 1/(kT)$ ; nous la normaliserons en la prenant égale à 1 à l'époque actuelle, soit

$$(1*12) \quad R = T_0 / T \quad (T_0 \# 2.7^{\circ}K).$$

L'expansion (croissance de  $R$ ) s'accompagne donc d'un refroidissement. On montre aussi que le REDSHIFT  $z$  d'un objet observé est donné par

$$(1*13) \quad R = 1/(1+z)$$

$R$  étant la valeur de  $R(t)$  à la date où l'objet est observé.

On considère aussi la "fonction de Hubble"

$$(1*14) \quad H(t) = 1/R \quad dR/dt$$

qui mesure le taux d'expansion (dimensionnellement,  $[H] = L^{-1}$ ), et le paramètre de décélération  $q$ , sans dimensions, défini par

$$(1*15) \quad 1+q = d(1/H)/dt$$

Pour pouvoir intégrer les équations, il faut évaluer la pression; dans l'Univers déjà "homogénéisé" par les approximations consenties, il semble admissible de considérer que le seul terme non négligeable soit la PRESSION DE RADIATION due au rayonnement cosmologique, à savoir  $[\pi^2/45\mu^3] (kT)^4$ . Alors les équations s'intègrent - et du même coup nous connaissons LES DIX COMPOSANTES  $T_{\mu\nu}$  qui figurent au second membre. Ce tenseur est obtenu par superposition de celui du RAYONNEMENT (tel qu'il est défini par la théorie de Planck) et de celui d'une POUSSIÈRE (fluide parfait de pression négligeable). Nous connaissons donc l'évolution de la masse spécifique de cette poussière sans avoir fait sur elle aucune hypothèse préalable.

Cette circonstance est tout-à-fait étrangère à la physique newtonienne: les équations de la gravitation ont pu être intégrées sans connaître la répartition des masses. L'utilisation de la relativité introduit donc une différence conceptuelle RADICALE, due évidemment au fait qu'il y a dix équations de la gravitation au lieu d'une.

Détaillons le formulaire des résultats. La fonction  $R(t)$  est définie par une intégrale elliptique

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

$$(1*16) \quad t = \frac{1}{H_0} \int \frac{R \, dR}{\sqrt{P(R)}}$$

où  $P$  désigne un polynôme du 4ème degré

$$(1*17) \quad P(R) = \alpha_0 + \Omega_0 R - k_0 R^2 + \lambda_0 R^4 ;$$

$H_0$  est le paramètre de Hubble, valeur actuelle de  $H(t)$  (1\*14); il est habituel de le repérer par le paramètre sans dimension  $h$  tel que

$$(1*18) \quad H = h \times 100 \text{ Km/s/Mpc} = h \times 1,081 \text{ E-28 cm}^{-1} = h/(2998 \text{ Mpc})$$

rappelons que les valeurs proposées contradictoirement par Sandage et De Vaucouleurs sont respectivement  $h = 0.55$  et  $h = 0.95$ .

Il résulte de (1\*16) que

$$(1*19) \quad H = H_0 \sqrt{P(R)} / R^2$$

et

$$(1*20) \quad q = 1 - R P'(R) / 2P(R)$$

- On sait que  $R = 1$  à l'époque actuelle (1\*12); la formule (1\*16) montre que la valeur actuelle de  $P$  est 1, donc que

$$(1*21) \quad \alpha_0 + \Omega_0 - k_0 + \lambda_0 = 1;$$

ces coefficients du polynôme  $P$  sont des nombres sans dimension, que nous allons interpréter.

Le terme radiatif  $\alpha_0$  est connu par la loi de Planck du corps noir, et sa valeur est

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

$$(1*22) \quad \alpha_0 = 8\pi^3 G (kT_0)^4 / (45 M^3 H_0^2) \quad \# \quad 5E-5$$

valeur qui pourrait être augmentée d'un facteur voisin de 1.5 si on voulait tenir compte des éventuels neutrinos thermiques - à condition qu'on les suppose de masse nulle (Weinberg 1978). De toutes façons ce terme est petit dans la partie observée de l'Univers; il devient au contraire prépondérant dans l'extrapolation vers le big-bang (en négligeant les autres termes, on obtient le modèle radiatif pur de Gamow). Le modèle de FRIEDMANN - LEMAITRE proprement dit consiste dans l'approximation  $\alpha = 0$ ; pour le traitement des quasars, il donne donc des résultats très proches de ceux du modèle complet.

- Le PARAMETRE DE DENSITE  $\Omega_0$  est relié à la masse spécifique actuelle  $\rho_0$  par

$$(1*23) \quad \Omega_0 = 8\pi G \rho_0 / 3H_0^2$$

la masse spécifique de la matière à tout instant étant donnée par

$$(1*24) \quad \rho = \rho_0 / R^3$$

- La COURBURE REDUITE  $k_0$  indique par son signe la géométrie de l'espace (Lobatchevski, Euclide ou Riemann selon que  $k_0$  est  $<0$ , nul ou  $>0$ ); attention!  $k_0$  N'EST PAS NORMALISE aux valeurs 0 ou 1; sa valeur numérique sera utilisée plus loin (1\*33,1\*38).

- Enfin la CONSTANTE COSMOLOGIQUE REDUITE  $\lambda_0$  est donné par

$$(1*25) \quad \lambda_0 = \Lambda / (3 H_0^2)$$

Puisque ces 4 paramètres sont reliés par la relation (1\*21) et que l'un d'eux est connu (1\*22), ils s'expriment au moyen de deux d'entre eux; l'usage est de choisir le paramètre de densité  $\Omega_0$  et la valeur actuelle  $q_0$  du paramètre de décélération  $q$ ; soit, grâce à (1\*20)

$$(1*26) \quad q_0 = 1 - \Omega_0 / 2 + k_0 - 2\lambda_0$$

d'où

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

$$(1*27) \quad \lambda_0 = \Omega_0 / 2 - q_0 + \alpha_0$$

$$(1*28) \quad k_0 = (3/2)\Omega_0 - q_0 + 2\alpha_0 - 1$$

Enfin (1\*16) donne:

$$(1*29) \quad \text{AGE DE L'UNIVERS} = \frac{1}{H_0} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{R \, dR}{\sqrt{P(R)}}$$

- Il est remarquable que la COSMOLOGIE NEWTONIENNE, que l'on obtient en joignant les équations d'Euler d'un fluide à pression négligeable aux équations de Poisson modifiées ci-dessus (1\*4) conduise EXACTEMENT aux mêmes résultats ( avec  $\alpha_0 = 0$ , comme dans le modèle de Friedmann-Lemaître ). Evidemment le coefficient  $k_0$  ne s'interprète plus comme une "courbure spatiale", mais comme une intégrale première dont la valeur dépend des conditions initiales ( c'est l'intégrale des forces vives appliquée aux trajectoires des molécules ).

Revenons à la relativité, et étudions la répartition SPATIALE des objets.

La DISTANCE GEODESIQUE d'un objet de redshift  $z$  ( mesurée à l'époque actuelle, ce qui évidemment ne correspond à aucune procédure expérimentale ) est égale à

$$(1*30) \quad r = \frac{1}{H_0} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{dR}{\sqrt{P(R)}}$$

Pour localiser cet objet dans l'espace on peut, comme dans les formules de Robertson - Walker, utiliser cette distance  $r$  et des paramètres angulaires. Mais, dans le cas qui va nous intéresser où la courbure  $k_0$  est positive, il sera beaucoup plus commode de procéder autrement.

En effet, la classification de Riemann montre que l'espace est alors une sphère  $S^3$  ( localement; quelques hypothèses globales permettent des développements mathématiques pittoresques qui pour l'instant restent sans vérification possible; voir Wolf 1967 ). Nous placerons donc les points matériels ( la Terre et les différents quasars ) sur la sphère mathématique décrite dans l'espace  $\mathbb{R}^4$  des matrices-colonnes

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

$$(1*31) \quad X = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \end{pmatrix}$$

par l'équation

$$(1*32) \quad x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 = 1$$

et nous aurons

$$(1*33) \quad d\sigma^2 = (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2) / (k_0 H_0^2)$$

Bien entendu la symétrie de la sphère nous permettra d'y situer arbitrairement la terre T ; nous choisirons

$$(1*34) \quad T = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Notons qu'une DIRECTION D DANS LE CIEL se traite comme un vecteur unitaire tangent à S<sup>3</sup> au point T ; nous pourrions poser

$$(1*35) \quad D = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \end{pmatrix}$$

$\alpha$  et  $\delta$  étant respectivement l'ascension droite et la déclinaison (1950) de l'objet. Nous connaissons alors ses coordonnées quadridimensionnelles par la formule

$$(1*36) \quad X = T \cos \tau + D \sin \tau$$

ou encore

$$(1*37) \quad X = \begin{pmatrix} \cos \tau \\ \sin \tau \cos \delta \cos \alpha \\ \sin \tau \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \tau \sin \delta \end{pmatrix}$$

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

$\tau$  étant la distance ANGULAIRE sur  $S_3$  de l'objet à la Terre; soit (voir (1\*30, \*33))

$$(1*38) \quad \tau = r H_0 \sqrt{k_0} = \sqrt{k_0} \int_0^1 \frac{dR}{\sqrt{F(R)}}$$

Si on possède un catalogue de quasars (comportant les positions célestes et les redshifts), et si on a choisi les paramètres cosmologiques, ces formules permettent de calculer les coordonnées quadri-dimensionnelles de chaque objet; on possède ainsi, sous forme de fichier, la répartition des quasars dans l'espace sphérique  $S_3$ . Cette répartition peut s'utiliser pour tous les tests statistiques que l'on voudra.

(1\*39) Considérons une sphère  $S_n$ , de rayon unité, plongée dans l'espace numérique  $\mathbb{R}^{n+1}$ ; si on la projette orthogonalement sur un  $(n-1)$ -plan diamétral, on obtient évidemment une  $(n-1)$ -boule (boule = intérieur de sphère)  $B_{n-1}$ ; si  $V$  est une région intérieure à cette boule, l'ensemble des points de  $S_n$  dont la projection appartient à  $V$  a un  $n$ -volume égal au produit par  $2\pi$  du  $(n-1)$ -volume de  $V$ . Ce résultat a été établi il y a 2200 ans par Archimède dans le cas  $n = 3$  (l'aire d'une calotte sphérique est égale à  $2\pi$  fois sa hauteur), ce qui lui a permis de trouver l'aire  $4\pi$  de la sphère  $S_2$ ; dans le cas  $n = 3$ , on voit que le volume de  $S_3$  vaut  $2\pi^2$ . Ceci permet d'évaluer la MASSE TOTALE de l'Univers, compte tenu de sa densité actuelle :

$$(1*40) \quad M = 2\pi^2 \rho_0 / (H_0 \sqrt{k_0})^3 ;$$

en utilisant (1\*23), il vient

$$(1*41) \quad M = \frac{3\pi \Omega_0}{4 k_0^{3/2}} \frac{1}{G H_0}$$

soit  $M \# = 1.2E80$  atomes d'hydrogène.

Mais le théorème d'Archimède a une autre utilité: il va nous servir à VISUALISER la répartition spatiale des objets. Il nous montre en effet que des points équipartis aléatoirement dans l'espace  $S_3$  se projettent selon des points équipartis du disque  $B_2$ ; si tous les quasars étaient connus, leurs projections sur  $B_2$  devraient donc présenter une densité constante - quel que soit le 2-plan de projection choisi.

Il est intéressant de choisir un plan de projection passant par la Terre  $T$  (1\*34); on construit cette carte en choisissant un autre point  $K$  de  $S_3$  qui soit orthogonal à  $T$ , et en représentant chaque quasar par le point de coordonnées  $(T, X)$ ,  $(K, X)$ ,  $X$  ayant la valeur (1\*37) [ la notation  $(, )$  désigne le produit scalaire à

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

4 dimensions] . C'est ainsi qu'on a obtenu la figure 1, carte globale de l'Univers.

Des objets situés à une même distance de T ( dans l'espace S3 ) se projettent sur une même corde orthogonale au diamètre TT' ; on lit donc directement sur la figure l'effet de sélection par la distance ( ou par le redshift, ou encore par la date à laquelle l'objet est observé ). Ce qu'on observe le plus nettement sur la figure, c'est d'une part l'accumulation des objets visibles au voisinage de la Terre T ; d'autre part le cut-off bien connu aux distances correspondant à des redshifts plus grands que 3.53 . On répète souvent ( par exemple Osmer 1982 ) que les quasars étaient un millier de fois plus fréquents dans une période primitive qu'ils ne le sont aujourd'hui ; l'examen de la figure montre que cette interprétation des données n'est pas obligatoire: elle repose sur le choix d'un autre modèle d'Univers.

Mais on voit autre chose sur cette figure 1: la ZONE D'ABSENCE annoncée; elle se distingue sur le diamètre horizontal - malgré les difficultés dues à l'échelle. On l'appréciera mieux sur les figures 2 a,b,c.

La zone est encore visible, bien que tordue, sur la figure (2a), qui est construite en adoptant le modèle naïf de Hubble (espace euclidien, distance proportionnelle au redshift); elle a meilleure mine sur (2b), qui utilise le modèle relativiste et des coordonnées géodésiques. Nous avons distingué en noir sur (2c) les objets figurant dans le catalogue de Burbidge et al. (1977) à partir duquel nous avons publié les premiers résultats de cette étude (Souriau 1980). Depuis cette date, le nombre d'objets qui ont été observés dans cette région a augmenté de 150 % ; et pourtant LES NOUVEAUX OBJETS (ronds blancs) ONT RESPECTE LA ZONE INITIALE. Un tel fait serait hautement improbable s'il s'agissait d'une coïncidence.

On peut aussi se demander s'il ne s'agit pas d'un effet de sélection par l'observation, si par exemple certains redshifts ne sont pas plus difficiles à observer que d'autres. Mais comme le manque d'objets se manifeste sur une bande étroite de redshifts (  $\Delta z/z \approx 1/20$  ) DONT LE CENTRE DEPEND FORTEMENT DE LA DIRECTION DE VISEE ( de  $z = 1$  à  $z = 2.8$  ), cette explication est bien difficile à soutenir.

Un élément essentiel pour l'étude de significativité est une bonne connaissance de la précision sur la MESURE DES REDSHIFTS. On constate qu'un spectre individuel, même à basse résolution (  $\Delta z = 1/100$  ), conduit à des conclusions significatives, mais que les résultats provisoires obtenus par la méthode du prisme objectif ou du grism sont insuffisants: l'imprécision sur le redshift est du même ordre que la largeur de la zone à observer ( quand il ne s'agit pas d'une simple confusion avec une étoile! ).

Nous ne développerons pas davantage ici la discussion: le lecteur trouvera une étude détaillée des diverses éventualités de coïncidences, d'effets de sélection ou d'artefacts concernant cette zone d'absence dans les 250 pages de la thèse de Roland Triay (1981).

Le point de départ de notre travail est un CATALOGUE DE O.S.O. ( Triay, mars 1982 ) adapté au problème, c'est-à-dire aussi complet que possible d'une part, et d'autre part critique en ce qui concerne la fiabilité et la précision des redshifts. Le catalogue publié comporte 1840 objets, dont 1206 possédant des spectres individuels

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

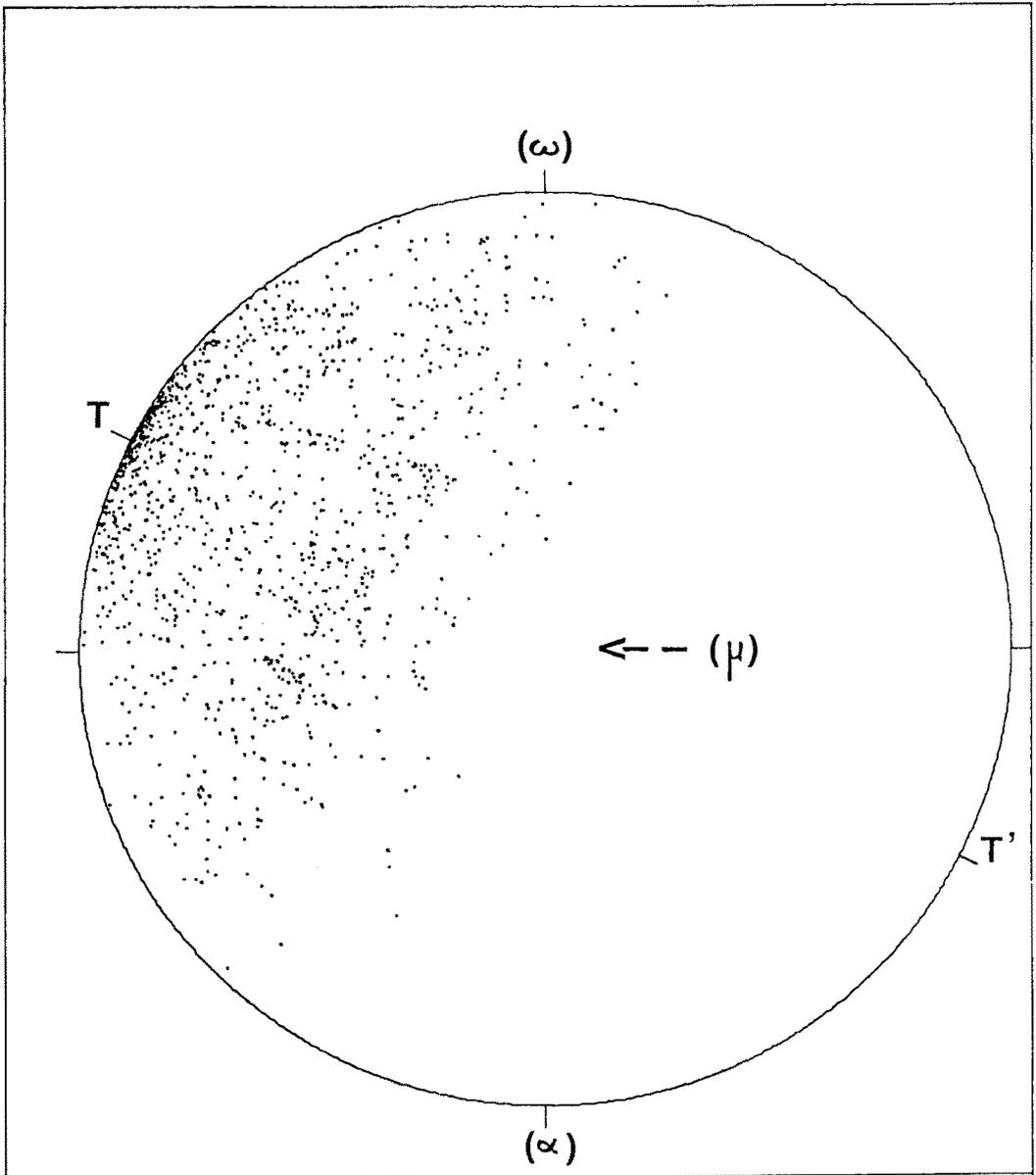


Figure 1

UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

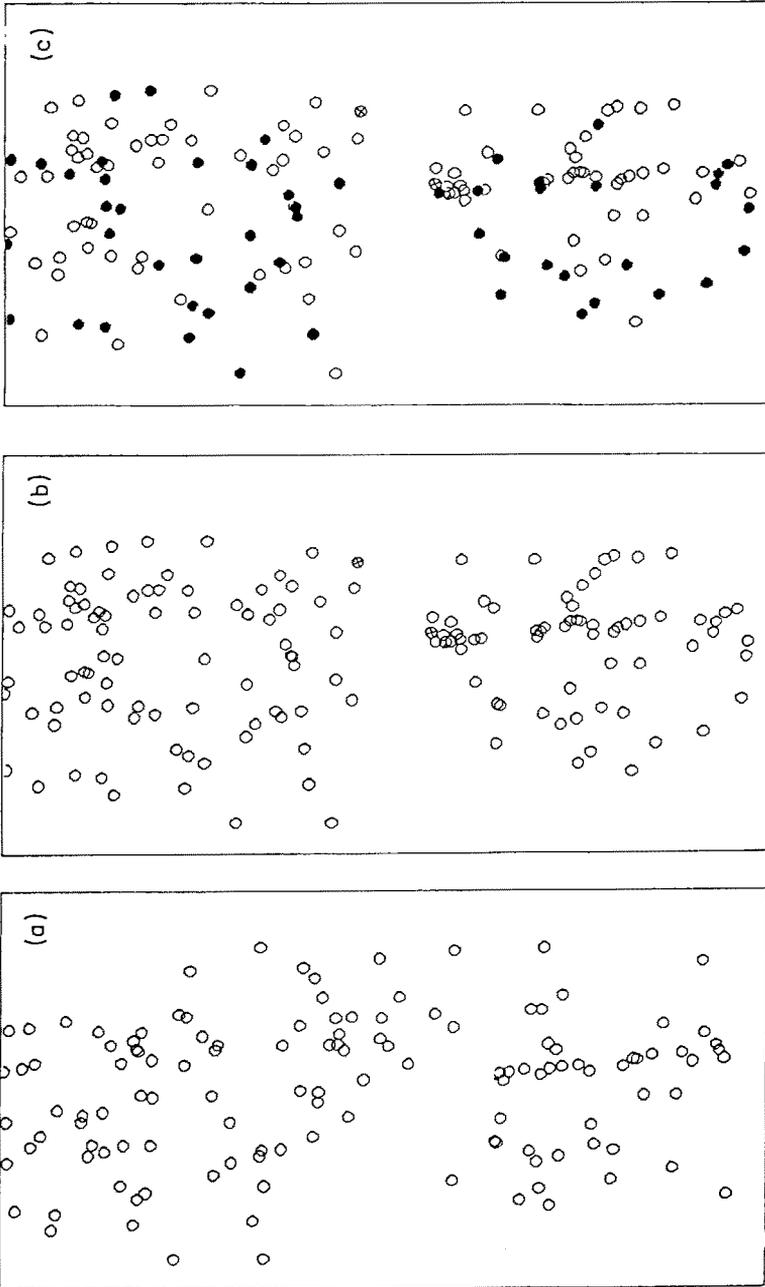


Figure 2

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

confirmés. Constamment mis à jour, il comporte aujourd'hui 1900 objets ( août 1982 ).

Grâce à ce catalogue, nous avons pu indiquer ( Fliche et al. 1980 ) une liste d'objets que leurs déterminations provisoires au prisme objectif plaçaient DANS LA ZONE ( $\mu$ ) ou à proximité immédiate; lorsque des spectres individuels ont été publiés, ils se sont obligeamment répartis de part et d'autre ( ils font partie des objets marqués sur la figure 2 ).

Une deuxième liste de 6 objets douteux figure dans Fliche et al. (1982 I); les 3 premiers ont déjà été réobservés par Peterson et Savage ( Peterson 1982 ); il en résulte que deux sont situés sur les bords de ( $\mu$ ) ( ils sont indiqués par le signe  $\otimes$  sur la figure 2 ), et que le troisième n'est qu'une étoile.

Une troisième liste plus étendue ( 9 objets dans ( $\mu$ ); 14 dans chaque bande adjacente de même largeur ) est soumise aux observateurs ( Fliche et al. 1982 III ).

Il est clair que l'existence de cette zone d'absence impose des contraintes très strictes aux paramètres cosmologiques. Un balayage systématique sur ceux-ci ( avec des programmes d'optimisation écrits en Fortran V et en Pascal ) donne une estimation des valeurs compatibles avec ces contraintes:

$$(1*42) \quad \Omega_0: \text{ compris entre } 0.05 \text{ et } 0.20$$

(des valeurs plus élevées sont possibles, mais moins satisfaisantes);

$$(1*43) \quad q_0 = -1.12 \pm 0.01;$$

- coordonnées équatoriales (1950) de l'axe perpendiculaire à ( $\mu$ ), dans la direction opposée:

$$(1*44) \quad (\omega): (5h 45mn 30s \pm 1mn, +6^\circ 50' \pm 15');$$

ce "pôle cosmique" est situé dans le quadrilatère d'Orion, à 2° environ de Betelgeuse;

- plus courte distance de la Terre au plan médian de ( $\mu$ ):

$$(1*45) \quad d_0 = (0.905 \pm 0.01) c/H_0 = (2700 \pm 30) \text{ Mpc/h}$$

- épaisseur de la zone ( $\mu$ ):

$$(1*46) \quad \lesssim 120 \text{ Mpc/h}$$

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

(1\*47) Pour éviter tout choix subjectif, nous avons déterminé un modèle de travail en maximisant, sur les données disponibles, le rapport volume( $\mu$ ) / volume(Univers), qui atteint ainsi la valeur 1/75 ; la valeur correspondante des paramètres est:  $\Omega_0 = 0.1015$  ;  $q_0 = -1.1226$  ;  $k_0 = 0.2750$  ;  $\lambda_0 = 1.1735$  ;  $d_0 = 0.9073$  ; latitude cosmique de la Terre:  $0.4758 = 27^{\circ}15'$  ; coordonnées équatoriales du pôle ( $\omega$ ) en radians:  $1.5072, +0.1198$ . Ces chiffres, qui ne sont évidemment pas tous significatifs, permettent de vérifier les divers calculs. Voici par exemple une table, calculée avec ce modèle, qui donne la zone de redshifts occupée par ( $\mu$ ) en fonction de la distance angulaire (en degrés) au centre ( $\alpha$ ) (1\*44):

	0° : de z = 0.849 à 0.887
	5° : de z = 0.852 à 0.890
	10° : de z = 0.860 à 0.898
	15° : de z = 0.874 à 0.913
	20° : de z = 0.894 à 0.934
	25° : de z = 0.921 à 0.962
	30° : de z = 0.956 à 0.998
	35° : de z = 1.000 à 1.044
	40° : de z = 1.054 à 1.100
(1*48)	45° : de z = 1.121 à 1.170
	50° : de z = 1.203 à 1.256
	55° : de z = 1.305 à 1.363
	60° : de z = 1.433 à 1.496
	65° : de z = 1.593 à 1.665
	70° : de z = 1.799 à 1.881
	75° : de z = 2.065 à 2.162
	80° : de z = 2.415 à 2.534
	85° : de z = 2.881 à 3.033
	90° : de z = 3.504 à 3.702
	95° : de z = 4.321 à 4.583

Cette table permet d'évaluer facilement la position d'un quasar par rapport à ( $\mu$ ); ainsi 1213-003, situé dans Virgo à  $83.0 \pm 0.3^{\circ}$  de ( $\alpha$ ) est observé au bord le plus proche de ( $\mu$ ) avec le redshift  $z = 2.684$ .

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 2.

La chronologie du modèle est donnée par les formules (1\*16), (1\*13) et en particulier (1\*29); nous allons donner aux coefficients du polynôme P (1\*17) les valeurs du modèle standard (1\*47).

Si deux événements survenant au même point sont observés aux redshifts  $z_1$  et  $z_2$ , ils sont séparés par un intervalle de temps

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

$$(2*1) \quad \Delta t = \frac{1}{H_0} \int_{1/(1+z_2)}^{1/(1+z_1)} \frac{R \, dR}{\sqrt{P(R)}}$$

L'intégrale est facile à calculer par la méthode de Simpson; on trouve ainsi, pour l'âge de l'Univers, la valeur:

$$(2*2) \quad A = 1.64 / H_0 = 16.1 / h \quad \text{milliards d'années;}$$

Dans le cas du modèle à CONSTANTE COSMOLOGIQUE NULLE ayant la même valeur du paramètre de densité  $\Omega_0$  ( ce qui entraîne  $k_0 = -0.90$  ), on trouve par la même formule

$$(2*3) \quad A' = 0.90 / H_0 = 8.8 / h \quad \text{milliards d'années.}$$

Par ailleurs les estimations proposées pour les âges maximum des étoiles et des amas globulaires sont de l'ordre de 14 à 16 milliards d'années ( voir Tammann et al. 1979 ). Si on choisit  $\Lambda = 0$ , on constate donc que  $h$  est liée par la contrainte

$$(2*4) \quad h < 0.55$$

et que par conséquent la valeur de Sandage 0.55 est JUSTE CELLE QU'IL FAUT pour pouvoir adopter le modèle traditionnel  $\Lambda = 0$ .

Par contre, avec le présent modèle, la valeur  $h = 0.95$  de De Vaucouleurs est compatible avec ces contraintes, puisqu'elle conduit à l'âge

$$(2*5) \quad A = 17 \text{ milliards d'années}$$

qui implique que la formation de la Galaxie et de ses premières structures stellaires est relativement primordiale; corrélativement, la valeur  $h = 0.55$  pose quelques questions de temps perdu.

Il ne faut pas oublier les erreurs probables sur toutes les données manipulées ici; mais les variations possibles des paramètres du modèle ( voir (1\*42,43) ) ne modifient pas sensiblement ces conclusions.

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 3.

Comme nous l'avons vu, les valeurs du PARAMETRE DE DENSITE  $\Omega_0$  compatibles

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

avec l'existence de  $(\mu)$  s'étendent de 0.05 à 0.20 et même un peu au delà; la valeur du modèle standard (1\*47) étant très proche de 0.1 .

Il se trouve que ces valeurs sont à peu près celles que l'on rencontre dans la littérature; citons par exemple Gunn et Tinsley (1975):  $0.06 \pm 0.03$ , Peebles (1979):  $0.4 \pm 0.2$ ; Gunn (1978): 0.08 .

On peut évaluer  $\Omega_0$  par la dynamique des amas de galaxies; cette méthode a l'avantage de prendre en compte toutes les formes de matière même invisible ( par exemple les halos galactiques, les galaxies naines non détectables directement, les éventuels trous noirs, neutrinos massifs et autres monopoles qui pourraient circuler dans l'amas ) et de fournir  $\Omega_0$  indépendamment de la valeur de  $H_0$  ; deux difficultés: les observations sont rares et leur interprétation délicate.

Notons un problème particulier: le THEOREME DU VIRIEL que l'on utilise dans ces évaluations repose sur l'existence d'un groupe d'invariance pour la loi de Newton:

$$(3*1) \quad t \rightarrow s^3 t, \quad \vec{r} \rightarrow s^2 \vec{r} \quad (s > 0)$$

( cf. la troisième loi de Képler ); or ce groupe disparaît quand la loi de gravitation est modifiée par la prise en compte de la constante cosmologique ( voir ci-dessus (1\*4) ).

Le modèle standard, grâce aux formules (1\*25, 1\*47), donne la valeur de  $\Lambda$ :

$$(3*2) \quad \Lambda = (1700 \text{ Mpc})^{-2} = (5.5 \text{ E } 9 \text{ années})^{-2}$$

ce qui est évidemment négligeable à l'échelle des amas; par contre la densité d'équilibre associée ( Cf. (1\*4) )

$$(3*3) \quad \Lambda / (4\pi G) = 4 \text{ E } -29 \text{ g cm}^{-3}$$

est tout-à-fait typique d'une densité d'amas. Le rôle éventuel de la constante cosmologique dans l'évaluation dynamique de  $\Omega_0$  reste donc à préciser.

Il est évidemment possible qu'il existe de la matière non détectée située entre les amas - et même entre les super-amas, qui pourrait affecter très fortement la valeur de  $\Omega_0$  ; mais les évaluations proposées restent très arbitraires.

Le modèle étudié ne semble donc pas en désaccord avec l'état de nos connaissances sur la densité moyenne de l'Univers.

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 4.

La relation REDSHIFT - LUMINOSITE pour les galaxies peut se visualiser par le diagramme de Hubble - qui pour les petites valeurs de  $z$  ne permet que de vérifier la loi de Hubble.

Pour obtenir par cette voie une estimation du paramètre  $q_0$ , il faut:

- a) obtenir un échantillon homogène de galaxies dont les redshifts s'étendent assez loin;
- b) avoir une idée précise de la correction  $K$  (par suite du redshift, les observations s'étendent vers la partie ultraviolette du spectre d'émission; il faut savoir comparer la luminosité bolométrique d'objets qui sont observés dans des fenêtres spectrales différentes); ou obtenir des mesures extra-atmosphériques;
- c) Corriger les mesures du fait que la partie du disque prise en compte diminue quand la distance augmente;
- d) pouvoir évaluer l'effet d'un effet d'évolution statistique des objets (les observations s'étendent vers le passé).

Ces corrections b), c), d) correspondent à des effets systématiques du même ordre que l'effet à mesurer; b) et c) sont en principe accessibles, mais l'évaluation directe de l'effet d'évolution d) reste assez arbitraire: dans un premier stade, il est raisonnable de se contenter d'examiner si une évolution négligeable est compatible avec les faits. Sur un échantillon prélevé dans les amas d'Abell proches, Hoessel et al.(1980) trouvent ainsi

$$q_0 = -0.55 \pm 0.45$$

compatible donc avec la valeur proposée ici.

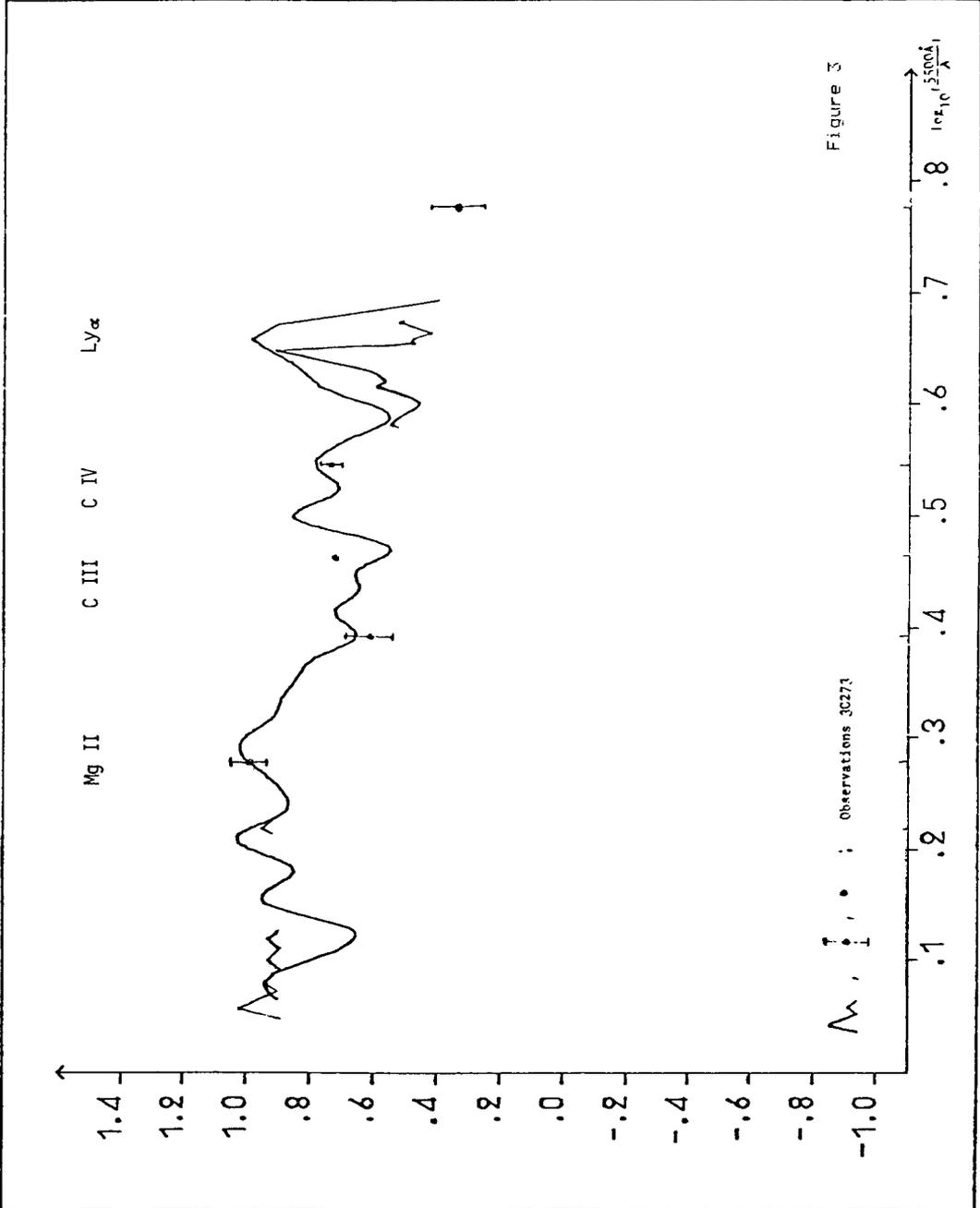
## ANNEXE DU PARAGRAPHE 5.

La même méthode s'applique en remplaçant les galaxies par les QUASARS. Les grandes valeurs de leurs redshifts excluent évidemment l'emploi de méthodes utilisant des approximations valables au voisinage de  $z = 0$ .

Comme dans le cas des galaxies, se pose le problème de la correction  $K$  et celui de l'évolution; mais il n'y a évidemment pas d'effet de disque.

En attendant des mesures extra-atmosphériques en nombre suffisant, la correction  $K$  est possible si le spectre ultra-violet des objets est suffisamment homogène et s'il est connu. Nous avons utilisé à cet effet une méthode colorimétrique dont le principe est du à Sandage - qui nous a fourni un SPECTRE COMPOSITE DES QUASARS (fig. 3) qui est en accord remarquable avec le spectre de 3C 273, obtenu directement par tir de fusée. A noter l'apparition des principales raies du spectre, qui sortent directement de l'analyse colorimétrique statistique. L'EFFET DE RAIE dans

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS



## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

la correction K est assez important, et par conséquent les formules empiriques supposant que ce spectre est de type synchrotron sont complètement erronées.

La netteté du spectre composite ( obtenu avec des données colorimétriques s'étendant jusqu'à  $z = 3.53$  ), sa similitude avec le spectre de 3C273, quasar proche, indiquent une grande unité de la physique du phénomène quasar, et permettent donc d'envisager l'hypothèse de non-évolution statistique de ces objets.

Pour une étude détaillée, nous renvoyons à Fliche et al. (1979) et à Fliche (1981, thèse de Doctorat), qui conduisent aux modèles

$$(5*1) \quad \Omega_0 = 0.08 \pm 0.04, \quad q_0 = -1.10 \pm 0.04$$

en accord avec le modèle standard ci-dessus.

Cet accord est visualisé sur la figure 4 . Les objets pour lesquels on dispose de données photométriques sont représentés par un cercle, dont la surface est proportionnelle à la puissance émise ( calculée dans le modèle et avec la correction K ci-dessus ); il ne s'agit donc pas d'une échelle logarithmique. On constate que les objets les plus brillants sont extrêmement homogènes.

Les seuls effets évolutifs qu'on puisse noter sont:

a) le confinement des objets dans un demi-cercle, correspondant à l'apparition des objets 2.5 / h milliards d'années après le big-bang ( voir l'interprétation au §5 ); cette date est calculée avec la formule (2\*1), le modèle (1\*47) et  $z = 3.53$  ( redshift record de Q0172 ).

b) un manque de quelques objets brillants proches; mais on ne peut affirmer que cet effet soit significatif.

On voit que l'évolution en luminosité des objets n'est pas plus significative que leur évolution en nombre; la possibilité d'annuler SIMULTANEMENT ces deux effets par la prise en compte du seul paramètre  $\Lambda$  est un fait important pour l'interprétation.

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 6.

Puisque ce test est simplement satisfaisant sans être très significatif, nous renvoyons aux travaux suivants: Fliche et al (1979), Fliche (1981).

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 7.

Le chemin parcouru sur  $S_3$  par la lumière, entre le moment du découplage ( $z = 1100$ ) et l'époque actuelle est donné par la formule (1\*38); avec le modèle (1\*47), le calcul numérique de l'intégrale donne

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

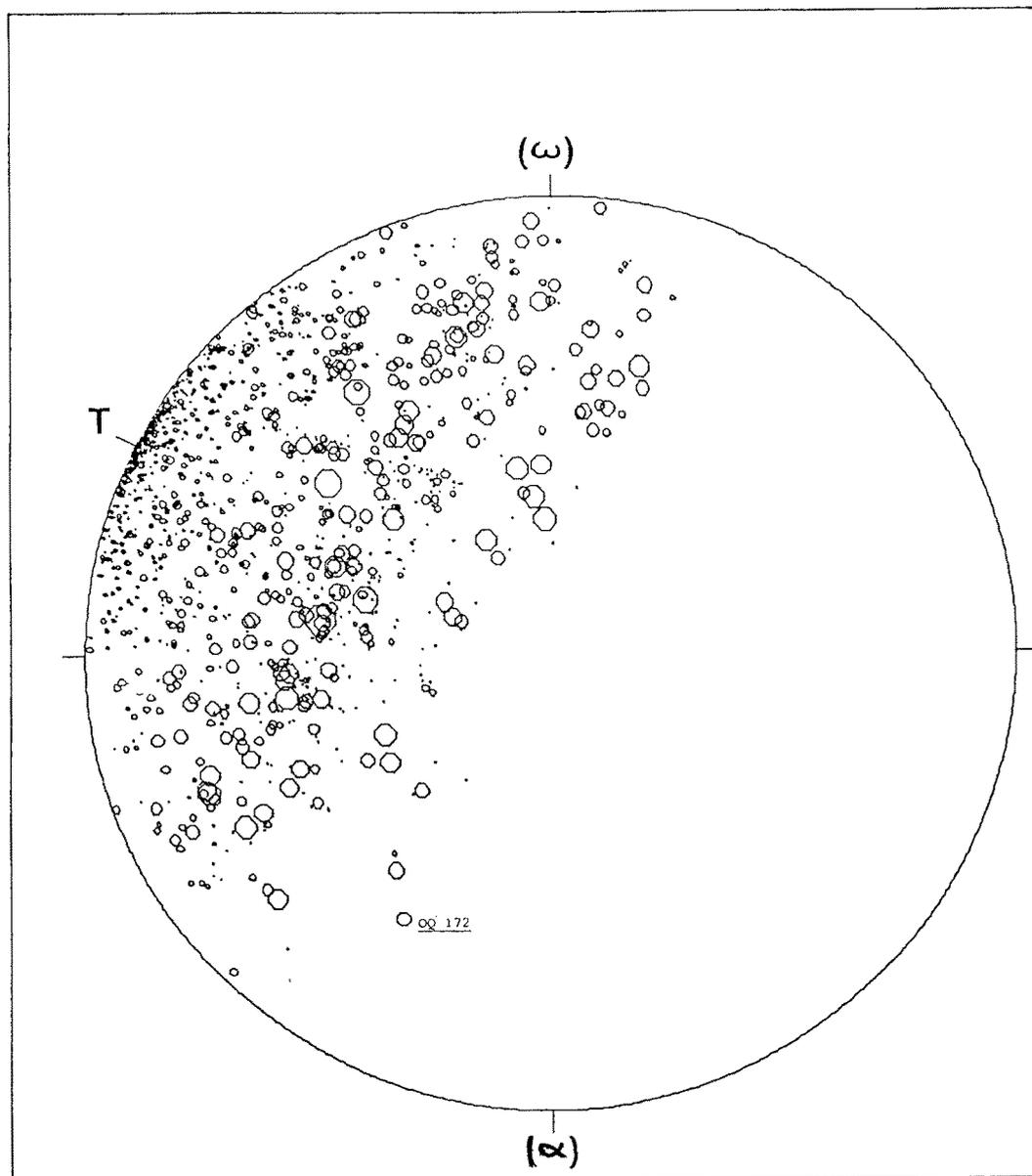


Figure 4

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

$$(7*1) \quad \tau = 3.165 = 181.3^\circ$$

soit très légèrement plus d'un demi-tour. Il en résulte que les sources observées du rayonnement à 3 °K sont originaires d'une très petite région (1/400 000 ème de l'Univers). Ces chiffres n'ont qu'une valeur d'exemple parmi les modèles compatibles avec l'existence de ( $\mu$ ).

## ANNEXE DES PARAGRAPHES 9 ET 10.

Pour l'étude de la physique de la région de contact matière - antimatière nous renvoyons à Schatzman (1982).

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 11.

(11\*1) Nous avons vu en (1\*11) que la symétrie d'un modèle de Friedmann est caractérisée par un GROUPE G1 (ici, le groupe des rotations de la sphère S3); mais les phénomènes que nous étudions (existence de ( $\mu$ ), répartition de matière et d'antimatière), ont une symétrie moindre, définie mathématiquement par le SOUS-GROUPE G2 des rotations de S3 qui conservent ( $\mu$ ); ou, ce qui revient au même, qui laissent fixes les deux pôles ( $\alpha$ ) et ( $\omega$ ).

Nous sommes dans une situation appelée SYMETRIE BRISEE, dont il existe de nombreux exemples en physique et en astrophysique. De même une planète, en équilibre sous sa propre gravitation, possède la SYMETRIE SPHERIQUE; sous l'effet du mouvement diurne, seule subsiste la SYMETRIE DE REVOLUTION. Le groupe G1 est ici constitué des rotations autour du centre, le sous-groupe G2 des rotations autour de l'axe des pôles.

(11\*2) Dans cette situation, la notion mathématique d'ORBITE va jouer un rôle important: on appelle ainsi les ensembles de points que l'on peut échanger par l'action d'un groupe.

Dans l'exemple planétaire, les orbites (O1) de G1 sont les sphères concentriques; pour G2, les orbites (O2) sont les cercles parallèles axés sur la ligne des pôles. Par construction, CHAQUE (O1) EST UNE REUNION DE (O2).

Même dans le cas où on ignore le mécanisme intime d'un phénomène, la symétrie nous permet des prédictions sur ses résultats - qui s'expriment en termes d'orbites. Ainsi les transitions de phase géophysiques sont, au niveau 1, des sphères concentriques; au niveau 2, elles sont perturbées en réunions de (O2), donc en surfaces de révolution. La météorologie pousse la brisure de symétrie au stade qualitatif, et partage l'atmosphère en zones composées de (O2); telles les bandes de Jupiter.

La classification en orbites est donc essentielle pour l'analyse de tous les processus physiques; elle impose d'ailleurs le choix des paramètres pertinents pour cette étude.

Dans le modèle cosmologique étudié, les orbites (O1) sont indexées par le TEMPS COSMOLOGIQUE  $t$  et, pour chaque date, constituent l'ESPACE S3 tout entier). Cet espace tridimensionnel est "feuilleté" par les orbites (O2), qui sont les

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

SURFACES PARALLELES à  $(\mu)$  -  $\gamma$  compris  $(\mu)$  elle-même. Chaque (O2) peut se repérer par une "latitude cosmique" ( qui vaut  $27^\circ$  environ pour la Terre, nous l'avons dit ).

Que pouvons-nous en déduire sur le résultat des mécanismes cosmogoniques? Au niveau 1, un espace homogène, dont les caractéristiques évoluent en fonction du temps - le modèle de Friedmann-Lemaître lui-même. Au niveau 2, le stade qualitatif permet l'existence de transitions sur des orbites (O2); la transition la plus évidente est la discontinuité matière -- antimatière à la traversée de  $(\mu)$ ; mais des transitions de l'état de la matière ( de son degré de condensation par exemple ) sont possibles sur d'autres (O2); ce qui conduit à envisager une STRATIFICATION DE L'ESPACE, dans la direction parallèle à  $(\mu)$ .

(11\*3) Au stade quantitatif, on doit aussi envisager de perturber le modèle lui-même. La théorie des groupes joue encore un rôle fondamental dans ce travail; ainsi l'interprétation des résultats de Lifchitz et Khalatnikov (1963) doit-elle être nuancée: certaines variables prises en compte ne sont pas invariantes par le groupe de jauge gravitationnelle, et n'ont donc pas de signification physique ( voir la thèse de Fliche (1981) ).

(11\*4) Enfin notre position même d'observateur se manifeste par une réduction des symétries:  $G_1$  se réduit au groupe  $G'_1$  des rotations autour de la Terre: le niveau 1 implique un ciel isotrope. Le niveau 2 prévoit une ANISOTROPIE du ciel, définie par le groupe  $G'_2$  des rotations du ciel autour des deux points  $(\alpha)$  et  $(\omega)$ ; les orbites de  $G'_2$  sont des cercles parallèles, indexées par une "déclinaison cosmique"  $B_c$  qui vaut  $-90^\circ$  au pôle  $(\omega)$ ,  $+90^\circ$  en  $(\alpha)$ ; l'intersection du plan  $B_c = 0$  avec le plan galactique sera pris comme origine pour la "longitude cosmique"  $L_c$ ; ce qui conduit aux formules

$$\begin{aligned} \cos B_c \cos L_c &= \cos b \cos(\varrho - 109.4) \\ \cos B_c \sin L_c &= \cos b \sin(\varrho - 109.4) \cos(79.3) + \sin b \sin(79.3) \\ \sin B_c &= \sin b \cos(79.3) - \cos b \sin(\varrho - 109.4) \sin(79.3) \end{aligned}$$

reliant les coordonnées galactiques  $\varrho$ ,  $b$  aux coordonnées cosmiques  $L_c$ ,  $B_c$ ; ces coordonnées permettent de construire des cartes du ciel adaptées à la recherche de l'anisotropie éventuelle ( figures 5 et 12 ); pour des raisons qui vont apparaître, elles sont proches des coordonnées supergalactiques  $B$ ,  $L$  définies par De Vaucouleurs (remplacer 109.4 par 137.3 et 79.3 par 83.7).

(11\*5) La STRATIFICATION que nous avons envisagée peut se manifester tout d'abord dans la répartition spatiale des QUASARS. On distingue sur la figure 2, à côté de l'équateur  $(\mu)$ , quelques bandes horizontales, qui peuvent indiquer des ZONES D'ABSENCE DE QUASARS, parallèles à  $(\mu)$ . Une étude statistique de ces zones se trouve dans Souriau (1980) et Triay (1981). Comme elles sont beaucoup moins larges que  $(\mu)$ , elles sont plus sensibles à l'imprécision des mesures de redshift; avec les données disponibles, leur existence semble probable (voir l'annexe 12).

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 12.

(12\*1) Les spectres des quasars lointains présentent en général des RAIES D'ABSORPTION nombreuses; elles sont pour la plupart très fines. Mais il y a

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

quelques exemples de raies au contraire TRES LARGES ( comme dans les spectres des super-novae; mais l'analogie en reste là; en particulier elles ne manifestent pas d'évolution sensible depuis qu'on les observe ).

Deux types d'interprétation de ces raies larges sont proposés: phénomène INTRINSEQUE ( produit par le quasar émissif ) ou INTERPOSITION de matière quelque part sur la ligne de visée.

Dans l'interprétation intrinsèque, le blue-shift par rapport à l'émission et la largeur de ces raies se traduisent en termes de VITESSES - qui sont considérables ( quelques dixièmes de  $c$  ). En cas d'interposition, la largeur indique plus vraisemblablement l'ÉPAISSEUR du nuage observé ( qui serait à l'échelle cosmologique ) qu'une agitation relativiste.

Le prototype du quasar à raies larges est PHL5200, pour lequel l'hypothèse intrinsèque est la plus fréquemment admise; cependant on n'est pas parvenu à la concrétiser par un modèle plausible ( voir Junkkarinen et al. 1982 ). Dans le cas de Q1246-057, très analogue, le décalage de redshift émission-absorption conduit à éliminer l'hypothèse intrinsèque.

(12\*2) Considérons d'abord quatre de ces objets, qui présentent une raie Lyman  $\alpha$  large en absorption: A: (1246-057), B: (1331+170), C: (1334+285) ou RS23, D: (2225-055) ou PHL5200. Si on considère qu'ils indiquent des nuages interposés, on peut les situer dans l'espace par les mêmes formules que les quasars eux-mêmes.

Avec le modèle euclidien de Hubble, on constate que ces objets sont presque coplanaires; plus précisément, que la sphère qu'ils déterminent a un très grand rayon (  $\approx 5 c/H_0$  ) et que nous sommes situés à l'intérieur. Le point le plus proche est situé à  $z = 0.9$ , dans la direction

(17h 45mn,  $-6^\circ 40'$ )

qui coïncide avec ( $\alpha$ ) (voir (1\*44) ). Cette sphère n'est autre que ( $\mu$ ), et par conséquent A, B, C, D POURRAIENT S'INTERPRETER COMME DES NUAGES SITUÉS DANS LA ZONE ( $\mu$ ) DEPOURVUE DE QUASARS. Dans le scénario de Schatzman ( 59 ), on peut envisager que le retard au découplage ait été suffisant dans ( $\mu$ ) pour empêcher la formation de galaxies, mais pas celle de nuages de grandes dimensions.

Si on utilise le modèle de travail (1\*47), l'appartenance de ces nuages à ( $\mu$ ) peut se vérifier par le calcul de leur latitude cosmique ( voir la formule (1\*37) et l'annexe 11 ); on trouve

Objet	z (abs.)	Lat. cosmique
A	2.05	+9'
B	1.78	-57'
C	1.87	-31'
D	1.88	-50'

Ces valeurs posent un problème, parce que ( $\mu$ ) s'étend entre  $-36'$  et  $+36'$  seulement. Mais avant de jeter l'interprétation, on peut prendre en compte plusieurs

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

possibilités: variations permises du modèle; imprécision sur les redshifts; on peut envisager aussi les perturbations de 2ème niveau du modèle évoquées en (11\*3), ainsi que des perturbations de 3ème niveau qui pourraient déformer ( $\mu$ ) ( nous comparons à 20 Mpc près la position par rapport au modèle d'objets dont les distances mutuelles dépassent 10 000 Mpc ). Mais il se peut que l'obtention de spectres de très grande qualité ou la découverte de nouveaux objets ( par observation systématique des "antiquasars" ) renouvelle la question.

(12\*3) On connaît une dizaine d'autres objets à raies larges, qui NE SONT PAS SITUES DANS L'EQUATEUR ( $\mu$ ). Mais on constate, sur 6 d'entre eux, que les nuages correspondants sont situés DANS L'UNE DES AUTRES ZONES D'ABSENCE PRESUMÉES (11\*5); leur liste est donnée dans Fliche et al.(1982 I). Deux d'entre eux, 2240-370 et 2238-412, écartés de  $4^\circ$ , présentent le même redshift d'absorption 1.70 et pourraient peut-être indiquer une même structure, observée sur plus de 200 Mpc.

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 13.

L'anisotropie éventuelle du ciel a été expliquée à l'annexe 11; les coordonnées cosmiques qui y sont définies sont utilisées pour dresser la carte du ciel (fig. 5), où figurent les "outstanding galaxies" définies par De Vaucouleurs (1975): galaxies les plus proches, les plus brillantes ou les plus grandes dans le ciel, limitées à la distance de 10 Mpc. On constate que la région  $-30^\circ < B_c < 30^\circ$ , qui constitue la moitié du ciel, contient 53 galaxies, contre 6 à l'extérieur; ce qui est hautement significatif. L'usage des coordonnées supergalactiques conduit à un rapport moins favorable, 48 contre 11 (de Vaucouleurs 1975).

Le "Nuage Local" constitué de ces objets est donc une structure très aplatie, et pratiquement parallèle à ( $\mu$ ). Il contient le "Groupe Local", composé d'une dizaine d'objets proches ( $d < 1$  Mpc), et qui présente donc la même disposition.

Le "Super-Amas Local", s'étendant jusqu'à 30 Mpc, a été aussi défini par De Vaucouleurs (1953). Il présente la même structure aplatie, et la direction adoptée pour son axe (pôle supergalactique) diffère de  $28^\circ$  de ( $\alpha$ ). Récemment Tully (1982) y a détecté un feuilletage par des structures qui pourraient être analogues au Groupe Local. Il serait intéressant de reprendre la statistique de ces observations en libérant la direction du pôle, pour savoir si l'écart avec ( $\alpha$ ) est significatif.

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 14.

Etudions l'ORIENTATION DU HALO des trois spirales du Groupe Local.

Les 12 satellites connus de NOTRE GALAXIE ( en particulier les Nuages de Magellan LMC et SMC ) sont portés sur la figure 6, établie en COORDONNEES COSMIQUES ( voir (11\*4) ). Ils sont TOUS situés dans la bande  $-30^\circ < B_c < 30^\circ$ , et par conséquent le Système Galactique est lui aussi aplati et parallèle à ( $\mu$ ).

Sur la même carte sont portés d'autres éléments probables du halo, les NUAGES H I à GRANDE VITESSE ( d'après De Vaucouleurs et al.1975 ). Même disposition, notamment pour le "flot Magellanique" qui part de LMC et SMC et qui s'étend sur un tiers de l'équateur cosmique.

Le PLAN GALACTIQUE, selon sa définition classique, est porté sur cette carte. On

UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

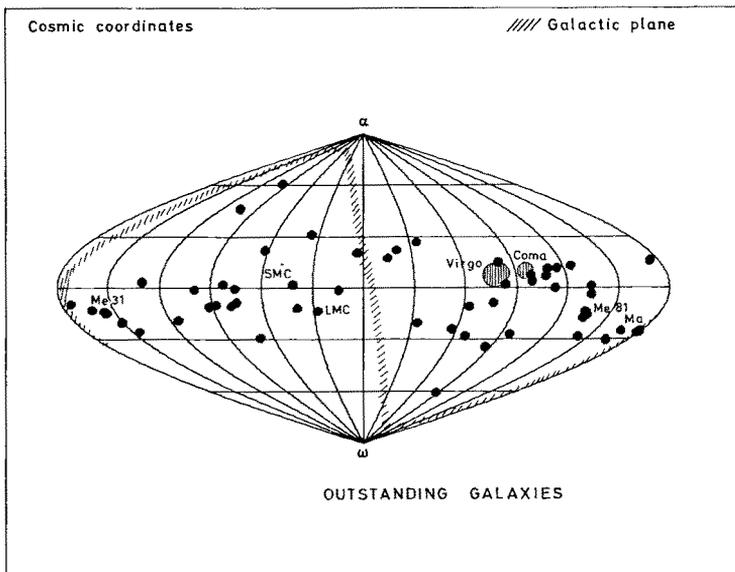


Figure 5

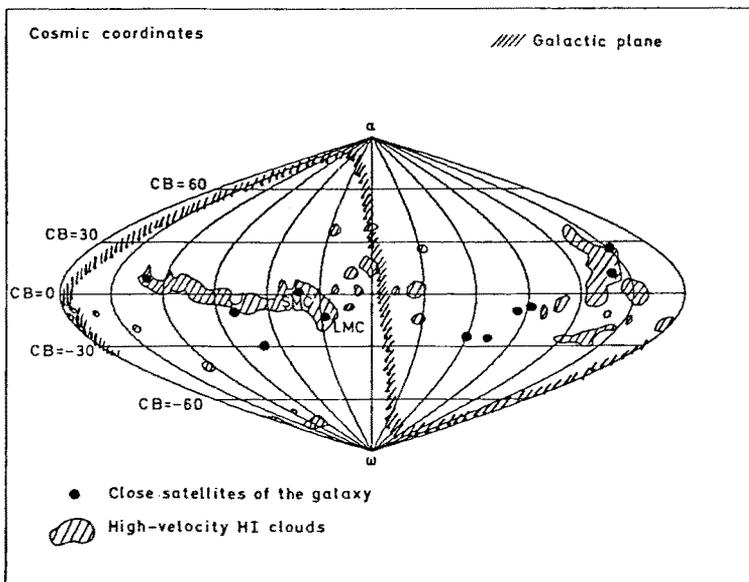


Figure 6

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

constate que la disposition du halo n'est pas un effet de sélection par l'obscurcissement galactique; l'angle entre ce plan galactique et le plan du halo ( $80^\circ$ ) donne une mesure du GAUCHISSEMENT de notre Galaxie.

En ce qui concerne la Nébuleuse d'Andromède" M31, le gauchissement est visible sur la figure 7, composition d'une image optique et d'un contour radio, due à Emerson et al. (1978). Nous avons simplement marqué la direction parallèle à ( $\mu$ ) - visiblement en accord avec la direction de gauchissement telle qu'elle résulte du contour radio.

Les satellites probables de M31 sont portés sur la figure 8, ainsi que la direction de ( $\mu$ ). Là aussi on voit une structure plate et parallèle à la direction marquée, qui s'étend sur près de  $30^\circ$  du ciel. Une partie en est probablement cachée par le plan Galactique ( $\delta > 50^\circ$ ).

Le gauchissement de M33 a été étudié par Sandage et Humphrey (1980), à partir des données optiques. Sur la figure 9, l'évolution du "sommet du grand axe" a été indiquée par ces auteurs (ligne interrompue); nous avons indiqué la droite parallèle à ( $\mu$ ), l'accord est excellent.

Sandage et Humphrey estiment d'autre part à 0.42 le rapport d'aplatissement b/a pour les régions externes; en supposant qu'il s'agit de cercles parallèles à ( $\mu$ ) vus en perspective, le calcul donne b/a = 0.44.

La figure 10 donne les cartes radio de M33 d'après Huchtmeier (1978): courbes de densité et de vitesse. La direction de ( $\mu$ ) semble aussi valable que le "Major Axis" proposé par cet auteur.

En ce qui concerne les autres galaxies, nous renvoyons à Fliche et al. (1982 II), où se trouvent des cartes analogues concernant notamment la "nébuleuse des Chiens de chasse" M51, M83, M101, M81, NGC 4490/85.

Ce travail contient aussi une étude des échantillons de halos étudiés par Rots (1980) et Bosma (1981). A 90 %, ils sont situés dans la moitié du ciel  $-30^\circ < \text{Bc} < 30^\circ$ .

Pour chaque objet qui apparaît allongé sur le ciel, la direction de cet allongement est repérée par l'angle de position (p.a.);  $\Delta$ p.a. désigne la différence entre la valeur de p.a. DONNEE PAR CES AUTEURS et celle qui se calcule par l'hypothèse de parallélisme à ( $\mu$ ). Les histogrammes sont les suivants:

Echantillon de Rots

$\Delta$ p.a.:	0°-15	15-30	30-45	45-60	60-75	75-90°
sur 33:	11	2	9	3	4	4

UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS



Figure 7

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

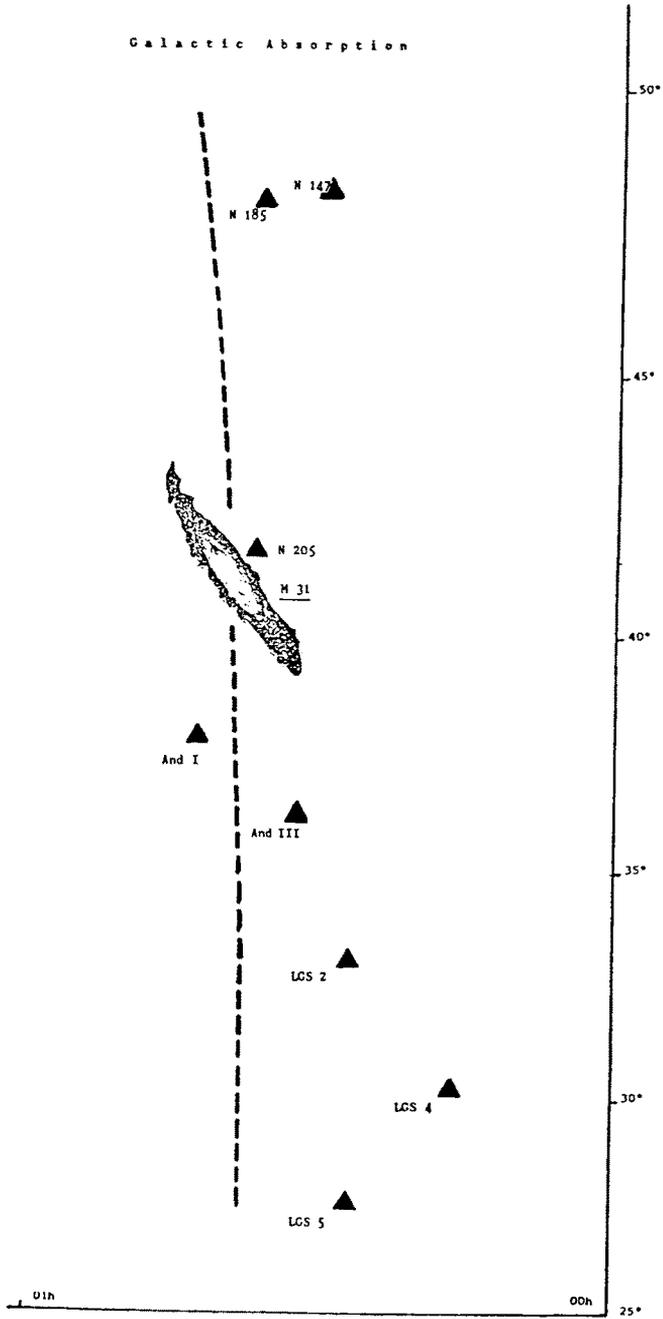


Figure B

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

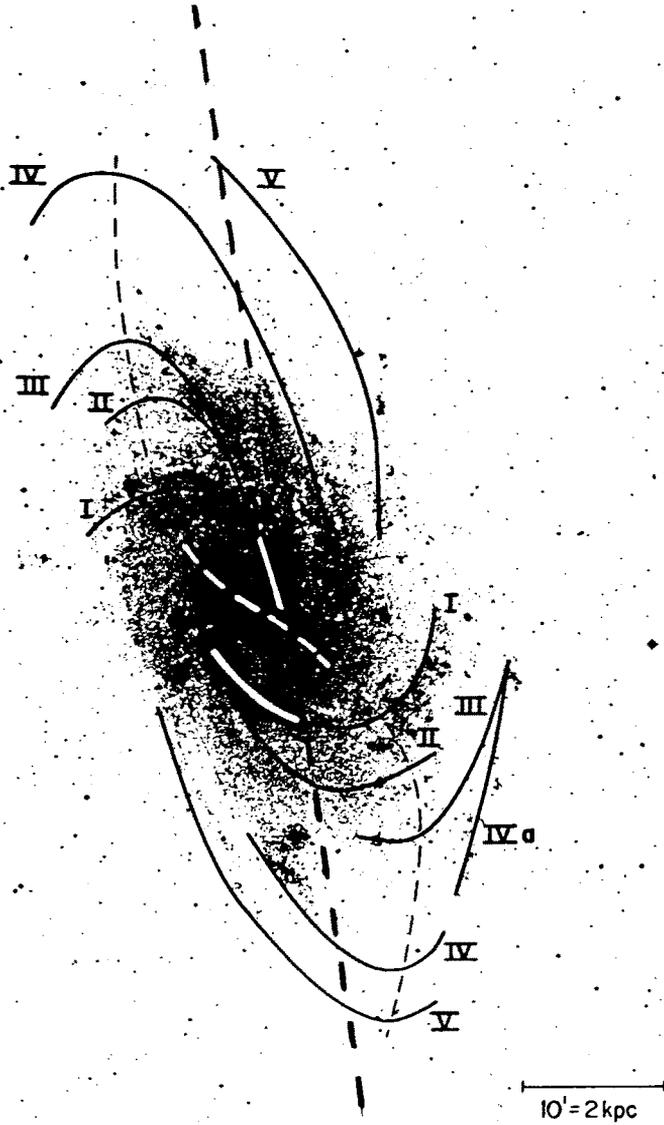


Figure 9

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

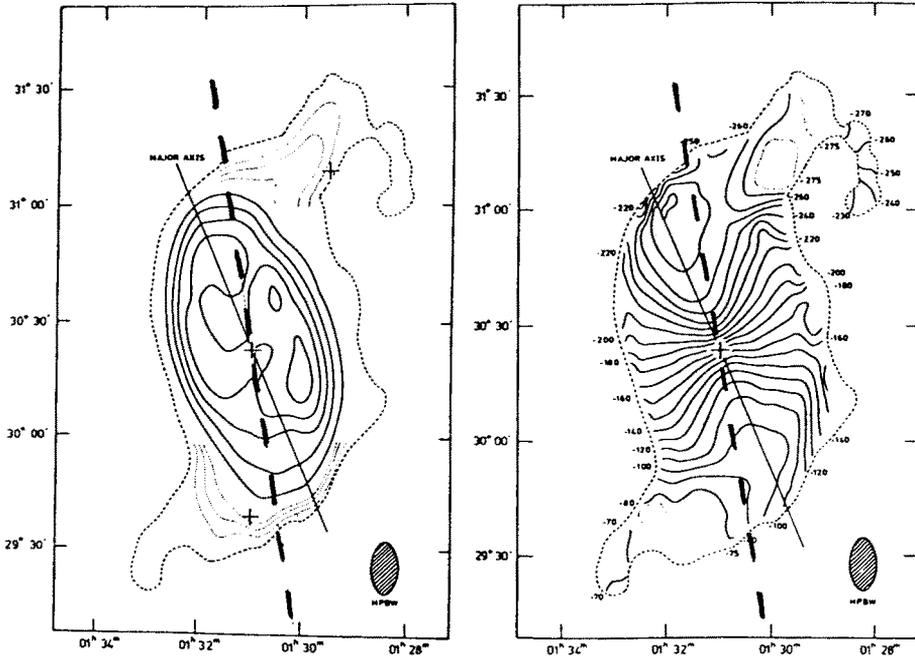


Figure 10

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

Echantillon de Bosma

p.a.:	0°-15	15-30	30-45	45-60	60-75	75-90°
sur 28:	11	4	5	2	4	2

Le lecteur pourra vérifier que ces histogrammes sont très significatifs.

Une autre méthode pour apprécier cette corrélation consiste à prolonger par un grand cercle du ciel le petit axe apparent de chaque halo observé; et à pointer les intersections deux à deux de ces cercles. Pour éviter un effet de sélection par la position des objets, on supprime les points qui sont trop près des deux galaxies (à moins de 30°).

La corrélation étudiée doit avoir pour effet de resserrer ces points autour de ( $\alpha$ ) et de ( $\omega$ ). C'est ce qu'on constate sur la carte 11A (échantillon de Bosma); le témoin 11B est obtenu en remplaçant chaque angle de position par un angle tiré au sort. (N.B.: ces cartes ne sont pas disposées comme les précédentes: ( $\alpha$ ) est au centre, ( $\omega$ ) apparaît aux deux extrémités).

L'examen de la région centrale de 11A montre que l'effet ne peut pas être amélioré sensiblement en choisissant une autre direction pour les pôles.

Rappelons que l'hypothèse du parallélisme à ( $\mu$ ), même rigoureuse, N'ENTRAINE PAS l'alignement des angles de position, mais seulement une forte corrélation (voir le §14); c'est exactement ce qu'on observe.

## ANNEXE DU PARAGRAPHE 15.

Sur les raies d'absorption fines des Q.S.O., et particulièrement sur la forêt Lyman  $\alpha$ , voir Sargent et al. (1980), Sargent et al. (1982).

## ANNEXE DES PARAGRAPHES 16 ET 17.

Nous allons interpréter la cinématique des référentiels suivants:

(S): le Soleil;

(L): une moyenne prise sur le Groupe Local. La valeur adoptée pour la vitesse relative (S/L), donnée par De Vaucouleurs & Peters (1981, I), est une moyenne de 5 estimations dues à divers auteurs.

(G): un échantillon de 300 galaxies, étudiées par De Vaucouleurs et al. (1981 II), dont les distances sont comprises entre 2 et 29 Mpc, et qui sont réparties dans tout le ciel. Les distances sont évaluées par la largeur de la raie à 21cm (méthode adaptée de Tully et Fisher).

(G'): Un échantillon de 200 galaxies, observées optiquement, traitées par De Vaucouleurs et Peters (1981 I).

(G''): Un échantillon de 84 galaxies observées dans les deux hémisphères à Jodrell Bank et à Parkes; la vitesse relative (SG'') est donnée par Hart & Davies (1982).

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

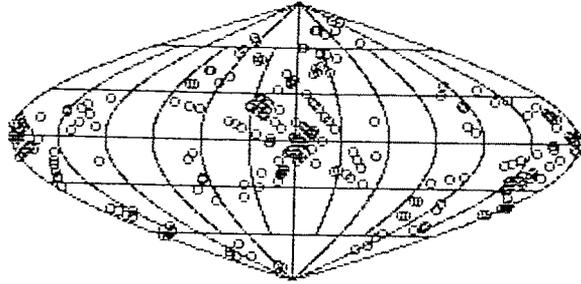
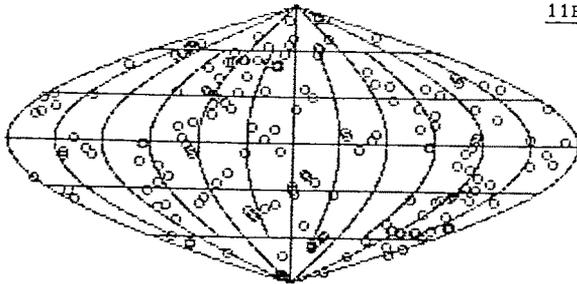
11A11B

Figure 11

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

(\*) : Le référentiel du rayonnement cosmologique à 3°K. La vitesse relative (S/\*) est une moyenne des observations suivantes: Smoot et al. (1977); Corey (1978); Gorenstein (1978); Cheng et al. (1979); Cheng et al. (1980), pondérée par De Vaucouleurs et al. (1981 II).

La figure 12, en coordonnées cosmiques, comporte les 6 apex relatifs des 4 référentiels (S), (L), (G), (\*). On constate que ces points SONT TOUS SITUÉS PRATIQUEMENT SUR L'EQUATEUR, donc qu'ils déterminent une cinématique plane parallèle à la zone ( $\mu$ ).

L'ensemble des résultats cinématiques se lit sur la table suivante, qui donne la vitesse "absolue" (c'est-à-dire relative au rayonnement (\*)) des divers référentiels ci-dessus - telles qu'elles sont fournies par leurs auteurs. Les vitesses sont exprimées en km/s, dans des coordonnées rectangulaires cosmiques:

	X	Y	Z	
(S)	-182	317	-5	( ±20)
(L)	-504	414	-2	( ±30)
(G)	-464	163	27	( ±40)
(G')	-480	163	53	( ±60)
(G'')	-187	8	-26	( ±50)

L'examen de la troisième colonne montre que TOUTES les composantes Z sont NULLES - à la précision annoncée des observations.

En ce qui concerne (L), (G), (G'), (G''), ces faits indiquent que la vitesse absolue des différents groupes de galaxies est parallèle à ( $\mu$ ).

On remarquera que ces observations mettent en évidence trois groupes de galaxies, (L), (G+G') et (G''), animés de vitesses très différentes; ceci se constate sur la figure 13, hodographe tracé dans le plan équatorial cosmique. Ces faits peuvent donc s'interpréter par l'existence d'une agitation générale des galaxies, tangentielle à leur stratification - et donc compatible avec la permanence de cette stratification.

L'interprétation de la vitesse du Soleil nécessite quelques remarques. La cinématique du Soleil est en effet composée de celle du centre de la Galaxie et de la vitesse orbitale du Soleil; comme le plan de la Galaxie est pratiquement perpendiculaire à ( $\mu$ ) (à 80°), il n'y a aucune raison a priori pour que cette dernière vitesse, de l'ordre de 200 km/s, soit parallèle à ( $\mu$ ). Ce qui se passe, c'est que le Soleil est actuellement proche du point "le plus haut" de sa trajectoire galactique (au maximum de Z): on le constate en remarquant la proximité dans le ciel du pôle cosmique ( $\alpha$ ), dans Ophiuchus, et du centre galactique, dans le Sagittaire: ces points sont éloignés de 22° seulement.

L'interprétation finale est donc la suivante: la composante Z de la vitesse absolue du centre de la Galaxie est inférieure à 60 km/s.

UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

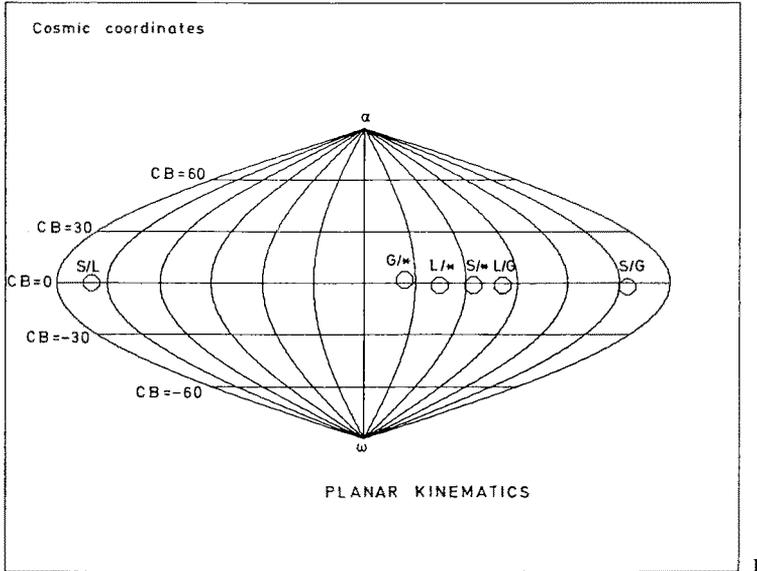


Figure 12

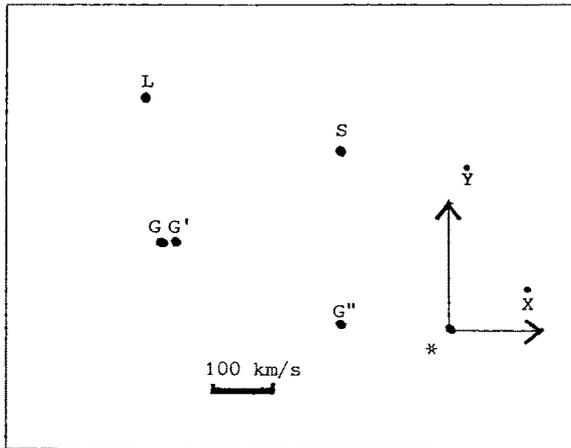


Figure 13

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

## C O N C L U S I O N S

Nous venons de présenter une vue d'ensemble regroupant un grand nombre de faits, et tentant de leur donner une cohérence interne.

Si les observations confirment l'existence physique de la zone d'absence ( $\mu$ ), elle fournira une nouvelle voie d'accès à quelques questions fondamentales: genèse de la matière, dimensions, masse et évolution de l'Univers.

Il s'agit d'un modèle qui prend des risques: quelques observations contradictoires pourraient montrer que la zone d'absence ( $\mu$ ) n'est que coïncidence, ou tout au moins qu'elle n'a pas la netteté observée jusqu'ici.

Mais même dans cette éventualité, un certain nombre de faits indépendants restent acquis:

-Le modèle cosmologique de Friedmann - Lemaitre obtenu colle à tous les faits observés - au moins aussi bien, dans chaque cas, que les autres modèles proposés: âge des étoiles et des galaxies, densité générale, statistique photométrique des galaxies et des quasars, etc.

-Fichtel et al. ont découvert un fond continu extra-galactique de rayons gamma, dans la zone 100-200 Mev; rayonnement dont l'origine constitue "a major open question". Or la répartition, le spectre et l'intensité de ce rayonnement sont précisément ceux que fait prévoir le présent modèle matière-antimatière, avec annihilation sur un "équateur" de l'espace.

-Les observations suivantes:

- 1) orientation dans le ciel du système entourant notre Galaxie, constitué de galaxies naines satellites et de nuages H I;
- 2) mêmes éléments pour la galaxie d'Andromède;
- 3) observations optiques et radio de M33;
- 4) répartition dans le ciel des galaxies du Groupe Local;
- 5) cinématique absolue de ce Groupe Local;
- 6) répartition dans le ciel des galaxies du Nuage Local;
- 7) parallélisme très marqué des halos de galaxies (galaxies diverses, échantillons de Rots et de Bosma );
- 8) répartition dans le ciel des galaxies du Super - Amas Local;
- 9) feuilletage de ce Super - Amas;
- 10) cinématique absolue des galaxies jusqu'à 30 Mpc.

sont chacune compatible avec une STRATIFICATION GENERALE DE NOTRE ENVIRONNEMENT, PARALLELE à la zone ( $\mu$ ).

## REFERENCES

## UN MODELE D'UNIVERS CONFRONTE AUX OBSERVATIONS

- BOSMA, A.: 1981, *Astron. J.* 86, 1791
- BURBIDGE, G.R., CROWNE, A.H., SMITH, H.E.: 1977, *Astrophys. J. Suppl.* 33, 113
- CHENG, E.S., BOUGH, S., WILKINSON, D.T.: 1980, *Bull. Amer. Astron. Soc.* 12, 488
- CHENG, E.S., SAULSON, P.R., WILKINSON, D.T., COREY, B.E.: 1979, *Astrophys. J.* 232, L139
- COREY, B.E.: 1978, Princeton University Dissertation
- DE VAUCOULEURS, G.: 1953, *Astron. J.* 58, 30
- DE VAUCOULEURS, G.: 1975, *Astrophys. J.* 202, 319
- DE VAUCOULEURS, G., CORWIN Jr., H.G.: 1975, *Astrophys. J.* 202, 327
- DE VAUCOULEURS, G., DE VAUCOULEURS, A., CORWIN, H.G.: 1976, "Second Reference Catalogue of Nearby Galaxies" University of Texas Press, Austin
- DE VAUCOULEURS, G., PETERS, W.L.: 1981, *Astrophys. J.* 248, 395
- DE VAUCOULEURS, G., PETERS, W.L., BOTTINELLI, L., GOUGHENHEIM, L., PATUREL, G.: 1981, *Astrophys. J.* 248, 406
- EMERSON, D.T., NEWTON, K.: 1978, I.A.U. Symposium 77 "Structure and properties of nearby galaxies", Eds. BERKHUIJSEN, E.M., WIELEBINSKI, R. p. 183
- FICHEL, C.E., SIMPSON, G.A., THOMPSON, D.J.: 1978, *Astrophys. J.* 222, 833
- FLICHE, H.H.: 1981, Thèse, Université de Provence, CPT-BI P.1282, C.N.R.S. Marseille
- FLICHE, H.H., SOURIAU, J.M.: 1979, *Astron. Astrophys.* 78, 87
- FLICHE, H.H., SOURIAU, J.M., TRIAY, R.: 1980, Prétirage CPT-80 P.1196, C.N.R.S. Marseille
- FLICHE, H.H., SOURIAU, J.M., TRIAY, R.: 1982 I, *Astron. Astrophys.* 108, 256
- FLICHE, H.H., SOURIAU, J.M., TRIAY, R.: 1982 II, Prétirage CPT-82 P.1402, C.N.R.S. Marseille
- FLICHE, H.H., SOURIAU, J.M., TRIAY, R.: 1982 III, en préparation
- GORENSTEIN, M.V.: 1978, University of California Dissertation
- GUNN, J.E.: 1978, "Observational Cosmology", Eds. MAEDERER, A., MARTINET, L., TAMMANN, G.A., Geneva Observatory
- GUNN, J.E., OKE, J.: 1975, *Astrophys. J.*, 195 255
- GUNN, J.E., TINSLEY, B.M.: 1975, *Nature* 257, 454
- HART, L., DAVIES, R.D.: 1982, *Nature* 297, 191
- HOESSEL, J.G., GUNN, J.E., THUAN, T.X.: 1980, *Astrophys. J.*, 241, 466
- HUCHTMEIER, W.K.: 1978, I.A.U. Symposium no 77 "Structure and properties of nearby galaxies", Eds. BERKHUIJSEN, E.M., WIELEBINSKI, R. p. 197
- JUNKKARIENEN V.T., BURBIDGE E.M., SMITH H.E.: 1982, "PHLS200", U.C. San Diego preprint
- LIFSHTZ, E.M., KHALATNIKOV, I.M.: 1963, *Adv. Phys.* 12, 185 (trad. anglaise)
- MAC BILLIVRAY, H.T., DODD, R.J., MAC NALLY, B.V., CORWIN Jr, H.G.: 1982, *MN* 198, 605
- OMNES, R.: 1979, "Cosmologie Physique", Les Houches, Eds. BALIAN, R., AUDOUZE, J., SCHRAMM, D.N., North Holland
- OSMER, P.S.: 1982, "Pour La Science" 54, p. 98
- OSTRIKER, J.P., PEEBLES, P.J.E.: 1973, *Astrophys. J.* 186, 467
- PEEBLES, P.J.E.: 1979, *Astrophys. J.* 84, 730
- PETERSON, B.A.: 1982, Communication Privée
- ROTS, A.H.: 1980, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 41, 189
- SANDAGE, A., HUMPHREYS, R.M.: 1980, *Astrophys. J.* 236, L1
- SARGENT W.L.W., YOUNG P., BOKSENBURG, A., TYTLER, D.: 1980: *Astrophys. J. Suppl.* 42, 41
- SARGENT W.L.W., YOUNG P., SCHNEIDER D.P.: 1982, *Astrophys. J.* 256, 374
- SCHATZMAN, E.: 1982, Cours de Goutelas (à paraître)
- SMOOT, G.F., GORENSTEIN, M.V., MULLER, R.A.: 1977, *Phys. Rev. Letters* 39, 898
- SOURIAU, J.M.: 1964, "Géométrie et Relativité" Hermann
- SOURIAU, J.M.: 1974, Colloques Internationaux C.N.R.S. no 237, p 59
- SOURIAU, J.M.: 1976, Journées Relativistes, Université Libre de Bruxelles
- SOURIAU, J.M.: 1980, Proc. Colloque du centenaire d'Einstein, C.N.R.S., p. 197
- STEIGMAN, G.: 1979, "Cosmologie Physique", Les Houches, Eds. BALIAN, R., AUDOUZE, J., SCHRAMM, D.N., North Holland
- TAMMANN, G.A., SANDAGE, A., YAHIL, A.: 1979, "Cosmologie Physique", Les Houches, Eds. BALIAN, R., AUDOUZE, J., SCHRAMM, D.N., p. 56, North Holland
- TRIAI, R.: 1981, Thèse de 3e cycle, Université de Provence, CPT-BI P.1297, C.N.R.S. Marseille
- TRIAI, R.: 1982, Prétirage CPT-82 P.1378, C.N.R.S. Marseille
- TULLY, R.D.: 1982, *Astrophys. J.* 257, 389
- WEINBERG, S.: 1978, "Les Trois Premières Minutes de l'Univers", Editions du Seuil
- WOLF, J.A.: 1967, "Spaces of Constant Curvature", Mc Graw Hill