

Quasars et cosmologie

H. H. Fliche et J. M. Souriau

Université de Provence et Centre de Physique Théorique, C.N.R.S., Centre de Luminy,
Case 907, 70, Route Léon Lachamp, F-13288 Marseille Cedex 2, France

Received July 27, revised October 30, 1978

Quasars and Cosmology

Summary. If the quasar redshifts are cosmological in origin, it would seem natural to exploit them to calibrate different models of the universe as they are the most distant and the greatest look-back time objects that we observe at present. A possible physical evolution of quasars could, however, provoke certain effects similar to cosmological evolution of the data, which would lead to a messy situation.

This work investigates the hypothesis: Quasars Number Evolution and that of their physical properties is *a must* in order to explain observational data. Our answer is *no*, so long as we accept the existence of a positive cosmological constant. Sect. I recalls the most general thermodynamical model of the relativistic universe compatible with existence of isotropic cosmological background radiation: parametrised by H_0 , Ω_0 , k_0 , λ_0 (Hubble constant, density parameter, (reduced) curvature of hypersurface of homogeneity, (reduced) cosmological constant, respectively) following the values with which it may coincide with the Friedmann, Gamow or Lemaitre models.

The quasar data are analysed by a method developed in Sect. II: Construction of *absolute magnitude-volume* diagrams, which is achieved via a standard FORTRAN V programme where the cosmological parameters can be arbitrarily altered; together with a kind of Hubble statistical test but which takes the non-linearity and the observational selection effects into account; the uncertainty of the Hubble constant has no effect on the results.

The physical homogeneity of the quasars hypothesis is tested first spectroscopically following a method of Sandage (Sect. III): the colour indices of the Burbidge-Crowne-Smith sample allow us to construct an average spectra of Q.S.O. (Fig. 5); its compatibility with that of an object observed directly by distant UV (3 C 273) proves that they can be considered statistically to be of the same physical nature (Fig. 6). Note that the method's coherence index gives neat spectral lines for the (Q.S.O.) average spectra (H, C, N, O).

Proposed cosmological tests that are applied to the example Burbidge-Crowne-Smith (1977) are given in (Sect. IV). A systematic run through the parameters $[\Omega_0, k_0]$ allows us to determine a fairly narrow zone where the $[M, V]$ diagrams present no anomaly. A non-linear Hubble test, (unrelated to the previous one), leads to a curve which cuts this zone. The centred value of the parameters is

$$\Omega_0 = 0.053 \pm 0.030 \quad k_0 = 0.245 \pm 0.100 \quad \lambda_0 = 1.19 \pm 0.130$$

Send offprint requests to: H. H. Fliche

$$q_0 = -1.16 \pm 0.130$$

This model, based only on optical data (Q.S.O.) (and the non-evolutionary hypothesis), is then confronted with other observational data (Sect. V): showing agreement with galactical data, giving an age to the Universe such that our Galaxy lies within this, even if we take a high value of the Hubble parameter ($H_0 \sim 110 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$); it satisfies particularly well the *radio-source-diameter test* (redshift – apparent diameter, Fig. 15). Thus there is a thermodynamical model that agrees with present-day data, for which the quasar redshift is cosmological and the matter distribution is large-scale spatially homogeneous and isotropic.

We end with a qualitative description (Sect. VI), suggesting some cosmological mechanisms (Appendix); the existence of a positive cosmological constant implies a gravitational repulsion of space and allows us to imagine *cluster-formation* by growth of space-filled spherical bubbles (clearly visible on galaxy maps). This mechanism could explain the proper motion of our galaxy as well as the reshift cut-offs around 3.5. On the other hand, the apparent lack of objects around $z=2.5$ (Fig. 12) could be interpreted by a matter-antimatter transition between two hemispheres of the Universe; the baryonic number of the Universe would be zero as would be its electric charge in this case (Omnès cosmogony).

These are only temporary deductions related to present observational data which will be enlarged due to new methods (objective prism, over-atmospheric observations). The same analysis should be applicable; if the non-evolution of quasars hypothesis is confirmed, we can reasonably hope for a fairly precise idea of the cosmological parameters.

Key words: cosmology – quasar – cluster – antimatter

I. Modèles d'univers compatibles avec le rayonnement à 2.7 °K

Le *rayonnement cosmologique*, observé en 1965 par Penzias et Wilson, est pratiquement isotrope; sur une très large bande, son spectre est celui du corps noir à la température

$$T_0 = 2.7 \text{ °K} \quad (\text{I.1})$$

Le principe cosmologique – attribuer une place modeste à notre planète et à notre époque – suggère que l'observation d'un rayonnement isotrope de corps noir est un fait universel, sans exiger cependant que sa température soit la même partout. La formulation géométrique de cette hypothèse est la suivante:

En chaque point x de l'univers, il existe un quadrivecteur unitaire U^μ par rapport auquel le rayonnement est isotrope; – s'il existe de la matière en x , sa quadri-vitesse diffère peu de U^μ .

(I.2)

(En ce qui concerne la Terre, un petit angle de ces deux vecteurs (de l'ordre de $0.003 \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$) permet d'interpréter le taux d'anisotropie qui semble avoir été observé dans le rayonnement).

Indépendamment de tout modèle, cette seule hypothèse a les conséquences suivantes:

– Un rayonnement émis en x_1 , reçu en x_2 , présente un redshift cosmologique z dont la valeur est donnée par

$$1+z = T_1/T_2 \quad (I.3)$$

T_1 et T_2 étant les températures du rayonnement aux points x_1 et x_2 .

– La métrique d'univers admet (localement) un groupe à un paramètre de transformations conformes dont le générateur est le vecteur-température de Planck

$$U^\mu/kT \quad (I.4)$$

– Le tenseur d'énergie du rayonnement

$$T_{\mu\nu} = \frac{\pi^2 k^4}{45 \hbar^3} T^4 [4 U_\mu U_\nu - g_{\mu\nu}] \quad (I.5)$$

et son quadrivecteur flux d'entropie

$$S^\mu = \frac{4\pi^2 k^4}{45 \hbar^3} T^3 U^\mu \quad (I.6)$$

ont chacun une divergence riemannienne nulle: ce qui signifie que le rayonnement n'échange avec la matière, ni énergie, ni impulsion, ni entropie, et qu'il évolue adiabatiquement.

Si maintenant on écrit les équations d'Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8 \Pi G T_{\mu\nu} \quad (I.7)$$

où Λ désigne la constante cosmologique et $T_{\mu\nu}$ le tenseur d'énergie global (matière + rayonnement), et si on fait la seule hypothèse que les efforts de cisaillement dans la matière sont négligeables comme source du champ de gravitation, on démontre que *les seules solutions* de cette équation sont des métriques de Robertson-Walker

$$ds^2 = dt^2 - \theta^2 d\sigma^2 \quad (I.8)$$

où t est une variable réelle, θ la température réciproque

$$\theta = 1/kT \quad (I.9)$$

du rayonnement, fonction de t seul; $d\sigma^2$ est la métrique d'une variété tridimensionnelle V_3 à courbure constante K – c'est-à-dire solution des équations de Riemann

$$R_{jk,lm} = K [g_{jm}g_{kl} - g_{jl}g_{km}] \quad (I.10)$$

ce qui implique l'existence – au moins locale – d'un groupe d'isométrie G_6 de l'univers.

Cette analyse est développée en détails dans Souriau (1974a) et Fliche et al. (1978), du point de vue mathématique et interprétation physique.

– Les galaxies sont fixes sur V_3 (Fig. 1); leurs lignes d'univers, qui sont des géodésiques, s'obtiennent en laissant varier t seul; la formule (I.8) se réduit dans ce cas à $ds^2 = dt^2$, ce qui montre que la variable t est le temps propre pour toutes les galaxies («temps universel»).

La solution des équations d'Einstein (I.8) est:

$$t = \int \frac{\theta d\theta}{\left(\frac{\Lambda}{3} \theta^4 - K \theta^2 + 2 B \theta + A\right)^{1/2}} \quad (I.11)$$

et

$$T_{\mu\nu} = \frac{A}{8 \Pi G \theta^4} [4 U_\mu U_\nu - g_{\mu\nu}] + \frac{6 B}{8 \Pi G \theta^3} U_\mu U_\nu \quad (I.12)$$

où Λ est la constante cosmologique (I.7), K la courbure spatiale (I.10), A un terme radiatif déduit de la loi de Stefan

$$A = \frac{8 \Pi^3 G}{45 \hbar^3} = 9.4 \cdot 10^{84} \text{ g}^{-4} \text{ cm}^{-2}. \quad (I.13)$$

(La valeur de A serait à majorer d'un facteur $\sim 3/2$ pour tenir compte de l'existence éventuelle de neutrinos thermiques).

La constante B s'interprète en examinant la formule (I.13): le tenseur d'énergie total est la somme de celui du rayonnement, donné par (I.5), et celui d'une *poussière* de densité

$$\rho = \frac{3 B}{4 \Pi G \theta^3} \quad (I.14)$$

la constante $(3 B / 4 \Pi G)$ peut s'interpréter comme densité de matière dans la variété riemannienne V_3 .

Le modèle ainsi déterminé est celui de Friedmann (1922) et Lemaître (1927), complété par le terme radiatif en A .

(Nous verrons que le rôle de A est négligeable pour la période actuelle; par contre, il devient prépondérant si l'univers est passé par une phase très chaude: on retrouve alors le modèle de Gamov du Big-Bang).

Nous venons de constater que c'est le seul modèle compatible avec les propriétés du rayonnement cosmologique; en particulier, l'*homogénéité* et l'*isotropie* de l'univers (de façon précise, la symétrie G_6) résultent de la *seule isotropie locale* du rayonnement et des contraintes. Effectivement, l'observation vérifie cette symétrie, pourvu que l'on se place à suffisamment grande échelle. En effet:

a) On n'a pas décelé d'anisotropie dans la répartition des quasars.

b) Les quasars ne semblent pas manifester de tendance à la formation d'amas; ceci résulte d'une analyse statistique de Webster (1976–1977); autrement dit, l'échelle d'inhomogénéité locale est inférieure à la distance moyenne de deux quasars observés.

c) L'étude détaillée de la répartition des galaxies (Groth et al., 1977–1978) confirme l'isotropie et l'homogénéité à partir d'une échelle de l'ordre de 20 Mpc environ.

On remarque que le seul champ électro-magnétique compatible avec cette symétrie G_6 est nul, et que par conséquent la vérification de cette symétrie constitue simultanément une vérification de la neutralité électrique de la matière cosmique.

Il est bien connu que ce modèle possède un correspondant newtonien – où la loi de gravitation est modifiée pour tenir compte de la constante cosmologique. L'équation d'évolution est la même que l'équation relativiste (I.11); ce modèle classique est utile pour l'interprétation physique; il peut aussi être utilisé pour étudier les perturbations à symétrie sphérique [voir Fliche et al. (1978)].

II. Diagrammes magnitude absolue – volume

Le calcul de la propagation de la lumière dans le modèle relativiste conduit aux résultats suivants (généralisation des formules de Robertson): une source de magnitude absolue M , observée

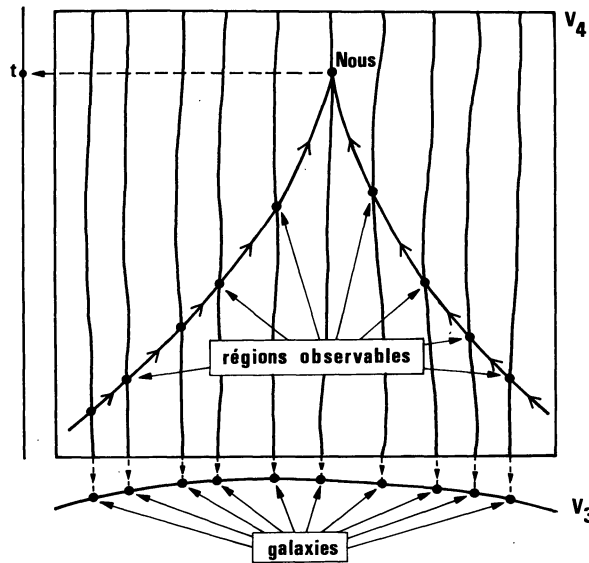
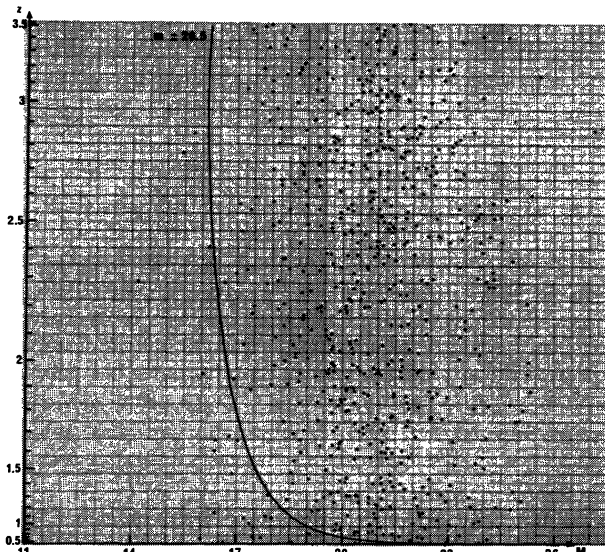


Fig. 1.

Fig. 2. Simulation des Q.S.O. L'échelle verticale est linéaire en V

avec un redshift z , aura la magnitude apparente

$$m = M + 5 \log_{10} \left(\frac{[1+z]\theta_0}{D} \frac{\sin(\tau\sqrt{K})}{\sqrt{K}} \right) \quad (\text{II.1})$$

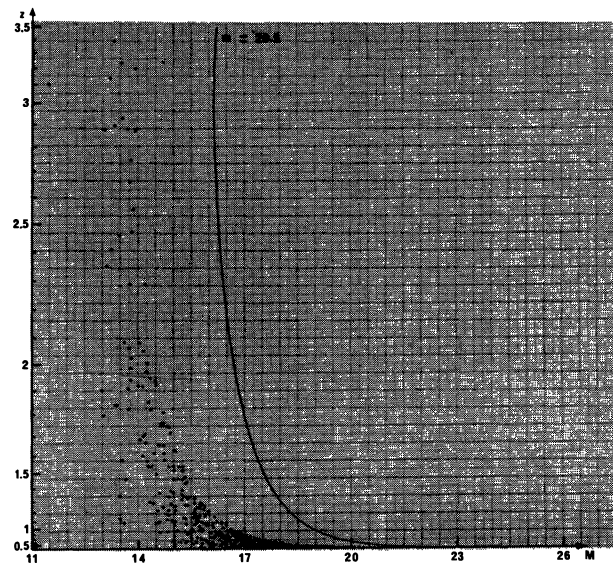
avec

$$\tau = \int_{\frac{\theta_0}{1+z}}^{\theta_0} \frac{d\theta}{\left(A + 2B\theta - K\theta^2 + \frac{A}{3}\theta^4 \right)^{1/2}}; \quad (\text{II.2})$$

τ est la distance géodésique de l'observateur et de la source en projection sur V_3 (Fig. 1).

Pour les petites valeurs de z , ces formules se linéarisent en

$$m = M + 5 \log_{10} \left(\frac{z}{DH_0} \right) \quad (\text{II.3})$$

Fig. 3. Simulation des Q.S.O. ($m < 18.3$)

avec

$$H = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} \quad (\text{II.4})$$

On reconnaît la formule de Hubble; H_0 est la valeur actuelle du paramètre de Hubble; z/H_0 est la «distance» de la source et de l'observateur; D désigne la longueur conventionnellement adoptée pour relier magnitudes absolues et magnitudes apparentes, à savoir

$$D = 10 \text{ pc} = 3.085678 \cdot 10^{19} \text{ cm} \quad (\text{II.5})$$

D'autre part, la variété V_3 possède un élément de volume intrinsèque (i.e. une mesure invariante par l'action du groupe G_6); le volume V de la sphère géodésique de rayon τ est donné par la formule

$$V = \frac{2\tau\sqrt{K} - \sin(2\tau\sqrt{K})}{K^{3/2}} \quad (\text{II.6})$$

(Dans le cas d'une courbure K nulle ou négative, les formules (II.1) et (II.6) doivent être remplacées par

$$m = M + 5 \log_{10} \left(\frac{[1+z]\theta_0}{D} \tau \right), \quad V = \frac{4}{3} \pi \tau^3 \quad (K=0)$$

et

$$m = M + 5 \log_{10} \left(\frac{[1+z]\theta_0}{D} \frac{\sin h(\tau\sqrt{-K})}{\sqrt{-K}} \right),$$

$$V = \frac{\sin h(2\tau\sqrt{-K}) - 2\tau\sqrt{-K}}{[-K]^{3/2}}$$

on remarque que ces formules s'obtiennent par prolongement analytique).

La symétrie G_6 de l'univers fait donc prévoir que le nombre d'objets dont le redshift est inférieur à z est proportionnel à V (fonction de z par les formules ci-dessus).

A l'aide des valeurs observées du redshift z et de la magnitude apparente m , nous pouvons calculer la magnitude absolue M [formule (II.1)] et le volume V (II.6); si nous pouvions observer tous les objets existants, le diagramme $[M, C]$ apparaîtrait donc

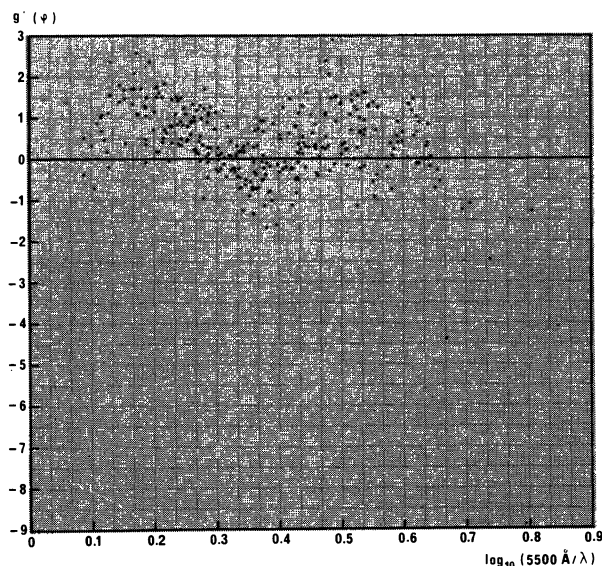


Fig. 4. Couleur des Q.S.O.

comme *verticalement homogène*, et donnerait horizontalement la loi de répartition des magnitudes absolues: la Fig. 2 est une simulation aléatoire de cette situation, dans laquelle M est une variable gaussienne (centre 20.8, écart-type 1.96).

Mais il faut tenir compte de la sélection par l'observation: si nous pouvons observer les objets jusqu'à la magnitude m_0 , le diagramme sera entaillé par la courbe $m=m_0$ (Fig. 3).

On doit donc lire sur le diagramme réel le cut-off en m , ou encore une sélection progressive des objets (les diverses courbes $m=Cte$ sont translatées horizontalement).

Bien entendu le diagramme lui-même dépend des constantes inconnues B , K , A qui fixent le modèle cosmologique; nous allons donc faire un balayage sur les valeurs de ces paramètres, et chercher quelles sont les valeurs qui donnent un diagramme satisfaisant – c'est-à-dire dont toutes les propriétés soient explicables par des effets de sélection et/ou des lois naturelles.

Le travail se simplifie en utilisant des variables sans dimensions; on choisit

$$R = \theta/\theta_0 (=1/(1+z))$$

$$\alpha_0 = A/\theta_0^4 H_0^2$$

$$\Omega_0 = 2B/\theta_0^3 H_0^2 = 8\pi G\rho_0/3 H_0^2 (= \text{paramètre de densité})$$

$$k_0 = K/\theta_0^2 H_0^2 (= \text{courbure réduite})$$

$$\lambda_0 = A/3 H_0^2 (= \text{constante cosmologique réduite})$$

ce qui transforme les formules (I.11) et (II.2) en

$$t = \frac{1}{H_0} \int \frac{R dR}{[P(R)]^{1/2}} \tau = \frac{1}{H_0 \theta_0} \int \frac{dR}{[P(R)]^{1/2}} \quad (II.8)$$

avec

$$P(R) = \lambda_0 R^4 - k_0 R^2 + \Omega_0 R + \alpha_0 \quad (II.9)$$

Il suffit de faire un balayage sur les deux variables Ω_0 et k_0 , puisque α_0 est connu (en principe) et d'ailleurs petit ($< 10^{-4}$), et que λ_0 est donné par la formule

$$\lambda_0 = 1 + k_0 - \Omega_0 - \alpha_0 \quad (II.10)$$

(en effet $[dt/dR]_0 = \frac{1}{H_0}$, d'où $P(1)=1$).

A cause de la petitesse de α_0 , on voit que la recherche de Ω_0 et k_0 peut se faire *indépendamment de la connaissance du facteur d'échelle* $1/H_0$, dont la valeur précise est encore sujette à discussion. C'est pourquoi nous avons calculé, dans les diagrammes des Figs. 2, 3, 8 à 12, la magnitude absolue ramenée à la distance $1/H_0$ – au lieu de la distance conventionnelle D (II.5); après avoir choisi une valeur de H_0 , on obtient la magnitude absolue classique par addition de $5 \log_{10} (H_0 D)$ (de -42 à -44).

On peut si on veut calculer le *paramètre d'accélération* q , défini par $q+1 = d/dt [1/H]$; sa valeur actuelle est

$$q_0 = -1 - k_0 + 3\Omega_0/2 + 2\alpha_0; \quad (II.11)$$

mais ce n'est pas une variable très utile dans les modèles comportant une constante cosmologique.

L'examen de ces diagrammes nous semble nécessaire *avant toute application d'un test statistique classique* (type droite de régression, par exemple): il permet d'éliminer les modèles qui visiblement ne sont pas en conformité avec l'observation, et de déceler des effets difficiles à prévoir à l'avance (par exemple les effets dus à l'arrondi des données brutes). Il s'applique a priori à toutes les catégories d'objets permanents (galaxies, radio-galaxies par exemple); mais il ne donnera des indications significatives sur les paramètres cosmologiques que si on l'applique à des objets répartis en profondeur dans l'espace et le temps – donc aux quasars. Ce qui pose la question préalable de l'homogénéité et de l'évolution éventuelle de ces objets.

III. Les quasars évoluent-ils?

Certains quasars présentent des fluctuations d'intensité sur des périodes très brèves (quelques jours à quelques années); il ne s'agit donc pas d'objets permanents; divers faits d'observation suggèrent qu'il s'agit de phénomènes explosifs intenses localisés dans certains noyaux de galaxies. (Continuité avec les galaxies explosives et les radio-galaxies; existence de jets rectilignes, aussi bien sur certains quasars (3 C 273) que sur certaines galaxies «normales» (NGC 4486); nébulosités détectées autour de certains quasars; etc.).

On pourra cependant leur appliquer la méthode précédente si on fait l'hypothèse de *non-évolution* de la répartition des quasars – malgré l'évolution rapide de chacun d'eux. Cette hypothèse repose sur l'idée que le mécanisme encore inconnu (effondrement gravitationnel?) qui cause ces explosions peut se déclencher de façon analogue en tout lieu et à toute époque.

On peut la tester de deux façons:

– En l'incluant dans le modèle cosmologique et en étudiant le diagramme magnitude absolue-volume correspondant. (Alors le diagramme doit avoir la même allure que s'il s'agissait d'objets permanents); c'est ce que nous ferons à la Sect. IV.

En étudiant physiquement ces objets, et notamment leurs spectres, pour chercher s'ils constituent une famille homogène.

Spectre des Quasars

L'absorption atmosphérique ne permet d'observer optiquement chaque objet que dans une région spectrale assez étroite (un peu plus d'une octave); pour les objets de grand redshift, cette région correspond à une émission dans l'ultraviolet lointain; ainsi, à partir de $z \sim 1.7$, on observe dans le spectre des quasars la raie Lyman α de l'hydrogène ($\lambda = 1216 \text{ \AA}$).

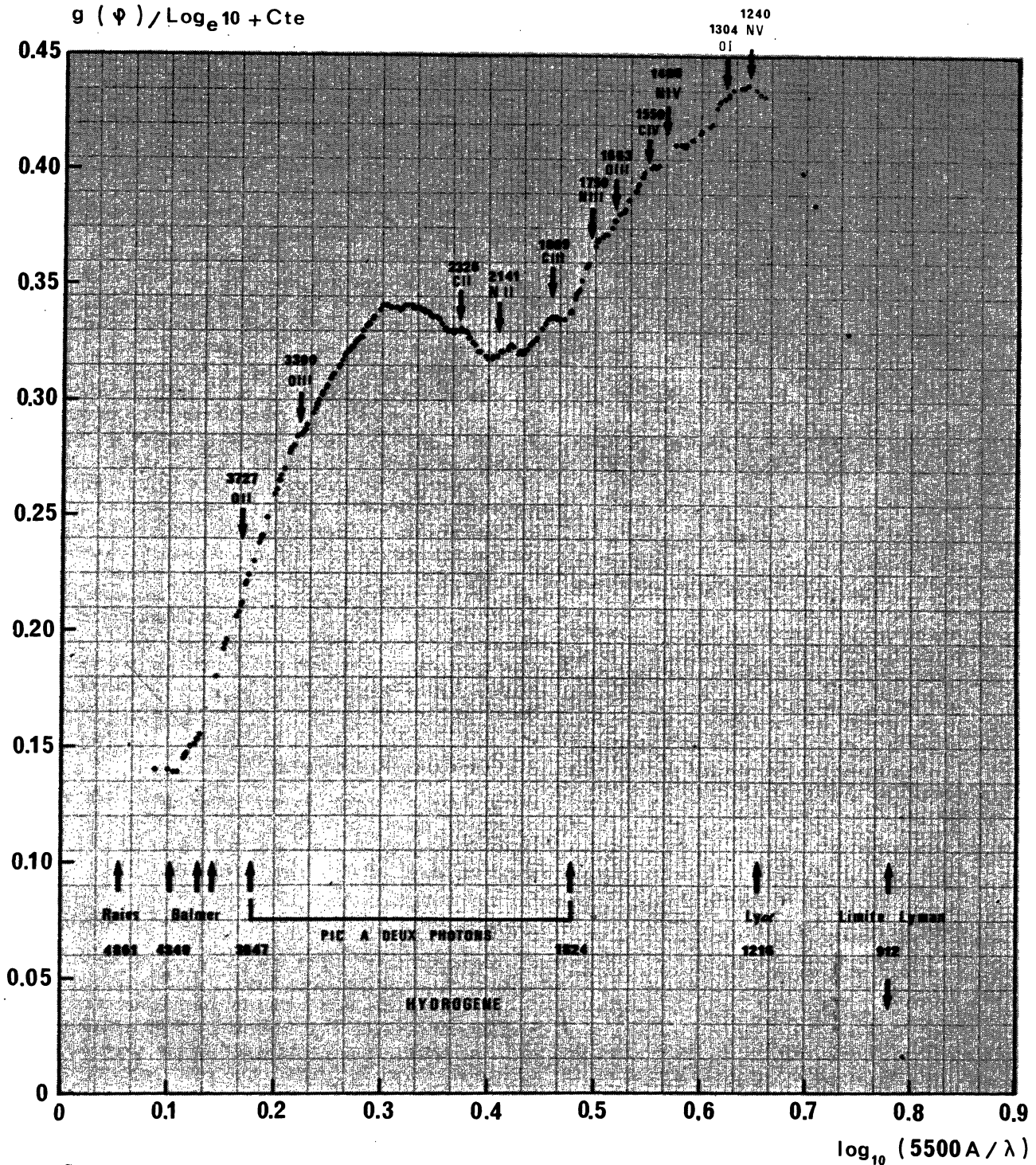


Fig. 5. Spectre composite des Q. S. O. Nous avons indiqué les raies d'hydrogène, de carbone, d'azote, d'oxygène à leur valeur théorique

C'est ce qui fait l'intérêt d'une expérience réalisée en 1977: un tir de fusée a permis d'observer le quasar proche 3 C 273 dans l'ultraviolet lointain et d'y constater la présence de la raie Lyman α ; le spectra de cette région a été mesuré avec précision [Davidsen et al. (1977)].

Nous allons comparer le spectre de 3 C 273 avec celui de l'ensemble des quasars, en utilisant les mesures colorimétriques de ces derniers.

Considérons la variable

$$\varphi = -\text{Log}(\lambda) = \text{Log}(\nu) \quad (\text{III.1})$$

où λ désigne la longueur d'onde émise par un objet, ν sa fréquence; notons

$$e^{\theta(\varphi)} d\varphi \quad (\text{III.2})$$

la puissance émise dans l'intervalle $\varphi, \varphi + d\varphi$.

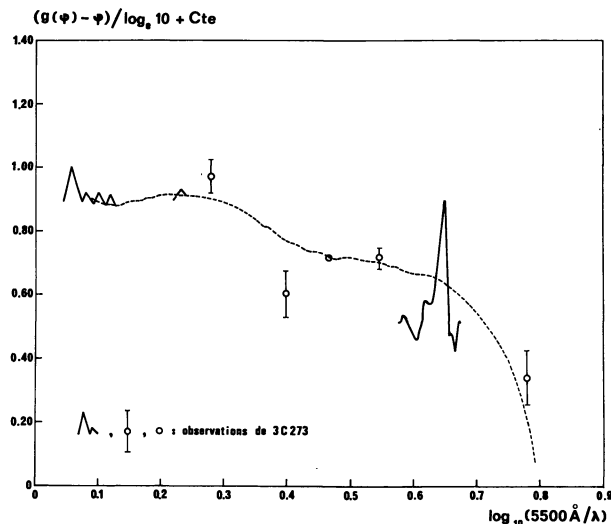


Fig. 6. Spectre composite des Q.S.O. (en fréquences). Le spectre du 3 C 273 est donné par Davidsen et al. (1977) et Wu (1977)

Le système classique de colorimétrie $U-B-V$ consiste à mesurer la puissance reçue à travers trois filtres [ultraviolet proche, bleu, «visible» (jaune)] et à l'évaluer en termes de magnitudes respectives m_U, m_B, m_V .

Les lois de transmission des filtres U, B, V [que l'on trouve dans Allen (1973)] sont pratiquement gaussiennes; il en résulte l'existence d'une *relation affine* entre l'indice spectral $g'(\varphi) - 1$ et les indices de couleur $m_B - m_V, m_U - m_B$; ce fait peut se confirmer numériquement en calculant les indices de couleur pour des spectres synchrotrons (indice spectral constant) parcourant l'intervalle utile ($-3 \leq g'(\varphi) \leq 3$); les coefficients de corrélation sont respectivement 0.999953 et 0.999974; ce calcul fournit les relations cherchées

$$\begin{aligned} g'(\varphi_0) &= -4.085 (m_B - m_V) + 1.60 \\ g'(\varphi_1) &= -3.945 (m_U - m_B) - 3.14 \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

avec

$$\varphi_0 = \text{Log} \left(\frac{1+z}{4.900 \text{ Å}} \right) \quad \varphi_1 = \text{Log} \left(\frac{1+z}{3.900 \text{ Å}} \right) \quad (\text{III.4})$$

φ_0 et φ_1 sont les points de raccordement des zones de transparence des filtres.

La part la plus délicate de ce calcul est la détermination des constantes additives 1.60, -3.14; elle résulte en effet de la calibration adoptée, à savoir $m_U = m_B = m_V$ pour α -Lyrae (Vega); il faut donc traiter numériquement le spectre de cette étoile, que l'on trouve dans (Oke et al., 1970). (Des formules voisines ont été proposées par Sandage (1967); avec les présentes notations, elles s'écrivent $g'(\varphi_0) = -4.08 (m_B - m_V) + 1.38$, $g'(\varphi_1) = -4.54 (m_U - m_B) - 3.14$).

Si tous les quasars avaient le même spectre d'émission $g(\varphi)$, la colorimétrie de chacun d'eux donnerait deux points de la courbe dérivée g' ; on pourrait reconstituer le spectre g à cause de la diversité des redshift.

La Fig. 4 donne le diagramme $[\varphi, g'(\varphi)]$ fourni par les données colorimétriques du catalogue de Burbidge, Crowne et Smith (1977). Par utilisation des formules (III.3, III.4), nous avons systématiquement écarté les données qui ne figurent que dans les sous-catalogues *PHL* (1962) et *LB* (1966), données manifeste-

ment incompatibles avec les autres (43 objets); il reste 153 objets. Les données colorimétriques sont corrigées du rougissement par les poussières galactiques, fonction de la latitude [voir ci-dessous (IV.2)]. Le diagramme $[\varphi, g(\varphi)]$ est obtenu par simple intégration du précédent: nous avons construit la primitive de la fonction en dents définie par le diagramme 4. Ce diagramme constitue donc un *spectre composite* des 153 quasars; puisque les dérivées sont évaluées sur un intervalle $\Delta\varphi \sim \text{Log}(\lambda_V/\lambda_B) \sim \text{Log}(\lambda_B/\lambda_U) \sim 0.23$, il s'agit d'un spectre *lissé*.

Le résultat de ce traitement des données colorimétriques est représenté sur la Fig. 5; on y voit:

a) Un spectre d'hydrogène, où les apparences les plus visibles correspondent à l'émission entre les deux premiers niveaux d'énergie: raie Lyman α (1216 Å), pic à deux photons (1824 Å à 3647 Å); le spectre chute brutalement à la limite Lyman (912 Å), limite ultraviolette d'émission de l'hydrogène.

b) Diverses raies correspondant à des atomes de carbone, d'azote et d'oxygène; ces raies sont visibles malgré le lissage parce que celui-ci est non-linéaire. La prépondérance de ces atomes dans les quasars peut être rapprochée de l'existence de molécules organiques dans les régions centrales de notre Galaxie.

Nous avons aussi construit le diagramme $[\varphi, g(\varphi) - \varphi]$, qui représente logarithmiquement la puissance rayonnée par unité de fréquence (Fig. 6); il permet la comparaison avec les données connues sur le spectre de 3 C 273, telles qu'elles sont fournies dans Davidsen et al. (1977); là où on peut les comparer, les deux spectres se suivent fidèlement; en fait, compte tenu de la précision des mesures et du lissage, on n'observe pas de désaccord significatif, l'hypothèse d'un *continuum commun à la majorité des quasars* - avec une variation éventuelle de l'intensité de certaines raies - est donc vraisemblable. Cette confrontation pourra évidemment être améliorée quand on disposera d'autres données ultraviolettes.

IV. Construction des diagrammes $[M, V]$

Nous allons construire les diagrammes [magnitude absolue, volume] des quasars observés; ce qui nous permettra d'une part de confirmer l'hypothèse de non-évolution du Sect. III, d'autre part d'évaluer les paramètres cosmologiques.

Corrections

La connaissance du spectre des quasars est nécessaire à leur utilisation en cosmologie: la formule (II.1) ci-dessus concerne les magnitudes bolométriques - celles que l'on mesurerait en utilisant tout le spectre émis. Pour tenir compte de la fenêtre atmosphérique et instrumentale, il faut y remplacer M par la *magnitude visuelle absolue* M_V et m par la magnitude apparente corrigée $m_K = m_V + K$, avec

$$K = \frac{2.5}{\text{Log}(10)} \left[g \left(\text{Log} \frac{1+z}{5500 \text{ Å}} \right) - g \left(\text{Log} \frac{1}{5500 \text{ Å}} \right) \right] \quad (\text{IV.1})$$

dans laquelle la fonction g doit être lissée - pour tenir compte de la largeur de bande observé. Nous adoptons ici la fonction composite obtenue au Sect. IV à partir des données colorimétriques - complètement indépendantes des données de brillance. (Pour la pratique du calcul, g est approché (par moindres carrés) par un polynôme de degré 8; la différence est complètement négligeable).

Une mauvaise K -correction est source d'erreurs systématiques - en introduisant une pseudo-corrélation entre M et V ; c'est pourquoi les formules trop simplifiées (qui consistent à remplacer le diagramme 5 ou 6 par une droite) peuvent entraîner des erreurs dans les conclusions cosmologiques.

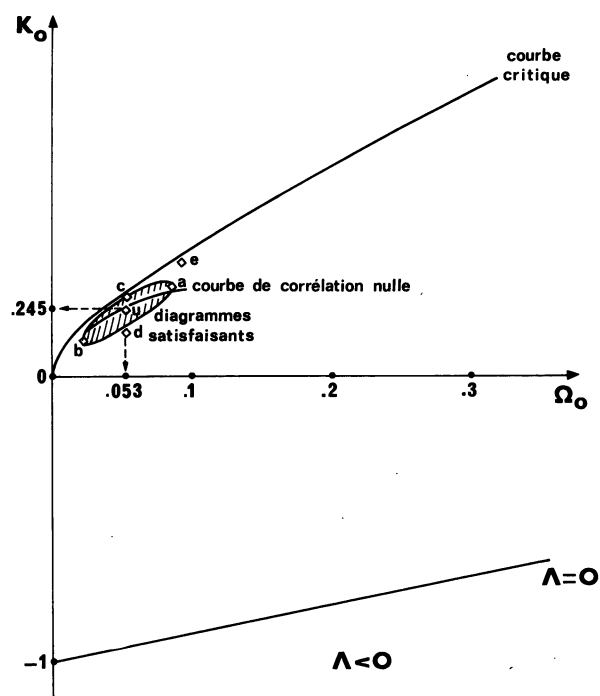
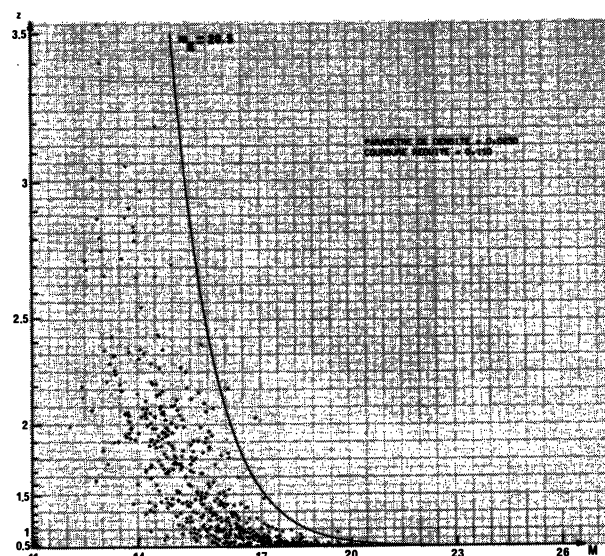
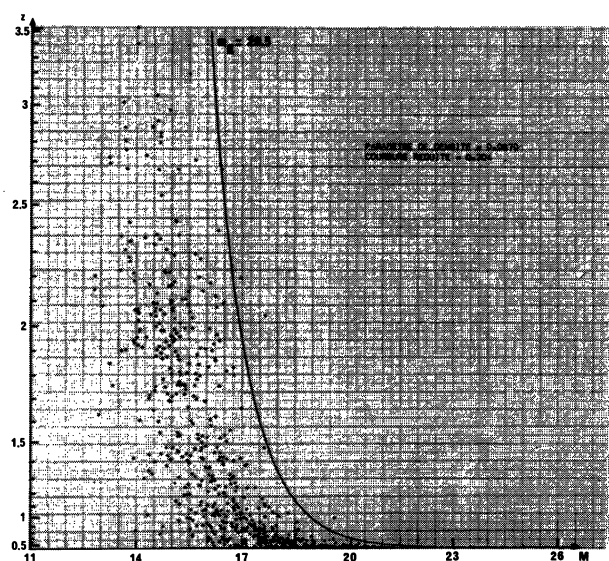
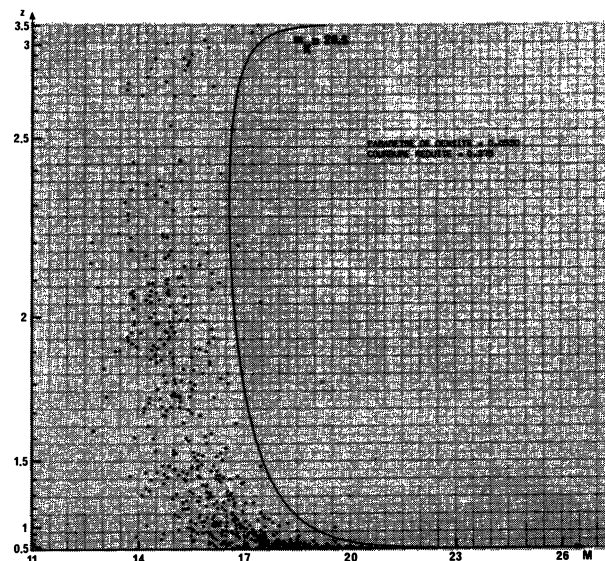


Fig. 7.

Fig. 9. Diagramme $[M, V]$ (point b) (manque d'objets lointains)Fig. 8. Diagramme $[M, V]$ (point a, Fig. 7). L'échelle verticale est linéaire en V (manque d'objets proches)Fig. 10. Diagramme $[M, V]$ (point c) (chute de brillance des objets éloignés)

— Les diagrammes que nous avons établis sont aussi corrigés de l'absorption galactique, selon la formule classique, Schmidt (1968)

$$m \rightarrow m - \tau_0 \operatorname{cosec} |b| \quad (\text{IV.2})$$

où b désigne la latitude galactique, τ_0 un coefficient variant de 0.18 à 0.28 mag dans le spectre observé. Il s'agit d'une correction faible, et qui ne correspond pas à une erreur systématique, puisqu'il n'y a pas de corrélation entre le redshift des quasars et leur latitude. On constate que son application diminue la dispersion, comme on pouvait l'espérer.

Rappelons que cette correction est essentielle dans un autre domaine, celui de la colorimétrie (voir le Sect. III).

Calcul

Le traitement numérique d'un échantillon de quasars se fait facilement par un programme FORTRAN V qui effectue les corrections, calcule les intégrales elliptiques intervenant dans le calcul de M et V , et construit les diagrammes.

Le catalogue de Burbidge, Crowne et Smith, cité plus haut, après élimination des objets inutilisables (magnitude ou redshift

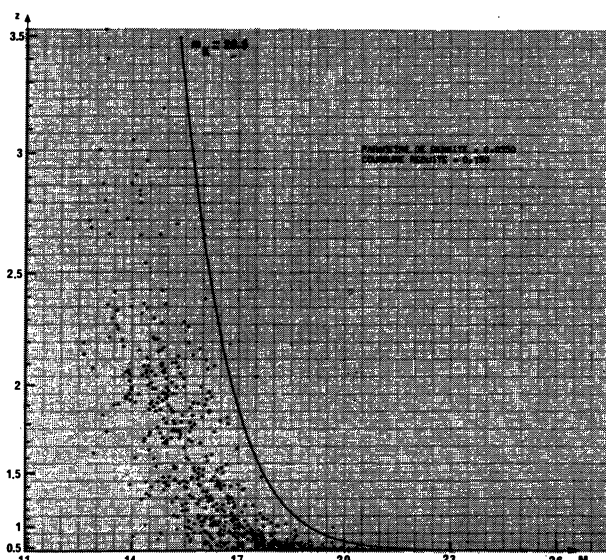


Fig. 11. Diagramme $[M, V]$ (point d) (manque d'objets proches et d'objets éloignés)

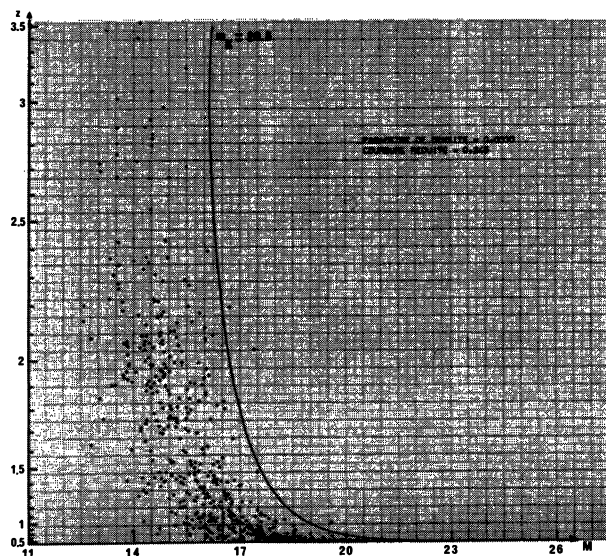


Fig. 12. Diagramme central $[M, V]$ (point u)

non estimé) fournit un échantillon de 627 quasars sur lequel on fait varier librement les paramètres Ω_0 et k_0 ; les seules contraintes sont la positivité du paramètre de densité Ω_0 et la positivité du polynôme $P(R)$ pour les valeurs observées, ce qui conduit à une courbe critique (Fig. 7) donnant le maximum de k_0 pour chaque valeur de Ω_0 .

Nous avons effectivement construit une centaine de diagrammes; ceux qui ne présentent pas d'anomalie forment une zone assez étroite, représentée en hachures sur la Fig. 7, proche de la courbe critique. Nous avons reproduit 4 diagrammes (Figs. 8, 9, 10, 11, correspondants aux points margiaux a, b, c, d de la Fig. 7), et indiqué sur chacun les anomalies qui *commencent* à apparaître,

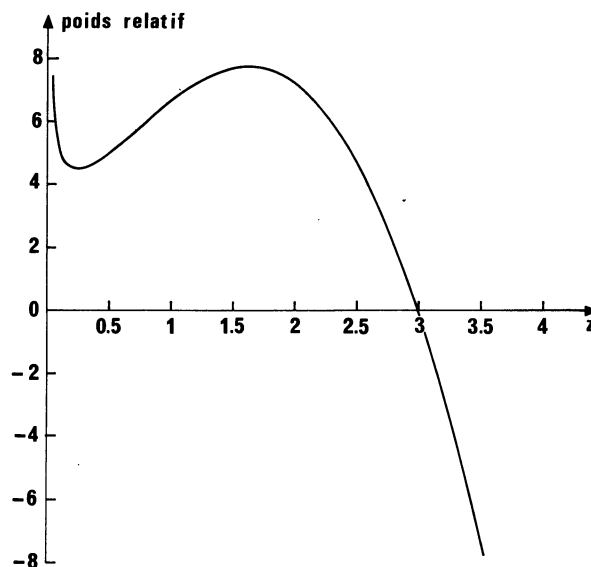


Fig. 13. Poids relatif en fonction du redshift z . On remarque l'existence de poids négatifs, dus au fait que la fonction de luminosité n'est pas monotone en z (existence d'une tangente verticale aux courbes $m_K = \text{Cte}$ sur le diagramme 12); ces poids n'affectent que 5 objets

anomalies qui s'accroissent si on s'éloigne de la zone centrale; en particulier les diagrammes correspondant à $\Delta \leq 0$ sont complètement inacceptables.

Nous avons choisi un point u au centre de la zone acceptable; le diagramme correspondant constitue la Fig. 12; son étude critique sera développée plus loin.

Un test de Hubble non linéaire

On peut utiliser un test numérique, destiné à évaluer l'indépendance des variables aléatoires M et V ; de façon plus précise, à vérifier que la loi de probabilité des quasars est de la forme

$$f(M)dM dV \quad (\text{IV.3})$$

f étant une fonction inconnue. Pour tenir compte du fait que tous les objets ne sont pas observables, on introduit une *fonction technologique* $\varphi(m)$, probabilité pour un objet de magnitude apparente m d'être observé, ce qui donne, pour les quasars visibles, la loi de probabilité

$$f(M)\varphi(m)dM dV \quad (\text{IV.4})$$

Faisons le changement de variables

$$(M, V) \mapsto (M, m);$$

en calculant le jacobien de cette substitution par les formules (II.1), (II.2), (II.6), la loi de probabilité (IV.4) devient

$$\rho f(M)\varphi(m)dM dm \quad (\text{IV.5})$$

avec

$$\rho = \frac{\sin^2(\tau\sqrt{K})}{\sqrt{k_0} \cotg(\tau\sqrt{K}) + \frac{[P(R)]^{1/2}}{R}} \times \text{Cte} \quad (\text{IV.6})$$

[notation (II.9)]. Si donc on affecte le *poids* $1/\rho$ à chacun des objets, les variables aléatoires M et m sont indépendantes; leur coefficient de corrélation doit être nul.

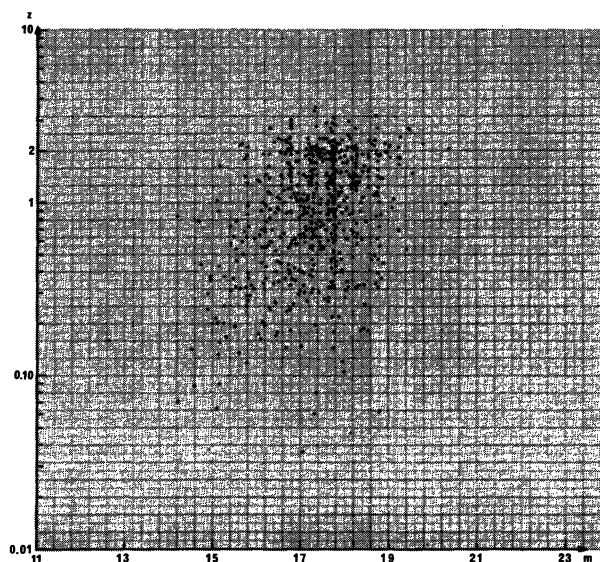


Fig. 14. Diagramme du Hubble des Q.S.O. $[m, \log z]$, sans K -correction. On remarquera les traînées observationnelles, on constatera que le choix de la variable $\log z$ diminue l'information fournie par les objets à grand redshift

C'est encore vrai si on multiplie ρ par une fonction arbitraire de m et par une fonction arbitraire de M ; en particulier par la fonction

$$10^{\frac{\alpha}{5}[m-M]} = \left[\frac{\sin(\tau\sqrt{K})}{R\sqrt{k_0}} \right]^\alpha \quad (\text{IV.7})$$

α étant une constante arbitraire; cette substitution permet d'éviter de concentrer tous les poids sur les objets proches; pour exploiter au mieux les données, il semble raisonnable de choisir la valeur de α qui minimise le rapport (poids maximum)/(poids moyen).

On généralise ainsi un test classique: dans l'approximation linéaire de Hubble, on a $\rho \propto \tau^3$; le minimum est atteint pour $\alpha = -3$, et conduit à des poids égaux; la nullité du coefficient de corrélation de m et M exprime que la pente de la droite de régression du diagramme de Hubble $[m, \log_{10} z]$ est égale à $1/5$. Ce test donne de bons résultats dans le cas des galaxies, mais son application directe aux quasars est hasardeuse [voir Lang et al. (1975)].

Pour tenir compte de la K -correction, il faut examiner le rôle de la fonction technologique ϕ : puisque les quasars sont quasi-ponctuels et identifiés par un spectre de raies, c'est l'intensité de ces raies qui doit être prise comme critère de visibilité; ce qui montre que l'argument de ϕ doit être la *magnitude K-corrigée* m_K [formule (IV.1)], les formules (IV.6) et (IV.7) restant inchangées.

L'application de ce test permet de tracer une *courbe de corrélation nulle* dans le plan $[\Omega_0, k_0]$ (voir la Fig. 7); il se trouve que cette courbe traverse la zone des diagrammes satisfaisants; ce qui n'était pas évident a priori, parce que l'examen des diagrammes ne prend en compte que les objets les plus brillants ($M < 17$), et que le test de corrélation prend en compte à la fois les objets de bas redshift et ceux de redshift moyen; c'est ce que montre la

Fig. 13, qui donne l'évolution du poids $\frac{1}{\rho} 10^{-\frac{\alpha}{5}[m-M]}$ en fonction de z (pour le cas central u et la valeur optimisée de α).

La compatibilité des deux tests est donc un argument en faveur de l'indépendance des variables M et V -donc de la non-évolution des quasars.

Bien entendu, le diagramme central u ($\Omega_0 = 0.053$, $k_0 = 0.245$) a été choisi sur cette courbe de corrélation nulle. Nous constaterons que les valeurs ainsi choisies de Ω_0 et k_0 conduisent à un modèle capable de satisfaire à un certain nombre d'autres tests (voir le paragraphe V).

Ceci ne signifie pas que les décimales de 0.053 et 0.245 soient significatives: la précision de ces valeurs est difficile à estimer, mais probablement meilleure que la tache des «diagrammes satisfaisants». Elle est d'ailleurs destinée à évoluer par l'obtention de nouveaux échantillons de quasars.

Etude du diagramme central

Le lecteur est convié à comparer attentivement le diagramme central réel (Fig. 12) avec la simulation aléatoire (Fig. 3). Celle-ci a été réalisée en coupant arbitrairement à la magnitude 18.3 – alors que le diagramme réel comporte visiblement un affaiblissement progressif à partir de cette valeur; la loi de probabilité de la Fig. 3 est homogène verticalement et gaussienne horizontalement.

Il n'apparaît aucune différence qualitative essentielle – ce qui signifie que les hypothèses et le choix des paramètres sont acceptables. Cependant l'étude de diagramme réel suggère quelques remarques:

a) On voit apparaître des *traînées*, situées approximativement sur des courbes $m = \text{Cte}$; il s'agit d'un artefact, dû aux valeurs *arrondies* qui sont souvent données aux magnitudes apparentes. On le constate sur le diagramme du Hubble (Fig. 14), qui est une *anamorphose* du précédent, et où ces traînées sont verticales.

b) Certaines régions (par exemple $z > 1.7$) apparaissent comme *plus riches* que d'autres; ceci s'explique par l'effet de sélection dû à la répartition des raies brillantes dans le spectre: ainsi $z > 1.7$ correspond à l'apparition de la raie Lyman α dans le spectre observable. De même $z > 0.6$ correspondra à la raie C III (1909 Å), qui est aussi un important facteur d'identification (cf. la Fig. 5).

c) On observe une *diminution progressive* du nombre d'objets pour les grandes valeurs de z , qui semble commencer à $z = 2.1$ et devenir important à partir de $z = 3$; en particulier, on n'a pas à ce jour observé de Q.S.O. avec $z > 3.53$ alors que le diagramme simulé se continue indéfiniment vers le haut. Ce «cut-off», remarqué depuis longtemps, semble un effet cosmologique; il est lié à l'existence de *raies d'absorption*, présentant souvent des *redshifts multiples*, qui deviennent fréquentes à partir de $z = 2.1$, et dont l'interprétation sera discutée (annexe).

d) Enfin il semble manquer des objets dans la zone $2.4 < z < 2.65$; il est difficile de savoir, avec les données actuelles, si cet effet est aléatoire, ou encore s'il s'agit d'un artefact (difficultés particulières d'identifier les Q.S.O. dans cette région); toutefois, s'il se confirme, cet effet pourrait avoir une interprétation cosmologique importante (annexe).

e) Enfin la magnitude absolue des objets les plus brillants est remarquablement indépendante du redshift: elle varie de moins d'une demi-magnitude entre $z = 1.6$ et $z = 2.7$; le maximum vaut 12.6 ce qui correspond, rapportée à la distance $D = 10$ kpc, à $M = -31$ ($H_0 = 55$) ou $M = -29.6$ ($H_0 = 110$), (3000 fois la brillance de la galaxie d'Andromède), ce qui est admissible pour des explosions *exceptionnelles* de noyaux galactiques, s'il s'agit de phénomènes brefs ($\sim 10^6$ années). On constate aussi que la répartition des magnitudes absolues est assez sensiblement gaussienne (avec les valeurs utilisées pour la simulation: centre $M = 20.8$, $\sigma = 1.96$ qui sont obtenues comme sous-produit du test de corré-

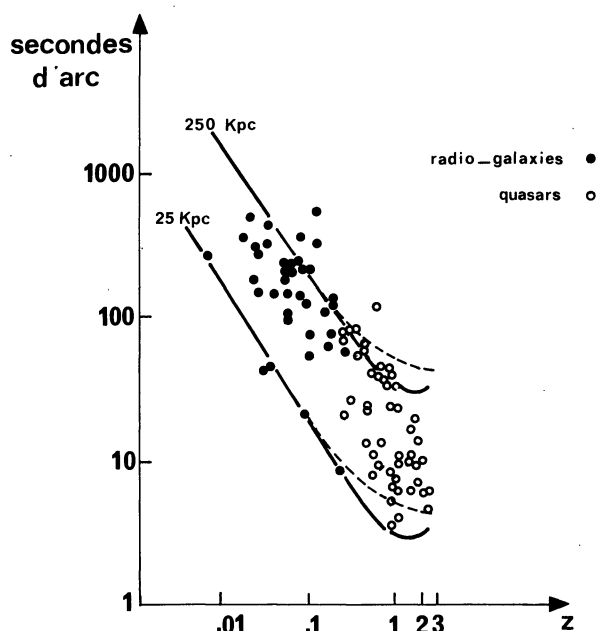


Fig. 15. Diagramme [redshift, diamètre apparent] (données J. Lequeux)

lation (Sect. IV). Ces éléments pourraient être pris en compte par une théorie du mécanisme des quasars). Tous ces éléments d'interprétation sont aussi figurés dans le diagramme de Hubble (Fig. 14), mais la lecture directe du diagramme de Hubble est quasiment impossible, à cause du choix des variables, qui favorise les objets proches et qui écrase les zones cosmologiquement significatives.

Le modèle proposé et l'hypothèse d'une évolution négligeable des quasars conduisent donc à des prédictions conformes aux données actuelles de l'observation; en particulier, on ne remarque aucun excès d'objets de grand redshift [hypothèse qui avait été proposée il y a une dizaine d'années (Véron, 1966), et qui interdirait l'utilisation des statistiques de quasars en cosmologie].

V. Compatibilité des divers tests cosmologiques

Nous venons de déterminer le modèle le plus probable – compte tenu des seules données optiques des Q.S.O. et de l'hypothèse de non-évolution.

Nous allons confronter ce modèle ($\Omega_0 = 0.053 \pm 0.030$, $k_0 = 0.245 \pm 0.100$, d'où $\lambda_0 = 1.19 \pm 0.130$, $q_0 = -1.16 \pm 0.130$) avec les autres données cosmologiques dont on dispose.

Densité

On peut évaluer la densité ρ_0 de matière dans l'univers en étudiant la dynamique des galaxies et des amas, et en supposant l'existence du vide entre les (super)amas. Cette méthode dépend de la valeur choisie pour le paramètre H_0 ; mais il se trouve que le paramètre Ω_0 (II.7) n'en dépend pas; Tinsley (1976) à partir de travaux récents, donne l'estimation

$$\Omega_0 = 0.06 \pm 0.02 \quad (V.1)$$

qui est en accord complet avec la valeur adoptée ici.

Diamètre des radio-sources

Un objet de diamètre réel Δ , de redshift z , possède un diamètre apparent

$$\delta = \Delta \frac{H_0 \sqrt{k_0} [1+z]}{\sin(\tau \sqrt{K})} \quad (V.2)$$

[voir par exemple Souriau (1974a)]; nous avons construit sur la Fig. 15 à partir de cette formule, les courbes $\Delta = 25$ kpc et $\Delta = 250$ kpc dans le plan $[z, \delta]$, en coordonnées logarithmiques.

Nous avons choisi l'échelle $H_0 = 110$ (cf. V.5); pour $H_0 = 55$ (V.8), ces valeurs deviennent 50 et 500 kpc. Ce diagramme comporte aussi les données relatives à diverses radio-sources (radio-galaxies et quasars), selon Lequeux (1978). On constate qu'il n'y a aucune discontinuité apparente entre radio-galaxies et quasars (qui ont d'ailleurs la même apparence radio), et que la répartition en diamètres réels semble indépendante du redshift – ce qui est un signe de non-évolution.

Le test est nettement meilleur pour ce modèle que pour le modèle «classique» à constante cosmologique nulle (pour lequel nous avons choisi la même valeur de Ω_0), qui conduit aux courbes en tirets -----, et qui semblerait impliquer une diminution progressive de la dimension des sources à partir de $z = 0.5$.

Age de l'univers et des galaxies

Si on extrapole le modèle vers le passé jusqu'au Big-Bang (voir ci-dessous Sects. VI et VII), l'âge de l'univers est donné par la formule (II.8), soit ici

$$t = \frac{1}{H_0} \int_0^1 \frac{RdR}{\sqrt{P(R)}} = \frac{2.35}{H_0} \quad (V.3)$$

Le modèle proposé est donc compatible avec les valeurs hautes de la constante de Hubble, telles que celle de de Vaucouleurs (1976)

$$H_0 = 85 \pm 15 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$$

ou même le double de la valeur suggérée par Sandage que nous choisirons pour fixer les idées:

$$H_0 = 110 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc} \quad (V.5)$$

Cette dernière valeur donne en effet

$$t = 20.6 \cdot 10^9 \text{ yr} \quad (V.6)$$

ce qui est en accord avec les données concernant notre Galaxie, qui semble âgée de 15 à 20 10^9 yr.

– D'autre part, l'interprétation des quasars comme phénomènes galactiques (et notamment l'existence de raies telles que celles du carbone, qui font penser que ceux-ci sont alimentés par des étoiles antérieures) suggère que les galaxies sont aussi âgées que les Q.S.O. de plus grand redshift ($z = 3.53$); d'où la relation

$$\text{âge des galaxies} \geq \frac{1}{H} \int_{0.22}^1 \frac{RdR}{P(R)^{1/2}} = \frac{1.88}{H_0} \quad (V.7)$$

cette limite inférieure, avec $H_0 = 110$, est $16.5 \cdot 10^9$ yr; valeur compatible avec l'âge estimé des amas globulaires de notre galaxie.

La valeur de H_0 proposée par Sandage

$$H_0 = 55 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc} \quad (V.8)$$

conduit à des âges doubles; 41 10^9 yr pour l'Univers, 33 10^9 yr pour l'âge minimum des galaxies; ces valeurs ne sont pas impossibles, mais posent quelques problèmes. D'autre part la valeur

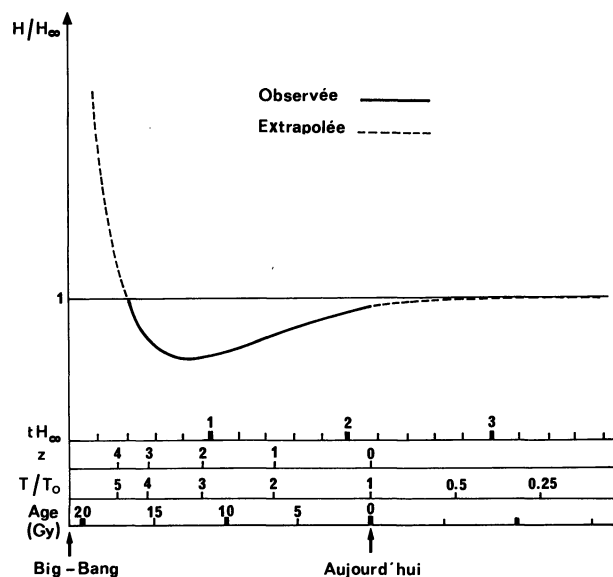


Fig. 16. Histoire de l'Univers

— $0 < z < 3.53$
 - - - - - extrapolée ($z > 3.53$ et futur)

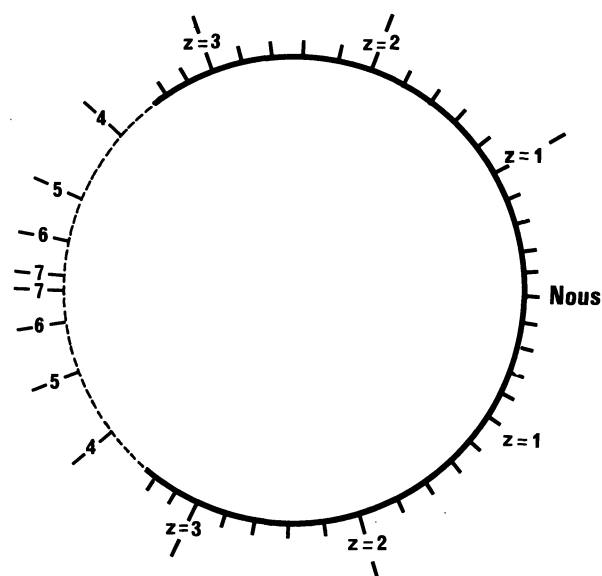


Fig. 17. Géographie de l'Univers

de Sandage semble se heurter à certaines difficultés, relatives aux étalons de distances galactiques (voir de Vaucouleurs, 1976).

Par comparaison, le modèle sans constante cosmologique donne $0.93/H_0$ comme âge de l'Univers (et $0.76/H_0$ comme âge minimum des galaxies); ce qui exige des valeurs basses de H_0 , de préférence inférieures à celle de Sandage, qui sont difficilement admissibles.

Dynamique des galaxies

Les galaxies facilement observables ont des redshifts relativement faibles ($z > 0.3$); leur dynamique est donc compatible avec une grande variété de modèles; cependant ceux qui comportent une

constante cosmologique positive (comme celui que nous étudions) semblent les plus aptes à rendre compte du diagramme de Hubble des galaxies (voir Gunn et al., 1975).

— Le modèle proposé met donc en accord *quatre catégories d'observations complètement indépendantes* (données optiques des Q.S.O., dynamique des galaxies, diamètre apparent des radio-sources, estimation de l'âge de notre Galaxie). Nous verrons plus loin (annexe) qu'il suggère des mécanismes cosmogoniques qui, s'ils sont vérifiés, sont aussi en accord qualitatif.

VI. Description cosmologique du modèle

Histoire de l'univers

L'évolution temporelle de l'Univers dans le modèle proposé est bien caractérisée par le diagramme $[t, H]$ (Fig. 16); nous avons choisi comme unité la constante universelle

$$H_\infty = \sqrt{\Lambda/3} = H_0 \sqrt{\lambda_0} = 1.09 H_0 \quad (\text{VI.1})$$

qui est l'ordre de $1/[8 \cdot 10^9 \text{ yr}]$ (pour $H_0 = 110 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$) ou $1/[16 \cdot 10^9 \text{ yr}]$ ($H_0 = 55$). Nous avons gradué la variable t (en unité $1/H_\infty$), ainsi que le redshift z , la température de rayonnement T (en unité $T_0 = 2.7 \text{ K}$); pour fixer les idées, l'âge événements a été indiqué (en unité Gy) en choisissant la valeur $110 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$ pour H_0 .

On constate, dans la partie correspondant aux observations de quasars (trait plein), que H est passé par un *minimum*, qui vaut $0.59 H_\infty$, pour $z \sim 2$; les modèles ayant cette propriété sont caractérisés par la relation

$$k_0/\Omega_0 \sim 4.5 \quad (\text{VI.2})$$

On peut obtenir des modèles de ce type comportant une longue période de «roue libre» (coasting) où H reste petit, et z voisin de 2, en se plaçant au voisinage de la courbe critique, ce qui entraîne $\Omega_0 \sim 0.1$ (modèle sur la Fig. 7). Ces modèles ont été proposés dans les années 1967–68 par Petrosian (1967), Shklovsky (1967), Khardashev (1968) pour expliquer la concentration de quasars au voisinage du redshift 2 qui apparaît sur le diagramme de Hubble (Fig. 14); cette concentration était d'ailleurs surestimée à l'époque.

L'extrapolation du modèle vers l'avenir prévoit une lente augmentation de H , qui tend vers H_∞ . Dès l'époque actuelle, la constante cosmologique joue un rôle prépondérant dans l'expansion, qui est de type exponentiel et destinée à durer indéfiniment.

L'extrapolation vers le passé conduit à un redshift et à une température *infinis* (Big-bang) pour une date que nous avons estimée en (V.3) («âge de l'univers»).

Géographie de l'univers

La variété V_3 sur laquelle les galaxies sont fixes (Fig. 1), est une variété riemannienne à courbure constant K , ici positive; son groupe d'isométries locales G_6 (Sect. I) est ici le groupe de Lie SO (4).

Il est difficile de concevoir que V_3 ne soit pas géodésiquement complète (c'est-à-dire que l'univers s'arrête brusquement quelque part...); dans ces conditions les diverses possibilités pour V_3 sont toutes recensées [voir Wolf (1967)]; la plus simple correspond au cas où V_3 est simplement connexe: alors il s'agit d'une sphère S_3 ; ce qui signifie que V_3 est une variété isométrique à une sphère plongée dans l'espace numérique R^4 (mais pas que V_3 soit plongée dans quoi que ce soit!). Il existe d'autres possibilités, dont la plus simple est l'espace projectif P_3 (obtenu en identifiant deux points

diamétralement opposés de S_3), qui est une variété orientable. D'autres possibilités sont assez pittoresques (espaces lenticulaires, bouteille de Klein par exemple).

Supposons qu'il s'agisse de S_3 ; on en trouvera une «section plane» représentée sur la Fig. 17. On constate, sur ce modèle, que la plus grande partie de l'Univers est observable; sa proportion en volume est donnée par la formule (II.6)

$$\frac{2\tau\sqrt{K} - \sin(2\tau\sqrt{K})}{2\pi} \quad (\text{VI.3})$$

Pour le plus grand redshift observé ($z=3.53$) on a $\tau\sqrt{K}=2.25$, la valeur de (VI.3) est 87% (ces chiffres sont très sensibles aux petites variations du paramètre k_0).

Le volume total de l'Univers s'obtient en faisant $\tau\sqrt{K}=\pi$, ce qui correspond à un redshift $z=7.1$ (antipodes). Il vaut

$$V = \frac{2\pi^2}{K^{3/2}} \quad (\text{VI.4})$$

par conséquent la *masse totale de l'Univers* [cf. (I.14)] est

$$M = \frac{3\pi B}{2GK^{3/2}} = \frac{3\pi\Omega_0}{4GH_0k_0^{3/2}} \quad (\text{VI.5})$$

Si on choisit $H_0=110 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$ (V.5) on trouve

$$M=1.2 \cdot 10^{56} g \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ galaxies}; \quad (\text{VI.6})$$

la valeur $H_0=55$ donne un résultat double,

— Les objets observés aux plus grands redshifts ne sont pas très éloignés des antipodes; ceci se manifeste par des effets de *focalisation* dans la propagation de la lumière qui nous en parvient; ils apparaissent plus brillants et plus grands. Ces effets ont bien entendu été pris en compte dans tous les calculs effectués; ils sont responsables notamment du déplacement vers la droite de la courbe $m_K = \text{Cte}$ de la Fig. 12, du relèvement des courbes $\Delta = \text{Cte}$ de la Fig. 15.

Par conséquent le cut-off des redshifts observés pour $z \sim 3.5$ n'est pas dû à des difficultés d'observation; son explication doit être de nature «historique», c'est-à-dire rattachée aux propriétés de l'Univers à l'époque lointaine où nous les observons.

Annexe – Mécanismes cosmogoniques

Cosmogonie de l'anti-matière

Le modèle proposé est évidemment compatible avec les diverses théories du big-bang (notamment par la prise en compte du rayonnement grâce au terme A qui raccorde le modèle au modèle de Gamov).

L'hypothèse proposée par Omnès (1963) décrivant la séparation de la matière et de l'antimatière au moyen du mécanisme de la *coalescence*, a pour effet de minimiser l'aire des surfaces de contact. Dans un univers à courbure positive cette minisation à une solution évidente: matière et antimatière occupent chacune un hémisphère de S_3 . S'il en est ainsi, la Fig. 17 montre que l'on doit observer une zone de transition (se manifestant par un manque d'objets) centrée autour du redshift 2.4. Or la Fig. 12 met en évidence un manque d'objets dans la zone $2.4 \leq z \leq 2.55$. Il se peut que cet effet soit un artefact (difficultés particulières d'observer les quasars présentant un tel redshift) ou simplement un phénomène aléatoire. Mais les techniques actuelles de dépistage des quasars lointains (prisme-objectif), qui permettent l'observation de 500 000 objets dans le ciel, permettront prochainement de savoir si cet effet est réel (Osmer et al., 1976).

Croissance du vide

Si la constante cosmologique est positive, le vide est répulsif; on constate facilement qu'une bulle sphérique vide, dont toute la masse est concentrée à la périphérie, est en équilibre gravitationnel si sa densité moyenne est

$$\rho_c = \frac{A}{2\pi G}.$$

Dans le modèle proposé, la densité moyenne est passée par cette valeur ρ_c à une époque correspondant au redshift $z=3.48$. On remarque par ailleurs que le taux d'expansion d'une région pratiquement vide est égal à H_∞ [cf. (VI.1)], donc supérieur au taux d'expansion général H (Fig. 16); ce qui suggère une *croissance relative* de ces régions, à partir de la date donnée par

$$z = \frac{K_0}{\Omega_0} - 1 \sim 3.62.$$

Il se trouve que ces deux valeurs de z sont proches, et diffèrent peu du cut-off observé des redshifts des quasars ($z=3.53$).

Ces remarques suggèrent donc l'existence d'un mécanisme d'*apparition de bulles vides sphériques*, croissantes à partir de cette époque. Une telle instabilité pourrait expliquer une double catégorie de phénomènes:

- a) la formation des amas et superamas
- b) le cut-off des redshifts pour $z \sim 3.5$.

En effet sur une carte des galaxies du ciel (Seldner et al., 1977, et Groth et al., 1977, 1978) on distingue facilement une certaine de formation circulaires qui sont probablement le contour apparent de telles bulles. Une étude statistique des redshifts permettra de vérifier l'existence de ces bulles et de mesurer leur taux d'expansion éventuel. Si la croissance et la percolation de ces bulles étaient responsables de la formation des amas et superamas, elles expliqueraient l'aspect filamentaire de ceux-ci; elles pourraient aussi rendre compte du mouvement propre de notre Galaxie (Smoot et al., 1977).

Dans un tel scénario, le vide intégralactique actuel résulterait du balayage des gaz et des galaxies lors de la croissance des bulles (les gaz se trouvent actuellement confinés dans les superamas): ceci est confirmé par le spectre des quasars lointains qui manifeste des signes d'absorption — notamment des raies spectrales noires avec des redshifts *multiples*, témoignant du passage de cette lumière dans divers nuages gazeux interposés. Ce phénomène indique que ces objets sont observés à une époque où le vide était rare. Cette absorption serait responsable du cut-off observé à $z \sim 3.5$.

Remerciements. Nous tenons à remercier Evry Schatzman pour son analyse de notre première rédaction, le Referee d'Astronomy and Astrophysics pour ses conseils et ses questions. Nous avons tenu le plus grand compte de leurs remarques.

Nous remercions aussi Penelope Leyland qui a revu notre manuscrit.

References

- Allen, C.W.: 1973, *Astrophysical Quantities*, 3ème édition, Althone Press
 Burbidge, G.R., Crowne, A.H., Smith, H.E.: 1977, *Astrophys. J. Suppl.*, **33**, 113
 Davidsen, A.F., Hartig, G.F., Fastie, W.G.: 1977, *Nature* **269**, 203

- de Vaucouleurs, G.: 1976, Décalage vers le rouge et expansion de l'Univers, Colloques CNRS n° 37
- De Witt, B.S.: 1965, on Dynamical Theory of Groups and Fields, Gordon and Breach
- Dicke, R.H., Peebles, P.J.E., Roll, P.G., Wilkinson, D.T.: 1965, *Astrophys. J.* **142**, 414
- Duval, C., Künzle, H.P.: (*à paraître*) Rept. on Math. Phys. (Varsovie)
- Fliche, H.H., Souriau, J.M.: 1978, Preprint 1000, C.P.T. (Marseille)
- Groth, E.J., Peebles, P.J.E., Seldner, M., Soneira, R.M.: 1977, *Scientific American* 237, n° 5, 76 (p. 84).
- Groth, E.J., Peebles, P.J.E., Seldner, M., Soneira, R.M.: 1978, *Pour la Science* 3, 20 (p. 23)
- Gunn, J.E., Tinsley, B.M.: 1975, *Nature* **257**, 454
- Kardashev, N.: 1968, *Astrophys. J.* **150**, L135
- Künzle, H.P.: 1972, *Ann. Inst. H. Poincaré* **45**, 167
- Lang, K.R., Lord, S.D., Johanson, J.M., Savage, P.D.: 1975, *Astrophys. J.* **202**, 583
- Lequeux, J.: 1978, *La Recherche* **85**, 37
- Oke, J.B., Schild, R.E.: 1970, *Astrophys. J.* **161**, 1015
- Omnès, R.: 1963, Les Métamorphoses de l'Univers, Paris
- Osmer, P.S., Smith, M.G.: 1976, *Astrophys. J.* **210**, 267
- Penzias, A.A., Wilson, R.W.: 1965, *Astrophys. J.* **142**, 419
- Petrosian, V., Salpeter, E.E., Szekeres: 1967, *Astrophys. J.* **147**, 1222
- Sandage, A.: 1967, *Astrophys. J.* **146**, 13
- Schmidt, M.: 1968, *Astrophys. J.* **151**, 393
- Seldner, M., Siebers, B., Groth, E.J., Peebles, P.J.E.: 1977, *Astron. J.* **82**, n° 4, 249
- Shklovsky, I.: 1967, *Astrophys. J.* **150**, L1
- Smooth, G.F., Gorenstein, M.V., Muller, R.A.: 1977, *Phys. Rev. Letters* **39**, n° 14, 898
- Souriau, J.M.: 1974a, Colloques Internationaux CNRS n° 237
- Souriau, J.M.: 1974b, *Ann. Inst. H. Poincaré* 20A, 315
- Souriau, J.M.: 1976, Journées relativistes, Université Libre de Bruxelles
- Tinsley, B.M.: 1976, 8th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics
- Trautman, A.: 1963, C.R.A.S. Paris 257, 617
- Veron, P.: 1966, *Nature* **211**, 724
- Webster, A.: 1976a, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **175**, 61
- Webster, A.: 1976b, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **175**, 71
- Webster, A.: 1977, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **179**, 511
- Webster, A., Pearson, T.J.: 1977, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **179**, 517
- Weinberg, S.: 1972, Gravitation and Cosmology, Wiley
- Wolf, J.A.: 1967, Spaces of Constant Curvature, McGraw Hill
- Wu, C.C.: 1977, *Astrophys. J.* **217**, L117

Note ajoutée aux épreuves. Il semble que la zone de transition matière-antimatière (voir annexe) soit directement observable avec la localisation suivante: direction du centre de l'hémisphère de matière ≠ Betelgeuse, latitude cosmique de la Terre: 24°. Un travail détaillé est en préparation.