



HAL
open science

La variété de de Sitter et le principe de Mach

Michel Mizony

► **To cite this version:**

| Michel Mizony. La variété de de Sitter et le principe de Mach. 2015. hal-01163094v1

HAL Id: hal-01163094

<https://hal.science/hal-01163094v1>

Preprint submitted on 12 Jun 2015 (v1), last revised 1 Sep 2017 (v2)

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

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

La variété de de Sitter et le principe de Mach

Michel Mizony, Institut Camille Jordan, Umr Cnrs 5208

Printemps 2015

Résumé : La variété de de Sitter $SO_o(1,4)/SO_o(1,3)$ donne naissance à de très nombreux modèles d'univers isotropes de courbure positive, nulle ou négative ; dans ce dernier cas ces nombreux modèles d'univers vérifient le principe de Mach. Par ailleurs l'égalité entre masse inertielle et gravitationnelle pose encore question bien que cette égalité soit commune entre la gravitation de Newton et celle d'Einstein. Le recours à un repère localement inertielle et pas seulement comobile permettra d'un part d'éclairer le problème de la masse inertielle puis de comparer ces modèles isotropes de de Sitter qui sont osculateurs aux modèles Λ CDM plats, en particulier avec le modèle issu de la mission Planck. Indiscernables pour les redshift petits ($z < 0.6$), les modèles de de Sitter osculateurs ont un indéniable avantage pour les grands redshift ($z > 5$) car ils sont plus vieux de $2 \cdot 10^9$ ans par exemple pour $z=6$ et leur âge aujourd'hui est d'environ $17 \pm 1 \cdot 10^9$ ans. Quelques considérations épistémologiques sont données.

1 Introduction

Qu'est-ce l'inertie ? Vieille question posée déjà par Newton car l'égalité entre la masse inertielle d'un corps et sa masse gravitationnelle est conséquence de ses équations de la gravitation. Mais "qu'est-ce l'inertie ?" puisque Einstein adopte comme un des deux postulats de base celui de l'égalité entre la masse inertielle d'un corps et celui de sa masse gravitationnelle pour construire la relativité générale. Ces deux incontournables scientifiques à propos de la gravitation sont en plein accord : il y a égalité entre masse gravitationnelle et masse inertielle.

Mais qu'est-ce l'inertie ? Oui on sait qu'elle est là dans notre expérience de tous les jours, par exemple quand il s'agit d'aider un malade à se lever quand il n'a plus de forces. Et les deux troubillons scientifiques géniaux que sont Foucault puis Mach dans la deuxième moitié du XIXème siècle, qu'ont-ils fait d'important pour constater et comprendre l'inertie ?

Mais qu'est-ce l'inertie ? La gageure de ce petit exposé sera de présenter le fait que la variété de de Sitter ([1]) éclaire et répond à cette question dans le but de mettre en accord Newton, Foucault, Mach, Einstein et de Sitter. Au niveau épistémologique il ne s'agit pas d'expliquer "qu'est-ce l'inertie ?" puisque c'est un méta concept mais de comprendre qu'il y a cohérence entre ces 5 grands scientifiques sur leur compréhension de l'inertie.

Oui, l'espace mathématique abstrait $SO_o(1,4)/SO_o(1,3)$, la variété de de Sitter, où $SO_o(1,3)$ est le groupe de Lorentz, permet de répondre à ce problème. Mais cela fait appel à des résultats mathématiques multiples et difficiles, démontrés entre les années 1930 et 1975. Nos vaillants scientifiques n'avaient aucune chance de saisir que leurs approches de l'inertie, très différentes, étaient en fait équivalentes.

Comme les théorèmes mathématiques sont très techniques, la gageure de cet exposé sera heuristique, en présentant des graphes, et en donnant quelques formules que tous les astrophysiciens et astronomes connaissent ou peuvent vérifier aisément. Le but essentiel est d'aider à se débarrasser de fausses idées sur la gravitation. Ah l'inertie ! Oui mais "Ah le principe du corps en chute libre", l'histoire de l'ascenseur d'Einstein, c'est vraiment une clef ; une clef à manier avec précautions, tellement de précautions qu'il faut la saisir avec cette variété de de Sitter pour ouvrir une porte. Pour une compréhension plus en profondeur au niveau mathématique, il faudrait regarder une deuxième clef provenant des équations dites d'Euler-Lagrange pour saisir ce qu'est "le temps propre" concept de fait intimement lié à "qu'est-ce l'inertie ?".

Enfin, comme le dit Lipunov : *The Mach's principle itself is formulated as follows : inertia masses of bodies, including those of fundamental particles, are determined by the value of the cosmological term.* ([2]).

2 L'espace de de Sitter

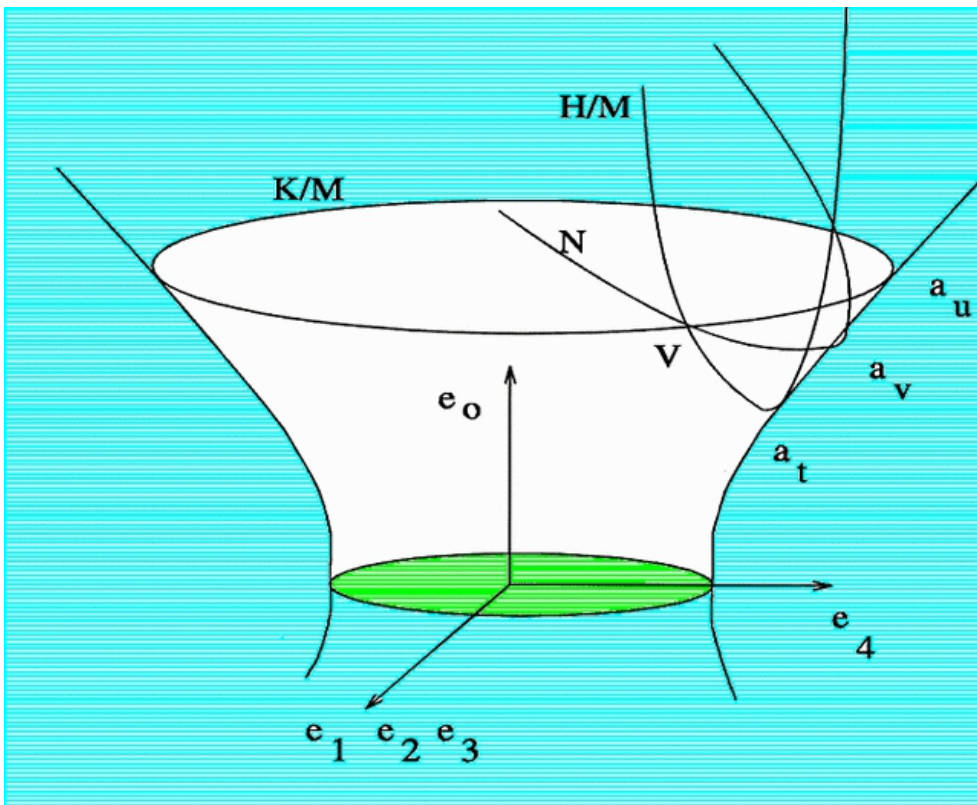


Figure 1 : l'hyperboloïde de de Sitter $\mathcal{H}_\lambda = SO_o(1,4)/SO_o(1,3)$ plongé dans l'espace R^5 muni de la métrique pseudo-euclidienne $(+, -, -, -, -)$ sur la base canonique $(e_0, e_1, e_2, e_3, e_4)$. K est le sous-groupe $SO(4)$ des rotations du sous-espace (e_1, e_2, e_3, e_4) ; H est le sous-groupe de Lorentz $SO_o(1,3)$ de l'espace (e_0, e_1, e_2, e_3) ; Le paraboloidé N est en fait un sous-groupe commutatif de $SO_o(1,4)$ qui, muni de sa métrique induite, est isomorphe à l'espace euclidien R^3 ; enfin $M = H \cap K$ est le groupe de rotations $SO(3)$ du sous-espace (e_1, e_2, e_3) . Les trois sous-variétés isomorphes à K/M , H/M et N de \mathcal{H}_λ sont de dimension 3 et qui, munie de leur métrique induite, sont de courbure respectivement $+1$, -1 et 0 . Les points d'intersection de l'hyperboloïde de de Sitter avec l'axe e_4 sont $\frac{-1}{\lambda} e_4$ et $\frac{1}{\lambda} e_4$. Les 3 points a_t, a_u et a_v sont paramétrés par le sous-groupe $A = SO_o(1,1)$ du sous-espace (e_0, e_4) ; c'est le sous-groupe isomorphe à R des translations temporelles.

Ces résultats sont classiques et techniques ([3]); ils font la richesse des variétés \mathcal{H}_λ de de Sitter ([4]); pour faire le lien avec des espace-temps utiles en physique il faut encore quelques notations : soit A_+ le sous-espace de A des translations temporelles strictement positives; comme $SO_o(1,4)$ agit sur \mathcal{H}_λ , tous les sous-groupes également notons alors :

$$\mathcal{H}_\lambda^{-1} = HA_+H(\frac{1}{\lambda} e_4), \mathcal{H}_\lambda^0 = NAH(\frac{1}{\lambda} e_4) \text{ et } \mathcal{H}_\lambda^{+1} = KAH(\frac{1}{\lambda} e_4) = \mathcal{H}_\lambda.$$

Ce sont trois ouverts de notre variété telles que les décompositions du type Cartan HA_+H et KAH , et la décomposition du type Iwasawa NAH donnent immédiatement un paramétrage de ces cartes et trois écritures de la métrique de \mathcal{H}_λ sur ces sous variétés :

- i) sur l'ouvert \mathcal{H}_λ^{-1} : (1) $ds^2 = dt^2 - \frac{sh^2\lambda t}{\lambda^2}(d\alpha^2 + sh^2\alpha d\omega^2)$,
- ii) sur l'ouvert \mathcal{H}_λ^{+1} : (2) $ds^2 = du^2 - \frac{ch^2\lambda u}{\lambda^2}(d\xi^2 + \sin^2\xi d\omega^2)$,
- iii) sur l'ouvert \mathcal{H}_λ^0 : (3) $ds^2 = dv^2 - e^{2\lambda v}(d\rho^2 + \rho^2 d\omega^2)$,

avec la convention usuelle sur la "sphère des fixes" $d\omega^2 = d\theta^2 + \sin(\theta)^2 d\phi^2$.

Si l'on a envie de dire que ces métriques ont la forme dite de Robertson et Walker correspondant à un modèle avec big-bang pour \mathcal{H}_λ^{-1} , éternel (celui de Bondi et Hoyle) pour \mathcal{H}_λ^0 ou éternel (avec une phase de contraction suivi d'une phase d'expansion accélérée) pour \mathcal{H}_λ^{+1} est-ce que l'on obtient des métriques d'un univers isotrope? Eh bien **non** pas encore, il reste une étape à franchir car c'est une particularité à souligner des propriétés de cette riche variété de de Sitter : soit λ fixé, que vaut le paramètre de densité noté $\Omega(t)$? Sa valeur aujourd'hui, nommons la Ω_0 ; de même, que vaut le paramètre de Hubble H_0 aujourd'hui? Une propriété commune importante à ces trois variétés, pour tout t (respectivement pour u et v) la constante λ vérifie :

$$\lambda^2 = H(t)^2 \Omega(t) = -H(t)^2 q(t),$$

indépendamment de t où $q(t)$ est le paramètre de décélération. Et si $\Omega(t_1) < 1$ en un temps t_1 alors $\Omega(t) < 1$ pour tout t ; idem pour $\Omega(t_1) > 1$ ou $\Omega(t_1) = 1$.

3 Sur les modèles d'univers

D'après les observations astronomiques actuelles il semblerait que l'approximation mathématique isotrope pertinente soit celle correspondant à un événement du type "big-bang",

par la suite donc on va se restreindre à la variété \mathcal{H}_λ^{-1} muni de sa forme de métrique FLRW, cf. i) ci-dessus. Cette métrique n'est pas écrite dans un repère localement inertiel ; sa forme localement inertielle est du type forme de Painlevé ([5], [6]) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{(dr - r H(t) dt)^2}{1 + (1 - \Omega(t))H^2(t)r^2} - r^2 d\omega^2,$$

où $H(t) = \lambda \tanh(\lambda t)$ et $\lambda^2 = \Omega(t)H(t)^2$. Cette forme dépend donc, à λ fixé, d'un paramètre libre par exemple de la valeur H_o aujourd'hui. Ainsi à chaque variété \mathcal{H}_λ^{-1} correspond une infinité de modèles d'univers différents paramétrée par exemple par les valeurs possibles de H_o où celles de $q_o = -\Omega_o$.

Illustrations à partir des dernières données de l'équipe Planck ([7]) : dans le cadre Λ CDM plat, H_o vaut 67.3 km/s/Mpc, Ω_m aujourd'hui vaut 0.31 et $q_o = (3/2)\Omega_m - 1 = -0.535$; si $H_o = 67.3$ on a le choix de prendre Ω entre 0.31 et 0.535, mais si on veut une meilleure adéquation avec les supernovae de redshift inférieur à 1 il faut prendre $\Omega_o = 1 - 2.1\Omega_m = 0.349$, cf. Mannheim ([9]) qui utilise la gravitation conforme qui est équivalente à la relativité générale pour les modèles de de Sitter ; ceci fixe $\lambda = 67.3\sqrt{0.349} \approx 39.8 \text{ km/s/Mpc}$. Représentons les âges des univers correspondants avec 3 valeurs différentes de q_o dans la variété de de Sitter osculatrice :

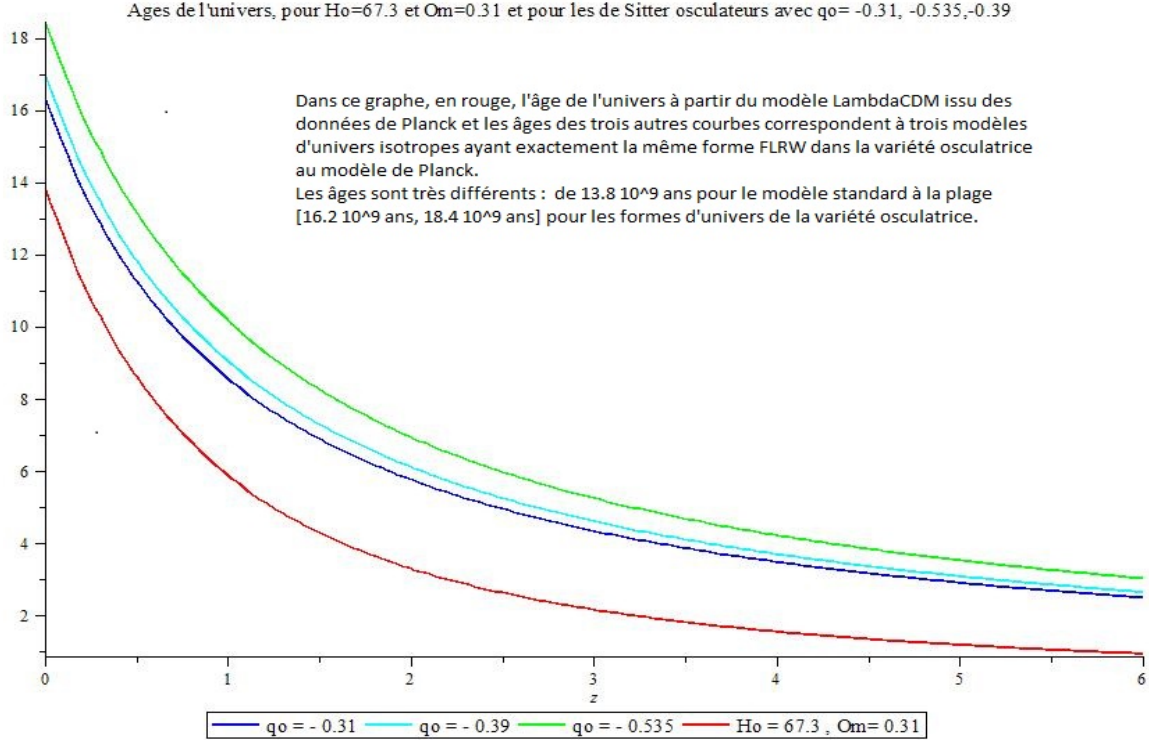


Figure 2 : En $z=0$, les âges des 3 modèles de de Sitter tangents aujourd'hui au modèle standard de Planck sont différents et plus grands que le fameux 13.8 ans. En $z=6$, le modèle standard n'a qu'un milliard d'années, les modèles de sitteriens en ont au moins deux en

plus. Les valeurs de H_o associées sont respectivement 71.4, 63.7 et 54.4 pour les modèles de sitteriens.

Maintenant il faut examiner la qualité de l'approximation qui ne peut apparaître sur la figure 2 qui avait pour objectif central de montrer qu'une variété osculatrice de de Sitter donnait naissance à une infinité d'espace-temps isotropes de sitteriens différents (c'est un contreexemple mathématique à un résultat dit "bien connu"). Le choix de privilégier la valeur $H_o = 63.7 \pm 2.3$ dans les illustrations provient d'une étude récente sur la valeur locale du paramètre de Hubble faite par Tammann et Reindl ([8]) sans faire appel aux résultats concernant le CMB (rayonnement de fond cosmologique) comme le fait l'équipe de Planck.

Pour saisir l'aspect tangent voici ce que nous disent les distances angulaires mais d'abord donnons les formules exactes pour ces distances angulaires :

i) pour le modèle plat ΛCDM

$$dA_{\Lambda CDM} = \frac{1}{(1+z)H_o} \int_0^z \frac{1}{\sqrt{\Omega_m(1+x)^3 + 1 - \Omega_m}} dx .$$

ii) pour les modèles de de Sitter

$$dA_{de\ Sitter}(z) = \frac{1}{-H_o q_o(1+z)} \left((1+z) - \sqrt{1 + (1+q_o)z(2+z)} \right) .$$

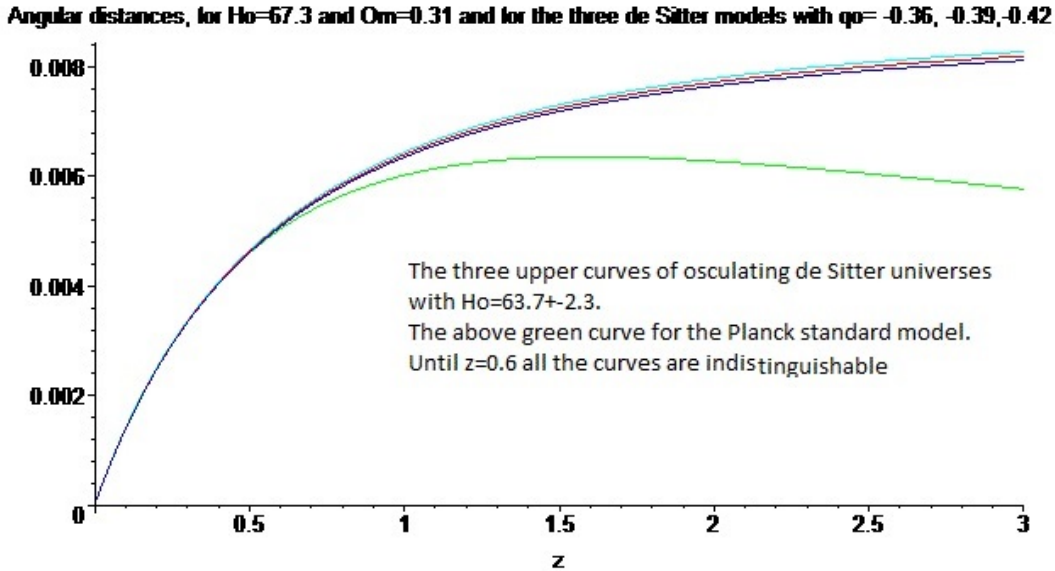


Figure 3 : Jusqu'au redshift $z \approx 0.6$ les distances angulaires sont quasiment identiques ; mais pour $z > 1$ elles deviennent très différentes, la distance angulaire de sitterienne restant toujours croissante, celle du modèle ΛCDM plat s'incurvant vers $z \approx 1.5$ pour tendre vers 0 à l'infini.

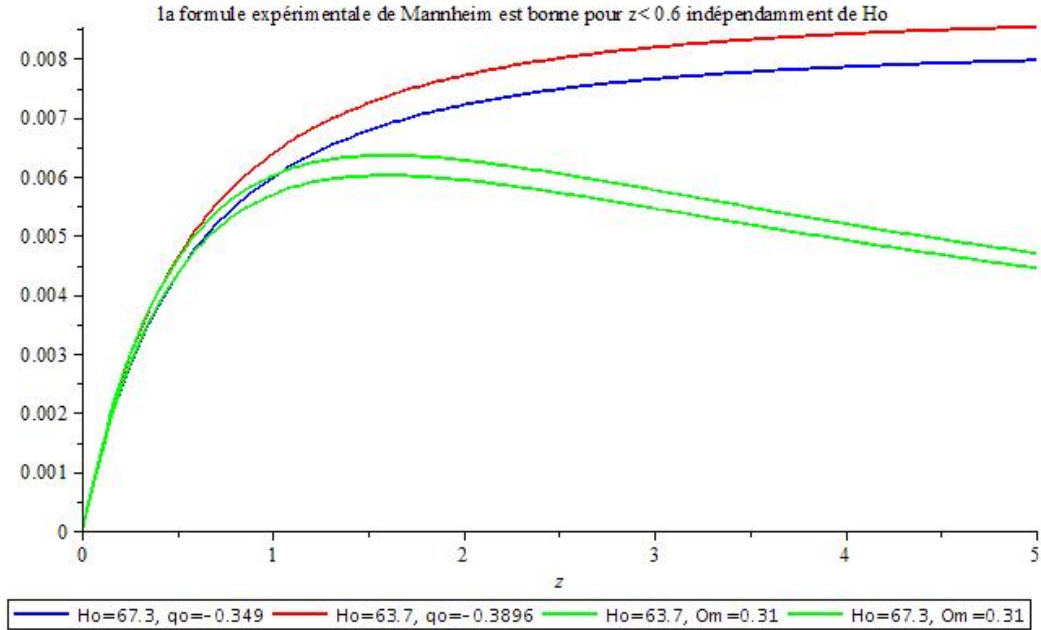


Figure 4 : Utilisation des formules expérimentales mises au point par Mannheim ([9]) en 2005 pour l'approximation pour $z < 1$, par test du χ^2 du modèle standard par un modèle de de Sitter. Jusqu'au redshift $z \approx 0.6$ les distances angulaires sont quasiment identiques, ici présentées pour deux valeurs différentes du paramètre de Hubble.

4 Remarques et questionnements

Une première remarque importante : mathématiquement le rayon de convergence des approximations polynomiales de ces distances angulaires (et luminosité également) est $z=1$. De fait il est nécessaire d'employer des formules exactes si on examine des événements à $z \geq 1$.

Pour se rendre compte de l'étendue de la bonne approximation entre les modèles, se rappeler que $z=0.6$ signifie environ $4.5 \cdot 10^9$ ans ou 1.5 gigaparsec. Les variétés de de Sitter sont vraiment des variétés osculatrices. La notion de courbure prend tout son sens.

Depuis quelques années des mesures de plus en plus précises sont réalisées pour des redshifts $z > 1$, mais le sont-elles assez pour départager le modèle de Planck et les modèles de de Sitter tangents, voir les figures 3 et 4 ci-dessus ? Je ne sais pas, mais certains astronomes émettent des doutes au vu de certaines études sur la pertinence pour les grands z du modèle standard. Les distances luminosité et angulaire sont très importantes pour certaines observations dont l'interprétation dépend du type de modèles d'univers choisi ; je ne connais pas d'études utilisant les modèles de de Sitter portant sur des observations avec $z > 1$.

Par ailleurs le paramètre de Hubble $z \rightarrow H(z)$ est très mal connu sur le plan observationnel ; pour $z > 1$ très peu de mesures et les incertitudes sont encore grandes. Ce qui peut surprendre est le fait que pour les mesures de H_0 différentes équipes trouvent des valeurs qui s'excluent, par exemple celles utilisées pour les figures $H_0 = 63.7 \pm 2.3$ et

$H_o = 67.3 \pm 1.2$. Mais les astronomes, prudents, se méfient des biais possibles surtout si les objets mesurés ne sont pas les mêmes comme c'est le cas dans cet exemple où l'étude du fond diffus cosmologique intervient pour obtenir la valeur 67.3 et n'est pas utilisée pour la valeur 63.7, et donc pour eux ces deux valeurs ne sont pas incompatibles.

Par ailleurs l'étude des galaxies lointaines à z très grand ($z > 5$) semble indiquer que certaines contiennent des éléments lourds ce qui pose question pour le modèle standard, comme on peut le voir sur la figure 2 à $z=6$; en effet l'univers serait trop jeune pour que tant d'éléments lourds puissent s'être formés. Mais il faut encore respecter cette prudence légitime des équipes d'astronomes qui se méfient toujours des biais d'observations.

Devant ces difficultés (signalées ci-dessus et d'autres) se déroule un phénomène de production d'épicycles ou de fuite en avant. Il y a actuellement une complexification des modèles d'univers faite par des astrophysiciens pour essayer de rendre compte des difficultés du modèle Λ CDM, avec la mise en place d'extensions ad hoc avec des tas de nouveaux paramètres, autant d'épicycles supplémentaires; mais ici cette fuite en avant semble sans espoir contrairement aux épicycles de Ptolémée et autres dont on sait aujourd'hui que le système de ces épicycles est mathématiquement correct car convergeant vers la solution newtonienne.

Peut-il être envisagé que pour les $z > 1$ les modèles de de Sitter soient utilisés pour l'interprétation d'observations faisant intervenir la distance angulaire ou la distance luminosité? En effet si ces observations n'éliminent pas ces modèles de de Sitter alors cela donnerait du poids pour comprendre Mach et l'inertie.

5 Retour à l'inertie

En fait encore aujourd'hui l'inertie n'est pas clairement comprise et pose bien des problèmes à la plupart des physiciens; et pourtant il y a les expériences du pendule et du gyroscope faites par Léon Foucault en 1851 et 1852; cette année-là Foucault a inventé le gyroscope dont on sait à quel point il sert grâce à son inertie pour l'orientation des satellites et autres sous-marins. Ces expériences furent bien interprétées par Mach: l'inertie d'un objet, c'est-à-dire sa résistance au mouvement, est le résultat de l'influence de l'univers tout entier sur cet objet. Ce principe est repris par le physicien russe V. Fock (1952) ([10], page 394). Pour que l'inertie soit comprise, il faudrait que les modèles d'univers vérifient une propriété, celle de prendre en compte ce principe de Mach.

Vers 1920 Einstein et de Sitter essaient d'appliquer ce principe de Mach. E. Cassirer ([11]) a saisi la difficulté liée au principe d'inertie mais ne connaissait pas la portée du travail de Foucault. Oui il manquait la théorie globale des variétés pour comprendre que les modèles d'univers de de Sitter provenant de \mathcal{H}_λ^{-1} obéissaient à ce principe car ils n'ont pas d'horizon cosmologique; par contre les modèles de de Sitter provenant de \mathcal{H}_λ^{+1} ne vérifient pas ce principe de Mach, de même les modèles standards Λ CDM. D'où des difficultés énormes chez les astrophysiciens pour essayer de remédier au phénomène de l'horizon cosmologique en inventant des modèles inflationnaires ad hoc de l'univers. Et pourtant cette force d'inertie est utile tous les jours avec les gyroscopes pour aider à la navigation.

Regardons maintenant les coefficients non nuls du tenseur d'Einstein équivariant pour un modèle d'univers isotrope. Ils s'écrivent dans le repère inertiel :

$$\begin{aligned}
 G^0_0 &= -3 H(t)^2 \Omega(t) \\
 G^1_0 &= H(t)^3 r(\Omega(t) + q(t)) \\
 G^1_1 &= G^2_2 = G^3_3 = -H(t)^2 (\Omega(t) - 2q(t))
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

on voit bien apparaître les trois paramètres cosmologiques fondamentaux celui de Hubble $H(t)$, le paramètre de densité $\Omega(t)$ et le paramètre de décélération $q(t)$. Les modèles de sitteriens n'échappent pas à ce fait, $G^0_0 = G^1_1 = G^2_2 = G^3_3 = -3H(t)^2 \Omega(t)$. Ce tenseur est souvent interprété par analogie thermodynamique en disant que G^0_0 représente une densité d'énergie et que les $-G^i_i$ représentent des pressions ; pour les modèles de sitteriens ci-dessus ils représentent une densité de pression inertielle. Cette force inertielle est bien là dans ce tenseur d'Einstein qui s'oppose exactement à la force gravitationnelle pour ces modèles de sitteriens. Par ailleurs $G^1_0 = 0$ signifie que l'entropie est constante. Pour les modèles plats dans le cadre standard la pression calculée avec la forme inertielle est $G^1_1 = 1 - 3 * \Omega_m$. Pour le modèle de l'équipe Planck, on obtient $G^1_1 = -0.023 * G^0_0$. Où est passée l'inertie ? Dans la mesure où une analogie thermodynamique n'est qu'une analogie faisant appel à une autre théorie, ne vaut-il pas mieux dire comme Poincaré : tout se passe comme si l'inertie se présente comme une pression dans le cadre de la théorie d'Einstein pour les modèles d'univers sans horizon cosmologique comme par exemple pour ceux de de Sitter. Elle semble difficile à interpréter dans le cadre Λ CDM.

Ainsi le principe de Mach concernant l'inertie d'un corps qui provient de tout le contenu de l'univers se traduit par une pression isotrope dans les modèles de sitteriens de courbure négative. Mach et de Sitter vont bien ensemble. Pour réconcilier Mach, Einstein et de Sitter il suffit maintenant de dire qu'il faut respecter le principe du corps en chute libre de la relativité générale et donc utiliser un repère inertiel (au lieu d'un repère seulement comobile). Au niveau épistémologique il faut souligner que "repère inertiel" va bien avec "principe de l'égalité entre les masses inertielle et gravitationnelle". Pour ce qui est de réconcilier maintenant le trio Mach-Einstein-de Sitter avec Newton il suffit de traduire la forme de métrique dans le repère inertiel en terme de Lagrangien et de tenir compte du fait que les équations d'Euler-Lagrange sont relativistes par essence mathématique ([5]).

Conclusion : Nos cinq scientifiques Newton, Foucault, Mach, de Sitter et Einstein ont bien proposé le même concept de masse inertielle, malgré des approches très fortement différentes de ce concept.

Pourquoi tout ceci est dans l'oubli aujourd'hui ? Il est si facile de faire simple en travaillant dans un repère inertiel et de ne pas se noyer avec des épicycles en utilisant un repère comobile et non inertiel.

Ici il faut être clair, j'utilise des théorèmes mathématiques qui ne sont connus qu'après 1945. Donc on ne peut pas reprocher à nos cinq scientifiques et à bien d'autres scientifiques (je pense à Eddington ([12]) et Lemaître ([13]) en particulier) de n'avoir pu avancer plus.

Par contre la communauté des astrophysiciens n'a pas osé, dans son ensemble, réécrire depuis 60 ans dans le langage des variétés des résultats locaux justes mais qui s'avèrent faux globalement.

Des pourquoi ?

1. On voit souvent cette phrase : "on normalise le facteur d'échelle $a(t)$ en prenant $a(t_0) = 1$ " ce qui n'est possible que pour des univers plats ! Pourquoi ?
2. Pourquoi l'interprétation thermodynamique du deuxième membre des équations d'Einstein est trop souvent faite en notation covariante, alors qu'elle doit se faire en notation équivariante, comme le faisait en général les scientifiques avant 1940 ?
3. Evidemment pourquoi cette confusion bien trop fréquente entre repère comobile et repère inertiel ? Les équations d'Euler-Lagrange sont relativistes par essence mathématique ; certes l'expérimentation ne pouvait pas mettre en évidence ce fait avant l'arrivée d'horloges ultra précises ; mais pourquoi ce fait n'est pas signalé maintenant dans la littérature ? Eh oui le concept de "temps propre" est déjà présent dans ces équations d'Euler-Lagrange.
4. Pourquoi l'aspect relationnel de la connaissance scientifique est si peu présent actuellement alors que le scientifique E. Kant l'avait bien mis en évidence déjà dans le cadre non quantique, avec l'expérience de la main et celle des triangles sur la sphère ?
5. Pourquoi est-il si rarement question de la complémentarité entre la mécanique quantique et la relativité comme le dit par exemple Heisenberg ([14]) ? Du fait de la transformation de Fourier sur le groupe de Poincaré on a forcément les inégalités d'Heisenberg qui en découlent.
6. Pourquoi pas une seule fois l'expression "constante cosmologique" est apparue dans mon texte ; eh oui, même si elle semble omniprésente, il est simple de dire à la place "modèle de de Sitter" ou " $SO_o(1, 4)/SO_o(1, 3)$ ".

Il n'y a point de mystère au sujet de la constante cosmologique : si on la fait apparaître (forcément facticement en oubliant ce que veut dire inertiel) elle traduira simplement la quantité de matière comobile dans un repère inertiel. Donc pas de mystère à son sujet et donc pas de soi-disant "énergie noire" comme le dit Cédric Villani ([15]). Je pense avoir fait mon travail de mathématicien à propos des théories de la gravitation ; quant à savoir si la théorie d'Einstein tiendra le coup, je ne sais pas et personne ne peut le savoir, mais au moins qu'on la respecte dans sa mise en oeuvre en prenant en compte correctement, mathématiquement parlant, les deux postulats de base que sont le principe inertiel et le principe du corps en chute libre.

Qu'est-ce le temps, qu'est-ce l'inertie ? deux méta concepts auxquels se sont confrontés Newton et Einstein et auxquels l'aventure scientifique humaine ne pourra donc jamais donner de réponse définitive ; le mathématicien ne pourra que servir cette quête de sens en

essayant d'être rigoureux dans les avancées sans fin qui permet à la science de prévoir de mieux en mieux mais jamais d'expliquer.

Références

- [1] de Sitter W., *On Einstein's Theory of Gravitation, and its Astronomical Consequences*, Third Paper, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 78 : 3-28 (1917) et *On the Relativity of Inertia. Remarks Concerning Einsteins Latest Hypothesis*, Proc. Royal Acad. Amsterdam [KNAW] 19, 1217-25 (1917).
- [2] Lipunov V.M. *Mach's Principle and Cosmology Term*, <http://www.arxiv.org/abs/astro-ph/0210013v1>, 2002.
- [3] M. Mizony *La relativité générale aujourd'hui ou l'observateur oublié*, chapitre 7, ed ALEAS, Lyon, 2003.
- [4] G. Pascu *Atlas of Coordinate Charts on the de Sitter Spacetime*, arXiv :1211.2363v1 [gr-qc] (2012).
- [5] M. Mizony, *Sur la forme de Painlevé d'une métrique à symétrie sphérique*, <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00782038v2>, 2014.
- [6] M. Mizony et M. Lachièze-Rey, *Cosmological effects in the local static frame*, A.& A. Vol. 434, n°1, Avril 2005 ; (gr-qc/0412084).
- [7] *Planck intermediate results. XVI. Profile likelihoods for cosmological parameters*, arXiv :1311.1657v2 [astro-ph.CO], Dec 2013.
- [8] G. Tammann and B Reindl, *The luminosity of supernovae of type Ia from TRGB distances and the value of H_0* , Astronomy and Astrophysics, 2013.
- [9] P. Mannheim *Alternatives to dark matter and dark energy*, 2005, arXiv :astro-ph/0505266v2.
- [10] V. Fock *The theory of Space, Time and Gravitation*, 2nd Revised Edition, Pergamon Press, 1966.
- [11] Ernst Cassirer : *La théorie de la relativité d'Einstein - Eléments pour une théorie de la connaissance*, paru en allemand en 1921 ; parution en français : les éditions du Cerf, Paris, (2000).
- [12] Eddington A S *The mathematical theory of relativity*, Cambridge University Press Cambridge, 1923 ; et Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 90, 668-678, 1930.
- [13] Lemaître G. *L'univers en expansion*, Publications du laboratoire d'astronomie et de géodésie de l'université de Louvain. Vol IX (N°85 et 86) p. 171-205, 1932.
- [14] Werner Heisenberg : *Le manuscrit de 1942*, publié en allemand en 1989, traduction en français, éditions du Seuil, 1998.
- [15] C. Villani : *La matière noire et l'énergie sombre, je n'y crois pas* ; Ciel et Espace, mars 2013, <http://www.cieletespace.fr/a-la-une/10124>.