

Les Prix Nobel de Physique

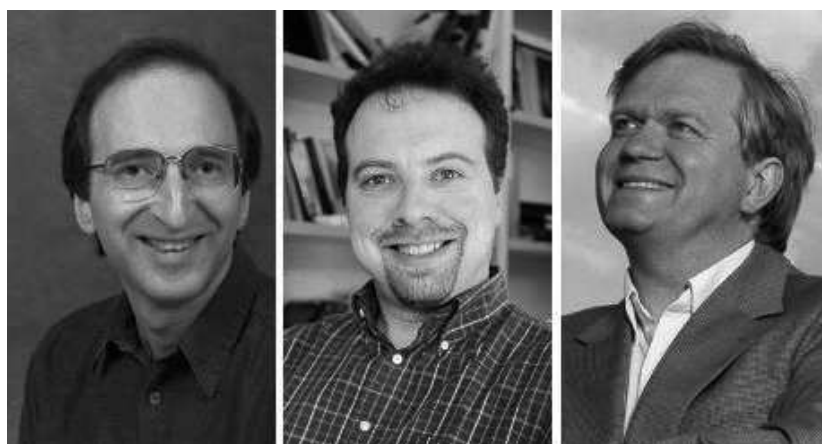
De l'éclipse totale du Soleil
à l'énigme
de l'énergie sombre

JEAN-MARC GÉRARD

*Centre de recherche en Cosmologie, Physique des Particules et
Phénoménologie (CP3)
Université catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve*

Résumé

En octobre 2011, le Prix Nobel de Physique a été attribué conjointement à Saul Perlmutter (University of California, Berkeley), Brian Schmidt (Australian National University, Canberra) et Adam Riess (John Hopkins University in Baltimore, Maryland) pour avoir mis en évidence l'accélération de l'expansion de l'Univers grâce à l'observation de supernovae lointaines [1]. Dans ce qui suit, nous allons nous focaliser sur la contribution de S. Perlmutter, responsable du « Supernova cosmology project » [2]. Ce dernier touchera la moitié de la récompense tandis que B. Schmidt et A. Riess se partageront l'autre moitié.



Les Américains Saul Perlmutter et Adam Riess, ainsi que l'américano-australien Brian Schmidt.

Introduction

La Cosmologie a pour objectif principal l'étude des structures à grande échelle et de l'évolution de notre Univers. Il n'est dès lors pas étonnant que son histoire soit jalonnée de controverses et paradoxes. Mais elle s'est progressivement affranchie de nos préjugés sur l'espace et le temps qui ont désespérément freiné son développement pour devenir aujourd'hui une science à part entière. En effet, bien que l'origine de la Cosmologie remonte à la « nuit des temps », ce n'est qu'à la fin du dernier millénaire qu'elle est réellement devenue quantitative.

Nos ancêtres observant le ciel par une belle nuit sombre d'été pouvaient apercevoir à l'œil nu environ 2.000 étoiles. Dès le II^{ème} siècle avant J.-C., les astronomes grecs ont alors classé ces étoiles d'après leur éclat sur une échelle de magnitudes : la première étant attribuée à une douzaine d'étoiles, les plus brillantes ; la sixième correspondant aux étoiles à peine visibles à l'œil nu.

En 1609, Galilée étend brusquement cette échelle aux étoiles jusque là invisibles, grâce à sa lunette astronomique. Ses observations publiées dans un opuscule intitulé « Le message des étoiles » va conforter Kepler dans son préjugé que le Soleil occupe une place privilégiée dans un Univers qui se doit dès lors d'être fini et isotrope. Selon lui, le noir de la nuit [3] requiert en effet que « la sphère fixe » soit constituée d'étoiles plus petites et, par conséquent, moins lumineuses que le Soleil.

Dès 1693, soit six ans après la publication des « Principia », Newton réalise que sa loi de la gravitation universelle implique *une distribution*

uniforme d'étoiles dans un espace infini. Son souci de préserver un Univers statique l'amène donc ainsi à formuler *le principe cosmologique* au niveau stellaire. Ce principe repose d'une part sur l'observation locale d'une isotrope et, d'autre part, sur l'hypothèse du caractère universel des lois fondamentales de la physique : les propriétés physiques de l'Univers ne dépendent ni de la position de l'observateur à un moment donné, ni de la direction dans laquelle il regarde alors. Newton est cependant conscient qu'un tel Univers est en équilibre instable car chaque étoile est soumise à des attractions égales dans toutes les directions et la moindre perturbation locale provoquerait, en principe, un effondrement gravitationnel accéléré.

En 1823, Olbers souligne que s'il existe réellement des soleils disséminés dans la totalité de l'espace infini, situés à des distances égales les uns des autres, leur nombre doit alors être infini et la voûte céleste apparaître aussi brillante que le Soleil. En effet, toute droite que nous pouvons imaginer partant de notre œil aboutirait nécessairement sur une étoile fixe, et une lumière stellaire, qui est de même nature que celle du Soleil, nous parviendrait ainsi de tout point du ciel ... Le concept puissant de ligne de visée introduit par Olbers mène donc à la conclusion que le ciel devrait être 100.000 fois plus brillant que le Soleil ! La résolution de ce paradoxe remonte à seulement un siècle.

En 1899, Lord Kelvin invoque la conservation de l'énergie pour conclure que les étoiles ne peuvent briller que pendant un laps de temps ($\Delta\tau_*$) limité dans un Univers éternel. La vitesse de propagation de la lumière (c) étant finie, l'horizon ($c\Delta\tau_*$) constitue alors la limite de l'Univers visible et nous percevons en réalité l'obscurité qui existait avant la naissance des étoiles. En d'autres termes, seule la lumière en provenance d'une région finie de l'espace a eu le temps de nous parvenir depuis la formation des premières étoiles.

La résolution du paradoxe d'Olbers repose donc sur le principe cosmologique de Newton et de relativité d'Einstein. Aujourd'hui, nous savons que les entités relevantes pour le principe cosmologique ne sont pas les étoiles mais bien les galaxies. Il n'en reste cependant pas moins vrai que le ciel nocturne est bien plus sombre que la Voie Lactée. Le rayonnement produit par l'ensemble des étoiles de toutes les galaxies contenues dans cette bulle d'Univers qui nous est accessible ne se révèle

pas suffisant pour que la nuit cesse d'être obscure. Mais le rayonnement existe bel et bien et constitue ce que les astronomes appellent le fond diffus des galaxies. Par conséquent, même si toutes les étoiles de notre galaxie s'éteignaient soudainement, la lumière visible des galaxies lointaines continuerait à illuminer très faiblement nos nuits. Cependant, selon les observations récompensées aujourd'hui par le Prix Nobel de Physique, l'obscurité sera totale dans quelques milliards d'années. Cette découverte fit l'effet d'une bombe dans le petit monde de la Cosmologie. Elle remettait en question notre conception de l'espace et du temps et ainsi que la destinée de notre Univers . . .

En 1987, année de l'observation d'une supernova dans la périphérie de notre galaxie, Saul Perlmutter quitte le domaine de la physique des particules pour celui de l'astronomie afin de trouver une réponse à la question fondamentale du devenir de notre Univers. Un Univers en expansion n'a que deux finalités possibles : soit poursuivre indéfiniment cette expansion, soit se recontracter. Mais quoi qu'il en soit, l'Univers se doit de ralentir sous l'effet dominant de l'attraction gravitationnelle. Pour mesurer le taux de ralentissement et, par là même, découvrir son destin, il fallait cependant comparer sa vitesse originelle (il y a quelque 10 milliards d'années !) à sa vitesse actuelle. Là où de nombreux astronomes avaient échoué depuis 70 ans, Perlmutter va réussir son pari et comparer la vitesse de fuite des étoiles proches à celle des étoiles lointaines. Pour ce faire, il fallait disposer d'étoiles très particulières dont la luminosité intrinsèque est constante et suffisamment forte pour constituer de véritables fanaux dans l'immensité de l'espace : les supernovae de type *Ia* (*SNIa*). Source de lumière étalon, sa luminosité maximale atteint celle de la galaxie qui l'héberge, soit environ celle de 10 milliards d'étoiles ! Elle résulte de l'explosion d'une naine blanche réactivée par la capture progressive de gaz volé à sa compagne massive. Cette explosion thermonucléaire qui éjecte uniquement des éléments lourds se déclenche systématiquement à la masse critique d'environ 1.4 masse solaire pour la naine blanche. Sa puissance est donc pratiquement constante d'une supernova à l'autre et, surtout, probablement identique à toutes les périodes de l'histoire de l'Univers. C'est cette dernière caractéristique universelle qui confère aux *SNIa* tout leur intérêt.

Les supernovae de type *Ia* sont des événements très rares. Il s'en produit, en moyenne, deux par millénaire dans une galaxie. (Notons que cette statistique fut parfaitement respectée au cours du dernier millénaire dans notre Voie Lactée avec les supernovae d'avril 1006 et de novembre 1572. . .). Or il fallait environ 50 événements de ce type pour pouvoir mesurer une variation dans la vitesse d'expansion de l'Univers. Le caractère absolument aléatoire de tels événements suscita d'abord un grand scepticisme vis-à-vis du projet ambitieux de Perlmutter. Celui-ci devait en effet adopter une nouvelle stratégie afin de pouvoir observer plusieurs milliers de galaxies sur une seule image. Il fallait dès lors utiliser des télescopes munis de caméra CCD à grand champ qui enregistrent le nombre de photons ayant atteint chaque élément de l'image et soustraire systématiquement deux séries de clichés pris à trois semaines d'intervalle, afin de repérer une supernova avant qu'elle n'atteigne sa luminosité maximale. Une fois identifiée, sa position devait alors être immédiatement communiquée à d'autres télescopes pouvant analyser en détail sa « courbe de lumière » ainsi que son spectre d'émission. Après cinq années de travail acharné, les premières mesures de la luminosité d'une supernova lointaine en fonction de sa distance devenaient possibles. En 1998, l'équipe de Perlmutter publie leurs résultats préliminaires basés sur l'observation de supernovae, les plus lointaines ayant explosé bien avant la formation du système solaire. Leur conclusion est que ces supernovae paraissent 20% moins lumineuses qu'attendues. En d'autres termes, elles sont plus éloignées que ce qui est prédit par les lois ordinaires de la physique. L'expansion de l'Univers est en train d'accélérer en dépit de l'attraction gravitationnelle. Cette découverte, aussi surprenante que l'observation d'une pomme mûre se détachant de l'arbre pour être accélérée vers le haut, suggère l'existence d'une substance mystérieuse remplissant près de trois quarts de l'Univers présent. . .

L'observation des supernovae lointaines, la mise en évidence de l'accélération de l'expansion de l'Univers et son interprétation en termes d'une énergie sombre énigmatique requièrent des concepts liés à la Relativité Restreinte, à la Relativité Générale et aux Interactions Fondamentales. Dans les trois chapitres qui suivent, nous allons aborder ces trois cadres théoriques de manière heuristique.

1. Observations et réalités

Selon la valeur de leurs paramètres, les modèles cosmologiques donnent des prédictions différentes pour la relation entre la luminosité apparente d'un astre et son éloignement. Les astronomes ont, quant à eux, l'habitude d'exprimer la magnitude (m) correspondante en fonction du déplacement des raies spectrales (z). Il est dès lors utile de rappeler brièvement la signification physique de ces dernières variables ainsi que les ordres de grandeur qui leur sont associés.

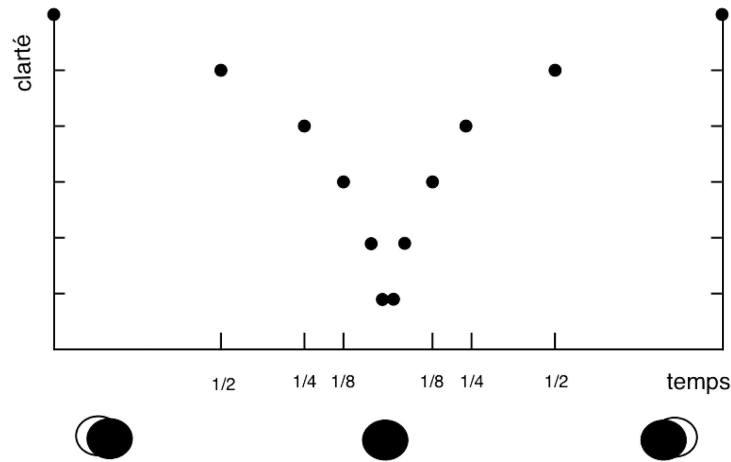
1.1. Magnitude apparente et luminosité absolue

Lors de l'éclipse du 11 août 1999, l'obscurité chute de manière spectaculaire dans la bande de totalité. Peu avant la totalité, il reste un croissant brillant du Soleil tel que la luminosité réelle diminue plus ou moins linéairement avec le temps. Mais alors, pourquoi la chute de l'obscurité nous apparaît-elle donc si soudaine au moment de la totalité ?

Selon la loi empirique de Weber-Fechner, l'accroissement de l'intensité de sensation est proportionnel au logarithme du rapport des intensités de deux excitations comparées. Si un être humain entend des sons dont l'intensité I (exprimée en W/m^2) est en progression géométrique de raison 10, alors il percevra ces niveaux sonores s (exprimés en décibels) dans une progression arithmétique :

$$s_2 - s_1 = 10 \log_{10} \left(\frac{I_2}{I_1} \right).$$

C'est ainsi que pour une fréquence fixée de 1000 Hz , le son le plus fort que l'oreille puisse supporter ($s_{\max} = 120dB$) est en réalité 10^{12} fois plus intense que le son le plus faible audible ($I_{\min} = 10^{-12}W/m^2$). En d'autres termes, un accroissement Δs de 20 décibels correspond à une multiplication par un facteur 100 de l'intensité sonore réelle ! De même, nous percevons une perte de clarté égale lorsque l'intensité lumineuse réelle passe successivement à la moitié de sa valeur, puis au quart, puis au huitième. Si la luminosité varie linéairement avec le temps, les instants correspondant à la moitié, au quart, au huitième etc., de la luminosité initiale sont de plus en plus rapprochés et nous percevons une accélération brusque de l'assombrissement au moment de la totalité :



Comme nous l'avons déjà mentionné dans l'introduction, les Anciens avaient réparti les étoiles en six classes, d'après leur éclat ou magnitude apparente. Plus tard, cette échelle primitive a été étendue et perfectionnée. En 1836, l'astronome John Herschel mesure une diminution de deux ordres de grandeur en luminosité entre les étoiles de première magnitude et celles de sixième magnitude. Autrement dit, un accroissement de 5 de la magnitude m correspond approximativement à une division par 100 de la luminosité ℓ . Par analogie avec l'acoustique, la définition suivante de la magnitude apparente est alors définitivement adoptée

$$m_2 - m_1 = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\ell_2}{\ell_1} \right).$$

Cependant, certaines étoiles éloignées mais intrinsèquement très lumineuses nous paraissent plus brillantes que d'autres pourtant plus proches. En effet, la luminosité intrinsèque ou absolue L d'un corps céleste est l'énergie totale qu'il émet par unité de temps. La conservation de l'énergie implique dès lors que la luminosité apparente que nous captions décroît comme le carré de la distance qui nous sépare de cet astre

$$\ell \equiv \frac{L}{4\pi d^2}.$$

Pour comparer correctement la luminosité absolue des corps célestes, les astronomes compensent les effets de distances en calculant la valeur qu'aurait leur éclat si ces objets se trouvaient tous à la même distance standard de 10 parsec, soit 32.6 années-lumière, de la Terre. Par convention, on appelle cette nouvelle mesure la magnitude absolue M :

$$m \equiv M + 5 \left[\log_{10} \left(\frac{d}{1pc} \right) - 1 \right].$$

Pour les étoiles proches ($d \lesssim 200$ a.l.), la distance est aisément mesurée par parallaxe. C'est ainsi que l'étoile la plus brillante est Sirius A dont la magnitude apparente vaut -1.46. Distante de 8.6 années-lumière, elle possède donc une magnitude absolue de 1.4. Par contre, sa compagne Sirius B est une naine blanche dont la magnitude apparente vaut + 8.68, c'est-à-dire une magnitude absolue de 11.6. Cet exemple illustre bien le fait que la magnitude absolue des étoiles n'est pas universelle ($M_{\odot} = 5.0$ pour le Soleil distant de 8 minutes-lumière). Notons encore que la magnitude absolue d'une étoile peut être déduite de son spectre d'émission grâce au diagramme de Hertzsprung-Russell.

Si une supernova de type *Ia* est aussi lumineuse que la galaxie qui l'héberge, alors les trois relations précédentes nous permettent d'estimer sa magnitude absolue :

$$\begin{aligned} M_{SNIa} &\approx M_{\odot} - 2.5 \log_{10} \left(\frac{L_{SNIa}}{L_{\odot}} \right) \\ &\approx -20. \end{aligned}$$

Nous verrons qu'une mesure très précise de la magnitude absolue est cruciale pour tester les modèles d'Univers. Une méthode directe consiste à estimer la distance d de la supernova à l'aide de Céphéides voisines. L'équipe de Perlmutter a cependant préféré exploiter une corrélation empirique apparente entre la vitesse de déclin de la courbe de lumière d'une supernova donnée et sa luminosité au maximum de l'éclat. L'analyse comparative des courbes de lumière des *SNIa* relativement *proches* détermine alors une magnitude intrinsèque de -19.5 au pourcent près, si une correction empirique adéquate (« stretch factor ») est appliquée au préalable.

L'observation d'évènements supernovae ayant eu lieu au début de l'Univers, soit il y a près de 10 milliards d'années, requiert des télescopes capables de détecter quelques centaines de photons. Si nous supposons que la luminosité intrinsèque reste la même pour ces supernovae lointaines, alors leur magnitude apparente vaut approximativement

$$\begin{aligned} m_{SNIa} &\simeq -20 + 5 \left[\log_{10} \left(\frac{10^{10}}{3.26} \right) - 1 \right] \\ &\simeq 23. \end{aligned}$$

Or ces magnitudes étaient accessibles grâce aux télescopes terrestre (Keck situé à Hawaii) et spatial (Hubble) !

La relation liant la luminosité apparente ℓ à la luminosité absolue L n'est cependant valide que si le corps céleste est au repos. La « fuite » des galaxies mise en évidence par l'astronome Hubble dans les années 1920 a comme conséquence une augmentation sensible de la magnitude apparente des supernovae lointaines.

1.2. Fuite des galaxies et expansion de l'Univers

Lorsqu'une source lumineuse de période propre T s'éloigne d'un observateur à la vitesse v , elle parcourt une distance $v.T$ entre l'émission de deux fronts d'onde successifs. Le temps nécessaire pour qu'un front d'onde produit par la source en mouvement atteigne l'observateur est donc augmenté d'une quantité vT/c , c étant la vitesse de la lumière. Dès lors, le temps écoulé entre la réception de deux fronts d'onde successifs vaut

$$T_0 = T + \frac{vT}{c}.$$

Si, à l'émission, la longueur d'onde de la lumière s'écrit

$$\lambda = cT,$$

à la réception nous obtenons

$$\lambda_0 = cT_0$$

avec

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{T_0}{T} = 1 + \frac{v}{c}.$$

La longueur d'onde perçue par l'observateur au repos sera donc plus grande que sa valeur standard. Autrement dit, la fréquence associée aux raies spectrales se verra déplacée vers le rouge (« redshift »).

Cette dérivation classique de l'« effet Doppler » ne se justifie que si la vitesse v de la source est petite par rapport à la vitesse de la lumière. Pour des vitesses relativistes, les principes de la mécanique d'Einstein requièrent un espace-temps de Minkowski doté d'une métrique pseudo-euclidienne constante

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}$$

invariante (pour $y' = y, z' = z$) sous les transformations de Lorentz

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \varphi & \sinh \varphi \\ \sinh \varphi & \cosh \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} 1 & v/c \\ v/c & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix}$$

avec

$$\gamma \equiv \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

Ces pseudo-rotations permettent le passage d'un repère inertiel à un autre tout en préservant le caractère absolu de la vitesse de la lumière. En effet, la nouvelle règle d'addition des vitesses

$$v_{12} = \frac{v_1 + v_2}{1 + \frac{v_1 v_2}{c^2}}$$

découle immédiatement de la loi de composition de deux transformations de Lorentz (additivité de la rapidité φ)

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \cosh \varphi_1 & \sinh \varphi_1 \\ \sinh \varphi_1 & \cosh \varphi_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh \varphi_2 & \sinh \varphi_2 \\ \sinh \varphi_2 & \cosh \varphi_2 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cosh(\varphi_1 + \varphi_2) & \sinh(\varphi_1 + \varphi_2) \\ \sinh(\varphi_1 + \varphi_2) & \cosh(\varphi_1 + \varphi_2) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

car

$$\tanh \varphi = \frac{v}{c}.$$

Par conséquent, $v_{12} = c$ si v_1 ou (et v_2) = c !

Par contre, le concept de simultanéité est définitivement perdu et le temps devient relatif, avec un effet de dilatation pour tout observateur en mouvement :

$$dt = \gamma d\tau > d\tau.$$

Ce n'est que dans la limite non-relativiste $v/c \ll 1$ que les transformations de Lorentz se réduisent aux transformations de Galilée

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ v/c & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix}$$

et que le concept Newtonien de temps absolu est recouvré. C'est à ce prix que la Relativité Restreinte d'Einstein réconcilie la mécanique de Newton et la théorie de Maxwell !

Les composantes dx^μ d'un déplacement infinitésimal forment donc un 4-vecteur de longueur carrée

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = c^2 dt^2 - d\vec{x} \cdot d\vec{x}.$$

Les transformations de Lorentz laissent les équations de Maxwell invariantes et la lumière se déplace sur le cône caractérisé par $ds^2 = 0$. Par conséquent, pour une source lumineuse telle que $dt = T$ et $dx = \lambda$, l'observateur au repos mesurera

$$\begin{pmatrix} cT_0 \\ \lambda_0 \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} 1 & v/c \\ v/c & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} cT \\ \lambda \end{pmatrix}$$

c'est-à-dire

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_0}{\lambda} &= \frac{T_0}{T} = \left(\frac{1 + v/c}{1 - v/c} \right)^{1/2} \\ &\equiv 1 + z. \end{aligned}$$

Cette relation à présent **exacte** entre le facteur de redshift z et la vitesse quelconque v de la source peut aisément s'inverser pour donner

$$\begin{aligned} \frac{v}{c} &= \frac{(1 + z)^2 - 1}{(1 + z)^2 + 1} \\ &= \tanh \ln(1 + z) \\ &\leq 1 \end{aligned}$$

en accord avec les principes de la Relativité Restreinte.

Comme la luminosité intrinsèque L associée à la source est, par définition, l'énergie totale émise, par unité de temps, cette luminosité vaut par contre

$$L_0 = \frac{L}{(1 + z)^2}$$

du point de vue d'un observateur au repos. Un premier facteur $(1 + z)$ de suppression provient de la diminution de l'énergie totale due au redshift de la fréquence des photons. Le second facteur $(1 + z)$ de suppression provient de l'augmentation de l'intervalle de temps T entre deux

fronts d'onde successifs. Si nous voulons préserver la relation liant la magnitude apparente m à la magnitude absolue M , nous devons donc introduire le concept de distance de luminosité

$$d_\ell \equiv (1 + z)d$$

telle que

$$\ell_0 = \frac{L}{4\pi d_\ell^2}.$$

À l'instant t_0 indiqué par une horloge au repos dans une galaxie, cette dernière émet une onde électromagnétique en direction d'un observateur. Soit $d = vt_0$ la distance séparant alors la source en mouvement de l'observateur. Pour l'observateur, la vitesse instantanée de la source

$$v = c \tanh \ln(1 + z)$$

vaut alors, compte tenu de la dilatation du temps,

$$v = \frac{d}{\gamma\tau_0} = \frac{d}{\tau_0 \cosh \ln(1 + z)}.$$

Par conséquent, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{d_\ell(z)}{c\tau_0} &= (1 + z) \sinh \ln(1 + z) \\ &= z + \frac{z^2}{2} \end{aligned}$$

de telle sorte que la magnitude apparente

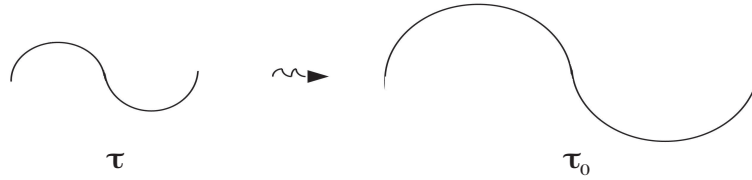
$$m(z) = M + 5 \log_{10} \left(\frac{d_\ell(z)}{Mpc} \right) + 25$$

croît plus rapidement que le logarithme de z ! Cette expression analytique exacte pour la magnitude apparente découle simplement des principes de la Relativité Restreinte à la base de la résolution du paradoxe d'Olbers suggérée par Kelvin.

Jusqu'à présent, nous avons négligé l'attraction gravitationnelle induite par la présence de matière dans notre Univers. Cette dernière est censée « freiner » le mouvement de fuite des galaxies. L'estimation de l'effet d'une telle décélération ne peut cependant se faire que dans le

cadre étendu de la Relativité Générale qui réconcilie quant à elle la gravitation de Newton et la mécanique d'Einstein.

La théorie d'Einstein de la Relativité Générale rejette la notion abstraite d'espace absolu, véritable toile de fond immuable introduite par Newton pour définir le mouvement inertiel. La fuite des galaxies dans un tel espace ne fait donc plus sens. Celles-ci sont en réalité figées dans un espace mou en expansion continue. En particulier, le déplacement vers le rouge des raies spectrales est une conséquence directe de l'élongation progressive de la longueur d'onde électromagnétique littéralement imprimée dans cet espace dynamique :



Soit donc

$$\frac{\lambda(\tau_0)}{\lambda(\tau)} = \frac{a(\tau_0)}{a(\tau)} \equiv 1 + z$$

avec $a(\tau)$, le facteur d'échelle caractérisant le taux d'expansion de l'Univers au temps propre τ associé à un observateur au repos.

En Relativité Restreinte, $a(\tau)$ est proportionnel à τ et tout émetteur situé en $z = 1$ est perçu tel qu'il était alors que l'Univers avait exactement la moitié de son âge. Mais en général, l'expansion de l'Univers n'est pas nécessairement linéaire dans le temps. Si nous développons $a(\tau)$ au voisinage du temps présent τ_0 , nous obtenons alors

$$\begin{aligned} a(\tau) &= a(\tau_0) + (\tau - \tau_0)\dot{a}(\tau_0) + \frac{1}{2}(\tau - \tau_0)^2\ddot{a}(\tau_0) + \dots \\ &\equiv a(\tau_0)\left\{1 + (\tau - \tau_0)h_0 - \frac{1}{2}(\tau - \tau_0)^2q_0h_0^2 + \dots\right\} \end{aligned}$$

avec les variables physiques

$$\begin{aligned} h(\tau) &\equiv \frac{\dot{a}}{a}(\tau) \\ q(\tau) &\equiv -\frac{\ddot{a}}{\dot{a}^2}(\tau). \end{aligned}$$

Le paramètre de redshift peut donc s'exprimer en termes de h_0 et q_0 :

$$z = -(\tau - \tau_0)h_0 + (\tau - \tau_0)^2 h_0^2 \left(1 + \frac{q_0}{2}\right) + \dots$$

Pour des valeurs petites de $h_0(\tau_0 - \tau)$, nous pouvons inverser cette série pour obtenir

$$h_0(\tau_0 - \tau) = z - \left(1 + \frac{q_0}{2}\right) z^2 + \mathcal{O}(z^3).$$

Dans la limite où l'attraction gravitationnelle est négligeable, nous avons vu que la Relativité Restreinte prédit

$$\frac{h_0 d_\ell(z)}{c} = z + \frac{1}{2} z^2.$$

Dans cette limite, $h_0 = \tau_0^{-1}$ et

$$\boxed{q_0^{(\text{RR})} = 0} \tag{1}$$

de telle sorte que

$$\begin{aligned} h_0(\tau_0 - \tau) &= z - z^2 + \mathcal{O}(z^3) \\ &\approx \left(1 - \frac{3}{2}z\right) h_0 \frac{d_\ell}{c}. \end{aligned}$$

Nous pouvons ainsi relier directement la distance de luminosité d_ℓ au facteur de redshift z . Pour un paramètre de décélération q_0 quelconque,

$$\frac{h_0 d_\ell(z, q_0)}{c} = z + \frac{1}{2}(1 - q_0)z^2 + \mathcal{O}(z^3)$$

et nous obtenons alors l'expression approximative cherchée pour la magnitude apparente m en fonction du redshift z :

$$m \simeq M + 25 - 5 \log_{10} h_0 + 5 \log_{10} cz + 1.086(1 - q_0)z$$

avec h_0 , la constante de Hubble (exprimée en kilomètres par seconde et par mégaparsec) et c , la vitesse de la lumière (exprimée en kilomètres par seconde). Le dernier terme linéaire en z s'obtient du développement au 1er ordre du logarithme en base 10

$$\log_{10}(1 + \varepsilon) = (\log_{10} e) \ln(1 + \varepsilon) \approx 0.4343 \varepsilon$$

et implique une déviation par rapport à une fonction logarithmique dans le plan $z - m$. Pour des redshift petits ($z \lesssim 0.2$), nous pouvons négliger ce terme. La mesure de la magnitude apparente de supernovae $SNIa$ proches permet donc une extraction relativement précise de la constante de Hubble. Pour $M = -19.5$, nous obtenons

$$h_0^{SNIa} = (60 \pm 10) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$$

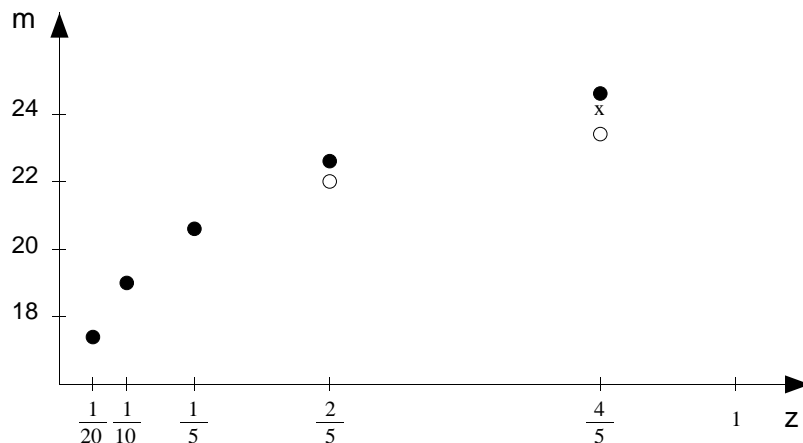
L'incertitude sur h_0 étant dominée par celle associée à la méthode de calibration de la magnitude absolue (courbes de lumière ou Céphéïdes). L'objectif de l'équipe de Perlmutter était de mesurer la magnitude de supernovae situées à très grandes distances ($0.3 \leq z \leq 0.8$) afin d'en extraire le paramètre de décélération. Le premier résultat diffusé en 1998 allait faire l'effet d'une bombe :

$$\boxed{q_0^{(SNIa)} < 0} \quad (2)$$

soit une accélération car les magnitudes mesurées s'avèrent systématiquement plus élevées que celles attendues d'un espace dont l'expansion serait freinée par l'attraction gravitationnelle, c'est-à-dire

$$\boxed{q_0^{(grav.)} > 0} \quad (3)$$

Le résultat détaillé des premières mesures est donné dans la référence [4]. Notre objectif principal étant de mettre en évidence les ordres de grandeur, nous nous contenterons ici de schématiser le diagramme $z - m$ observé, par analogie avec la variation logarithmique de la clarté en fonction du temps lors d'une éclipse totale :



Lorsque le facteur de redshift z , qui mesure l'intensité lumineuse, passe successivement de 0.05 à 0.1 puis de 0.1 à 0.2, la magnitude apparente m des supernovae augmente à chaque fois de la même quantité :

$$\Delta m = 5 \log_{10} 2 \simeq 1.5.$$

Par contre, pour des z plus grands, cette loi logarithmique est manifestement violée. En effet, m augmente alors approximativement de 2 unités lorsque z passe de 0.2 à 0.4 et de 0.4 à 0.8. (Les cercles vides indiquent la magnitude prédite par une loi strictement logarithmique). Rappelons cependant que cette tendance est déjà présente lorsque l'action de la gravitation est négligée : pour illustration, la croix en $z = 0.8$ indique la magnitude prédite par la Relativité Restreinte.

Au vu des relations théoriques (1) et (3), toute interprétation physique de la relation empirique (2) nécessite une analyse plus complète des modèles d'Univers pouvant en principe émerger dans le cadre d'une théorie relativiste pour la gravitation.

2. Accélération et constante cosmologique

En Relativité Générale, géométrie et matière sont intimement liées. Or le principe cosmologique contraint la distribution spatiale de la matière à un instant donné. Par conséquent, ce principe impose également des conditions sur la géométrie spatiale de notre Univers. Si nous négligeons la contribution des particules relativistes (photons, neutrinos), les équations de Friedmann-Lemaître qui en résultent s'écrivent

$$\begin{aligned} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} &= \frac{\kappa\rho}{3} + \frac{\Lambda c^2}{3} \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= -\frac{\kappa\rho}{6} + \frac{\Lambda c^2}{3} \end{aligned} \quad (\kappa \equiv 8\pi G)$$

avec $a(\tau)$, le facteur d'échelle fonction du temps propre τ naturellement associé à tout observateur. Ces équations relient directement la densité moyenne de matière caractérisée par

$$\rho(\tau)a^3(\tau) = \rho_0 a_0^3 \geq 0$$

à la géométrie ($k = \pm 1, 0$) de notre espace dans la limite où la constante cosmologique Λ , introduite par Einstein pour préserver un Univers statique $a(\tau) = a_0$, est supposée nulle. Le modèle très particulier $\rho = \Lambda = 0$

avec $a(\tau)$ proportionnel à τ coïncide bien avec l'Univers totalement vide propre à la Relativité Restreinte.

L'utilisation des variables sans dimensions

$$\begin{aligned} t &= h_0(\tau - \tau_0) \\ r &= \frac{a}{a_0} = (1+z)^{-1} \end{aligned}$$

réduit formellement la dynamique des équations de Friedmann-Lemaître au bilan d'énergie suivant

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + V(r) = -\frac{1}{2} \frac{kc^2}{h_0^2 a_0^2} \equiv E$$

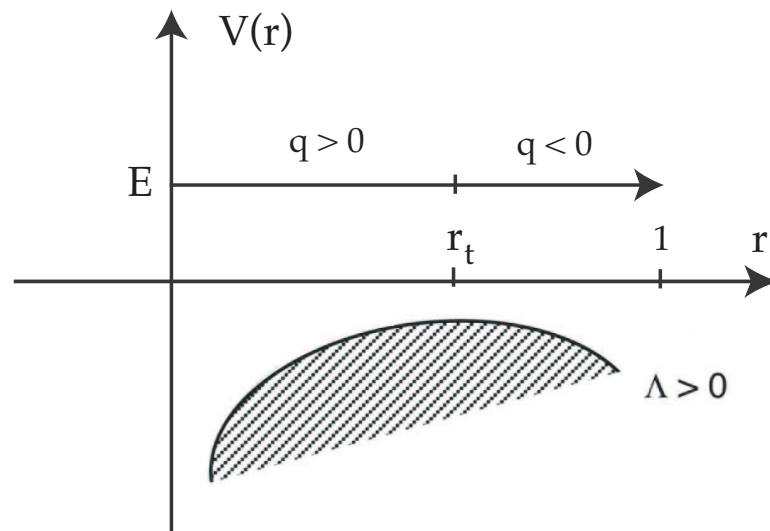
pour une particule de masse unité se propageant dans un espace unidimensionnel sous l'influence d'une force dérivant du potentiel :

$$V(r) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_M}{r} + \Omega_\Lambda r^2 \right)$$

défini par les coefficients

$$\begin{aligned} \Omega_M &= \frac{\kappa \rho_0}{3h_0^2} \\ \Omega_\Lambda &= \frac{\Lambda c^2}{3h_0^2} \end{aligned}$$

Pour $\Lambda > 0$, ce potentiel admet un maximum en $r_t \equiv (\Omega_M/2\Omega_\Lambda)^{1/3}$ tel que la particule en mouvement subit une décélération ($q > 0$) suivie d'une accélération ($q < 0$) lorsque l'énergie totale est positive ($k = -1$) ou nulle ($k = 0$).



Par contre, si $\Lambda = 0$, cette transition disparaît et la dynamique régie par un potentiel purement Newtonien est analogue à celle du lancement d'une fusée. Par conséquent, la densité de matière dans l'Univers détermine la vitesse de libération requise pour que l'espace échappe définitivement à l'attraction gravitationnelle, établissant ainsi un rapport univoque entre géométrie et destinée :

$$\begin{aligned} \Omega_M > 1 \quad (k = +1) & : \text{ espace fermé} & \longleftrightarrow & \text{ recontraction finale} \\ \Omega_M < 1 \quad (k = -1) & : \text{ espace ouvert} & \longleftrightarrow & \text{ expansion éternelle} \end{aligned}$$

avec

$$\rho_0^c \equiv 3 \frac{h_0^2}{\kappa} \approx 5 \text{ atomes } H/m^3,$$

la densité critique conventionnellement associée à un espace plat ($k = 0$) uniquement constitué de matière sous forme d'Hydrogène. Cette propriété remarquable est manifestement perdue dès que nous introduisons une constante cosmologique positive. Dans ce cas, l'expansion éternelle d'un espace fermé ne peut être exclue, et *notre destinée n'est plus seulement une question de géométrie!*

Les équations de Friedmann-Lemaître étant valables en tout temps, elles peuvent s'exprimer en termes de la constante de Hubble h_0 et du paramètre de décélération q_0 mesurés aujourd'hui. Nous obtenons alors les relations

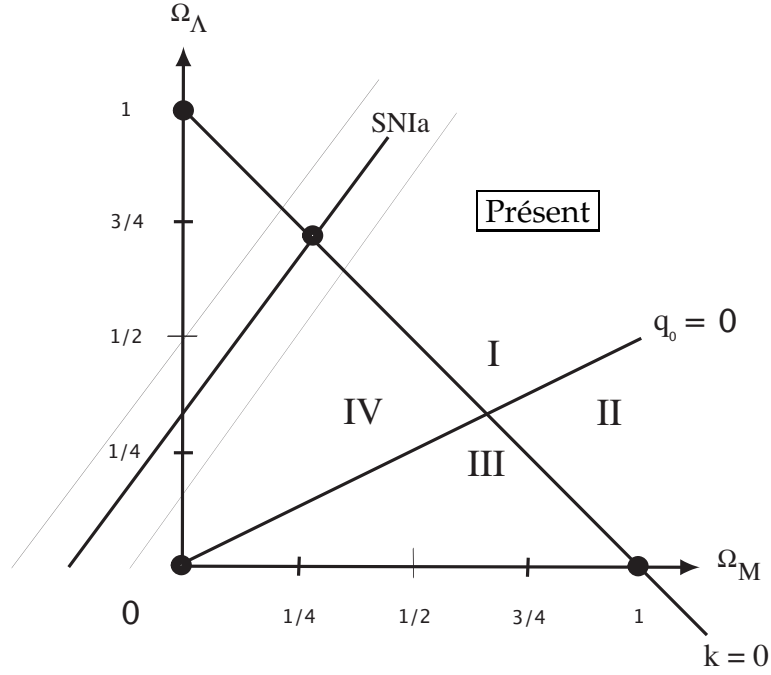
$$\begin{aligned} 1 + \frac{kc^2}{h_0^2 a_0^2} &= \Omega_M + \Omega_\Lambda \\ q_0^{(RG)} &= \frac{1}{2} \Omega_M - \Omega_\Lambda \end{aligned}$$

avec

$$\boxed{q_0^{(RG)} < 0 \quad \text{ssi} \quad \Omega_\Lambda > \frac{1}{2} \Omega_M} \quad (4)$$

Par conséquent, le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ représenté ci-dessous met en exergue :

- l'espace vide (à l'origine) ;
- les espaces plats (la droite $k = 0$) ;
- les espaces sans accélération (la droite $q_0 = 0$).



Il illustre ainsi les différentes évolutions possibles de notre Univers *présent* : dans le sens horloger nous avons respectivement un espace fermé accéléré, fermé décéléré, ouvert décéléré et ouvert accéléré.

En 1999, S. Perlmutter [5] présente le nouveau résultat de ses observations directement en termes des paramètres Ω_M et Ω_Λ plutôt que de q_0 car des distances allant jusqu'à $z = \mathcal{O}(1)$ sont sondées et un développement en z de la magnitude apparente n'est donc plus autorisé. Il obtient

$$(0.8\Omega_M - 0.6\Omega_\Lambda)^{SN Ia} = -0.2 \pm 0.1$$

comme bande permise dans le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$, alors qu'un Univers vide ($\Omega_M = 0, \Omega_\Lambda = 0$), de matière ($\Omega_M = 1, \Omega_\Lambda = 0$) et de constante cosmologique ($\Omega_M = 0, \Omega_\Lambda = 1$) donnent respectivement 0, +0.8 et -0.6 pour cette combinaison linéaire. L'évidence d'une accélération de l'expansion de l'Univers sur *seule* base des supernovae lointaines n'était donc pas très forte à l'époque. En particulier, l'Univers vide décrit par la Relativité Restreinte n'était exclu qu'au niveau de 2σ ! Aujourd'hui les observations de supernovae combinées à celles plus récentes du bruit de fond cosmique (*CMB*, pour Cosmic Microwave Background) privilégiant un espace plat, i.e.,

$$(\Omega_M + \Omega_\Lambda)^{CMB} \approx 1,$$

impliquent

$$\Omega_{\Lambda}^{SNIa+CMB} = 0.72 \pm 0.02$$

de telle sorte que cet Univers vide n'est plus un modèle cosmologique viable. Néanmoins, il reste intéressant au niveau heuristique...

Dans notre analogie formelle avec une particule sous l'effet d'un potentiel $V(r)$, la constante cosmologique positive est associée à une *force répulsive* qui prend définitivement le pas sur la gravitation lorsque $r > r_t \simeq 0.6$, ou encore $z < 0.7$. Nous allons voir que cette constante cosmologique qui étire l'espace à une vitesse quasiment double de celle de libération ($\Omega_M \simeq 1/4$) peut également être interprétée comme un fluide cosmique de *pression négative*.

3. Vides et énergie sombre

Les vitesses relatives des étoiles étant beaucoup plus petites que la vitesse de la lumière, Einstein avait introduit une constante cosmologique précisément ajustée pour préserver le caractère statique apparent.

Aujourd'hui nous savons que les galaxies lointaines ont une vitesse relative qui croît avec la distance. Mais, contrairement à Einstein, nous ne pouvons plus affirmer que *s'il n'y a pas de monde quasi-statique, alors, au diable la constante cosmologique*. En effet, dans l'approche moderne de la physique des interactions fondamentales, les équations tensorielles de la Relativité Générale

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{\kappa}{c^4}T_{\mu\nu}$$

se dérivent directement de la variation par rapport au champ métrique $g_{\mu\nu}$ de l'action *classique*

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ -\frac{c^4}{2\kappa}(R + 2\Lambda) + \mathcal{L} \right\}.$$

La densité de Lagrange \mathcal{L} décrit les interactions fondamentales fortes et électrofaibles qui agissent sur les constituants élémentaires de la matière, les quarks et les leptons. Dès lors, le tenseur énergie-moment se décompose en deux parties distinctes

$$T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}^{\text{fort}} + T_{\mu\nu}^{\text{électrofaible}}.$$

Par définition, l'énergie du vide est perçue de la même manière par tout observateur inertiel. L'invariance sous les transformations de Lorentz requiert donc

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle = \langle \rho \rangle c^2 \eta_{\mu\nu}.$$

Pour un observateur situé dans un repère quelconque, cette relation devient

$$\langle T_{\mu\nu} \rangle = \langle \rho \rangle c^2 g_{\mu\nu}.$$

Par conséquent toute densité d'énergie du vide $\langle \rho \rangle$, tant au niveau classique qu'au niveau quantique, se comporte comme une constante cosmologique de sorte que les astrophysiciens mesurent en réalité la combinaison

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{\kappa} + \langle \rho^{\text{fort}} \rangle + \langle \rho^{\text{électrofaible}} \rangle.$$

Cette densité d'énergie constante peut de fait être associée à un fluide de pression négative car une expansion adiabatique implique la relation thermodynamique $dE + pdV = 0$, soit ici

$$p_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2 < 0.$$

Nous avons vu comment les observations récentes de supernovae lointaines mettent en évidence une constante cosmologique effective non nulle :

$$\rho_\Lambda \approx 0.72 \rho_0^c \approx (0.002 \text{ eV})^4$$

si nous travaillons dans les unités naturelles $\hbar = c = 1$ telles que $m_H \approx 1 \text{ GeV} \approx 5 \text{ fermi}^{-1}$. D'autre part, les densités d'énergie du vide associées aux interactions fortes et électrofaibles

$$\begin{aligned} \langle \rho^{\text{fort}} \rangle &\approx (1 \text{ GeV})^4 \\ \langle \rho^{\text{électrofaible}} \rangle &\approx (100 \text{ GeV})^4 \end{aligned}$$

sont respectivement générées par brisure spontanée de la symétrie chirale $SU(3)_L \times SU(3)_R$ (responsable de la masse du proton et du neutron) et de la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)$ (responsable de la masse des bosons W^\pm et Z^0). Les 55 ordres de grandeur séparant ainsi l'astrophysique de la microphysique des particules élémentaires constituent *le problème de la constante cosmologique*. Un tel ajustement fin de la constante géométrique Λ est inacceptable du point de vue théorique.

Alors qu'il subsistait un espoir d'annuler la densité effective ρ_Λ à l'aide d'une symétrie nouvelle au niveau des interactions fondamentales, une valeur petite mais non nulle de celle-ci est incompréhensible.

En suggérant l'existence d'une « *énergie sombre* », les mesures de Perlmutter n'ont donc fait qu'exacerber ce problème. Par contre, elles ont éliminé la crise latente de l'âge de l'Univers. Dans notre analogie avec la dynamique d'une particule se propageant dans un potentiel, l'intégration de la première équation de Friedmann-Lemaître implique en effet

$$h_0(\tau_0 - \tau) = \int_r^1 \frac{dr}{\sqrt{2(E - V)}}.$$

Pour r au voisinage de 1, cette intégrale redonne bien la relation approximative entre $h_0(\tau_0 - \tau)$ et le facteur de redshift z , en présence d'une décélération q_0 . D'autre part, dans la limite où r tend vers 0, elle permet de relier l'âge de l'Univers τ_0 à l'inverse de la constante de Hubble h_0 :

$$\tau_0 = h_0^{-1} \int_0^1 \frac{r^{1/2} dr}{\{\Omega_M + (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda)r + \Omega_\Lambda r^3\}^{1/2}}$$

quel que soit l'espace $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ considéré. En particulier, l'âge de l'espace ouvert $(0, 0)$ d'énergie potentielle V nulle vaut

$$\tau_0 = h_0^{-1}$$

en parfait accord avec la Relativité Restreinte. Par ailleurs, tout espace plat $(1 - \Omega_\Lambda, \Omega_\Lambda)$ d'énergie totale E nulle satisfait la relation exacte

$$\begin{aligned} \tau_0 &= \frac{1}{3} \Omega_\Lambda^{-1/2} \ln \left\{ \frac{1 + \Omega_\Lambda^{1/2}}{1 - \Omega_\Lambda^{1/2}} \right\} h_0^{-1} \\ &= \frac{2}{3} h_0^{-1} && \text{si } \Omega_\Lambda = 0 \quad (\Omega_M = 1) \\ &= h_0^{-1} && \text{si } \Omega_\Lambda = 0.74 \quad (\Omega_M = 0.26) \\ &= \infty && \text{si } \Omega_\Lambda = 1 \quad (\Omega_M = 0). \end{aligned}$$

Les observations de supernovae combinées à celles du bruit de fond cosmique donnent :

$$\begin{aligned} h_0^{SNIa+CMB} &= (70 \pm 2) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \\ &\simeq (14 \cdot 10^9 \text{ années})^{-1}. \end{aligned}$$

Par conséquent, l'observation d'une accélération de l'expansion de l'Univers implique que son âge avoisine quatorze milliards d'années.

La mise en évidence d'une constante cosmologique non nulle a donc aidé à résoudre une possible crise du modèle standard $(1, 0)$ confronté à l'observation d'étoiles vieilles de quelque dix milliards d'années. Il est toutefois utile de rappeler que Georges Lemaître était un fervent supporter d'une constante cosmologique positive. En effet, la valeur de h_0 qu'il fut le premier à extraire dès 1927 sur base des mesures de vitesses (Slipher) et des distances (Hubble) tournait autour de 600 kilomètres par seconde et par mégaparsec, et suggérait donc un Univers nettement plus jeune que notre Soleil en l'absence de constante cosmologique !

Notons que la densité de matière ρ décroît avec le temps comme $a^{-3}(\tau)$ alors que la densité d'énergie sombre proportionnelle à Λ est, quant à elle, constante dans le temps. Par conséquent, l'expansion accélérée de l'Univers présent compense précisément l'expansion décélérée qu'il a subi durant la première moitié de sa vie, de sorte que nous avons aujourd'hui

$$\tau_0 \approx h_0^{-1}.$$

Cette coïncidence numérique interpelle. S'agit-il d'un simple hasard, d'une nécessité pour que la vie puisse exister ou l'indication d'une nouvelle physique fondamentale ? À ce stade, il est cependant utile de rappeler que la coïncidence astronomique

$$\frac{\text{distance Terre-Soleil}}{\text{distance Terre-Lune}} \approx \frac{\text{diamètre Soleil}}{\text{diamètre Lune}}$$

qui fait que le disque lunaire recouvrait parfaitement le disque solaire lors de la dernière éclipse semble bien le fruit du hasard...

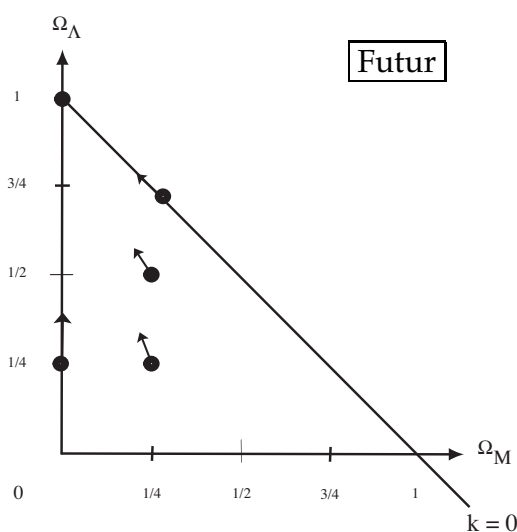
Conclusion

La mise en évidence d'une expansion accélérée de l'Univers par S. Perlmutter, B. Schmidt et A. Riess marquera à tout jamais l'histoire de la cosmologie moderne.

D'un point de vue théorique, la mesure d'une constante cosmologique non nulle constitue la plus grande énigme de la physique astroparticulaire qui se développe depuis peu. Celle-ci en est à ses premiers

balbutiements et nous réserve sans doute encore d'autres surprises (nature de la matière sombre, origine de l'asymétrie matière-antimatière, etc.).

D'un point de vue observationnel, si la constante Λ est strictement positive dans le cadre de la Relativité Générale, la dynamique de tout espace ouvert ou plat sera, dans le *futur*, progressivement dominée par une énergie sombre. L'Univers sans matière (0,1) de de Sitter constitue donc un véritable attracteur dans le plan $\Omega_M - \Omega_\Lambda$



Notre capacité à étudier l'évolution des structures à grande échelle va dès lors diminuer avec le temps car les sources lumineuses lointaines actuellement observables disparaîtront rapidement dans le noir de la nuit . . .

Références bibliographiques

- [1] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2011/
- [2] <http://supernova.lbl.gov/>
- [3] « Le noir de la nuit », E. Harrison (Ed. Seuil).
- [4] « Cosmology from type Ia Supernovae », poster présenté par l'équipe de S. Perlmutter à la réunion de la Société Américaine d'Astronomie de janvier 1998 et disponible dans [2] ; pour une présentation illustrée en français, voir par exemple le dossier sur « La révolution cosmologique » (Pour la Science, mars 1999).
- [5] S. Perlmutter et al., « Measurements of Ω and Λ from 42 high redshift supernovae », *Astrophys. J.* 517, 565-586 (1999).