

Cosmologie sans Big Bang ni matière noire

ou

Gravitation cosmique : base de la lumière fatiguée et de MOND

Peter Wolff

Adresse : wolff@wolff.ch —Deutscher Originaltext : [14]

10 février 2009

Résumé

La **théorie du potentiel cosmique (TPC)** se fonde sur le principe cosmologique aboutissant à un potentiel proportionnel à r dans le sens de la cosmologie Newtonienne [6, 7, 13] qui ne correspond pas à la notion classique de potentiel [13] et qui implique une décélération cosmique qui conduit, pour sa part, à la métrique TPC (apparente) cosmique par « la fusée d'équivalence » d'Einstein. Il en résulte une relation luminosité/décalage vers le rouge qui décrit bien les observations. On obtient, en outre, dans la partie extérieure des galaxies spirales à peu près les mêmes résultats qu'avec l'approche MOND (Milgrom) sans matière noire. À des échelles cosmiques, la TPC aboutit à un univers stationnaire dans lequel la lumière des étoiles est décalée vers le rouge (fatiguée) et additionnellement thermalisée vers le fond diffus cosmologique.

Abstract

Cosmology without Big Bang and Dark Matter

or

World Gravitation : Base of Tired Light and MOND

The **world potential theory (WPT)** is based on the cosmological principle resulting in a gravitational world potential in the sense of Newtonian cosmology [6, 7, 13] not corresponding to the classical potential notion [13]. His source is the massshell with density ρ , assumed as actually infinite and not directly observable, surrounding the observable part of the universe and simulating an effective center of gravity at the respective residence point of a test particle. This potential is proportional to r (not r^2) which results in the world deceleration $-Hc f(\beta)$ with $f(0) = 0$ and $f(1) = 1$ that defines an absolute rest system. For light this deceleration is constant and leads by means of Einstein's "equivalence rocket" with Rindler metric to the cosmological, light- and test particle-relative (feigned) WPT metric with a (true) "background" flat-spacetime, what should reduce strongly the problems between gravity and quantum mechanics. In cosmology results a luminosity/redshift relation (together with the cosmic time dilation), corresponding to the Friedmann-Lemaître model of an hyperbolic empty universe, that fits the observations well, although it depends only on one easily free parameter, the Hubble constant $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}G\rho}$. Further, under plausible assumptions about the insertion of the world acceleration into celestial mechanics, in the outer region of spiral galaxies one obtains the same results as with Milgrom's MOND approach without Dark Matter, and a little speculatively one obtains also Pioneers' anomaly. On cosmic scales the WPT results in a stable static universe, in which starlight is being redshifted (tired) and additionally thermalised to the Cosmic Microwave Background radiation.

Key-words: Cosmology; Gravitation; MOND; Redshift; Tired Light; Cosmic Microwave Background; Dark Matter

Mots-clés : Cosmologie; Gravitation; MOND; Décalage vers le rouge; Lumière fatiguée; Fond diffus cosmologique; Matière noire

1 Introduction

Peu de temps déjà après la découverte du décalage cosmologique vers le rouge par Lemaître, Wirtz et Hubble il y a environ 80 ans, l'expansion de l'univers a été considérée comme empiriquement sûre même si des astronomes de renom tels que Zwicky ont très tôt exprimé des doutes [1]. Cependant, personne n'avait jusqu'ici été en mesure d'avancer d'autres explications à la fois physiquement plausibles et quantitativement satisfaisantes. Or, l'hypothèse de l'expansion, à l'origine encore très convaincante en raison de sa simplicité, perd depuis environ 20 ans de plus en plus en force de persuasion puisqu'elle est tributaire, avec l'inflation, la matière noire non baryonique et l'énergie noire, d'hypothèses auxiliaires de plus en plus « spéculatives » et basées sur une physique incertaine. Les hypothèses qui, par principe, peuvent expliquer **tous** les phénomènes ne peuvent justement au final plus rien expliquer du tout, comme Poincaré l'a indiqué dès 1902 dans le contexte de l'éther. Depuis la découverte des courbes de rotation plates dans les parties extérieures des galaxies spirales, la théorie classique de la gravitation est confrontée, elle aussi, à des difficultés empiriques aux échelles galactiques, notamment depuis l'énoncé de l'approche MOND (Milgrom) au si grand succès phénoménologique [2, 9, 10, 11] et qui, en fin de compte, remet en cause le fondement de toute la cosmologie selon Friedmann et Lemaître. C'est ici que la théorie du potentiel cosmique prend le relais : le point de départ est le potentiel cosmique gravitationnel qui repose sur le principe cosmologique et suit la cosmologie newtonienne [5, 6, 7], tout en étant cependant proportionnel à r (au lieu de r^2) et dont il résulte une accélération cosmique et dissipative $Hc f(\beta)$ où $\beta = v/c$, $f(0) = 0$ et $f(1) = 1$ et qui définit un référentiel au repos absolu. L'accélération cosmique constante pour la lumière $-Hc$ conduit, par le biais de la fusée d'équivalence d'Einstein, à la formulation métrique de la TPC avec les résultats importants :

1. La relation théorique entre la luminosité et le décalage vers le rouge pour les données des supernovae Ia correspond bien aux observations (sections 2 et 3) bien qu'elle ne dépende que de la constante de Hubble liée, pour sa part, à la densité moyenne ρ_∞ de l'univers.
2. Le décalage gravitationnel vers le rouge (Pound-Rebka) est « la fatigue de la lumière » (y compris l'effet de ralentissement temporel) supposée et recherchée par beaucoup et grâce à laquelle le fond diffus cosmologique peut être expliqué comme lumière des étoiles décalée vers le rouge et additionnellement thermalisée.
3. En se basant sur des hypothèses physiquement plausibles relatives à la prise en compte de la décélération cosmique dans la mécanique céleste classique, on obtient, dans la partie extérieure des systèmes à rotation stable (galaxies spirales), les mêmes résultats qu'avec l'approche MOND (Milgrom) sans matière noire.

C'est pourquoi la TPC ne nécessite ni Big Bang, ni énergie noire, ni matière noire non baryonique. Le début de la TPC est toutefois marqué par la question suivante : comment la gravitation locale bien connue de Newton et de Kepler doit-elle impérativement se manifester dans un univers effectivement infini et homogène/isotrope ? La réponse à y donner est justement qu'elle se manifeste pour les corps témoins comme une force de freinage cosmique indépendante de la position et associée au potentiel cosmique correspondant proportionnel à r (section 5 et [13]). Il en résulte cependant que la gravité adaptée à un univers effectivement infini est responsable du décalage spectral cosmologique, mais aussi (de manière légèrement moins évidente) de la dynamique des galaxies et des amas. Afin de faciliter l'accès à ces idées aujourd'hui assez inhabituelles, nous nous proposons de procéder par induction. Nous commencerons donc par la comparaison quantitative de la prévision de la TPC associée à la relation observée entre la luminosité et le décalage vers le rouge des supernovae de type Ia (section 2), pour ne déduire qu'ensuite la métrique cosmique à partir de l'accélération cosmique, constante pour lumière, et de la fusée d'équivalence avec la métrique de Rindler (section 3 et [13]). Il s'ensuivra enfin une courte introduction physique à la théorie du potentiel cosmique et, de là, l'accès TPC à la dynamique des galaxies spirales « à la manière de MOND » (section 5).

2 Le décalage vers le rouge dans la théorie du Big Bang et du potentiel cosmique

La comparaison se base sur les données des supernovae issues de « The Supernova Legacy Survey : Measurement of Ω_m, Ω_Λ and w from the First Year Data Set » [3]. Les figures 1 et 2 ci-dessous se rapprochent de la figure 4 disponible à la page 11 de cette référence. La courbe en tirets correspond à un modèle où $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ comme dans le travail cité ; les données de mesure ne peuvent pas être adaptées de manière satisfaisante à cette courbe. C'est pourquoi Ω_Λ , la constante cosmologique, ne peut pas être égale à 0 dans le cadre du modèle de concordance.

La prévision de la théorie du potentiel cosmique (voir section 3) correspond parfaitement à la prévision du modèle cosmologique de Friedmann-Lemaître pour un univers hyperbolique vide où $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$ ce qui, du point de vue de la théorie standard, est par conséquent une modélisation non admissible et irrecevable qui correspond au modèle de Milne de 1932. Les figures 1 (Comparaison sans correction heuristique des luminosités absolues) et 2 (Comparaison avec correction heuristique des luminosités absolues) montrent cependant qu'il est possible de décrire correctement les données d'observation non seulement avec le modèle de concordance, mais aussi avec le modèle du potentiel cosmique.

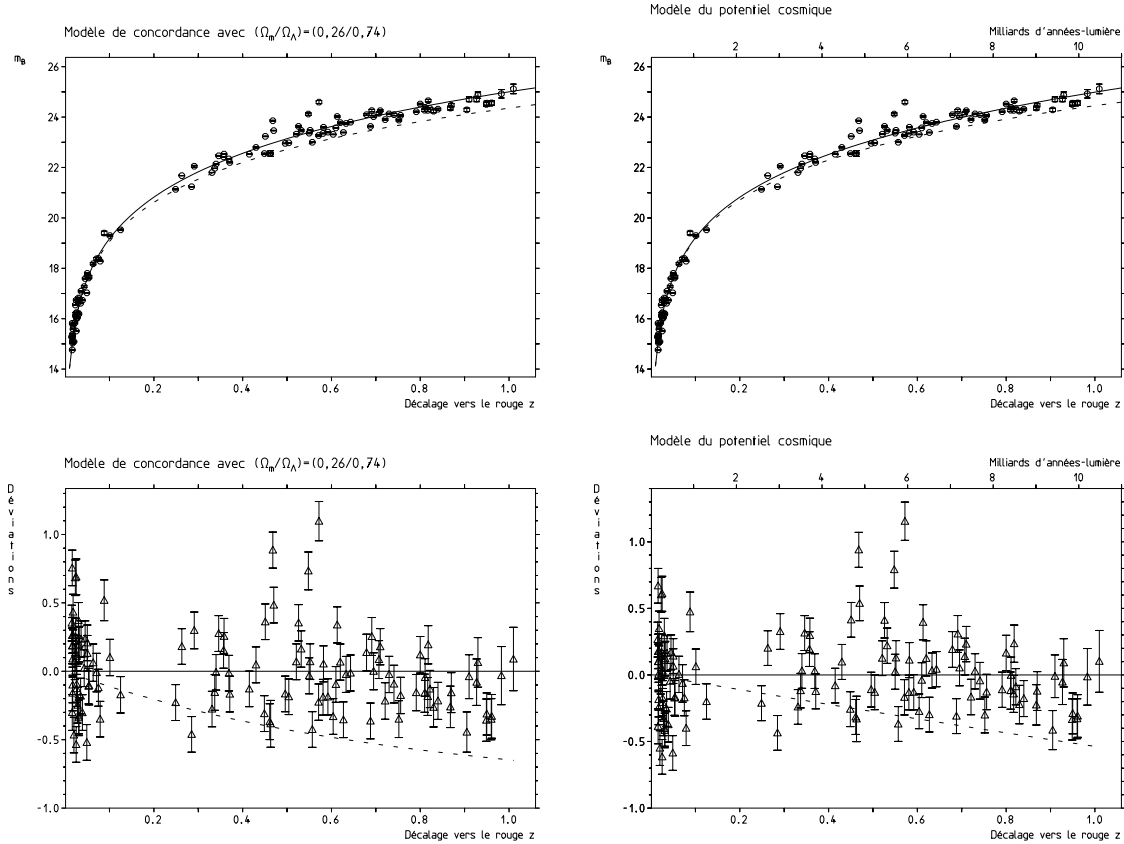


FIGURE 1 – **Comparaison sans correction heuristique des luminosités absolues** : d'après cette évaluation, le modèle du potentiel cosmique est parfaitement équivalent au modèle standard pour un cosmos plat malgré le paramètre supplémentaire du modèle de concordance. m_B est, en substance, la magnitude apparente.

Les deux représentations de gauche sur la figure 2 correspondent exactement à la figure 4 de la page 11 de la référence [3] citée plus haut, exception faite des deux « observations aberrantes », la référence présentant une évaluation très soignée des mesures. J'ai utilisé ici les tableaux de données 8 et 9 de ladite référence. J'ai basé mon travail sur m^*_B pour les données de comparaison non corrigées de l'effet de bleu et de l'effet du ralentissement et sur μ_B pour les données corrigées. m^*_B est, en substance, la magnitude apparente et μ_B un estimateur de la distance. m^*_B et μ_B sont expliqués en détail aux pages 9 et 10 de la référence [3]. Les deux représentations inférieures montrent les déviations des points d'observation par rapport aux deux courbes théoriques.

Les compilations récentes de données de mesure d'Adam G. Riess et al., où les z sont élevés, sont également compatibles avec la courbe théorique de la TPC où $\chi^2 = 164$ pour 184 séries de mesure ([4], tableau 4, page 49).

En résumé, il est impossible d'affirmer que ces données permettent de confirmer la constante cosmologique, ces mesures pouvant être correctement décrites sans aucune constante cosmologique par la théorie du potentiel cosmique où Ω_m resp. la densité de l'univers ρ_∞ détermine seulement la valeur de la constante de Hubble H .

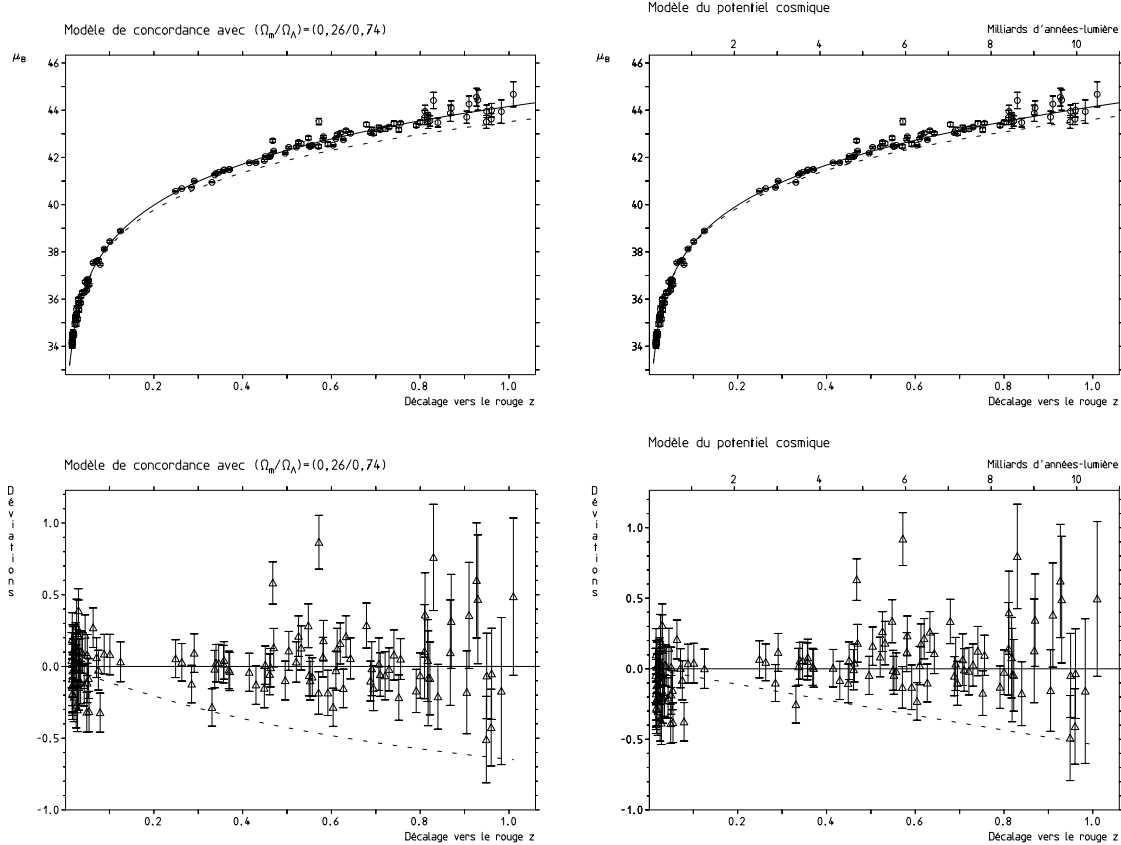


Figure 2 : **Comparaison avec correction heuristique des luminosités absolues** : dans cette évaluation, qui prend en considération les influences heuristiques de la luminosité absolue des supernovae Ia sur la vitesse d'explosion et la couleur, la situation (notamment à z très petits) pour le modèle de concordance semble légèrement meilleure que pour la prévision de la TPC. Cependant, la différence de χ^2 des deux courbes correspond approximativement à moins de 1,5 écarts standard. Il est, de plus, nécessaire de signaler que de tels ajustements heuristiques, que l'on ne comprend pas vraiment pleinement, peuvent conduire facilement à des erreurs systématiques. Contrairement au travail cité et pour des raisons d'exhaustivité, j'ai conservé les deux « observations aberrantes », notamment parce qu'elles pourraient être des indices d'effets systématiques encore incompris.

3 De la fusée d'équivalence à la cosmologie TPC et au décalage cosmique vers le rouge

Le point de départ est l'accélération cosmique constante et dissipative $a_{\text{lumière}} = -Hc = -\frac{dV}{dr}$ où $V_{\text{lumière}} = Hc r$ (section 5) qui, selon la TPC, agit de façon dominante sur tous les rayons lumineux qui, sur leurs trajectoires cosmiques par l'espace (presque) vide, nous atteignent à l'état (presque) intact. Ils doivent toutefois se déplacer contre un champ gravifique constant, ce qui permet d'utiliser le principe d'équivalence d'Einstein énoncé en 1907 et selon lequel un champ gravifique constant peut être simulé par une fusée à accélération constante dans un référentiel inertiel universel (système r/t avec la métrique de Minkowski). Ainsi, la relativité restreinte (RR) conduit, à elle seule, à la métrique de Rindler [13] dans le référentiel de la fusée R/T en formulant le lien entre les coordonnées r/t et R/T , en particulier le lien important entre t et T ([5], page 841) :

$$t = \frac{1}{H} \sinh(H T) \quad \text{avec la constante de Hubble } H \text{ et le temps de l'horloge de récepteur } T \quad (1)$$

Selon la TPC, l'émetteur (virtuel) d'un rayon lumineux considéré se trouve toujours à l'extrémité (virtuelle) de la fusée d'équivalence avec $R = 0$ et le récepteur à la pointe de la fusée avec $R > 0$; on lance la fusée avec le rayon lumineux à $t = T = 0$, et à t resp. T le rayon arrive chez le récepteur. On lit T à une horloge chez le récepteur. La métrique de Rindler dans les coordonnées R/T (avec $d\Phi = d\Theta = 0$) est maintenant, si $R_H = \frac{c}{H}$:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 \left(1 - \frac{R}{R_H}\right)^2 dT^2 - dR^2 \quad \text{d'où} \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H} \quad \text{et} \quad \frac{dR_{\text{lumière}}}{dT} = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) c \quad (2)$$

À partir de $DV = Hc DR = Hc R = V$, on obtient la métrique de Rindler dans une formulation de potentiel (DV est une « petite » différence de potentiel parcourue par le rayon lumineux entre l'émetteur et le récepteur) :

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 \left(1 - \frac{DV}{c^2}\right)^2 dT^2 - dR^2 \quad \text{d'où} \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{DV}{c^2} \quad (\text{l'expérience de Pound-Rebka}) \quad (3)$$

(2) et (3) suggèrent deux interprétations différentes de la métrique (RG signifie relativité générale) :

- A. **L'interprétation RG ou réelle de la métrique** suppose des mesures d'horloge et/ou des échelles dépendantes de la position, comme le suggère (2). Cette interprétation physicalise l'espace-temps.
- B. **L'interprétation de métrique apparente ou de potentiel** n'attribue pas les grandeurs expérimentalement accessibles à des qualités métriques de l'espace-temps – ou tout au plus de façon fictive – mais à l'influence des champs de potentiel gravifiques sur la propagation de lumière. Selon (3), des signaux de lumière subissent un décalage de fréquence (et une dilatation du temps) : l'énergie de lumière resp. d'un photon $E = h\nu$ d'après Planck (1899) et Einstein (1905) peut, selon Poincaré (1900) et Einstein de nouveau (1905), être assignée d'une masse inerte $m_{inerte} = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$, à partir de quoi on obtient la modification énergétique infinitésimale $dE = h d\nu$ de lumière (monochromatique) de fréquence ν_0 dans un champ gravifique si l'on connaît la différence de potentiel dV parcourue par la lumière :

$$dE = h d\nu = -m_{inerte} dV = -\frac{h\nu_0}{c^2} dV; \quad \text{dont il s'ensuit avec } a = -\frac{dV}{dR} \text{ ou } dV = -a dR : \\ \frac{d\nu}{\nu_0} = -dz = -\frac{dV}{c^2} = \frac{a}{c^2} dR \quad \text{et, si } a = -Hc \text{ (pour la lumière dans la TPC), il s'ensuit } dz = H \frac{dR}{c} \quad (4)$$

C'est pourquoi les horloges au repos présentent « en vérité » partout et toujours la même vitesse car des signaux de lumière (monochromatiques), qui eux-mêmes sont aussi des horloges, perdent de l'énergie en surmontant des différences de potentiel et deviennent « plus rouges ». On ne mesure ainsi pas la fréquence de l'émetteur, mais la fréquence de la lumière « fatiguée ». Parce qu'elle résulte, au final, de la considération de la fusée d'équivalence, la fatigue gravitationnelle de la lumière vaut pour toutes les transmissions d'informations avec des signaux présentant une vitesse c . La description métrique (apparente) reste toutefois très utile car elle prend la RR automatiquement en considération si l'on choisit η (métrique de Minkowski) comme la (vraie) métrique d'un « fond-espace ». Puisque l'interprétation de potentiel est basée sur la physique établie (Pound-Rebka), elle est supérieure à l'interprétation de métrique réelle, et la cosmologie TPC serait même contradictoire si l'interprétation RG de la métrique était valide.

Dans le contexte de la fusée d'équivalence, il est nécessaire de toujours différencier trois mesures du temps : la mesure de temps inertiel cosmique dt , la mesure de temps de la fusée dT de l'horloge du récepteur et la mesure de temps propre $d\tau$ de l'horloge de l'émetteur (virtuel) ou, sous un autre angle, du rayon lumineux « fatigué ». Selon l'interprétation B., les mesures de temps propre (momentanées) sont toujours aussi mesures de temps cosmique.

3.1 De la métrique de Rindler à la métrique, la durée de parcours de la lumière et la distance cosmique de TPC

Selon l'interprétation RG standard de la métrique, les horloges ne marchent « correctement » dans un potentiel en r , comme dans la TPC avec la métrique (3), que chez l'émetteur où $r = R = 0$, et où de tels potentiels disparaissent, tandis que les échelles ne sont pas influencées. Ce dernier point n'est pas correct puisque, dans la RR fondamentale ici, les mesures de longueur se basent sur la durée de parcours de la lumière (Poincaré 1905) : une contraction (dilatation) gravifique de la mesure du temps contracte (dilata) aussi la mesure (apparente) de la longueur. C'est pourquoi la vitesse de la lumière devrait rester constante, ce qui n'est pas le cas dans la métrique de Rindler (2). Afin que la vitesse de lumière reste constante dans une description métrique/de symétrie maximale, il est également nécessaire d'appliquer le facteur de multiplication de dT à dR qui, dans la métrique de Rindler, correspond encore à dr . Légèrement plus en détail : $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\tau} = \frac{dr}{\sqrt{g_{00}}dT} = c$ ou $\frac{dr}{dT} = \sqrt{g_{00}} c$ comme dans (3). Au lieu d'une vitesse de la lumière dépendante de la position $\frac{dr}{dT}$, on peut introduire un dR dépendant de la position avec $dr = \sqrt{g_{00}} dR$ d'où $\frac{dR}{dT} = c$. De cette façon, et avec $\dot{R} = 0$, on obtient de (2) **la métrique TPC** avec symétrie cosmique où « $\frac{d\tau}{dT}$ -Pound-Rebka » reste inchangé, de même que le lien important entre t et T (1) :

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{d'où} \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H} \quad \text{et} \quad \frac{dR_{lumière}}{dT} = c \quad (5)$$

Et seulement parce que R désigne la distance (apparente) entre l'émetteur et le récepteur, et non la distance jusqu'à un centre de gravité absolument connu, cette métrique est de symétrie maximale. Dans [13], on expose

physiquement aussi la métrique de Schwarzschild sans aide de RG, de façon similaire à la métrique TPC ici. R et T – aussi bien que r et t – sont « seulement » directement et (presque) véritablement mesurables dans un environnement « largement local » de l’observateur, tandis que τ indique la durée propre de parcours de la lumière indiquée et « additionnée » par l’horloge de rayon lumineux, p. ex. un court rayon lumineux. Observons maintenant plus en détail un tel rayon lumineux monochromatique qui, avec sa fréquence inverse, représente une horloge : ν_E est la fréquence mesurée chez le récepteur et ν_S celle mesurée directement à l’émetteur ou à un point arbitraire – auprès d’un émetteur virtuel – du rayon lumineux sur son parcours jusqu’au récepteur. En raison de $\frac{d\tau}{dT} = \frac{\nu_E}{\nu_S}$ et $z = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$, on obtient de (5) le décalage vers le rouge $z = \frac{1}{1 - \frac{R}{R_H}} - 1 = \frac{\frac{R}{R_H}}{1 - \frac{R}{R_H}}$ et pour $\frac{R}{R_H} = \frac{H R}{c} \ll 1$ la loi de Hubble $c z \sim v \sim H R$. Parce que R et T – à part pour des « petites » valeurs – ne sont pas directement observables, mais seulement z , nous exprimons $R (= c T)$ et $dR (= c dT)$ par z et dz :

$$R = R_H \frac{z}{1+z} \quad \text{ou} \quad 1 - \frac{R}{R_H} = \frac{1}{1+z} \quad \text{et de (4)b avec } \frac{dR}{c} = dT \text{ on obtient } dT = \frac{dz}{H} \quad (6)$$

$d\tau$ et dT ont ici deux significations différentes : ils représentent, d’une part, des mesures de temps infinitésimales et, d’autre part, un intervalle infinitésimal de temps du rayon lumineux sur le parcours entre l’émetteur et le récepteur ; des mesures infinitésimales de temps peuvent servir aussi comme des intervalles infinitésimales de temps dont il est fait usage dans (6)c. Dans (6)c, dz correspond en effet au changement infinitésimal de z lorsque la lumière parcourt la différence infinitésimale de potentiel $dV = Hc dR$ pendant une période de temps infinitésimale dT (resp. $d\tau = dt$). De cette façon et compte tenu de (6), on obtient, par une intégration de (5)b, la durée (propre) de parcours de lumière τ_l mesurée avec une horloge de rayon lumineux entre l’émetteur et le récepteur lorsque le décalage de fréquence connu et total entre l’émetteur et le récepteur est z :

$$d\tau = \sqrt{g_{00}} dT = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) dT = \frac{1}{1+z} dT = \frac{1}{1+z} \frac{dz}{H} \quad \text{d'où} \quad \tau_l(z) = \frac{\ln(1+z)}{H} \quad (7)$$

τ_l est la durée propre de parcours de la lumière dans le temps T de l’horloge du récepteur. La relation entre le temps cosmique t et le temps apparent T est $t = \frac{1}{H} \sinh(H T)$ de (1). En remplaçant T par $\tau_l(z)$, on obtient la (vraie) durée cosmique inertielle de parcours de la lumière $t_l(z)$ avec la (vraie) distance TPC de l’émetteur $D_l(z)$:

$$t_l(z) = \frac{\sinh(\ln(1+z))}{H} \quad \text{et} \quad D_l(z) = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad \text{où} \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho \quad (8)$$

D_l est dans la TPC la distance euclidienne de parcours de la lumière et, dans la cosmologie standard, la distance métrique dans un univers hyperbolique vide avec $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$ (p. ex. [8], page 493), correspondant au modèle de Milne qui décrit bien les observations (section 2). On obtient H de la correspondance de la cosmologie TPC avec $\rho \rightarrow 0$ à la cosmologie euclidienne de Friedmann-Lemaître avec $\Lambda = 0$, $t \rightarrow \infty$ et $\Omega_m \rightarrow 0$.

4 Le fond diffus cosmologique dans la TPC

Dans le cadre de la TPC, le fond diffus cosmologique est (formulé de manière fortement simplifiée) la lumière des étoiles fatiguée ou rougie gravitationnellement (Pound/Rebka) qui est thermalisée additionnellement sur son trajet car, dans un univers statique, il y a toujours assez de temps pour une thermalisation du corps noir et le libre parcours moyen est suffisamment grand, mesuré aux structures locales, de sorte que ces structures sont très bien « équilibrées », ce qui doit conduire à une grande homogénéité du fond diffus cosmologique. La distance jusqu’à la surface de dernière diffusion (dans une analogie à la cosmologie standard) devient alors, pour tout observateur, la distance à laquelle les disques des étoiles agrandis massivement par la diffusion commencent à se chevaucher. Cela signifie toutefois que la surface de dernière diffusion n’est qu’un effet de la propagation (diffusante) de la lumière. Parce que la métrique (5) est conformément plate, comme toute métrique avec symétrie maximale ou cosmique, un spectre de corps noir demeure dans la TPC, à jamais, un spectre du corps noir, si c’est le cas à un moment t donné, ce qui n’est pas le cas dans d’autres théories de lumière fatiguée. Dans le cadre de la théorie standard, t est le temps universel de Friedmann passé depuis le Big Bang tandis que, dans la TPC, t représente seulement le temps de parcours de la lumière depuis que la lumière a quitté la surface de dernière diffusion laquelle, dans les deux cas, fixe absolument la température du rayonnement du corps noir à plusieurs 1000 kelvins à l’endroit de la surface de dernière diffusion, une fois par la température de la recombinaison du plasma de Big Bang et une fois (de manière légèrement simplifiée) par la température moyenne de la surface des étoiles. Une quantification plus exacte dans la TPC sera seulement possible après l’élaboration d’une thermodynamique pour un univers effectivement infini et stationnaire en considération du décalage vers le rouge cosmique.

5 Abrégé de la théorie du potentiel cosmique (TPC)

5.1 Remarque préliminaire sur l'état actuel de la théorie du potentiel cosmique

La cosmologie TPC est une théorie (apparemment) métrique s'appuyant sur la supposition du principe cosmologique et d'une coquille des masses effectivement infinie qui simule aux particules témoins un centre de gravité à leur point de séjour respectif et momentané (5.2 et [13]). La TPC avec des termes supplémentaires (de la coquille des masses) permet aux théories locales de gravitation d'atteindre une validité universelle (5.3 et [12]).

5.2 Les raisons physiques du potentiel cosmique proportionnel à r pour un univers effectivement infini

Sous une symétrie maximale ou cosmique, des différences de potentiel entre deux points arbitraires A et B ne peuvent dépendre que de la distance relative r entre ces points et non de la position absolue par rapport à des centres de gravité locaux individuellement observables/discernables, ces derniers n'existant pas. Le seul point marqué dans un univers avec symétrie cosmique est le point de séjour momentané d'une particule témoin (ou d'un rayon lumineux) qui s'offre comme centre de gravité effectif, ce qui implique que des particules témoins dans un potentiel gravitationnel avec symétrie cosmique sont toujours freinées. Cette accélération cosmique dissipative doit être constante sous symétrie cosmique et le potentiel cosmique correspondant, spécifique à une particule témoin ou à des rayons lumineux, ne peut ainsi dépendre que de r^0 ou r^1 puisque d'autres exposants de r conduiraient à une accélération dépendante de r , à savoir au gradient du potentiel cosmique. Pour un univers non vide, ne peut entrer en ligne de compte qu'un potentiel en r^1 qui peut et doit dépendre toutefois encore des caractéristiques d'une particule témoin, telle que la vitesse, car, selon les suppositions faites, aucune force n'agit sur les particules témoins au repos dans le centre de gravité ou dans le substrat cosmique. C'est pourquoi l'accélération cosmique dissipative $\vec{a} = -k = -Hc$, qui résulte du potentiel cosmique $V(r) = k r = Hc r$, doit être complétée par $f(\beta)$:

$$\vec{a} = -k f(\beta) \frac{\vec{r}}{r} \text{ où } \beta = \frac{v}{c}, f(0) = 0 \text{ et } f(1) = 1, \text{ de sorte que } \vec{a} = 0 \text{ pour } v = 0.$$

Une approche particulièrement simple pour f est $f(\beta) = \beta^\nu$ où $\nu = 1$. Pour l'accélération gravifique \vec{a} sur particules témoins et sur la lumière dans un substrat cosmique idéalement homogène, on obtient ainsi et avec $k = Hc$:

$$\vec{a} = -k f(\beta) \frac{\vec{r}}{r} = -Hc \beta \frac{\vec{v}}{v} \quad \text{ou pour la lumière} \quad a_{\text{lumière}} = -Hc \quad (9)$$

Nous avons ainsi obtenu, dans la section 3, une relation luminosité/décalage vers le rouge bien compatible avec les observations des supernovae (section 2), ce qui signifie que les violations réelles et « locales » de la symétrie cosmique ne jouent aucun rôle significatif pour les distances cosmiques « suffisamment grandes ». Cela n'est pas étonnant puisque l'accélération gravifique (post)newtonienne \vec{a}_N des distributions de masses locales dans la plus grande part du cosmos est beaucoup plus petite que Hc . Il est donc facile de concevoir et admissible (comme le succès le montre) de supposer la symétrie cosmique dans tous les points de l'univers à $\vec{a}_N \ll Hc$. Nous appellerons **zone d'éther** le domaine de tous les points de l'univers qui obéissent à cette condition.

Il existe une deuxième zone dans laquelle les trajets des masses témoins sont très bien connues. Il s'agit des domaines présentant des accélérations gravifiques similaires à celles du système planétaire et où les équations (post)newtoniennes ont jusqu'ici très bien fait leurs preuves. Pour des raisons de simplicité, nous nous limiterons au cas de symétrie centrale avec une masse centrale dominante, puisqu'il est particulièrement simple, mais tout aussi important à cause des nombreux systèmes astronomiques qu'il décrit dans une très bonne approximation. Nous appellerons **zone de Kepler** la zone située dans les environs de telles masses centrales où $\vec{a}_N \gtrsim Hc$.

Le problème central qui demeure consiste à établir une relation continue et lisse entre la zone de Kepler bien connue et la zone d'éther bien connue en insérant, entre ces deux zones, la **zone de MOND**, qui présente encore une symétrie centrale, et la **zone de délocalisation** dans laquelle a lieu la transition vers la symétrie cosmique (la dernière n'a pas jusqu'ici été examinée plus en détail faute de données d'observation suffisamment spécifiques) :

5.3 La théorie du potentiel cosmique (TPC) entre symétrie centrale et cosmique :

Nous souhaitons nous laisser conduire par l'union des zones de Kepler et d'éther conformément à la réflexion selon Faraday, selon laquelle les lignes de champ d'une source locale gravifique « court-circuitent » avec la

coquille des masses non directement observable et effectivement infinie et que nous considérons comme la source du potentiel cosmique, à l'image des lignes de champ d'une charge positive avec une charge négative, comme si l'accélération cosmique (en cas d'intensité de champ locale « suffisante ») s'orientait selon les lignes de champ (post)newtoniennes des distributions des masses locales.

On attend « l'alignement complet » de l'accélération cosmique sur les lignes de champ locales dans le cas d'accélération gravifiques de $F_M Hc$ ($\approx Hc$) où F_M est une constante (> 1) de l'ordre de grandeur de 1, car un alignement complet ne peut être attendu que si $a_N = GM/r^2$ est plus grand que Hc . Il résulte pour $r = R_M$ la

$$\text{Relation fondamentale TPC/MOND} \quad \frac{GM}{R_M^2} = a_{NM} = F_M Hc \quad \text{ou} \quad R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}} \quad (10)$$

a_{NM} correspond, dans l'ordre de grandeur, au paramètre de l'accélération universelle de MOND $a_0 \sim Hc$ trouvé de manière purement heuristique et à partir duquel, environ, les déviations de la théorie de la gravitation de Kepler et Newton deviennent substantielles dans les galaxies. Dans le cas de l'alignement complet ($r = R_M$), l'accélération cosmique se montre purement conservative, et ce en tant qu'accélération $\vec{a}_K(R_M) = \vec{a}_M(R_M) = Hc \frac{\vec{a}_N}{a_N}$ renforçant « l'accélération newtonienne » \vec{a}_N ; le « reste » de l'accélération cosmique, non traité ici en détail, ne dépend pas de r , mais de la vitesse radiale \dot{r} . Pour $r \rightarrow \infty$, le terme conservatif TPC de MOND \vec{a}_M doit disparaître puisque l'accélération cosmique dans la zone d'éther n'agit que de façon dissipative. De même, pour $r \rightarrow 0$, le terme conservatif TPC de Kepler \vec{a}_K doit disparaître puisque dans la zone de Kepler (et de MOND) la masse centrale supposée M est, pour les accélérations supplémentaires \vec{a}_K (et \vec{a}_M), un centre (de prêt) gravifique absolu ($r = 0$) dans lequel aucune force n'agit sur les masses témoins (au repos). On obtient ainsi pour \vec{a}_K , en analogie à (9) (β est remplacé par r/R_M et f est $f = (r/R_M)^\mu$ où $f(0) = 0$ et $f(1) = 1$) :

$$\vec{a}_K = -k f \left(\frac{r}{R_M} \right) \frac{\vec{r}}{r} = Hc \left[\frac{r}{R_M} \right]^\mu \frac{\vec{a}_N}{a_N} \quad \text{pour } r \leq R_M \quad (\text{terme supplémentaire TPC de Kepler}) \quad (11)$$

Ce terme est compatible, pour $\mu \gtrsim 1,5$, avec les éphémérides planétaires [12]. La **zone de MOND**, caractérisée par l'**hypothèse de MOND** disant que l'accélération conservative de MOND \vec{a}_M est proportionnelle à $1/r$, rejoint, pour $r \geq R_M$ et très approximativement $r \lesssim 100 R_M$, la zone de Kepler. Parce que la (vraie) source de \vec{a}_M est la coquille des masses non locale, \vec{a}_M doit diminuer plus faiblement qu'avec r^2 (réflexion de Kepler/Gauß), mais plus fortement qu'avec r^0 afin que les zones d'éther et de MOND puissent être reliées de façon continue; un affaiblissement de r^1 est physiquement plausible et conduit, en analogie à (11), à \vec{a}_M avec le potentiel V_M ($[r/R_M]^\mu$ est remplacé par R_M/r et f est alors $f = R_M/r$ où $f(1) = 1$ et $f(\infty) = 0$) :

$$\vec{a}_M(r) = -k \frac{R_M}{r} \frac{\vec{r}}{r} = Hc \frac{R_M}{r} \frac{\vec{a}_N}{a_N} \quad \text{d'où } V_M(r) = k R_M \ln(r) \quad \text{pour } r \geq R_M \quad (\text{terme TPC de MOND}) \quad (12)$$

Ainsi, \vec{a}_M peut, en raison de la dépendance de $1/r$, expliquer les courbes de rotation plates des galaxies spirales.

Dans le cadre de la TPC, il existe notamment dans le plus vaste environnement de R_M encore quelques libertés dans le lissage de la transition entre Kepler et MOND, sur lesquelles nous ne nous étendrons pas plus ici puisque le présent travail entend uniquement présenter les points essentiels de la TPC.

En résumé, on obtient de (10), (11) et (12), pour les **zones de Kepler** ($r \leq R_M$) et de **MOND** ($r \geq R_M$) et pour des particules témoins sur orbites circulaires non concernées par la « dissipation cosmique » et qui sont les seules pour lesquelles il existe des données d'observation fiables :

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc \left[\frac{r}{R_M} \right]^\mu \quad \text{pour } r \leq R_M \quad \text{où } \mu \gtrsim 1,5 \quad \text{et} \quad (13)$$

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc \frac{R_M}{r} \quad \text{pour } r \geq R_M \quad \text{où } R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}} \quad \text{et } F_M \approx 6 \quad (\text{voir ci-dessous}) \quad (14)$$

Dans le cas de r « suffisamment » grands ou de GM/r^2 négligeable, on obtient de (14) dans la zone de MOND pour la **théorie du potentiel cosmique** : pour l'**approche MOND** (Milgrom, voir [9]) :

$$a = Hc R_M/r = \sqrt{GMHc/F_M}/r \quad a = \sqrt{a_N a_0} = \sqrt{a_0 GM/r^2} = \sqrt{GM a_0}/r$$

Il en résulte, si l'on exige une concordance en cas de « grands » r , $a_0 = Hc/F_M$ où $F_M \approx 6$, si H est $\approx 70 \frac{km/s}{Mpc}$ (voir p. ex. [9, 10]). De plus, il résulte pour des « grands » r , de (14) avec $a = v^2/r$ resp. pour des orbites circulaires, la règle importante de Tully-Fisher lorsque M est proportionnel à la luminosité L :

$$v_{\text{saturation}} = \sqrt[4]{GHc/F_M} \sqrt[4]{M} = \text{const.} \sqrt[4]{M} = \text{const.} \sqrt[4]{L} \quad \text{pour les parties extérieures des galaxies} \quad (15)$$

Ainsi, dans le cadre de la TPC, la dynamique des galaxies à la manière de MOND est démontrée pour les parties extérieures des galaxies spirales ; elle repose sur les courbes de rotation plates, sur la règle de Tully-Fisher et sur l'universalité du paramètre de MOND $a_0 = Hc/F_M \sim Hc$.

Le terme dissipatif de la TPC quelque peu spéculatif pour la zone de Kepler conduit à la décélération apparente anormale des sondes Pioneer pour des prévisions restant correctes pour le système planétaire [12].

6 Conclusions

Du postulat cosmique ou de la symétrie cosmique avec une coquille des masses supposée effectivement infinie et à la densité ρ résulte impérativement un potentiel gravitationnel cosmique et proportionnel à r avec une accélération cosmique $-Hc$ dissipative et constante pour la lumière et de laquelle suit, sur des considérations de fusée d'équivalence et donc sur la métrique de Rindler, la métrique TPC compétente pour la cosmologie (voir aussi [13]) ce qui n'est toutefois que possible sans contradiction si l'on remplace l'interprétation habituelle RG de la métrique par l'interprétation de métrique apparente ou de potentiel relative au rayon lumineux avec un fond d'espace-temps (vrai) selon Poincaré-Minkowski [13] qui réduit au moins fortement l'incompatibilité précédente de la mécanique quantique avec la gravitation et fait comprendre la métrique de Schwarzschild sans les équations de champ de la RG. Dans la cosmologie, on obtient la relation observée luminosité/décalage vers le rouge des supernovae Ia, y compris l'effet de ralentissement temporel, avec un seul paramètre « légèrement libre » : la constante de Hubble $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho}$. En adoptant une intégration physiquement plausible de l'accélération cosmique dans la mécanique céleste, il s'ensuit finalement la dynamique des galaxies spirales à la manière de MOND, tandis que le fond diffus est attribué à la lumière d'étoiles lointaines décalée vers le rouge (fatiguée) et additionnellement thermalisée. Tout cela dépasse de beaucoup les possibilités des théories du Big Bang et de toutes les approches alternatives que je connais. Toutefois, un grand travail est encore nécessaire avant que cette nouvelle théorie, cette nouvelle physique même, puisse être définitivement jugée. L'enjeu consiste notamment à identifier/vérifier un cycle des éléments/masses (p. ex. en se fondant sur les jets de matière relativistes provenant des noyaux actifs de galaxies) duquel dépend inévitablement un univers stationnaire (voir aussi [12]).

Pour terminer, j'aimerais remercier très cordialement ma relectrice, Mme Emmanuelle Riffault, ainsi que mon estimé ancien collègue Olivier Pasche, sans l'aide desquels le texte français n'aurait pas existé.

Références

- [1] F. Zwicky, Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, Helvetica Physica Acta 6 (1933) 110-127.
- [2] M. Milgrom, A Modification of the Newtonian Dynamics as an Alternative to the Hidden Mass Hypothesis, Astrophysical Journal 270 (1983) 365.
- [3] P. Astier et al., The Supernova Legacy Survey: Measurement of Ω_m, Ω_Λ and w from the First Year Data Set, astro-ph/0510447
- [4] Adam G. Riess et al., New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at $z = 1$: Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy, astro-ph/0611572
- [5] Eckhard Rebhan, Theoretische Physik, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, Teil V, 31.1 et 31.2.
- [6] Otto Heckmann, Theorien der Kosmologie, Springer Verlag, berichtigter Nachdruck 1968 (1942), Erster Teil
- [7] E.A. Milne, A Newtonian expanding universe, Quart. J. Math., Oxford 5 (1934) 64-72.
- [8] Bergmann und Schaefer, Sterne und Weltraum, Band 8, de Gruyter, 2002, 6.3.6 Entfernungen im Kosmos.
- [9] M. Milgrom, The Modified Dynamics – A Status Review, le 20 Oct. 1998, astro-ph/9810302
- [10] R.H. Sanders, Modified Newtonian Dynamics and its Implications, le 29 Juin 2001, astro-ph/0106558
- [11] R.H. Sanders et S.S. McGaugh, Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter, astro-ph
- [12] Peter Wolff, Weltpotentialtheorie – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie, 6. Okt. 2007, ur.pdf
- [13] Peter Wolff, Kosmische Gravitation, 3. Version, 13. Nov. 2008, Grav.pdf
- [14] Peter Wolff, Kosmologie ohne Urknall und Dunkle Materie, 11. Dez. 2008, WPT.pdf