

Confusions sur l'expansion : idées fausses sur les horizons cosmologiques et l'expansion supraluminique de l'univers.

Tamara M. Davis ¹ Charles H. Lineweaver

Université de Nouvelle Galles du sud, Sydney, Australie, 2052

tamarad@phys.unsw.edu.au
charley@bat.phys.unsw.edu.au

Résumé

Nous utilisons la relativité générale pour illustrer et clarifier plusieurs idées fausses à propos de l'expansion de l'univers. Pour montrer l'abondance de ces idées fausses, nous citons de nombreuses citations de la littérature, trompeuses ou mal interprétées. Dans le contexte du nouveau modèle standard de concordance Λ CDM, nous soulignons les confusions concernant l'horizon des particules, l'horizon des événements, "l'univers observable" et la sphère de Hubble (distance à partir de laquelle la vitesse de récession est égale à c). Nous montrons que nous pouvons observer les galaxies qui ont, et ont toujours eu, des vitesses de récession plus grandes que la vitesse de la lumière. Nous expliquons pourquoi cela ne viole pas la relativité restreinte et nous relierons ces concepts à des tests d'observation.

Les tentatives pour limiter les vitesses de récession au-dessous de la vitesse de la lumière exigent une interprétation relativiste particulière, des redshifts cosmologiques. Nous analysons les magnitudes de supernovae et excluons par l'observation l'interprétation des redshifts cosmologiques par la relativité restreinte avec un intervalle de confiance de 23σ .

1 Introduction

L'interprétation par la relativité générale (RG) des redshifts des galaxies lointaines, provoqués par l'expansion de l'univers, est largement acceptée. Cependant cette interprétation conduit à plusieurs concepts qui sont largement mal compris. Depuis que l'expansion de l'univers est la base du modèle de Big Bang, ces malentendus sont fondamentaux.

Des livres de vulgarisation scientifique écrits par des astrophysiciens, des manuels d'astrophysique et dans une certaine mesure, de la littérature astronomique professionnelle traitant de l'expansion de l'Univers, contiennent des déclarations trompeuses, ou facilement mal interprétées, concernant les vitesses de récession, les horizons et "l'univers observable".

Probablement la plus courante des idées fausses concerne l'expansion de l'Univers à des distances au-delà de laquelle, la loi de Hubble ($v_{\text{rec}} = H_0 D$: vitesse de récession = constante de Hubble $\times$ distance) prédit des vitesses de récession plus grandes que la vitesse de la lumière [Annexe B: 1-8], malgré les efforts déployés pour clarifier la question (Murdoch 1977, Harrison 1981, Silverman 1986, Stuckey 1992, Ellis et Rothman 1993, Harrison 1993, Kiang 1997, Davis et Lineweaver 2000, Kiang 2001, Gudmundsson et Björnsson 2002).

Les idées fausses comprennent des commentaires trompeurs sur l'observabilité d'objets qui s'éloignent plus vite que la lumière [App. B: 9-13]. Des confusions plus subtiles peuvent être trouvées autour de l'horizon des événements cosmologique [App. B: 14-15]. Le concept de l'expansion de l'univers est si fondamental à notre compréhension de la cosmologie et les idées fausses si abondantes qu'il est important de clarifier ces questions et faire le lien avec des tests d'observation aussi explicites que possible. Dans la section 2, nous examinons et illustrons la description relativiste générale standard de l'univers en expansion en utilisant des diagrammes d'espace-temps et nous fournissons un résumé mathématique à l'annexe A.

Sur la base de cette description, dans la section 3, nous soulignons et clarifions des idées fausses courantes sur les vitesses de récession supraluminiques et les horizons. Des exemples d'idées fausses, ou d'affirmations mal interprétées, figurant dans la littérature sont fournis à l'annexe B. Enfin, dans la section 4, nous indiquons des tests d'observation explicites, démontrant que les tentatives d'appliquer les concepts de la relativité restreinte à l'Univers sont en conflit avec les observations.

2 Description de l'expansion par la relativité générale

Les résultats de cet article sont basés sur la description relativiste générale standard d'un univers homogène et isotrope en expansion (Annexe A). Ici, nous résumons brièvement les principales caractéristiques de la description par la RG, à propos desquelles des idées fausses surgissent souvent. Sur les diagrammes d'espace-temps de la Fig. 1, nous montrons ces caractéristiques pour le modèle de concordance Λ CDM retenu actuellement :

($\Omega_M ; \Omega_\Lambda = (0,3 ; 0,7)$ avec $H_0 = 70 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$ (Bennett et al., 2003, à un chiffre significatif).

Les trois diagrammes d'espace-temps de la Fig. 1 représentent, de haut en bas, le temps cosmique en fonction de la distance propre D (= distance angulaire pour un espace plat), le temps cosmique en fonction de la distance comobile, et le temps conforme en fonction de la distance comobile. Ils montrent la relation entre objets comobiles et : notre cône de lumière passé ; la sphère de Hubble ; les différents horizons cosmologiques.

Deux types d'horizon sont représentés sur la Fig. 1. L'horizon des particules est la distance que la lumière peut avoir parcouru de $t = 0$ à un instant donné t (Eq.27), alors que l'horizon des événements est la distance que la lumière peut parcourir d'un instant t à $t = \infty$ (équation 28). En utilisant la loi de Hubble ($v_{\text{rec}} = H_0 D$), la sphère de Hubble est définie pour être la distance au-delà de laquelle la vitesse de récession dépasse la vitesse de la lumière, $D_{\text{HS}} = c / H_0$. Comme nous le verrons, la sphère de Hubble n'est pas un horizon. Le redshift ne va pas à l'infini pour les objets sur notre sphère de Hubble (en général) et pour de nombreux modèles cosmologiques, nous pouvons voir au-delà. Dans le modèle de concordance Λ CDM, tous les objets dont le redshift est supérieur à $z \sim 1.46$ ont une vitesse de récession supérieure à celle de la lumière.

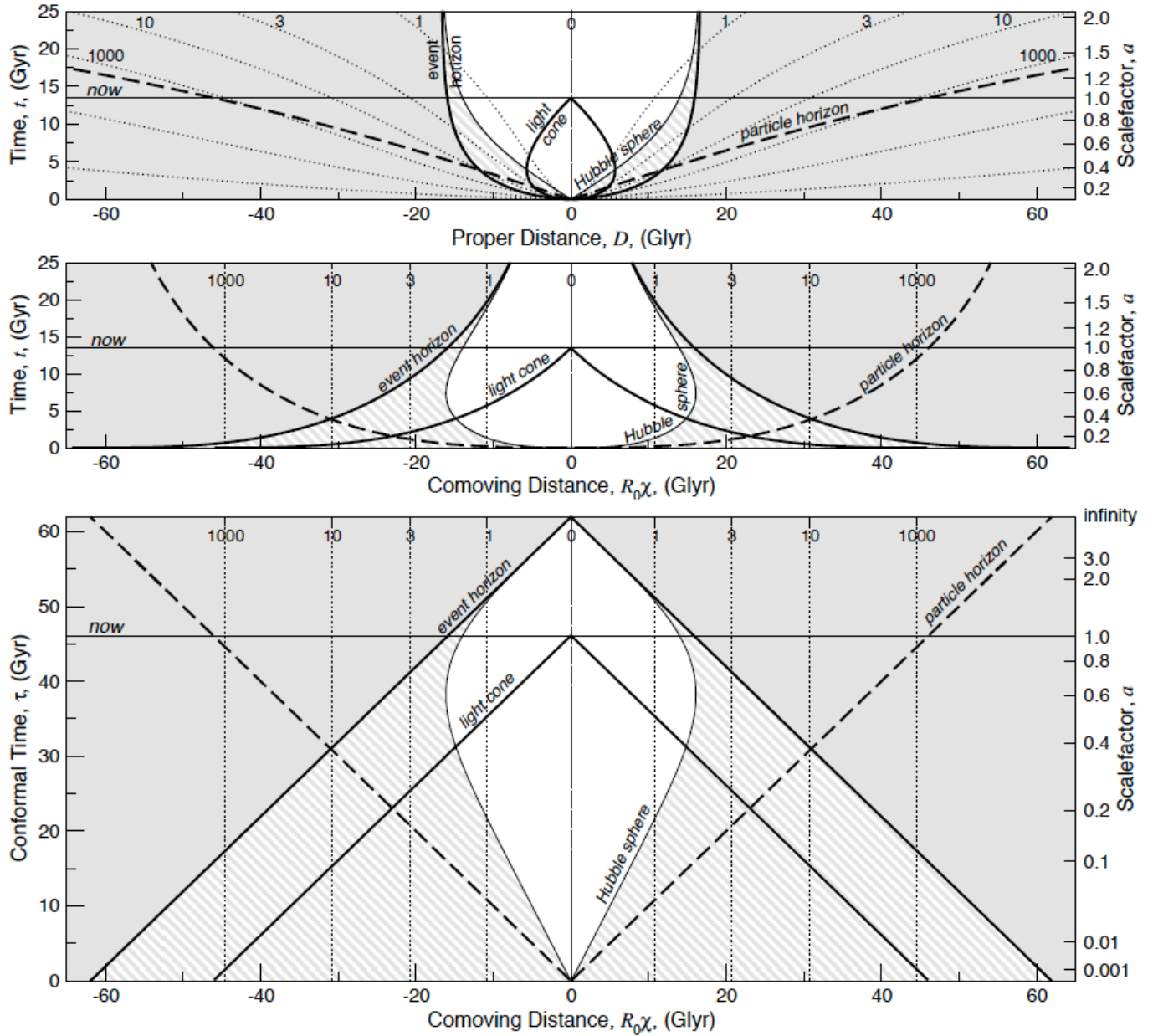


Figure 1: Diagrammes d'espace-temps montrant les principales caractéristiques de la description de l'expansion de l'univers par la relativité générale pour $(\Omega_M; \Omega_\Lambda) = (0.3; 0.7)$ et $H_0 = 70 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Les lignes pointillées (verticales) sont les lignes d'univers des objets comobiles. La ligne verticale centrale est notre ligne d'univers. Les redshifts actuels des galaxies comobiles montrées, sont marqués sur chaque ligne d'univers. Le facteur d'échelle normalisé $a = R / R_0$, est indiqué verticalement à droite. Tous les événements que nous observons actuellement sont sur notre cône de lumière passé (avec le sommet à $t = \text{« maintenant - now »}$). Tous les objets comobiles au-delà de la sphère de Hubble (ligne continue mince) s'éloignent plus vite que la vitesse de la lumière. **Diagramme du haut :** (distance propre, Glyr): La vitesse des photons par rapport à nous (la pente du cône de lumière) n'est pas constante, mais vaut plutôt $v_{\text{rec}} - c$. Les photons que nous recevons et qui ont été émis par des objets au-delà de la sphère Hubble se sont d'abord éloignés (la pente du cône de lumière « regarde » à l'opposé de nous pour $t < \sim 5$ Gans). C'est seulement quand ils sont passés de la région des vitesses de récession supraluminiques $v_{\text{rec}} > c$ (hachures grises) à la région des vitesses de récession subluminiques (pas de hachures) qu'ils ont pu se rapprocher de nous. Plus de détails sur les temps anciens et les horizons sont visibles en coordonnées comobiles (diagramme du milieu) et temps conforme (diagramme du bas). Notre cône de lumière passé en coordonnées comobiles semble se rapprocher asymptotiquement de l'axe horizontal ($t = 0$). Cependant, il est clair dans le diagramme du bas que le cône de lumière passé à $t = 0$ atteint une distance finie : environ 46 Gly, la distance actuelle de l'horizon des particules. La lumière actuellement observable qui a voyagé vers nous depuis le début de l'univers, a été émise à partir de positions comobiles qui sont maintenant à 46 Gly de nous. La distance à l'horizon des particules en fonction du temps est représentée par la ligne pointillée. Notre horizon des événements est notre cône de lumière passé à la fin des temps, $t = \infty$. Il approche asymptotiquement $\chi = 0$ à $t \rightarrow \infty$. L'axe vertical du graphique du bas indique le temps conforme. Un temps propre infini est transformé en un temps conforme fini. Donc ce diagramme espace-temps est fini sur l'axe vertical. Le ratio $\sim 3/1$ dans les deux premiers graphiques représentent le rapport entre le rayon de l'univers observable et l'âge de l'univers, 46 Gly / 13,5 Gans.

1 Gly = 1 milliard d'années lumière. 1 Gans = 1 milliard d'années.

Cela ne contredit pas la relativité restreinte parce que le mouvement n'est dans le référentiel inertiel d'aucun observateur. Aucun observateur ne « dépasse jamais un faisceau lumineux » et tous les observateurs mesurent localement une vitesse de la lumière égale à c . La loi de Hubble est dérivée directement à partir de la métrique de Robertson-Walker (équation 15) et est valable pour toutes les distances dans tout univers homogène en expansion.

La forme en goutte d'eau de notre cône de lumière passé, dans le graphique du haut de la figure 1, montre pourquoi nous pouvons observer des objets qui se déplacent de façon supraluminique. La lumière émise par des objets supraluminiques se propage vers nous avec une vitesse locale égale à c , mais puisque la vitesse de récession des objets à cette distance (due à l'expansion de l'univers) est supérieure à c , la lumière ne peut nous atteindre (Éq 20). Cependant, puisque le rayon de la sphère Hubble augmente avec le temps (H diminuant), certains photons qui étaient initialement dans une région s'éloignant de façon supraluminique, se retrouvent plus tard dans une région « subluminique ». Ils peuvent donc s'approcher de nous et finalement nous atteindre. (Cependant, les objets qui ont émis les photons se sont déplacés à de plus grandes distances et avec des vitesses de récession supraluminiques). Nous pouvons ainsi quand même observer des objets qui s'éloignent avec des vitesses de récession plus grandes que la vitesse de la lumière (voir la section 3.3 pour plus de détails).

Notre cône de lumière passé se rapproche de l'horizon des événements cosmologiques pour $t_0 \rightarrow \infty$ (Éqs 22 et 28). La plupart des modèles cosmologiques viables ont des horizons des événements, et dans le modèle Λ CDM de la figure 1, les galaxies avec un redshift $z \sim 1.8$, traversent actuellement notre horizon des événements. Ce sont les objets les plus éloignés à partir desquels nous ne pourrions jamais recevoir d'informations sur la période actuelle (à partir de la période actuelle). L'horizon des particules marque la taille de notre univers observable. C'est la distance à l'objet le plus éloigné que nous pouvons voir à n'importe quelle époque. L'horizon des particules peut être plus grand que l'horizon des événements, car, bien que nous ne pouvons pas voir les événements qui se produisent au-delà de notre horizon des événements, nous pouvons toujours voir de nombreuses galaxies qui sont au-delà de notre horizon des événements actuel, par la lumière, qu'elles ont émise il y a longtemps.

Dans la description de l'expansion de l'Univers par la RG, les redshifts ne se rapportent pas aux vitesses selon les attentes de la relativité restreinte. Nous n'observons pas d'objets sur la sphère de Hubble (qui s'éloigne à la vitesse de la lumière) avec un redshift infini (résoudre l'équation 24 pour z en utilisant $\chi = c / dR$). Au lieu de cela, les photons que nous recevons et qui ont un redshift infini ont été émis par des objets sur notre horizon des particules. De plus, toutes les galaxies deviennent de plus en plus décalées vers le rouge lorsque nous les regardons approcher l'horizon des événements cosmologiques ($z \rightarrow \infty$ pour $t \rightarrow \infty$). Vers « la fin des temps » (fin de l'univers dans le texte), tous les objets qui ne nous sont pas gravitationnellement liés, seront redshiftés au-delà de toute détectabilité. Puisque ce document traite fréquemment des vitesses de récession et de l'expansion de l'Univers, le statut observationnel de ces concepts est important et est discuté dans les sections 4 et 5.

3 Fausses interprétations

3.1 Fausse interprétation #1 : les vitesses de récession ne peuvent pas excéder la vitesse de la lumière.

Une fausse idée courante est que l'expansion de l'Univers ne peut pas être plus rapide que la vitesse de la lumière. La loi de Hubble permet des vitesses de récession supraluminiques à de grandes distances (pour $D > c / H$) et il est parfois précisé que la loi de Hubble a besoin de corrections de relativité restreinte quand la vitesse de récession approche la vitesse de la lumière [App. B: 6-7]. Cependant, il est bien admis que la relativité générale, et non pas la relativité restreinte, est nécessaire pour décrire les observations cosmologiques. Les études des supernovae pour calculer les paramètres cosmologiques, les études du redshift des galaxies et des anisotropies du CMB utilisent toutes la relativité générale pour expliquer leurs observations. Lorsque les observables sont calculés en utilisant la relativité restreinte, des contradictions avec les observations surgissent rapidement (section 4).

De plus, nous savons qu'il n'y a pas de contradiction avec la relativité restreinte quand le mouvement qui est plus rapide que la lumière se produit à *l'extérieur du référentiel inertiel de l'observateur* (« *outside the observer's inertial frame* » dans le texte).

Les galaxies qui s'éloignent de nous avec des vitesses de récession supraluminiques sont au repos localement (leur vitesse particulière, $v_{pec} = 0$) et leur mouvement dans leur référentiel inertiel local reste bien décrit par la relativité restreinte. Elles ne sont en aucun cas en train de rattraper les photons ($v_{pec} = c$). Plutôt, les galaxies et les photons s'éloignent de nous à des vitesses de récession supérieures à la vitesse de la lumière.

Avec la relativité restreinte, les redshifts proviennent directement des vitesses. C'est cette idée qui a conduit Hubble en 1929 à convertir les redshifts des "nébuleuses" qu'il observait en vitesses, et prédire l'expansion de l'univers avec la loi linéaire de la vitesse de récession en fonction de la distance et qui porte maintenant son nom.

[L' interprétation de l'expansion par la relativité générale explique les redshifts cosmologiques comme une indication de la vitesse puisque la distance propre entre objets comobiles augmente.] REVOIR (The general relativistic interpretation of the expansion interprets cosmological redshifts as an indication of velocity since the proper distance between comoving objects increases.)

Cependant, la vitesse de récession est liée au taux d'expansion de l'espace, et non pas au mouvement [« des galaxies »] à travers l'espace, et ne peut donc pas être calculée avec la formule du décalage Doppler de la relativité restreinte. Le calcul de la vitesse par Hubble et Humason ne devrait donc pas recevoir de corrections de relativité restreinte à haut décalage vers le rouge, contrairement à leur suggestion [App. B: 16].

Les relations entre vitesse et redshift cosmologique selon la RG et la relativité restreinte [SR = special relativity en anglais] sont (par exemple Davis & Lineweaver, 2001) :

$$\text{GR} \quad v_{\text{rec}}(t, z) = \frac{c}{R_0} \dot{R}(t) \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad (1)$$

$$\text{SR} \quad v_{\text{pec}}(z) = c \frac{(1+z)^2 - 1}{(1+z)^2 + 1}. \quad (2)$$

Ces vitesses sont mesurées par rapport à un observateur comobile qui observe l'objet qui fuit avec un redshift, z .

La première relation (GR) est écrite explicitement comme une fonction du temps car lorsqu'on observe un objet avec un redshift, z , on doit spécifier l'époque pour laquelle on souhaite calculer sa vitesse de récession. Par exemple, mettre $t = t_0$ donne la vitesse de récession actuelle de l'objet qui a émis les photons observés à t_{em} . Entrer $t = t_{em}$, donne la vitesse de récession au moment où les photons ont été émis (voir les équations 17 et 24). La vitesse de récession changeante d'un objet comobile se retrouve dans la pente variable de sa ligne d'univers dans le graphique supérieur de la Fig. 1. Il n'existe pas une telle dépendance vis à vis du temps dans la seconde relation (SR : relativité restreinte).

En dépit du fait que la relativité restreinte décrit incorrectement les redshifts cosmologiques, elle a été utilisée pendant des décennies pour convertir les redshifts cosmologiques en vitesses, car la formule du décalage Doppler de la relativité restreinte (équation 2), donne la même approximation pour les redshifts faibles, $v = cz$, que la loi de Hubble (Fig. 2). Cela n'a été que dans la dernière décennie que les observations de routine ont été assez profondes pour que la distinction fasse la différence.

La figure 2 (page suivante) montre un instantané à t_0 de la relation vitesse de récession - redshift (en RG) pour différents modèles ainsi que la relation vitesse de récession - redshift (en SR) et leur approximation commune pour les faibles redshifts, $v = cz$. Les vitesses de récession dépassent la vitesse de la lumière dans tous les modèles cosmologiques valides pour les objets avec un décalage vers le rouge supérieur à $z \sim 1.5$.

Aux redshifts plus élevés, les corrections de la relativité restreinte peuvent être plus « imprécises » que l'approximation linéaire simple (figure 5).

Certaines des applications trompeuses les plus courantes de la relativité, proviennent de l'idée fausse que rien ne peut s'éloigner plus vite que la vitesse de la lumière. Celles-ci incluant des textes demandant aux élèves de calculer la vitesse de récession d'une galaxie avec un redshift élevé en utilisant la relation du décalage Doppler de la relativité restreinte [App. B: 17-21], ainsi que des commentaires sur des galaxies qui s'éloignent de nous à des vitesses « approchant la vitesse de la lumière » [App. B: 4-5, 8], ou des quasars s'éloignant à un certain pourcentage de la vitesse de la lumière¹ [App. B: 3, 18-21]. Bien que les vitesses des galaxies lointaines soient en principe observables, l'ensemble des observateurs comobiles synchronisés requis pour mesurer la distance propre (Weinberg, 1972, p. 415 ; Rindler, 1977, p. 218) n'est pas pratique. Au lieu de cela, des observables plus directs tels que les redshifts de bougies standards peuvent être utilisés pour exclure par l'observation, l'interprétation par la relativité restreinte des redshifts cosmologiques (section 4).

¹ : Les décalages vers le rouge sont habituellement convertis en vitesses en utilisant $v = cz$, ce qui est une bonne approximation pour $z < 0,3$ (voir Fig. 2) mais inapproprié pour les mesures de redshift élevées d'aujourd'hui. Quand une "correction" est faite pour les redshifts élevés, la formule utilisée est presque invariablement l'équation inappropriée du décalage Doppler de la relativité restreinte (équation 2).

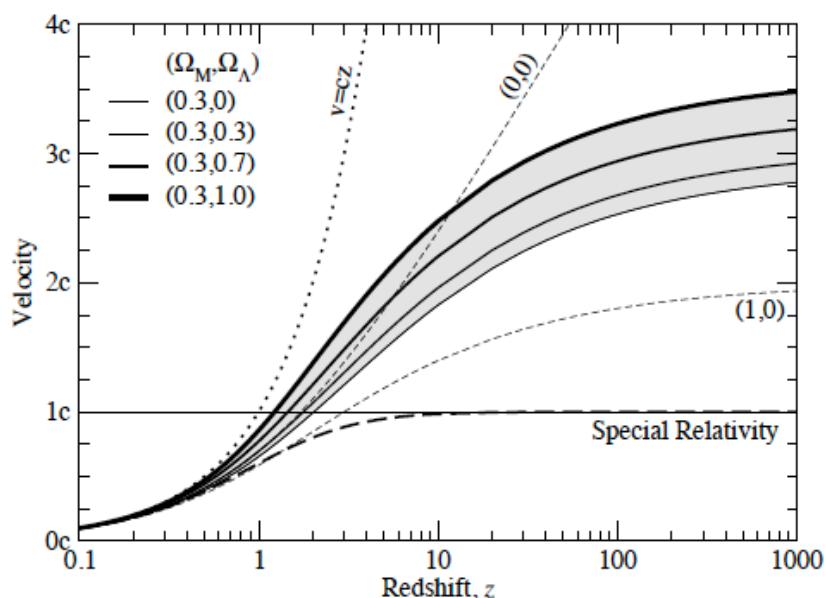


Figure 2 : Vitesse en fonction du redshift pour diverses hypothèses. L'approximation linéaire, $v = cz$, est valable pour les faibles redshifts à la fois en RG et en relativité restreinte.

Les valeurs pour la SR sont calculées par l' Eq. 2 alors que les valeurs pour la RG sont calculées par l' Eq. 1 et renvoient la vitesse de récession au jour présent, c'est-à-dire, utilise $dR(t) = dR_0$.

Les lignes continues noires et les « grisés » montrent une série de modèles de Friedman-Robertson-Walker (FRW) comme indiqué dans la légende. Ils incluent le modèle cosmologique de concordance ($\Omega_M ; \Omega_\Lambda = (0.3, 0.7)$). La vitesse de récession de toutes les galaxies avec $z > \sim 1.5$ dépasse le vitesse de la lumière dans tous les modèles cosmologiques valides. Les observations sondent maintenant de manière routinière des régions qui s'éloignent plus vite que la vitesse de la lumière.

3.2 Fausse interprétation #2 : L'inflation provoque une expansion supraluminique alors que l'expansion normale de l'univers ne le fait pas.

L'inflation est parfois décrite comme une "expansion supraluminique" [App. B: 22-23]. C'est trompeur parce que toute expansion décrite par la loi de Hubble est supraluminique pour des objets suffisamment éloignés.

Même pendant l'inflation, les objets à l'intérieur de la sphère de Hubble ($D < c / H$) s'éloignent avec une vitesse de récession inférieure à la vitesse de la lumière, tandis que les objets au-delà de la sphère de Hubble ($D > c / H$) fuient plus vite que la vitesse de la lumière. Ceci est identique à la situation pendant l'expansion non inflationnaire, sauf que la constante de Hubble pendant l'inflation avait une valeur beaucoup plus grande qu'après.

Ainsi, la distance à la sphère de Hubble était beaucoup plus petite. Pendant l'inflation, la distance propre à la sphère de Hubble reste constante et coïncide avec l'horizon des événements - ceci est également identique au comportement asymptotique d'un univers éternellement en expansion avec une constante cosmologique $\Omega_\Lambda > 0$ (Fig. 1, graphique supérieur). Le concept souvent mentionné de structures «quittant l'horizon» pendant la période inflationniste fait référence à des structures plus petites que la sphère de Hubble devenant plus grandes que la sphère de Hubble. Si l'expansion exponentielle, $R = R_0 e^{Ht}$, était prolongée jusqu'à la fin des temps, la sphère de Hubble serait confondue avec l'horizon des événements.

Cependant, dans le contexte de l'inflation, la sphère de Hubble n'est pas un vrai horizon des événements car les structures qui ont traversé cet horizon peuvent le « retraverser dans l'autre sens » après l'arrêt de l'inflation.

L'horizon « retraversé » est l'horizon des événements revu, déterminé par la distance la plus grande que la lumière peut parcourir dans un univers FRW sans inflation.

Il serait plus approprié de décrire l'inflation comme une expansion supraluminique si toutes les distances jusqu'à la longueur de Planck, $l_{pl} \sim 10^{-35}$ m, s'éloignaient plus vite que la vitesse de la lumière (comprendre je suppose que deux points séparés par la longueur de Planck s'éloignent plus vite que la vitesse de la lumière). Résoudre $DH = c / H = l_{pl}$ donne $H = 10^{43} \text{ s}^{-1}$ (inverse du temps de Planck) ce qui est équivalent à $H = 10^{62} \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Si la constante de Hubble pendant l'inflation dépassait cette valeur cela justifierait de décrire l'inflation comme une « expansion supraluminique ».

[Pour 10^{-35} m $\rightarrow$ vitesse de récession de $3,0 \times 10^5 \text{ km/s}$. On cherche pour 1 Mpc et on trouve environ $10^{63} \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$]

3.3 Fausse interprétation #3 : Il existe des galaxies avec des vitesses de récession dépassant la vitesse de la lumière mais nous ne pouvons pas les voir.

Parmi ceux qui reconnaissent que les vitesses de récession peuvent dépasser la vitesse de la lumière, on prétend parfois que les objets ayant des vitesses de récession plus rapides que la vitesse de la lumière ne sont pas observables [App. B: 9-13]. Nous avons vu que la vitesse des photons se propageant vers nous (la pente de notre cône de lumière passé dans le graphique supérieur de la figure 1) n'est pas constante, mais plutôt $v_{\text{rec}} - c$. Donc la lumière qui est au-delà de la sphère de Hubble a une vitesse totale qui fait qu'elle s'éloigne de nous. Comment alors pouvons-nous voir cette lumière ? Bien que les photons se trouvent dans la région supraluminique et s'éloignent donc de nous (en distance propre), la sphère de Hubble recule (s'agrandit) également. Dans des univers en décélération, H décroît à mesure que a (dérivée du facteur d'échelle) diminue (faisant reculer la sphère de Hubble). Dans les univers en accélération, H a également tendance à diminuer puisque a augmente plus lentement que a . Tant que la limite de la sphère de Hubble s'éloigne plus vite que les photons immédiatement à l'extérieur, $dD_H > v_{\text{rec}} - c$, les photons se retrouvent alors dans une région subluminaire et peuvent s'approcher de nous². Ainsi, les photons proches de la sphère de Hubble qui reculent lentement sont dépassés par la sphère de Hubble qui s'éloigne plus rapidement³.

² Le comportement de la sphère de Hubble dépend du modèle. La limite de la sphère de Hubble recule aussi longtemps que le paramètre de décélération $q = -d^2R/R / dR^2 > -1$. Dans certains univers fermés à accélération éternelle (en particulier $\Omega_M + \Omega_\Lambda > 1$ et $\Omega_\Lambda > 0$), le paramètre de décélération peut être inférieur à -1, auquel cas nous voyons une expansion plus rapide qu'une expansion exponentielle et certaines régions en expansion subluminaire peuvent être au-delà de l'horizon des événements (la lumière qui était initialement dans les régions subluminaires peut se retrouver dans les régions supraluminaires et ne jamais nous atteindre). L'expansion exponentielle, telle que celle trouvée dans l'inflation, présente un paramètre de décélération, $q = -1$. Dans ce cas, la sphère de Hubble est à une distance propre constante et coïncide avec l'horizon des événements. C'est aussi le comportement asymptotique tardif des modèles FRW en expansion éternelle avec $\Omega_\Lambda > 0$ (voir Fig. 1, graphique supérieur). [on voit bien la sphère de Hubble coïncider avec l'horizon des événements avant 25 G.ans].

³ Le mythe selon lequel les galaxies qui s'éloignent de façon superluminique ne peuvent être vues, peut avoir été propagé au travers de certaines idées préconçues historiques. Premièrement, les objets au niveau de notre horizon des événements ont un décalage vers le rouge infini, ce qui incite à appliquer nos connaissances de relativité restreinte : à un redshift infini correspond une vitesse de récession égale à c . Deuxièmement, la théorie de l'état stationnaire, autrefois populaire prédisait une expansion exponentielle, pour laquelle la sphère de Hubble et l'horizon des événements coïncident.

(Commentaire perso : C'est parce que la sphère de Hubble s'agrandit plus vite que ne s'éloignent les photons de vitesses, $v_{\text{rec}} - c$, que ces derniers peuvent nous atteindre).

Notre cône de lumière passé en forme de larme dans le graphique supérieur de la figure 1 montre que tous les photons que nous observons maintenant ont été émis dans les cinq premiers milliards d'années environ, à partir de régions qui s'éloignaient de nous avec des vitesses de récession superluminiques, $v_{\text{rec}} > c$ (la vitesse totale des photons les éloignait de nous). Ce n'est que lorsque la sphère de Hubble s'étendit au-delà de ces photons qu'ils se déplacèrent alors dans la région subluminique et s'approchèrent de nous. Les objets les plus éloignés que nous pouvons voir maintenant se trouvaient à l'extérieur de la sphère de Hubble lorsque leurs coordonnées comobiles coupaient notre cône de lumière passé. Ainsi, ils s'éloignaient de façon supraluminique lorsqu'ils émettaient les photons que nous voyons maintenant. Ainsi, leurs lignes d'univers ont toujours été au-delà de la sphère de Hubble, ces objets avaient, ont et ont toujours eu, par rapport à nous des vitesses de récession plus grande que la vitesse de la lumière.

L'évaluation de l'équation 1 pour l'univers observé $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.3, 0.7)$ montre que toutes les galaxies au-delà d'un décalage vers le rouge de $z = 1,46$ sont plus rapides que la vitesse de la lumière (figure 2). Des centaines de galaxies avec $z > 1,46$ ont été observées. Le décalage spectroscopique le plus élevé observé dans le champ profond de Hubble est $z = 6,68$ (Chen et al., 1999) et l'étude du ciel numérique de Sloan a identifié quatre galaxies à $z > 6$ (Fan et al., 2003). [Dépassé depuis. GN-z11 à $z = 11,09$; mars 2016]. Toutes ces galaxies se sont toujours éloignées de façon superluminique. L'horizon des particules, différent de la sphère de Hubble, marque la taille de notre univers observable parce que nous ne pouvons pas avoir reçu de lumière ou envoyé de la lumière vers quoi que ce soit au-delà de cet horizon⁴. Notre horizon des particules effectif est le fond diffus cosmologique (CMB), au redshift $z \sim 1100$, car nous ne pouvons pas voir au-delà de la surface de dernière diffusion. Bien que la surface de dernière diffusion ne soit pas à une coordonnée comobile fixe (il y a une épaisseur), la vitesse de récession actuelle des points à partir desquels le CMB a été émis est de $3,2c$ (figure 2). Au moment de l'émission, leur vitesse était de $58,1 c$, en supposant $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.3, 0.7)$. Ainsi, nous observons régulièrement des objets qui s'éloignent de nous plus vite que la vitesse de la lumière et la sphère de Hubble n'est pas un horizon⁵.

⁴. La distance actuelle à notre horizon des particules et sa vitesse sont difficiles à préciser en raison de la durée inconnue de l'inflation. L'horizon des particules représenté sur la figure 1 ne suppose aucune inflation.

⁵. Sauf dans les cas particuliers où l'expansion est exponentielle, $R = R_0 e^{Ht}$, tels que l'univers de De Sitter ($\Omega_M = 0, \Omega_\Lambda > 0$), pendant l'inflation ou à la limite asymptotique des univers FRW en expansion éternelle (comme le nôtre).

3.4 Ambiguïté: La représentation de l'horizon des particules sur les diagrammes d'espace-temps.

Ici, nous identifions une caractéristique gênante de la représentation la plus commune de l'horizon des particules sur les diagrammes d'espace-temps et fournissons une alternative utile (figure 3). L'horizon des particules à un moment donné est une sphère autour de nous dont le rayon est égal à la distance de l'objet le plus éloigné que nous pouvons voir. L'horizon des particules a traditionnellement été décrit par la ligne d'univers ou la coordonnée comobile de la particule la plus éloignée que nous ayons pu (jamais ! « ever ») voir (Rindler, 1956; Ellis & Rothman, 1993). La seule information que cela donne est contenue en un seul point : la distance actuelle de l'horizon des particules, et cela indique le rayon actuel de l'univers observable. Le reste de la ligne d'univers peut être trompeur car il ne représente pas une frontière entre les événements que nous pouvons voir et les événements que nous ne pouvons pas voir, ni représenter la distance à l'horizon des particules à des moments différents.

Une autre façon de représenter l'horizon des particules consiste à tracer la distance par rapport à l'horizon des particules en fonction du temps (Kiang, 1991). L'horizon des particules à un moment donné définit une distance unique qui apparaît sous la forme d'un point unique sur un diagramme d'espace-temps.

La connexion (juxtaposition) des points donne la distance à l'horizon de particules en fonction du temps. C'est cette série (de points) de l'horizon des particules dépendant du temps que nous représentons (traçons) dans la Fig. 1. (Rindler (1956) appelle ça, la limite de notre cône de lumière de création - un cône de lumière futur à partir du big bang.) Dessiné de cette manière, on peut lire à tout moment à partir du diagramme d'espace-temps la distance à l'horizon des particules. Il n'y a pas besoin de dessiner une autre ligne d'univers.

Plus précisément, ce que nous représentons comme l'horizon des particules est $\chi_{ph}(t)$ de l'équation. 27, plutôt que le traditionnel $\chi_{ph}(t_0)$. Pour calculer la distance à l'horizon des particules à un moment arbitraire t , il ne suffit pas de multiplier $\chi_{ph}(t_0)$ par $R(t)$, puisque la distance comobile par rapport à l'horizon des particules change également avec le temps. L'horizon des particules se distingue parfois de l'horizon des événements en décrivant l'horizon des particules comme une "barrière dans l'espace" et l'horizon des événements comme une "barrière dans l'espace-temps". Ce n'est pas une distinction utile parce que l'horizon des particules et l'horizon des événements sont des surfaces dans l'espace-temps, elles forment toutes deux une sphère autour de nous dont le rayon varie avec le temps. Lorsqu'ils sont vues en coordonnées comobiles, l'horizon des particules et l'horizon des événements sont des images en miroir l'un par rapport à l'autre (symétrie autour de $z = 10$ dans les graphiques du milieu et du bas de la figure 1). La représentation traditionnelle de l'horizon des particules apparaîtrait sous la forme d'une ligne verticale en coordonnées comobiles, c'est-à-dire la coordonnée comobile actuelle de l'horizon des particules (figure 3, graphique inférieur). La distance propre de l'horizon des particules n'est pas $D_{PH} = ct_0$. Il s'agit plutôt de la distance propre de l'objet le plus éloigné que nous pouvons observer, et il est donc lié à l'ampleur de l'expansion de l'univers, c'est-à-dire à quelle distance (« how far away ») l'objet émetteur est parvenu depuis le début des temps. En général c'est $\sim 3ct_0$. Le lien entre l'horizon des particules et le temps de parcours de la lumière se pose parce que la coordonnée comobile de l'objet le plus éloigné que nous pouvons voir est déterminée par la distance comobile que la lumière a parcouru depuis le début de l'univers (équation 27).

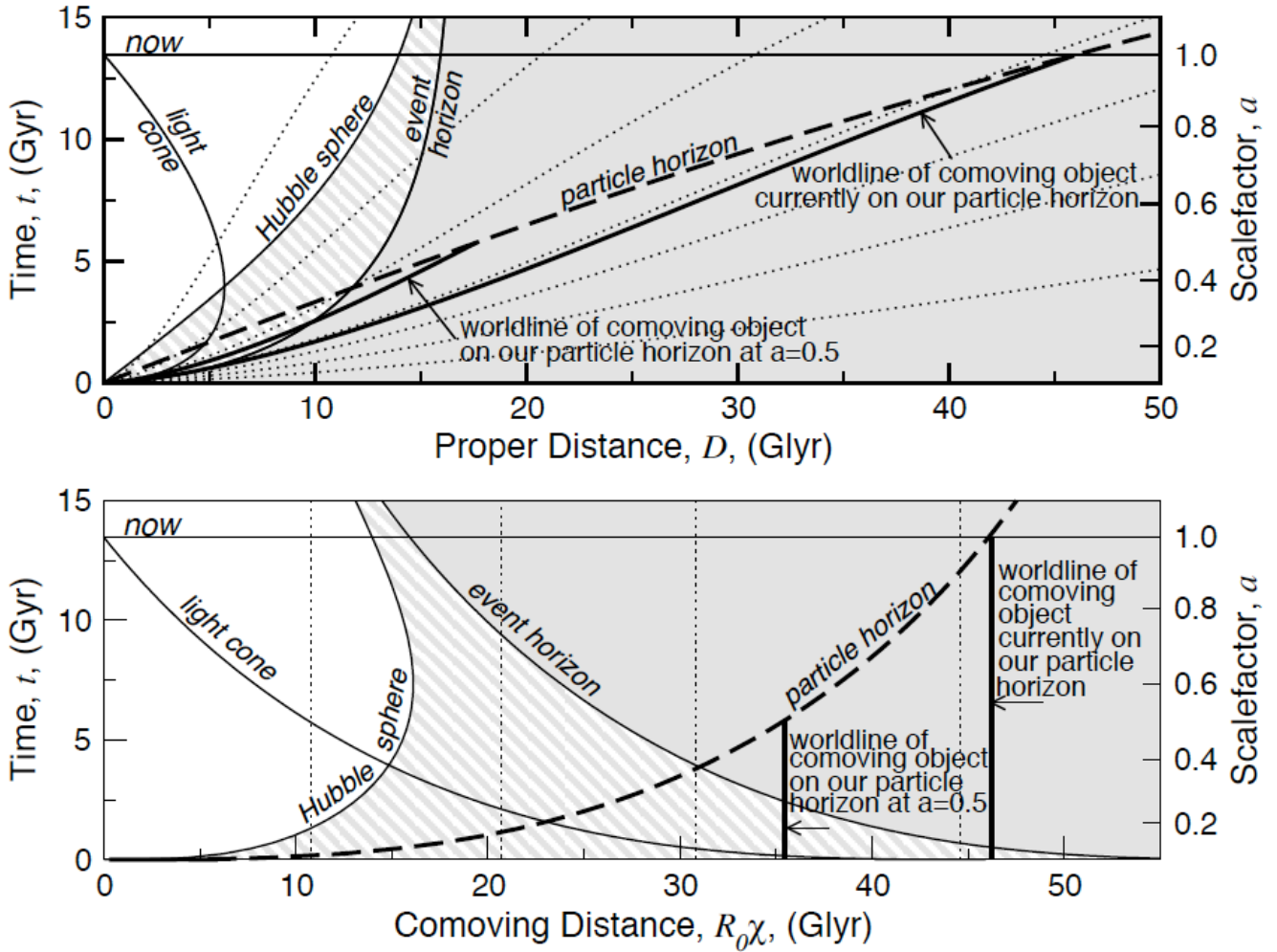


Figure 3: La représentation traditionnelle de l'horizon des particules sur les diagrammes d'espace-temps est la ligne d'univers de l'objet actuellement sur notre horizon des particules (trait plein épais). Toute l'information de cette représentation est contenue dans un seul point, la distance actuelle à l'horizon des particules. Une autre façon de tracer l'horizon des particules consiste à tracer la distance à l'horizon des particules en fonction du temps (ligne pointillée épaisse et Fig. 1). Cela évite d'avoir à tracer une nouvelle ligne d'univers lorsque nous devons déterminer l'horizon des particules à un autre moment (par exemple, la ligne d'univers de notre horizon des particules lorsque le facteur d'échelle est $a = 0,5$).

4 Preuve observationnelle de l'interprétation par la relativité générale des redshifts cosmologiques.

4.1 Relation durée-redshift pour les supernovae de type Ia

De nombreuses erreurs d'interprétations découlent de l'idée selon laquelle les vitesses de récession sont limitées par la relativité restreinte à moins de la vitesse de la lumière. Dans la section 4.2, nous présentons une analyse des observations de supernovae contre l'interprétation par la relativité restreinte des redshifts cosmologiques. Mais d'abord, nous aimerions présenter un test d'observation qui ne peut pas faire la distinction entre l'expansion de l'univers interprétée par la RR et par la RG. La cosmologie «relativiste générale» prédit que les événements provenant d'un «émetteur» en récession apparaîtront dilatés par un facteur,

$$\gamma_{GR}(z) = 1 + z.$$

Un processus qui prend Δt_0 mesuré par l'émetteur semble prendre $\Delta t = \gamma_{GR} \Delta t_0$ mesuré par l'observateur lorsque la lumière émise par ce processus lui parvient. Wilson (1939) a suggéré de mesurer cette dilatation du temps cosmologique pour vérifier si l'expansion de l'Univers était la cause des redshifts cosmologiques. Les courbes de lumière des supernovae de type Ia (SNe Ia) fournissent des horloges standard pratiques avec lesquelles tester la dilatation du temps cosmologique. Des preuves récentes à partir de supernovae se rapportent à (« includes ») Leibundgut et al. (1996) qui ont mis en évidence une dilatation du temps de nature RG en utilisant une seule supernova à z élevé et Riess et al. (1997) qui ont montré une dilatation temporelle de $1 + z$ pour une seule SN Ia à un niveau de confiance de 96,4% en utilisant la variation temporelle des caractéristiques spectrales. Goldhaber et al. (1997) montrent cinq points de la largeur d'une courbe de lumière compatibles avec l'élargissement de $1 + z$ et décrivent cette analyse dans Goldhaber et al. (2001) pour exclure toute théorie qui prédit la dilatation du temps nulle (par exemple, les scénarios de "lumière fatiguée" (voir Wright, 2001)), avec un niveau de confiance de 18σ . Tous ces tests montrent que la dilatation temporelle, $\gamma = (1 + z)$, est privilégiée par rapport aux modèles qui ne prévoient aucune dilatation temporelle.

Nous voulons savoir si le même test d'observation peut montrer que la dilatation du temps selon la RG est privilégiée par rapport à la dilatation du temps selon la relativité restreinte comme explication des redshifts cosmologiques. Lorsque nous parlons de l'expansion de l'univers selon la relativité restreinte, nous supposons que nous avons un cadre inertiel qui s'étend à l'infini (impossible dans la description de la RG) et que l'expansion implique des objets se déplaçant à travers ce cadre inertiel. Le facteur de dilatation du temps en relativité restreinte est,

$$\gamma_{SR}(z) = (1 - v_{pec}^2/c^2)^{-1/2}, \quad (4)$$

$$= \frac{1}{2}(1 + z + \frac{1}{1 + z}) \approx 1 + z^2/2. \quad (5)$$

Ce facteur de dilatation du temps relie le temps propre dans le référentiel inertiel en de l'émetteur en mouvement (Δt_0) au temps propre dans le référentiel inertiel de l'observateur (Δt_1). Pour mesurer cette dilatation temporelle, l'observateur doit mettre en place un ensemble d'horloges synchronisées (chacune au repos dans le référentiel inertiel de l'observateur) et prendre des mesures du temps propre de l'émetteur lorsque l'émetteur passe devant chaque horloge synchronisée. Les lectures montrent que l'horloge de l'émetteur présente une dilatation du temps telle que $\Delta t_1 = \gamma_{SR} \Delta t_0$.

Nous n'avons pas cet ensemble d'horloges synchronisées à notre disposition lorsque nous mesurons la dilatation temporelle des supernovae et donc l'Eq. 5 n'est pas la dilatation du temps que nous observons. Dans une version antérieure de cet article, nous avons tenté par erreur d'utiliser cette équation pour montrer que la relativité restreinte n'était pas en accord avec les résultats d'observation. Cela pourrait être classé comme un exemple d' "expanding confusion". Pour la dilatation du temps observée pour les supernovae, nous devons prendre en compte un facteur de dilatation du temps supplémentaire qui se produit parce que la distance à l'émetteur (et donc la distance que la lumière doit parcourir **(en plus, à cause de l'expansion)** pour nous atteindre) augmente. Dans le temps Δt_1 l'émetteur s'éloigne de nous d'une distance $v\Delta t_1$. Le temps propre total que nous observons (Δt) est Δt_1 plus un facteur supplémentaire décrivant combien de temps la lumière prend pour traverser cette distance supplémentaire ($v\Delta t_1 / c$),

$$\Delta t = \Delta t_1 (1 + v/c).$$

La relation entre le temps propre de l'émetteur et le moment propre de l'observateur est donc,

$$\Delta t = \Delta t_0 \gamma (1 + v/c), \quad (7)$$

$$= \Delta t_0 \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}}, \quad (8)$$

$$= \Delta t_0 (1 + z). \quad (9)$$

Ceci est identique à l'équation de dilatation du temps en RG. Par conséquent, utiliser la dilatation du temps pour distinguer entre RG et relativité restreinte pour l'expansion est impossible. Leibundgut et al. (1996), Riess et al. (1997) et Goldhaber et al. (1997, 2001) fournissent une excellente preuve que l'expansion est une bonne explication des redshifts cosmologiques. Ce qu'ils ne peuvent pas montrer, c'est que la RG décrit mieux l'expansion que la relativité restreinte. Néanmoins, d'autres tests d'observation fournissent des preuves solides contre l'interprétation des redshifts cosmologiques par la relativité restreinte, et nous démontrons un tel test dans la section suivante....

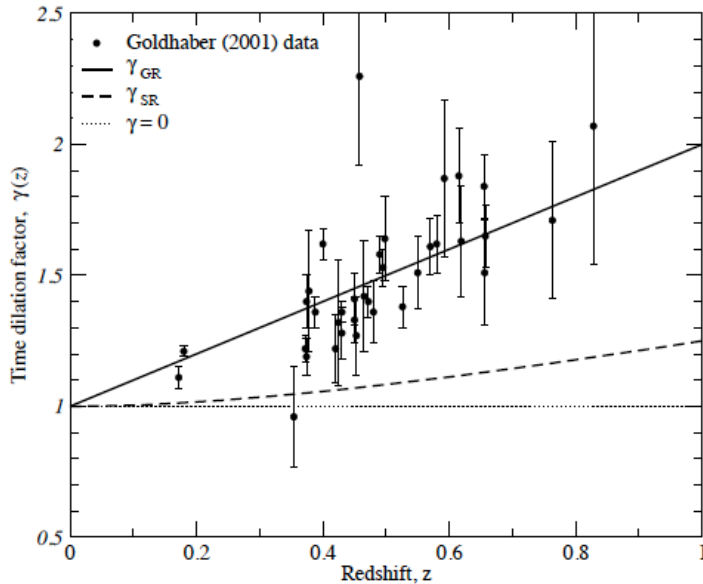


Figure 4 : Facteur de dilatation du temps des supernovae en fonction rapport du redshift. La ligne continue est le facteur de dilatation temporelle prédit à la fois par la relativité générale et la relativité restreinte. La ligne pointillée épaisse est le facteur de dilatation du temps de la relativité restreinte qu'un ensemble d'horloges synchronisées réparties dans notre référentiel inertiel observerait, sans tenir compte de la distance que la lumière doit parcourir en plus pour nous atteindre (à cause de l'expansion). Une fois que le changement de la distance à l'émetteur est pris en compte, la relativité restreinte prédit le même effet de dilatation que la RG, $\gamma = (1 + z)$. La ligne pointillée fine représente n'importe quelle théorie qui ne prédit aucune dilatation temporelle (par ex. lumière fatiguée). Les 35 points de données proviennent de Goldhaber et al. (2001). Ils excluent « aucune dilatation du temps » avec un niveau de confiance de 18σ .

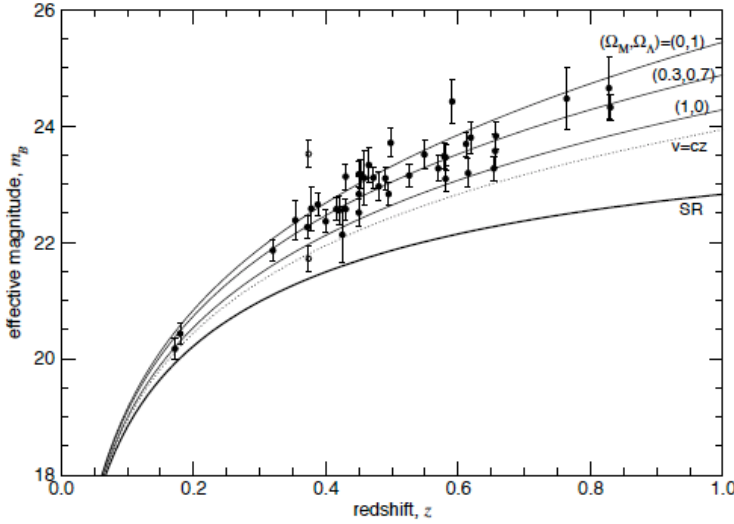


Figure 5 : Relation magnitude en fonction du redshift pour plusieurs modèles avec des données tirées de Perlmutter et al. 1999 [Fig. 2 (a)]. La prédiction de la relativité restreinte a été ajoutée (comme décrit dans le texte), tout comme la prédiction en supposant une relation linéaire $v = cz$. L'interprétation du redshift cosmologique comme un effet Doppler expliqué par la relativité restreinte est exclue à plus de 23σ comparé au modèle de concordance Λ CDM. Le modèle linéaire $v = cz$ est une meilleure approximation que celui de la relativité restreinte, mais il est toujours exclu à 12σ .

4.2 Relation Magnitude - redshift pour les SNe Ia (voir figure 5 ci-dessus).

Une autre confirmation observationnelle de l'interprétation par la RG, en mesure d'exclure l'interprétation par la RR, est la courbe de la relation magnitude-redshift. Les SNe Ia sont utilisées comme bougies standard pour adapter la relation magnitude-redshift à des décalages vers le rouge proches de 1 (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999). Les mesures récentes sont suffisamment précises pour imposer des restrictions sur les paramètres cosmologiques $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$. Nous effectuons une analyse simple des données magnitude-redshift des supernovae pour montrer qu'elles excluent aussi fortement l'interprétation par la RR des redshifts cosmologiques (figure 5).

La figure 5 montre les courbes théoriques pour plusieurs modèles de RG accompagnés par les données des SNe Ia observées par Perlmutter et al. (1999) [leur Fig. 2 (a)]. La conversion entre la distance de luminosité, D_L (Eq 13), et la magnitude effective dans la bande B donnée par Perlmutter et al. (1999), est $m_B(z) = 5 \log H_0 D_L + M_B$ où M_B est la magnitude absolue dans la bande B au maximum de la courbe de lumière. Ils marginalisent M_B dans leurs analyses statistiques. Nous avons pris $M_B = -3,45$ qui se rapproche de leurs courbes.

Nous ajoutons la courbe déduite par l'interprétation de la loi de Hubble par la RR. L'un des arguments les plus forts contre l'utilisation de la RR pour interpréter les redshifts cosmologiques est la difficulté à interpréter des caractéristiques d'observation telle que la magnitude. Nous calculons $D(z)$ de manière relativiste (RR) en supposant que la vitesse, $v = HD$, est liée au redshift via l'Eq. 2, d'où,

$$D(z) = \frac{c (1+z)^2 - 1}{H (1+z)^2 + 1}. \quad (10)$$

Puisque tout le décalage vers le rouge se produit à l'émission dans le scénario de la RR, v devrait être calculée au moment de l'émission. Cependant, comme la RR ne fournit pas de méthode pour incorporer l'accélération dans nos calculs sur l'expansion de l'Univers, le mieux que nous puissions faire est de supposer que la vitesse de récession, ainsi que la constante de Hubble, sont approximativement les mêmes au moment de l'émission et maintenant⁶. Nous convertissons ensuite $D(z)$ en $D_L(z)$ en utilisant l'Eq. 13, d'où :

$D_L(z) = D(z) (1 + z)$. Cette version de la distance de luminosité a été utilisée pour calculer $m(z)$ dans le cas de la RR dans la Fig. 5. La RR échoue dramatiquement à ce test d'observation à 23σ par rapport au modèle Λ CDM de la RG $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0,3 ; 0,7)$. Nous incluons également le résultat pour $v = cz$. La mise en équation avec la loi de Hubble donne $D_L(z) = cz (1 + z) / H$. Pour ce test d'observation, la prédiction linéaire est plus proche de la prédiction de la RG (et des données) que celle de la RR. Néanmoins, le résultat linéaire est à 12σ par rapport au résultat du modèle de concordance Λ CDM.

4.3 Tests futurs (voir figure 6 ci-dessous).

L'instrumentation actuelle n'est pas assez précise pour effectuer d'autres tests d'observation de RG. Par exemple, Sandage (1962) a montré que l'évolution du décalage vers le rouge des galaxies lointaines due à l'accélération ou à la décélération de l'univers est un moyen direct de mesurer les paramètres cosmologiques. Le changement de redshift sur un intervalle de temps t_0 est donné par,

$$\frac{dz}{dt_0} = H_0(1 + z) - H_{em}, \quad (11)$$

où $H_{em} = dR_{em}/R_{em}$ est la constante de Hubble au moment de l'émission. Malheureusement, l'amplitude de la variation du décalage vers le rouge est faible sur les échelles de temps humaines. Ebert et Trumper (1975), Lake (1981), Loeb (1998) et les références citées ont tous reconfirmé que la technologie de l'époque ne permettait pas encore de mesures de redshifts assez précises pour rendre viable une telle observation. La figure 6 montre que la variation attendue du décalage vers le rouge due à l'accélération ou à la décélération cosmologique est de seulement $\Delta z \sim 10^{-8}$ sur 100 ans. Les spectres actuels du Keck / HIRES avec des longueurs d'onde de référence de cellule d'iode peuvent mesurer les redshifts des raies d'absorption de quasar avec une précision $\Delta z \sim 10^{-5}$ (Outram et al., 1999). Ainsi, ce test d'observation doit-il attendre une technologie future.

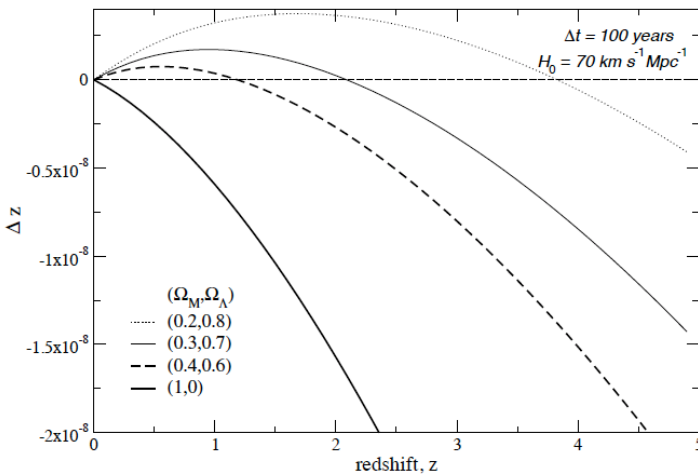


Figure 6: Variation du redshift d'un objet comobile tel que prédit par la métrique FRW pour différents modèles cosmologiques. L'axe horizontal représente les redshifts initiaux. Le pas de temps pris pour la variation du redshift est de 100 ans. Les changements prévus sont trop petits pour que l'instrumentation actuelle puisse les détecter.

⁶ Il y a plusieurs complications que cette analyse ne traite pas. (1) la RR peut être manipulée pour donner une constante de Hubble évolutive et (2) La RR peut être manipulée pour donner une relation non-triviale entre distance de luminosité, D_L , et distance propre, D . Cependant, on ne voit pas comment on pourrait justifier ces corrections ad hoc.

5 Discussion

Les vitesses de récession des galaxies individuelles sont d'une utilité limitée dans la cosmologie observationnelle parce qu'elles ne sont pas directement observables. Pour cette raison, certains membres de la communauté des physiciens considèrent les vitesses de récession comme insignifiantes et voudraient voir le problème balayé sous le tapis [App. B: 24-25]. Ils soutiennent que nous devrions nous abstenir d'interpréter les observations en termes de vitesse ou de distance, et nous en tenir à l'observable, c.a.d le redshift. Cela évite toute complication avec les vitesses de récession supraluminiques et évite toute confusion dans la variété des définitions de distance couramment utilisées en cosmologie (par exemple Eq 13 et 14).

Cependant, le redshift n'est pas le seul observable qui indique la distance et la vitesse. La multitude de mesures de distance à faibles redshifts et la multitude de preuves disponibles pour le modèle du Big Bang suggèrent que les galaxies à plus hauts redshifts sont plus éloignées de nous et se déplacent plus vite que les galaxies à redshifts inférieurs. De plus, nous ne pouvons pas balayer distance et vitesse sous le tapis si nous voulons expliquer le redshift cosmologique lui-même. L'expansion n'a pas de sens sans des concepts bien définis de vitesse et de distance. Si la vitesse de récession n'avait pas de sens, nous ne pourrions pas nous référer à un «univers en expansion» et nous devrions nous limiter à une description opérationnelle (qualitative) telle que «les objets plus faibles (faiblement lumineux) ont de plus grands redshifts ». Cependant, dans la relativité générale, la relation entre redshift cosmologique et la vitesse de récession est simple. Les observations des magnitudes apparentes des SNe la fournissent une preuve indépendante que les redshifts cosmologiques sont dus à l'expansion de l'univers interprétée par la RG. Comprendre distance et vitesse est donc fondamental pour la compréhension de notre Univers.

Lorsque les distances sont suffisamment grandes pour que la lumière ait pris une fraction substantielle de l'âge de l'Univers pour nous atteindre, il existe des mesures de distance plus pratiques que la distance propre (comprendre, je suppose, la distance comobile actuelle), telles que la distance de luminosité et la distance angulaire. La mesure de distance la plus pratique dépend de la méthode d'observation. Néanmoins, ces mesures de distance peuvent être converties entre elles et ainsi définir collectivement un concept unique⁷.

Dans cet article, nous avons pris la distance propre pour être la mesure de distance radiale fondamentale. La distance propre est la géodésique spatiale mesurée le long d'une hyper surface de temps cosmique constant (tel que défini par la métrique de Robertson-Walker). C'est la distance mesurée le long d'une ligne de visée par une série de règles comobiles infinitésimales à un moment donné, t . Les distances de luminosité et de taille angulaire sont calculées à partir d'observables impliquant une distance perpendiculaire à la ligne de visée et contiennent donc le coefficient angulaire $S_k(\chi)$. Elles paramètrent les distances radiales mais ne sont pas des distances géodésiques le long de la variété spatiale tridimensionnelle⁸. Elles ne sont donc pas pertinentes pour le calcul de la vitesse de récession⁹. Néanmoins, si elles étaient utilisées, nos résultats seraient similaires. Seule la distance angulaire peut éviter les vitesses supraluminiques car $D_\theta = 0$ pour $z = 0$ et $z \rightarrow \infty$ (Murdoch, 1977). De même, le taux de variation de la distance angulaire (D_θ / dt) ne se rapproche pas de c pour $z \rightarrow \infty$.

⁷ Proper distance $D = R\chi$ (12)

Luminosity distance $D_L = RS_k(\chi)(1+z)$ (13)

Angular-size distance $D_\theta = RS_k(\chi)(1+z)^{-1}$ (14)

Tout au long de cet article, nous avons utilisé le temps propre, t , comme mesure temporelle. C'est le temps qui apparaît dans la métrique RW et les équations de Friedmann. C'est une mesure de temps pratique parce que c'est le temps propre d'observateurs comobiles. De plus, l'homogénéité de l'univers dépend de ce choix de coordonnées temporelles - si n'importe quel autre système de coordonnées temporelles était choisi (qui n'est pas un multiple trivial de t), la densité de l'univers dépendrait de la distance. Le temps peut être défini différemment, par exemple pour que la formule de décalage Doppler de la RR (équation 2) calcule correctement les vitesses de récession à partir des décalages spectraux observés (Page, 1993). Cependant, pour ce faire, nous devrions sacrifier l'homogénéité de l'univers et le temps propre synchronisé des objets comobiles (Davis & Lineweaver, 2003).

6 Conclusion

Nous avons clarifié certaines idées fausses communes entourant l'expansion de l'univers, et montré avec de nombreuses références comment des affirmations trompeuses se retrouvent dans la littérature. La récession supraluminique est une caractéristique de tous les modèles cosmologiques en expansion qui sont homogènes et isotropes et obéissent donc à la loi de Hubble. Cela ne contredit pas la relativité restreinte parce que le mouvement supraluminique ne se produit pas dans le cadre inertiel d'un observateur. Tous les observateurs mesurent localement une vitesse de la lumière égale à c et rien ne dépasse jamais un photon. L'inflation est souvent appelée « récession supraluminique », mais même pendant l'inflation, les objets situés à une distance $D < c / H$ s'éloignent avec une vitesse de récession subluminaire tandis que les objets situés à une distance $D > c / H$ s'éloignent avec une vitesse de récession supraluminique. La même relation vaut exactement pour l'expansion non inflationniste. Nous avons montré que la sphère de Hubble n'est pas un horizon - nous observons régulièrement des galaxies qui ont, et ont toujours eu, des vitesses de récession supraluminiques. Toutes les galaxies dont le décalage vers le rouge est supérieur à $z \sim 1,46$ aujourd'hui s'éloignent de nous de façon supraluminique dans le modèle de concordance Λ CDM. Nous avons également fourni une façon plus informative de représenter l'horizon des particules sur un diagramme d'espace-temps plutôt que la méthode traditionnelle de la ligne d'univers. Une abondance de preuves observationnelles soutient le modèle d'univers décrit par la RG. La durée des courbes de lumière des supernovae montre que les modèles prédisant l'absence d'expansion sont en conflit avec l'observation. En utilisant des données de magnitudes redshifts provenant des supernovae, nous avons pu exclure l'interprétation par la RR des redshifts cosmologiques avec un niveau de confiance d' $\sim 23 \sigma$. Ensemble, ces observations fournissent des preuves solides que l'interprétation par la RG des redshifts cosmologiques est meilleure que les interprétations par la RR et la lumière fatiguée. La description par la RG de l'expansion de l'univers est en accord avec les observations, et n'a pas besoin de modifications pour $v_{\text{rec}} > c$.

⁸ Notez également que la définition standard de la distance de dimension angulaire est supposée être la dimension physique d'un objet, divisée par l'angle qu'elle sous-tend sur le ciel. La taille physique utilisée dans cette équation n'est pas réellement une longueur le long d'une géodésique spatiale, mais plutôt le long d'une ligne de χ constante (Liske, 2000). La correction est négligeable pour les petits angles habituellement mesurés en astronomie.

⁹ Murdoch, H.S. 1977, "[McVittie] considère que d'autres définitions de distance telles que la distance de luminosité et la distance par taille apparente sont également valables. Mais alors que ce sont des concepts extrêmement utiles, ils ne sont en réalité que des définitions de la commodité d'observation qui extrapolent des résultats tels que l'inverse loi carrée au-delà de leur gamme de validité dans un univers en expansion."

A Définitions de l'expansion et des horizons en RG

La métrique pour un univers homogène et isotrope est donnée la métrique de Robertson-Walker (RW),

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + R(t)^2 [d\chi^2 + S_k^2(\chi) d\psi^2], \quad (15)$$

où c est la vitesse de la lumière, dt est l'intervalle de temps, $d\chi$ est la différence de coordonnées comobiles et $d\psi^2 = d\Theta^2 + \sin^2\Theta d\Phi^2$, où Θ et Φ sont l'angle au pôle et l'azimut en coordonnées sphériques. Le facteur d'échelle, R , a les dimensions d'une longueur. La fonction $S_k(\chi) = \text{Sin}\chi$, χ , ou $\sinh\chi$ pour, respectivement, les univers fermé ($k = +1$), plat ($k = 0$) ou ouverts ($k = -1$) (Peacock, 1999, p.69). La distance propre D , à l'instant t , dans un univers en expansion, entre un observateur à l'origine et une galaxie lointaine est définie comme étant le long d'une surface de temps constant ($dt = 0$). Nous nous intéressons à la distance radiale donc $d\psi = 0$. La métrique RW se réduit alors à $ds = R d\chi$ qui, après intégration, donne,

$$\text{Distance propre,} \quad D(t) = R(t) \chi \quad (16)$$

En différentiant, cela donne la forme théorique de la loi de Hubble (Harrison, 1993),

$$\text{Vitesse de récession, } v_{\text{rec}}(t, z) = dR(t) \cdot \chi(z), \quad (17)$$

$$= H(t) \cdot D(t), \quad (18)$$

où $v_{\text{rec}} = dD$ (pour $d\chi = 0$) et $\chi(z)$ est la coordonnée comobile fixée, associée à une galaxie observée aujourd'hui au redshift z . Notez que le redshift d'un objet à cette coordonnée comobile fixée change avec le temps¹⁰ (Éq 11). Une galaxie lointaine aura une vitesse de récession particulière lorsqu'elle émettra le photon à un moment donné, t_{em} , et une autre vitesse de récession quand on observe le photon à t_0 . L' Eq. 18 évaluée à t_0 donne les vitesses de récession représentées sur la Fig. 2.

La vitesse de récession d'une galaxie comobile est une valeur dépendante du temps parce que le taux d'expansion de l'univers $dR(t)$ change avec le temps. La vitesse de récession actuelle d'une galaxie est donnée par $v_{\text{rec}} = dR_0 \chi(z)$. Sur le diagramme d'espace-temps de la Fig. 1 c'est la vitesse prise aux différents points le long de la ligne de temps constant marquée "maintenant". La vitesse de récession d'un émetteur au moment où il a émis la lumière que nous observons est la vitesse aux points le long de notre cône de lumière passé¹¹. Cependant, nous pouvons également calculer la vitesse de récession qu'un objet comobile présente à tout moment de l'histoire de l'univers, en ayant initialement calculé ses coordonnées comobiles à partir de son redshift actuel. En permettant à χ de varier quand on différencie l'Eq. 16 par rapport au temps, donne deux termes de vitesse distincts (Landsberg et Evans, 1977; Silverman, 1986; Peacock, 1999; Davis et al., 2003),

$$dD = dR\chi + R d\chi$$

$$v_{\text{tot}} = v_{\text{rec}} + v_{\text{part}}$$

¹⁰ De plus, les objets ayant une vitesse particulière se déplacent également à travers les coordonnées comobiles. Donc plus généralement l'Eq. 17 ci-dessus devrait être écrite avec c explicitement dépendante du temps, $v_{\text{rec}}(t, z) = dR(t) \cdot \chi(z, t)$.

¹¹ La vitesse de récession au moment de l'émission est $v_{\text{rec}}(t_{\text{em}}) = R(t_{\text{em}}) \chi(z)$ où $R(t_{\text{em}}) = R(t)$ tel que défini dans l'équation 23.

Ceci explique le changement de pente de notre cône de lumière passé dans le graphique supérieur de la figure 1. La vitesse particulière de la lumière est toujours c (équation 21), si bien que la vitesse totale de la lumière dont la vitesse particulière est dirigée vers nous, est $v_{\text{tot}} = v_{\text{rec}} - c$, ce qui est toujours positif (s'éloigne de nous) quand $v_{\text{rec}} > c$.

Néanmoins, nous pouvons éventuellement recevoir des photons qui initialement s'éloignaient de nous, parce que la sphère de Hubble s'agrandit et dépasse ces photons de sorte qu'ils se retrouvent dans une région avec $v_{\text{rec}} < c$ (section 3.3).

Les photons voyagent le long de géodésiques nulles, $ds = 0$. Pour obtenir la distance de contact, χ , entre un observateur à l'origine et une galaxie observée avec un redshift z (t), mettre $ds = 0$ (pour mesurer le long du trajet d'un photon) et $d\Psi = 0$ (pour mesurer les distances radiales) dans la métrique de RW, donnant,

$$c \cdot dt = R(t) \cdot d\chi \quad (21)$$

Cette expression confirme notre affirmation précédente selon laquelle la vitesse particulière d'un photon, $Rd\chi$, est c . Puisque la vitesse de la lumière au travers des coordonnées comobiles n'est pas constante ($d\chi = c / R$), pour calculer la distance comobile, nous ne pouvons pas simplement multiplier la vitesse de la lumière à travers l'espace comobile par le temps. Nous devons intégrer cette vitesse comobile variable de la lumière pendant la durée de la propagation. Ainsi, la coordonnée comobile d'un objet comobile qui a émis à l'instant t la lumière que nous voyons maintenant est obtenue en intégrant l'Eq. 21,

$$\text{Cône de lumière passé, } \chi_{lc}(t_{\text{em}}) = c \int_{t_{\text{em}}}^{t_0} \frac{dt'}{R(t')}. \quad (22)$$

On peut paramétrer le temps en utilisant le redshift et donc retraduire l'Eq. 22 en termes d'observables. Le redshift cosmologique d'un objet est donné par le rapport du facteur d'échelle au moment de l'observation, $R(t_0) = R_0$, au facteur d'échelle au moment de l'émission, $R(t)$,

$$\text{Redshift, } 1 + z = R_0 / R(t) \quad (23)$$

En différenciant l'Eq.23 par rapport à t on obtient $dt / R(t) = -dz / R_0 H(z)$ où le redshift est utilisé à la place du temps pour paramétrer la constante de Hubble. $H(z)$ est la constante de Hubble au moment où un objet avec redshift, z , a émis la lumière que nous voyons maintenant. Ainsi, pour les limites de l'intégrale dans l'équation 22, le temps d'émission devient $z = 0$ tandis que le temps d'observation devient le redshift observé, z . La coordonnée comobile d'un objet en termes d'observables est donc,

$$\chi(z) = \frac{c}{R_0} \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}. \quad (24)$$

Ainsi, il existe une relation directe entre le redshift observé et la coordonnée comobile. Notez que contrairement à la relativité restreinte, le redshift n'indique pas la vitesse, mais indique la distance¹². Autrement dit, le redshift ne nous dit pas la vitesse de l'émetteur, mais où l'émetteur se situe (au repos localement = comobile) dans les coordonnées de l'univers. La vitesse de récession est obtenue en insérant l'Eq. 24 dans l'équation 17 donnant l'Eq 1.

¹² A tout instant, la distance est proportionnelle à la vitesse de récession, mais un redshift particulier mesuré à différents moments correspondra à différentes vitesses de récession.

L'équation de Friedmann donne la dépendance temporelle de la constante de Hubble,

$$H(z) = H_0 (1+z) \left[1 + \Omega_M z + \Omega_\Lambda \left(\frac{1}{(1+z)^2} - 1 \right) \right]^{1/2}. \quad (25)$$

Exprimer la constante de Hubble de cette façon est utile car c'est en terme d'observables. Cependant, cela restreint nos calculs aux objets avec redshift $z < \infty$. C'est-à-dire, des objets que nous pouvons voir actuellement. Il n'y a aucune raison de supposer que l'univers cesse au-delà de notre horizon des particules actuel. Exprimer la constante de Hubble comme $H(t) = \dot{R}(t) / R(t)$ nous permet pour étendre l'analyse à un temps d'observation, $t \rightarrow \infty$, ce qui est au-delà de ce que l'on peut actuellement observer. L'équation de Friedmann est alors (en utilisant le facteur d'échelle normalisé à un à l'heure actuelle $a(t) = R(t) / R_0$),

$$\dot{R}(t) = R_0 H_0 \left[1 + \Omega_M \left(\frac{1}{a} - 1 \right) + \Omega_\Lambda (a^2 - 1) \right]^{1/2}, \quad (26)$$

que nous utilisons avec l'identité $dt / R(t) = dR / (dR.R)$ pour évaluer les Eqs. 22, 27 et 28. Modifier les limites de l'intégrale dans Eq. 22 donne les horizons que nous avons tracés sur les diagrammes d'espace-temps. L'horizon des particules dépendant du temps que nous présentons sur la figure 1 utilise $D_{ph} = R(t) \chi_{ph}(t)$ avec,

$$\text{Horizon des particules, } \chi_{ph}(t) = c \int_0^t \frac{dt'}{R(t')}. \quad (27)$$

La représentation traditionnelle de l'horizon des particules en tant que ligne d'univers utilise $D_{ph} = R(t) \chi_{ph}(t_0)$. La distance comobile à l'horizon des événements est donnée par,

$$\chi_{eh}(t) = c \int_t^{t_{end}} \frac{dt'}{R(t')}, \quad (28)$$

où $t_{end} = \infty$ dans les modèles en expansion éternelle ou bien le temps du big crunch dans les modèles qui s'effondrent sur eux-mêmes.

Un intervalle de temps conforme, $d\tau$, est défini comme un intervalle de temps propre dt , divisé par le facteur d'échelle,

$$\text{Temps conforme, } d\tau = dt / R(t) \quad (29)$$

B Exemples d'idées fausses ou de notions mal interprétées dans la littérature

Dans les manuels et les ouvrages de vulgarisation, il est souvent pratique de simplifier les arguments pour le lecteur. Certaines des citations ci-dessous entrent dans cette catégorie. Nous les incluons ici pour souligner la difficulté rencontrée par quelqu'un qui commence dans ce domaine et essaye de déchiffrer ce que l'on entend réellement par « l'expansion de l'Univers ».

[1] Feynman, R. P. 1995, Conférences Feynman sur la gravitation (1962/63), (Reading, Mass. : Addison- Wesley) p. 181, "Cela n'a aucun sens de s'inquiéter de la possibilité que les galaxies s'éloignent de nous plus vite que la lumière, quoi que cela signifie, puisqu'elles ne seraient jamais observables par hypothèse."

[2] Rindler, W. 1956, MNRAS, 6, 662-667, Les horizons visuels dans les modèles d'univers, Rindler reconnaît qu'une expansion plus rapide que c est implicite en mathématiques, mais exprime un malaise avec ce concept: ". . . certaines difficultés physiques semblent inhérentes aux modèles possédant un horizon des particules : si le modèle postule la « création de points » (?), nous avons des particules de matière qui se séparent initialement à des vitesses dépassant celle des photons. "

[3] McVittie, G. C. 1974, QJRAS, 15, 246-263, Distances et grands redshifts, Sect. 4, "Ces arguments fallacieux montreraient apparemment que de nombreux quasars auraient des « vitesses de récession » supérieures à celle de la lumière, ce qui contredit l'un des postulats de base de la relativité. "

4] Weinberg, S. 1977, Les trois premières Minutes, (New York: Bantam Books), p. 27, "La conclusion généralement tiré de ce demi-siècle d'observation, c'est que les galaxies s'éloignent de nous avec des vitesses proportionnelles à leur distance (du moins pour des vitesses pas trop proches de celle de la lumière). ", voir aussi p. 12 et P. 25. Weinberg fait un commentaire similaire dans son texte de 1972 Gravitation et Cosmologie (New-York : Wiley), p. 417, "une galaxie relativement proche s'éloignera de ou vers la Voie Lactée, avec une vitesse radiale $[v_{\text{rec}} = dR(t_0) \cdot \chi]$. Peu de temps après, il ajoute une mise en garde sur la relativité restreinte et les sources éloignées : « il n'est ni utile ni strictement correct d'interpréter les changements de fréquence de la lumière à partir de sources très éloignées en terme de décalage Doppler calculé par la RR, seul. [Le lecteur devrait être averti cependant, que les astronomes interprètent généralement les grands décalages en fréquence en termes de vitesse de récession, un "décalage vers le rouge" de v km/s signifiant que $z = v / (3 \times 10^5)$ ».

[5] Champ, G. 1981, Cette galaxie spéciale, dans la section II du feu de la vie, le livre du soleil, (Washington, DC: Smithsonian Books) "L'univers entier est seulement d'une fraction de kilomètre [après le premier millionième de seconde], mais il s'expand à des vitesses énormes - la matière proche de nous étant propulsée à presque la vitesse de la lumière. "

[6] Schutz, B. F. 1985, Un premier cours de Relativité Générale, (Cambridge : Cambridge U. Press) p. 320, "[$v = HD$] ne peut pas être exact puisque, pour $D > 1,2 \times 10^{26} \text{m} = 4000 \text{Mpc}$, la vitesse dépasse la vitesse de la lumière ! Ces objections sont justes dans les deux cas. Notre discussion était locale (applicable à la vitesse de récession $\ll 1$) et prenait le point de vue d'un observateur particulier, nous-mêmes. Heureusement, l'expansion cosmologique est lente ... "

[7] Peebles, P.J.E., Schramm, D.N., Turner, E.L. et Kron, R.G. 1991, Nature **352**, 769, *Les arguments en faveur de la cosmologie relativiste du Big Bang chaud*, "Il y a des corrections relativistes [à la loi de Hubble, $v = H_0 D$] lorsque v est comparable à la vitesse de la lumière c ". Cependant, dans son texte de 1993, *Principles of Physical Cosmology*, Peebles (Princeton : Presses Universitaires de Princeton), p. 98, explique : " l'équation [$D = R\chi$] pour la distance propre [D] entre deux objets est valide quelle que soit la séparation en coordonnée, et nous pouvons l'appliquer à une paire de galaxies avec une séparation supérieure à la longueur de Hubble ... Ici, le taux de variation de la séparation propre, [$dD = HD$], est supérieure à la vitesse de la lumière. Ce n'est pas une violation de la relativité restreinte ; "De plus, au paragraphe suivant, Peebles indique clairement qu'en fonction des paramètres cosmologiques, nous pouvons effectivement observer des objets qui s'éloignent plus vite que la vitesse de la lumière.

[8] Peacock, J. A. 1999, Cosmological Physics, (Cambridge: Cambridge Press U) p. 6, ". . . les objets à une distance vectorielle r semble reculer de nous à une vitesse $v = H_0 r$, ou H_0 est connue sous le nom de constante de Hubble (et n'est pas du tout constante, comme on le verra plus loin). Cette loi est strictement valide à petites distances, bien sûr, mais cela nous dit que les objets avec $r \approx c / H_0$ s'éloignent avec une vitesse approchant celle de la lumière. C'est pourquoi il semble raisonnable d'utiliser ceci comme une coupure supérieure dans la partie radiale de l'intégrale ci-dessus. "Cependant, Peacock dit très clairement que les redshifts cosmologiques ne sont pas dus au décalage Doppler de la relativité restreinte, p72, "il est courant mais trompeur de convertir un grand redshift en vitesse de récession en utilisant la formule de la relativité restreinte $1 + z = [(1 + v / c) / (1 - v / c)]^{1/2}$. Une telle tentation devrait être évitée "

[9] Davies, P. C.W. 1978, *The Runaway Universe* (Londres: J. M. Dent & Sons Ltd) p. 26, "... les galaxies à plusieurs milliards d'années-lumière semblent s'éloigner de nous, à peu près, à la vitesse de lumière. Alors que nous explorons l'espace encore plus loin, le décalage vers le rouge augmente sans limite et les galaxies semblent disparaître et devenir noires. Lorsque la vitesse de récession atteint la vitesse de la lumière, nous ne pouvons plus les voir du tout, car aucune lumière ne peut nous atteindre depuis la région au-delà de laquelle l'expansion est plus rapide que la lumière elle-même. Cette limite est appelée notre horizon dans l'espace et sépare les régions de l'univers que nous pouvons connaître, des régions au-pour lesquelles aucune information n'est disponible, quelle que soit la puissance des instruments que nous utilisons."

[10] Berry, M. 1989, *Principes de cosmologie et de gravitation*, (Bristol, Royaume-Uni: IOP Publishing) p. 22 "... si nous supposons que la géométrie euclidienne peut être employée, ... les galaxies à une distance $D_{\max} = c / H \sim 2 \times 10^{10}$ années-lumière $\sim 6 \times 10^9$ pc ont une vitesse de récession égale à la vitesse de la lumière. La lumière des galaxies plus éloignées ne peut jamais nous atteindre, de sorte que $D_{\max}$ marque la limite de l'univers observable ; cela correspond à une sorte d'horizon."

[11] Raine, D. J. 1981, *L'univers isotrope*, (Bristol : Adam Hilber Ltd) p. 87, "on pourrait soupçonner que les effets liés à la relativité restreinte sont importants puisque certains quasars présentent des décalages vers le rouge, z , au delà de l'unité. Ceci est incompatible avec une interprétation newtonienne de l'effet Doppler, car on obtiendrait des vitesses $v = cz$ supérieures à celle de la lumière. La formule Doppler relativiste $1 + z = (c + v) / (c - v)^{1/2}$ conduit toujours à des vitesses subluminiques pour les objets avec des redshifts arbitrairement grands, et est au moins cohérente. En fait, nous trouverons que la stricte interprétation relativiste est également inadéquate. Néanmoins, au bord théorique de l'univers visible, nous attendons au moins, en principe, de voir les corps s'éloigner apparemment avec la vitesse de la lumière."

[12] Liddle, A. R. 1988, *Une introduction à la cosmologie moderne*, (Sussex: John Wiley & Sons Ltd) p. 23, section 3.3, "... les fourmis éloignées sur le ballon peuvent facilement se séparer plus rapidement que deux centimètres par seconde si le ballon est gonflé assez rapidement. Mais si elles le sont, elles ne pourront jamais en parler, car le ballon les sépare plus vite qu'elles peuvent se déplacer ensemble, même à pleine vitesse." ???

[13] Krauss, L. M. et Starkman, G. D. 1999, *ApJ*, 531 (1), 22-30, La vie, l'univers et rien : la vie et la mort dans un univers en expansion constante, "en assimilant cette vitesse de récession à la vitesse de la lumière c , on trouve la distance physique à l'horizon dit de De Sitter ... Cet horizon, est une sphère renfermant une région, en dehors de laquelle aucune nouvelle information ne peut atteindre l'observateur au centre ». Ce serait vrai si c'était appliqué seulement aux univers vides de De Sitter avec une constante cosmologique. Cependant ce n'est pas son usage : "l'univers est dominé par la constante cosmologique depuis, environ, la moitié de son âge actuel. La région observable de l'Univers, « en principe » s'est rétrécie depuis. ... ??? Les objets plus éloignés que l'horizon de De Sitter [Sphère de Hubble] resteront pour toujours inobservables."

[14] Harrison, E. R. 1991, *ApJ*, 383, 60-65, Sphères de Hubble et horizons des particules, « Tous les univers en accélération, y compris les univers n'ayant qu'une période d'accélération limitée, ont pour propriété que les galaxies (à un « moment » donné) à des distances $L < L_H$ sont plus tard à $L > L_H$, et leur vitesse de récession subluminique au cours du temps devient superluminique. La lumière émise à l'extérieur de la sphère Hubble et traversant l'espace vers l'observateur s'éloigne et ne peut jamais entrer dans la sphère Hubble et s'approcher de l'observateur. Clairement, il y a des événements qui ne peuvent jamais être observés, et de tels univers ont un horizon des événements. La partie trompeuse de cette citation est subtile - il y aura un horizon des événements dans de tels univers (univers accélérant), mais il ne doit pas nécessairement coïncider avec la sphère de Hubble. À moins que l'univers ne s'accélère si rapidement et que la sphère de Hubble ne s'étende pas (expansion exponentielle), nous observerons toujours des choses au-delà de la sphère de Hubble, même s'il existe un horizon des événements (voir Fig. 1).

[15] Harwit, M. 1998, *Astrophysical Concepts*, 3ème éd., (New York: Springer-Verlag) p. 467, "Déclaration (i) [Dans un modèle sans horizon des événements, un observateur fondamental peut, tôt ou tard, observer n'importe quel événement." dépend de l'impossibilité des particules à s'éloigner à une vitesse supérieure à la lumière.

[16] Hubble, E. et Humason, M.L. 1931, *ApJ*, 74, 443-480, La relation vitesse-distance entre les nébuleuses extragalactiques, pp. 71-72, "Si une vitesse de récession réelle est impliquée, une augmentation supplémentaire, égale à celle donnée ci-dessus, doit être incluse afin de tenir compte de la différence dans les taux auxquels les quanta quittent la source et atteignent l'observateur. "Note de bas de page 1 : " Le facteur est $\sqrt{(1+v/c)/(1-v/c)}$ qui se rapproche de $1 + d\lambda/\lambda$ pour des décalages vers le rouge aussi importants que ceux observés. Un troisième effet dû à la courbure, négligeable pour les distances observables actuellement, est discuté par R. C. Tolman ... "

[17] Lightman, A.P., Press, W.H., Price, R.H. et Teukolsky, S.A. 1975, *Problem book in relativity and gravitation*, (Princeton, U.S.A.: Princeton U. Press) Prob. 19,7.

[18] Halliday, D., Resnick, R. et Walker, J. 1974, *Fundamentals of Physics*, (États-Unis: John Wiley & Sons) 4e éd., Question 34E : « Certaines des raies de l'hydrogène du quasar 3C9, sont tellement décalées vers le rouge que leurs longueurs d'onde sont trois fois plus grandes que celles observées pour les atomes d'hydrogène au repos dans le laboratoire. (a) Montrer que l'équation Doppler classique donne une vitesse de récession relative supérieure à c pour cette situation. (b) En supposant que le mouvement relatif de 3C9 et de la Terre est entièrement dû à la récession, trouvez la vitesse de récession prévue par l'équation Doppler relativiste. "Voir aussi les questions 28E, 29E et 33E.

[19] Seeds, M.A. 1985, *Horizons - Explorer l'univers*, (Belmont, Californie : Wadsworth Publishing), pp. 386-387, " Si l'on utilise la formule Doppler classique, un décalage vers le rouge supérieur à 1 implique une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière. Cependant, comme expliqué dans l'encadré 17-1, les très grands décalages vers le rouge nécessitent l'utilisation de la formule Doppler relativiste ... Exemple : Supposons qu'un quasar a un décalage vers le rouge de 2. Quelle est sa vitesse ? Solution : [utilisez la relativité restreinte] "

[20] Kaufmann, W. J. et Freedman, R. A. 1988, *Univers*, (New York : W. H. Freeman & Co.) Encadré 27-1, p. 675 ". . . le quasar PKS2000-330 a un redshift $z = 3,78$. En utilisant cette valeur et en appliquant l'équation relativiste complète pour trouver la vitesse radiale du quasar, on obtient $v / c = (4,78^2 - 1) / (4,78^2 + 1) = \dots = 0,92$. En d'autres termes, ce quasar semble s'éloigner de nous à 92% de la vitesse de la lumière. "

[21] Taylor, E. F. and Wheeler, J. A. 1991, *Spacetime Physics : introduction to special relativity*, (New-York : W. H. Freeman & Co.) p. 264, Ex. 8-23

[22] Hu, Y., Turner, M. S. et Weinberg, E. J. 1993, *Phys. Rev. D*, 49 (8), 3830-3836, Solutions dynamiques aux problèmes d'horizon et de platitude, "... De nombreuses applications viables de l'inflation existent maintenant. Toutes impliquent deux éléments clés : une période d'expansion supraluminique ... " Ils définissent plus loin dans le document l'expansion supraluminique comme suit : " L'expansion supraluminique pourrait être définie le plus naturellement comme celle où deux points comobiles perdent tout contact causal. » Leur utilisation de superluminique est conforme à cette définition et tant que le lecteur est familiarisé avec cette définition, il n'y a pas de problème. Néanmoins, nous devrions utiliser cette définition avec prudence car même si la vitesse de récession entre deux points est égale à $dD > c$, cela ne signifie pas que ces points finiront par perdre le contact causal.

[23] Khoury, J., Ovrut, B.A., Steinhardt, P.J. et Turok, N. 2001, *Phys. Rev. D*, 64 (12), 123522, *Univers Ekpyrotic : Collisions de branes et origine du big bang chaud*, "L'hypothèse centrale de tout modèle inflationniste est que l'univers a connu une période d'expansion supraluminique au début de son histoire avant de s'installer dans une évolution dominée par les radiations. "Ils utilisent évidemment

une définition de" supraluminique "qui est courante dans les discussions sur l'inflation, mais encore une fois, cette définition devrait être utilisée avec prudence.

[24] Lovell, B. 1981, *Emerging Cosmology*, (New York: Columbia U. Press) p. 158, ". . . les observations avec des instruments astronomiques contemporains nous transportent vers des régions de l'univers où le concept de distance perd de son sens et de sa signification, et la mesure dans laquelle ces pénétrations révèlent l'histoire passée de l'univers devient une question d'une importance plus sublime".

[25] McVittie, G. C. 1974, *QJRAS*, 15 (1), 246-263, Distance et grands redshifts, ". . . Les conclusions tirées de l'affirmation selon lesquelles tel ou tel objet « se déplace avec la vitesse de la lumière » par rapport à un observateur doivent être traitées avec prudence. Elles n'ont de sens que si la distance et le temps utilisés sont définis avec soin et il est également démontré que la vitesse ainsi atteinte a une signification physique. "

REMERCIEMENTS

Nous remercions John Peacock et Geraint Lewis d'avoir signalé une erreur dans une version antérieure de ce document. Nous aimerions également remercier Jochen Liske, Hugh Murdoch, Tao Kiang, John Peacock, Brian Schmidt, Phillip Helbig, John Webb et Elizabeth Blackmore pour leurs discussions utiles. TMD est soutenu par un prix australien de troisième cycle. La LCH attribue une bourse de recherche de l'Australian Research Council.

RÉFÉRENCES

- Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G. et al. 2003, *ApJS*, 148, 1
- Chen, H.-W., Lanzetta, K. M. and Pascarelle, S. 1999, *Nature*, 398, 586
- Davis, T. M. and Lineweaver, C. H. 2001, in *Cosmology and Particle Physics 2000*, ed. R. Durrer, J. Garcia-Bellido and M. Shaposhnikov, (New York: American Institute of Physics conference proceedings, Volume 555), 348
- Davis, T. M. and Lineweaver, C. H. 2004, in preparation
- Davis, T. M., Lineweaver, C. H. and Webb, J. K. 2003, *Am. J. Phys.*, 71, 358
- Ebert, R. and Trümper, M. 1975, *Ann. NY Acad. Sci.*, 262, 470
- Ellis, G. F. R. and Rothman, T. 1993, *Am. J. Phys.*, 61, 883
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P. et al. 2003, *AJ*, 125, 1649
- Goldhaber, G., Dustua, S., Gabi, S. et al. 1997, in ed. R. Canal, P. Ruiz-LaPuente and J. Isern, *NATO ASIC Proc. 486: Thermonuclear Supernovae*, 777
- Goldhaber, G., Groom, D. E., Kim, A. et al. 2001, *ApJ*, 558, 359
- Gudmundsson, E. H. and Björnsson, G. 2002, *ApJ*, 565, 1
- Harrison, E. R. 1981, *Cosmology: the science of the universe*, 1st Ed. (Cambridge: Cambridge U. Press), and 2nd Ed. (2000)
- Harrison, E. R. 1993, *ApJ*, 403, 28
- Kiang, T. 1991, *Acta Astrophysica Sinica*, 11, 197
- Kiang, T. 1997, *Chinese Astronomy and Astrophysics*, 21, 1
- Kiang, T. 2001, *Chinese Astronomy and Astrophysics*, 25, 141

- Lake, K. 1981, ApJ, 247, 17
- Landsberg, P. T. and Evans, D. A. 1977, Mathematical Cosmology, an introduction (Oxford: Clarendon Press)
- Leibundgut, B., Schommer, R., Phillips, M. et al. 1996, ApJ, 466, L21
- Liske, J. 2000, MNRAS, 319, 557
- Loeb, A. 1998, ApJ, 499, L111
- Murdoch, H. S. 1977, QJRAS, 18, 242
- Murdoch, H. S. 1993, Quasars - how far? how fast?, unpublished, Sect. 1
- Outram, P. J., Chaffee, F. H. and Carswell, R. F. 1999, MNRAS, 310, 289
- Page, D. N. 1993, unpublished, gr-qc/9303008
- Peacock, J. A. 1999, Cosmological Physics, (Cambridge: Cambridge U. Press)
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G. et al. 1999, ApJ, 517, 565
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A. and Vetterling, W. T. 1989, Numerical Recipes (Fortran Version), (Cambridge: Cambridge U. Press)
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P. et al. 1998, AJ, 116, 1009
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Leonard, D. et al. 1997, AJ, 114, 722
- Rindler, W. 1956, MNRAS, 6, 662
- Rindler, W. 1977, Essential relativity, special, general and cosmological, (New York: Springer)
- Sandage, A. 1962, ApJ, 136, 319
- Silverman, A. N. 1986, Am. J. Phys., 54, 1092
- Stuckey, W. M., Am. J. Phys., 60, 142
- Weinberg, S. 1972, Gravitation and cosmology, (New York: Wiley)
- Wilson, O. C. 1939, ApJ, 90, 634
- Wright, E. L. 2001, Errors in tired light cosmology, www.astro.ucla.edu/~wright/tiredlit.htm