

L'évolution de l'onde électromagnétique sur de très grandes distances

Pierre Réal Gosselin

2014-11-22

Résumé

Nous expliquons le décalage vers le rouge \mathbb{Z} de la radiation provenant des galaxies éloignées moyennant les équations classiques de Maxwell et le principe de conservation de l'énergie. La loi de Hubble émerge naturellement comme conséquence de la transformation progressive de l'onde électromagnétique selon la distance. Nous évaluons le paramètre H_0 ($84,3 \text{ Km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$) à partir des données du satellite Pioneer expliquant ainsi l'anomalie de comportement attribuée à ce satellite. Nous résolvons certaines situations inexplicables par la cosmologie actuelle. Nous présentons la formule corrigée du module de distance et revoyons la distance limite d'observation des phénomènes cosmologiques.

Table des matières

Table des matières	2
1 Introduction	3
2 Théorie	6
2.1 Propagation extrême I	6
2.2 Propagation extrême II	9
2.3 Évolution de la longueur d'onde	12
3 La constante de Hubble	14
3.1 Pioneer	14
3.2 H_0	15
3.3 Galaxies	15
4 Énigmes résolues	17
4.1 Vitesse de récession des Céphéides	17
4.2 Augmentation de la luminosité	17
4.3 Radiation cosmique résiduelle et supernova	17
5 Distance	21
5.1 Module de distance	21
5.2 Le monde observable	22
6 Conclusion	25
Références	26

1 Introduction

Interpréter le décalage vers le rouge de la radiation provenant des galaxies éloignées comme résultant de l'effet Doppler implique que ces galaxies s'éloignent de l'observateur. En 1929, Edwin Hubble [1] [2] a montré que la vitesse de récession v des galaxies était proportionnelle à leur éloignement z de l'observateur, que ce phénomène était isotrope et proportionnel selon la constante H_0 . Au fil des nombreuses études qui s'en suivirent, cette constante a été évaluée à 73 kilomètres par seconde par Méga parsecs. Les derniers résultats obtenus par le satellite Planck [3] indiquent plus précisément 67 kilomètres par seconde par Méga parsecs. La loi de Hubble s'écrit

$$v = zH_0 \quad (1.1)$$

où v est la vitesse de récession de la source, z sa distance de l'observateur et H_0 la constante de proportionnalité. Le décalage vers le rouge \mathbb{Z} dû à la vitesse v de récession de la galaxie par rapport à la vitesse de propagation de la lumière dans le vide c est

$$\mathbb{Z} = \frac{v}{c} \quad (1.2)$$

ce qui donne pour la distance en fonction du décalage vers le rouge

$$z = \frac{c\mathbb{Z}}{H_0} \quad (1.3)$$

En fonction des longueurs d'ondes émises (λ_0) et observées (λ), le décalage vers le rouge est

$$\mathbb{Z} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (1.4)$$

Telle interprétation conduit naturellement à considérer que l'univers est en expansion puisque tout ce qui est observé semble s'éloigner et ce, de plus en plus rapidement selon l'éloignement de l'objet observé. Le corollaire de ce raisonnement implique qu'il y a $\frac{1}{H_0}$ soit environ 13,7 milliards d'années [4], tout l'univers était concentré en une singularité, un point ultime qui incidemment explosa pour donner l'univers expansionniste que nous observons présentement.

Comme l'effet Doppler représente le rapport entre la vitesse de la source émettrice et la vitesse de propagation de la lumière, ce rapport ne peut évidemment pas dépasser l'unité, la vitesse de la lumière étant vue comme la limite ultime de propagation des interactions dans l'univers. Or on observe de plus en plus de galaxies dont la valeur de \mathbb{Z} dépasse l'unité voire des valeurs de 12 selon de récentes observations, Bouwens [5], Brammer [6]. L'interprétation Doppler du décalage vers le rouge de la lumière qui provient de ces galaxies éloignées est alors inappropriée. Et l'inférence qui en est tirée, soit l'explosion de l'univers, ne peut conséquemment tenir.

Toutefois, depuis Hubble [1] et Lemaître [7] [8] [9] [10], la quasi-totalité des théoriciens de la cosmologie propose l'idée de l'expansion de l'univers comme base explicative du phénomène. Mais alors l'expansion n'a pas le même sens que précédemment soit

une explosion de la masse de l'univers dans l'espace. On fait plutôt appel à un concept plus ésotérique soit celui de l'expansion de l'espace lui-même qui est alors vu par lunette de la Relativité générale. Ainsi, le concept d'expansion de l'espace explique le décalage vers le rouge par l'étirement que subit la lumière durant son périple depuis la source éloignée jusqu'à nous. Supposer que l'espace est élastique est du domaine spéculatif car il n'y a aucune expérience que l'on puisse faire pour en démontrer la véracité. On ouvre alors la porte à l'élaboration de modèles d'univers des plus exotiques. Cela va même jusqu'à remettre en question les propriétés jusque là connues de la matière : Cameron [11], Terazawa [12].

L'observation de la radiation lumineuse ou des photons dans l'univers local, c'est-à-dire aussi bien dans le laboratoire que dans l'espace qui nous entoure, nous montre que les photons sont comme des particules ou comme des ondes qui conservent leur intégrité indéfiniment. Contrairement aux noyaux atomiques ou à certaines particules élémentaires qui ont des durées de vies mesurables, la durée de vie d'un photon nous semble infinie. On croit qu'il en est ainsi puisque la vitesse de propagation de la lumière est considérée comme la limite ultime de propagation des interactions dans l'univers ce qui implique que le temps ne peut exister pour le photon, c'est-à-dire qu'il est immuable et ne peut se transformer d'aucune manière.

Rien ne nous permet de supposer que les lois de la nature soient différentes à des distances extrêmes de ce qu'elles sont dans notre environnement immédiat. Alors en supposant que ce qui se passe à des distances extrêmes est identique à ce qu'on observe localement et à fortiori pour tout ce qui s'y trouve entre, on pourrait admettre que les photons émis à de très grandes distances se transforment lentement durant leur périple jusqu'à nous. Ainsi le décalage vers le rouge se justifie autrement que par l'élasticité de l'espace. Le seul laboratoire qui puisse vérifier telle transformation c'est l'univers lui-même puisque cela nécessite des temps d'expérimentation de l'ordre de plusieurs milliard d'années. Nous proposons d'expliquer le décalage vers le rouge et donc la loi de Hubble en posant comme hypothèse que les photons ou les ondes électromagnétiques se transforment en fonction du temps c'est-à-dire de la distance parcourue. Une telle transformation n'est pas décelable au niveau local mais uniquement au niveau de l'univers observé à de très grandes distances. Étant donné que le photon est sujet à transformation, une certaine durée temporelle lui est alors nécessaire ce qui implique que la vitesse de la lumière n'est pas la vitesse maximale de propagation des interactions dans l'univers. Toutefois cette limite doit tout de même être extrêmement proche de celle-ci à cause du temps extrêmement long requis pour la transformation des photons ainsi que le fait que toutes les expériences locales demeurent bien expliquées en utilisant la valeur actuelle de la vitesse de la lumière comme limite maximale. Le photon est donc soumis, à l'instar des autres habitants du monde atomique, aux transformations structurelles. Une telle proposition nous semble beaucoup plus acceptable et énormément moins ésotérique que l'élasticité de l'espace.

L'observation de la radiation électromagnétique qui nous provient du ciel occupe une très large bande spectrale, bien plus étendue que la partie visible accessible à

l'oeil. Tout particulièrement, les radios astronomes A. Penzias et R. Wilson [13] ont découvert en 1964 la présence d'une radiation uniforme et isotrope d'une longueur d'onde de $1,873 \text{ mm}$ soit une fréquence micro-onde de $160,2 \text{ GHz}$ laquelle correspond à la température de $2,72548 \text{ }^\circ\text{K}$ [14]. Cette radiation ne peut être associée à aucun objet particulier et sa présence est expliquée comme conséquence normale du *BigBang* survenu il y a 13,7 milliards d'années. Les photons très énergétiques au départ de ce processus auraient été étirés progressivement durant leur parcours, et par conséquent refroidis par suite de la dilatation de l'espace. Aujourd'hui nous les observerions comme la radiation résiduelle cosmique nommée en anglais Cosmic Microwave Background radiation (CMB).

Comme nous proposons que les photons ou ondes électromagnétiques se transforment tout au long de leur périple, nous devons toutefois considérer que ce processus doit aboutir à un point terminal au-delà duquel il ne se produit plus de transformation. Sans quoi, un tel processus continuant indéfiniment produirait une infinité de photons d'énergie nulle : une situation qui ne se conçoit pas dans la nature des choses. Nous proposons donc que cette limite de transformation de la radiation, que ce point ultime correspond justement à cette valeur observée de la radiation résiduelle cosmique CMB. Ainsi, l'ensemble des radiations émises par la multitude des sources finit par se fondre dans une sorte de brouillard uniforme qui définit l'espace maximal observable.

2 Théorie

Selon nos hypothèses, nous procédons en partant du principe de conservation de l'énergie et construisons selon deux méthodes. La première s'appuie sur les équations du champ électromagnétique de Maxwell et la seconde sur une séquence de mutations successives des photons. Toutes deux produisent les mêmes résultats.

2.1 Propagation extrême I

Les propriétés de propagation d'une onde électromagnétique dans le vide sur d'extrêmes distances nous sont inconnues. Nous supposons qu'elles sont les mêmes localement et à très grandes distances et en ce sens les lois de l'électromagnétisme de Maxwell sont valides ici et là-bas. Dans le cas d'une onde plane se propageant dans la direction \vec{k} , le champ électrique \vec{E} ainsi que le champ magnétique \vec{H} est une fonction unique de la distance "z" et du temps "t".

$$\vec{E} = \vec{i} E_x(z, t) \quad (2.1)$$

$$E_x = E \exp [j\omega(t - \frac{z}{c}) + \theta] \quad (2.2)$$

$$\vec{H} = \vec{j} H_y(z, t) \quad (2.3)$$

$$H_y = H \exp [j\omega(t - \frac{z}{c}) + \theta] \quad (2.4)$$

Le vecteur de Poynting représente le flux d'énergie se propageant avec l'onde

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.5)$$

lequel vaut pour l'onde plane

$$\vec{S} = \frac{E^2}{\mu_0 c} \vec{k} \quad (2.6)$$

Entre des points extrêmement éloignés, le vecteur de Poynting ne peut représenter adéquatement le principe de conservation de l'énergie. En effet on observe le décalage vers le rouge soit une variation de la longueur d'onde, paramètre absent de l'expression de \vec{S} . Le vecteur de Poynting représente certainement la moyenne de l'énergie locale des photons qui composent l'onde, chacun d'énergie

$$E = \hbar \omega \quad (2.7)$$

Lors du passage à des distances extrêmes, il serait plus approprié de considérer la variation de la densité N des photons et leur énergie individuelle afin de conserver l'équilibre énergétique. Ainsi la quantité

$$\xi = N\hbar\omega \quad (2.8)$$

serait conservée sur des distances extrêmes pendant que N et ω varient en fonction de la distance z . En rapprochant telle quantité de celle du vecteur de Poynting

$$\mathbb{S} = \xi \quad (2.9)$$

$$\frac{E^2}{\mu_0 c} = \hbar N(z) \omega(z) \quad (2.10)$$

$$E = (\mu_0 c \hbar N(z) \omega(z))^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

l'amplitude du champ électrique E varie alors en fonction de la densité photonique N et de la fréquence circulaire ω lesquels sont tous deux dépendants de la distance z . Les composantes de l'onde électromagnétique sont alors :

$$E_x = (\mu_0 c \hbar N(z) \omega(z))^{\frac{1}{2}} \exp[j\omega(z)(t - \frac{z}{c}) + \theta] \quad (2.12)$$

$$H_y = (\frac{\hbar N(z) \omega(z)}{\mu_0 c})^{\frac{1}{2}} \exp[j\omega(z)(t - \frac{z}{c}) + \theta] \quad (2.13)$$

Réécrivons ces deux équations comme suit

$$E_x = F_z \exp [j\omega_z(t - \frac{z}{c}) + \theta] = F_z \exp [\cdot] \quad (2.14)$$

$$H_y = G_z \exp [j\omega_z(t - \frac{z}{c}) + \theta] = G_z \exp [\cdot] \quad (2.15)$$

et se rappelant que

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (2.16)$$

on obtient

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial F_z}{\partial z} \exp [\cdot] + jF_z \exp [\cdot] \left\{ \frac{\partial \omega_z}{\partial z} (t - \frac{z}{c}) - \frac{\omega_z}{c} \right\} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = G_z \exp [\cdot] \{ j\omega_z \} \quad (2.18)$$

Puisque localement et en tout endroit de l'espace on a

$$\frac{E}{H} = \frac{F_z}{G_z} = \mu_0 c \quad (2.19)$$

$$\therefore G_z = \frac{F_z}{\mu_0 c} \quad (2.20)$$

alors

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} + jF_z \frac{\partial \omega_z}{\partial z} (t - \frac{z}{c}) = 0 \quad (2.21)$$

Vu que

$$|E| = |F| = (\mu_0 c \hbar N_z \omega_z)^{\frac{1}{2}} \quad (2.22)$$

on déduit

$$\left\{ N_z \frac{\partial \omega_z}{\partial z} + \omega_z \frac{\partial N_z}{\partial z} \right\} + j \left\{ 2N_z \omega_z \frac{\partial \omega_z}{\partial z} \left(t - \frac{z}{c} \right) \right\} = 0 \quad (2.23)$$

La partie réelle entre accolades s'obtient autrement en considérant que la quantité ξ (2.8) est conservée et donc constante quel que soit le parcours et par conséquent la dérivée en fonction de la distance est nulle

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} = N_z \frac{\partial \omega_z}{\partial z} + \omega_z \frac{\partial N_z}{\partial z} = 0 \quad (2.24)$$

La solution de cette équation différentielle est :

$$N_z = \alpha e^{\frac{z}{\eta}} + C_1 \quad (2.25)$$

$$\omega_z = \beta e^{-\frac{z}{\eta}} + C_2 \quad (2.26)$$

où

$$\frac{\partial N_z}{\partial z} = \frac{\alpha}{\eta} e^{\frac{z}{\eta}} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial z} = -\frac{\beta}{\eta} e^{-\frac{z}{\eta}} \quad (2.28)$$

Ce qui donne

$$\alpha C_2 e^{\frac{z}{\eta}} = \beta C_1 e^{-\frac{z}{\eta}} \quad (2.29)$$

Cette équation étant vraie pour tout z implique que $C_1 = C_2 = 0$. Les conditions aux limites étant à $z = 0$: $N_z = N_0$, $\omega_z = \omega_0$ les constantes valent

$$\alpha = N_0 \quad (2.30)$$

$$\beta = \omega_0 \quad (2.31)$$

et finalement

$$N_z = N_0 e^{\frac{z}{\eta}} \quad (2.32)$$

$$\omega_z = \omega_0 e^{-\frac{z}{\eta}} \quad (2.33)$$

d'où la longueur d'onde

$$\lambda_z = \lambda_0 e^{\frac{z}{\eta}} \quad (2.34)$$

Le décalage vers le rouge est

$$\mathbb{Z}_z = e^{\frac{z}{\eta}} - 1 \quad (2.35)$$

qui pour de très courtes distances $z \ll \eta$ vaut

$$\mathbb{Z}_z = \frac{z}{\eta} \quad (2.36)$$

Nous avons ici la loi de Hubble et pour lui donner sa forme classique, il suffit de poser

$$\eta = \frac{c}{H_0} \quad (2.37)$$

d'où de façon générale

$$\boxed{Z_z = e^{\frac{zH_0}{c}} - 1} \quad (2.38)$$

En fonction du décalage vers le rouge, on a pour la distance

$$\boxed{z = \frac{c}{H_0} \ln(Z + 1)} \quad (2.39)$$

la longueur d'onde

$$\boxed{\lambda_z = \lambda_0 e^{\frac{zH_0}{c}}} \quad (2.40)$$

et la densité photonique

$$\boxed{N_z = N_0 e^{\frac{zH_0}{c}} = N_0 (Z + 1)} \quad (2.41)$$

Il appert que l'évaluation des distances cosmologiques à partir du décalage vers le rouge selon la loi classique de Hubble conduit à surestimer les distances réelles des galaxies : il faut plutôt considérer une progression logarithmique. D'autre part la longueur d'onde et l'intensité d'une source croissent linéairement en fonction de ce décalage vers le rouge ou exponentiellement selon la distance. La figure 1 illustre l'effet du décalage vers le rouge sur la longueur d'onde et l'intensité d'une gaussienne ou d'une raie spectrale quelconque. Tout spectre conservera sa structure alors que croîtront en fonction de la distance la longueur d'onde (2.40) et l'amplitude (2.41). Quant à la vitesse de récession apparente, elle sera exponentielle suivant (2.39) et (1.2)

$$z = \frac{c}{H_0} \ln\left(\frac{v}{c} + 1\right) \quad (2.42)$$

$$v = c \left\{ e^{\left\{ \frac{zH_0}{c} \right\}} - 1 \right\} \quad (2.43)$$

2.2 Propagation extrême II

Nous connaissons les propriétés spectrales des atomes dans le laboratoire. Lorsque éloignés de nous par d'immenses distances, l'observation nous les montre comme ayant subi une altération énergétique se traduisant par un décalage du spectre vers le rouge. Considérons donc des photons individuels de longueur d'onde λ_0 et d'énergie E_0 liés par la relation :

$$E_0 = \frac{hc}{\lambda_0} \quad (2.44)$$

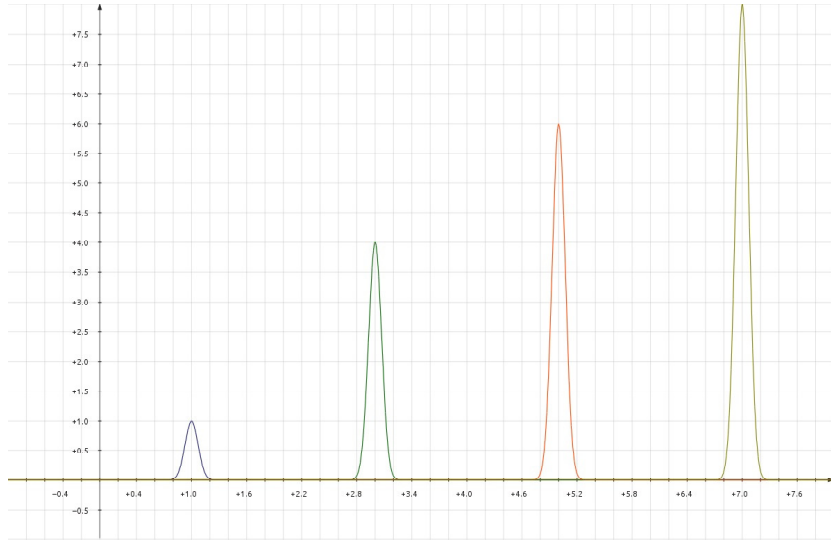


FIGURE 1 – Évolution d'une raie spectrale

Considérons une cohorte de N_0 photons par unité de volume représentant une énergie globale G_0 :

$$G_0 = N_0 E_0 \quad (2.45)$$

Considérons la même cohorte après un temps T où l'on compte $N_k > N_0$ photons par unité de volume, chacun d'énergie $E_k < E_0$. L'énergie totale de la cohorte G_k vaut

$$G_k = N_k E_k \quad (2.46)$$

et le principe de conservation de l'énergie implique

$$N_k E_k = N_0 E_0 \quad (2.47)$$

Nous supposons que la transformation de la cohorte se fait par bonds successifs. Une première transformation fait apparaître un photon supplémentaire rééquilibrant l'énergie de chaque photon de la cohorte. Il en est de même pour toutes les transformations subséquentes. L'énergie des $N_0 + k$ photons après k transformations est

$$E_k = \frac{N_0 E_0}{N_0 + k} \quad (2.48)$$

Le nombre de nouveaux photons après k transformations est

$$k = N_0 \left\{ \frac{E_0}{E_k} - 1 \right\} \quad (2.49)$$

$$k = N_0 \left\{ \frac{\frac{hc}{\lambda_0}}{\frac{hc}{\lambda_k}} - 1 \right\} \quad (2.50)$$

$$k = N_0 \frac{\lambda_k - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (2.51)$$

$$k = N_0 \mathbb{Z}_k \quad (2.52)$$

où \mathbb{Z}_k est le décalage vers le rouge après k transformations. La densité des photons est alors :

$$N_k = N_0 + k \quad (2.53)$$

$$N_k = N_0 + N_0 \mathbb{Z}_k \quad (2.54)$$

$$N_k = N_0 (\mathbb{Z}_k + 1) \quad (2.55)$$

L'intensité des raies spectrales I_k étant proportionnelle au nombre de photons par unité de volume, alors elle augmente de la même manière soit

$$I_k = I_0 (\mathbb{Z}_k + 1) \quad (2.56)$$

et on a pour l'énergie des photons

$$E_k = \frac{E_0}{\mathbb{Z}_k + 1} \quad (2.57)$$

et pour la longueur d'onde

$$\lambda_k = \lambda_0 (\mathbb{Z}_k + 1) \quad (2.58)$$

Entre deux transformations successives, la cohorte se déplace d'une distance Δz . Durant ce parcours, sans élaborer de mécanisme particulier, nous supposons que la tension imposée aux photons à muter est directement proportionnelle à la densité N_k . Le nombre de nouveaux photons Δk par unité de parcours est alors proportionnel à cette tension

$$\frac{\Delta k}{\Delta z} \propto N_k \quad (2.59)$$

et inversement pour la distance par unité de transformation

$$\frac{\Delta z}{\Delta k} \propto \frac{1}{N_k} \quad (2.60)$$

Autrement dit, la longueur des parcours durant lesquels les transformations s'effectuent est inversement proportionnelle à la densité photonique qui s'accroît constamment.

Usant de la constante de proportionnalité b et avec $N_k = N_0 + k$ on pose pour de très petits intervalles

$$\frac{\partial z}{\partial k} = \frac{b}{N_0 + k} \quad (2.61)$$

Intégrant

$$z = b \ln(N_0 + k) + Cte \quad (2.62)$$

Au départ $z = 0$ et $k = 0$ d'où

$$Cte = -b \ln N_0 \quad (2.63)$$

et alors la distance est

$$z = b \ln \frac{N_0 + k}{N_0} \quad (2.64)$$

Substituant (2.52) on obtient

$$z = b \ln (\mathbb{Z} + 1) \quad (2.65)$$

dont on tire le décalage vers le rouge et la longueur d'onde en fonction de la distance

$$\mathbb{Z} = e^{\frac{z}{b}} - 1 \quad (2.66)$$

$$\lambda_z = \lambda_0 e^{\frac{z}{b}} \quad (2.67)$$

Développant l'exponentielle en série, rejetant les termes d'ordre supérieur et pour de faibles distances

$$\mathbb{Z} = \frac{z}{b} \quad (2.68)$$

On reconnaît là la loi de Hubble soit la relation linéaire entre la distance et le décalage vers le rouge ; on la retrouve sous sa forme classique en posant

$$b = \frac{c}{H_0} \quad (2.69)$$

à partir de ce point, on retrouve les mêmes résultats que précédemment soient les équations (2.38), (2.39), (2.40), et (2.41).

2.3 Évolution de la longueur d'onde

L'évolution de la longueur d'onde en fonction de la distance est une exponentielle, équation (2.40). Selon notre hypothèse, après une distance suffisamment longue, la longueur d'onde converge vers celle de la radiation cosmique résiduelle λ_{cmb} . À ce point limite correspond le décalage vers le rouge

$$\mathbb{Z}_{cmb} = \frac{\lambda_{cmb} - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (2.70)$$

Jusque ici nous avons considéré une décroissance énergétique de la cohorte des photons. Nous faisons l'hypothèse que, pour des photons moins énergétiques que ceux de la radiation cosmique résiduelle, il y a croissance énergétique des photons de la cohorte et en contrepartie une diminution de la densité photonique. La longueur d'onde de ces photons diminue donc pour atteindre celle de la radiation cosmique résiduelle λ_{cmb} et on observera pour ces radiations un décalage vers le bleu. En conséquence, il sera plus judicieux de parler du décalage cosmique qui sera > 0 ou < 0 selon qu'il est vers le rouge ou le bleu.

Nous représentons donc l'évolution de toute longueur d'onde selon la distance par l'expression

$$\lambda(z) = \lambda_{cmb} - (\lambda_{cmb} - \lambda_0) e^{-\frac{H_0 z}{c}} \quad (2.71)$$

et pour le décalage cosmique

$$\mathbb{Z}(z) = \mathbb{Z}_{cmb} (1 - e^{-\frac{H_0 z}{c}}) \quad (2.72)$$

La figure 2 illustre l'évolution de la longueur d'onde vers la radiation cosmique résiduelle.

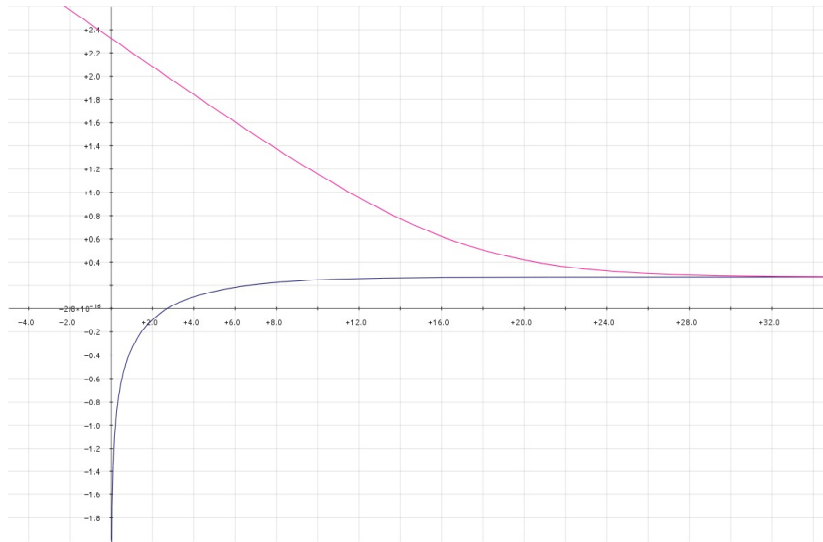


FIGURE 2 – Évolution de la longueur d'onde

3 La constante de Hubble

Le comportement énigmatique du satellite Pioneer confirme notre hypothèse de la transformation spatiale de l'onde électromagnétique. Il nous permet de calculer directement la valeur de la constante de Hubble. Cette méthode pourrait aussi s'appliquer aux galaxies et aux étoiles.

3.1 Pioneer

Il a été constaté que le satellite Pioneer 10 subissait une décélération constante depuis qu'il a quitté le système solaire et ce jusqu'au moment où on a cessé de communiquer avec sans qu'aucune explication satisfaisante n'ait été formulée adéquatement, Turyshev et Toth [15]. En effet le signal destiné à mesurer la vitesse d'éloignement du satellite par rapport au système solaire en utilisant l'effet Doppler montre une dérive constante de cet effet. Alors que le satellite poursuit sa course en s'éloignant du soleil, l'explication de cette dérive conduit à considérer que la vitesse du satellite diminue tout comme s'il subissait une force le ralentissant de façon constante alors qu'il n'y a aucun objet qui ne puisse l'influencer.

La distance et la vitesse du satellite sont déterminées de manière très précise par l'usage de deux signaux dans la bande S soit de fréquence $2,1 \text{ GHz}$ vers le satellite et de $2,3 \text{ GHz}$ pour la réception alors que la stabilité et la précision du signal est indépendante des équipements de bord du satellite. Puisque le satellite est hors du système solaire, il devrait poursuivre sa course de façon balistique selon les lois de la mécanique classique. Durant tout le périple du satellite, on a observé une variation de la fréquence de $5,99 \pm 0,01 \times 10^{-9} \text{ Hz sec}^{-1}$ soit une dérive vers une fréquence plus élevée. Interprétée comme un effet Doppler, elle représente une décélération du satellite de $8,74 \pm 1,33 \times 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$. Nous considérons que cette dérive n'est nulle autre que l'effet de la transformation du signal électromagnétique selon le mécanisme que nous avons développé.

Il est clair que si le satellite ralentit, on observera une dérive vers le bleu du signal Doppler déjà décalé dans le rouge parce que le satellite s'éloigne de nous. Nous savons suivant la logique de la mécanique classique Newtonienne que le satellite ne ralentit pas mais vogue toujours à vitesse constante. La distance aller-retour du signal continue quand même d'augmenter produisant la dérive qui réduit le décalage vers le rouge de manière constante. Or la fréquence moyenne du signal électromagnétique de $2,2 \text{ GHz}$ est bien inférieure à la fréquence de la radiation cosmique résiduelle CMB qui est de $160,2 \text{ GHz}$. C'est pourquoi la transformation photonique augmente la fréquence du signal ou de façon équivalente diminue sa longueur d'onde vers celle de la radiation cosmique résiduelle. De là la dérive vers le bleu et la fausse impression du ralentissement du satellite.

3.2 H_0

Cette dérive du signal nous permet d'évaluer la constante de Hubble directement. Considérons l'expression (2.71) que l'on dérive par rapport au temps et en tenant compte de (2.40) et des relations $z = ct$ et $\lambda = c/v$

$$\dot{\lambda} = H_0 \cdot (\lambda_{cmb} - \lambda_0) \cdot e^{-H_0 t} \quad (3.1)$$

$$\dot{\lambda} = H_0 \cdot \mathbb{Z}_{cmb} \cdot \lambda_0 \cdot e^{-H_0 t} \quad (3.2)$$

$$\dot{\lambda} = H_0 \cdot \mathbb{Z}_{cmb} \cdot \lambda \quad (3.3)$$

$$\boxed{H_0 = \frac{\dot{\lambda}}{\lambda} \cdot \frac{1}{\mathbb{Z}_{cmb}}} \quad (3.4)$$

$$\boxed{H_0 = -\frac{\dot{v}}{v} \cdot \frac{1}{\mathbb{Z}_{cmb}}} \quad (3.5)$$

Se référant au satellite Pioneer, nous utilisons 2,22345 GHz pour la fréquence, valeur choisie entre celle du signal vers le satellite, $\sim 2,1$ GHz, et celle du signal de retour, $\sim 2,3$ GHz. Selon (2.70), le décalage cosmique vaut

$$\mathbb{Z}_{cmb} = \frac{v_0 - v_{cmb}}{v_{cmb}} \quad (3.6)$$

$$\mathbb{Z}_{cmb} = \frac{2,22345 - 160,2}{160,2} = -0,986121 \quad (3.7)$$

La fréquence à la réception est dans ce cas pratiquement identique à la fréquence d'émission et on évalue la constante de Hubble à

$$H_0 = \frac{5,99 \times 10^{-9}}{2,22345 \times 10^9 \cdot 0,986121} = 2,731929 \times 10^{-18} \text{ sec}^{-1} \quad (3.8)$$

Tenant compte de $1 \text{ Mpc} = 3,0856 \times 10^{19} \text{ Km}$

$$H_0 = 2,731929 \times 10^{-18} \cdot 3,0856 \times 10^{19} = 84,29852 \text{ Km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (3.9)$$

$$\boxed{H_0 = 84,3 \text{ Km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}} \quad (3.10)$$

3.3 Galaxies

Dans le contexte d'un univers en expansion, Loeb [16] a proposé de mesurer la variation du décalage vers le rouge des galaxies en fonction du temps. Il n'y a pas de tel phénomène expansionniste mais uniquement une variation de la distance due à la vitesse intrinsèque des galaxies dans la direction de l'observation. On pourra alors observer la variation d'un décalage autant vers le bleu que vers le rouge et ce indépendamment de la distance des galaxies. Cela nécessitera uniquement des périodes d'observation suffisamment longues compte tenu de la vitesse intrinsèque de la galaxie observée.

Puisque nous pouvons suivre la dérive d'un signal provenant d'un satellite et ensuite calculer la valeur de la constante de Hubble, nous pouvons considérer que cela est faisable à partir du comportement des galaxies. Alors pour une quelconque galaxie située à n'importe quelle distance, mesurer l'évolution temporelle du décalage cosmique d'une ligne spectrale comme Lyman α ou H_α permettra d'évaluer la constante de Hubble en utilisant la relation (3.4). On pourra ainsi en vérifier la constance en fonction de la distance. Combinant (3.4), (2.70), (1.4) et introduisant la vitesse intrinsèque de la source v_{int} et les temps supplémentaires de parcours de la lumière t et de la source T

$$\dot{\lambda} = \lambda H_0 \mathbb{Z}_{cmb} \quad (3.11)$$

$$\Delta\lambda = \Delta t \lambda H_0 \mathbb{Z}_{cmb} \quad (3.12)$$

$$\Delta t = 2 \frac{v_{int} \Delta T}{c} \quad (3.13)$$

$$\Delta\lambda = 2 \Delta T \frac{v_{int}}{c} H_0 \mathbb{Z}_{cmb} \lambda_0 (\mathbb{Z}_{cos} + 1) \quad (3.14)$$

Alors, si durant $\Delta T = 10$ ans, on observe la raie $\lambda_0 = H_\alpha = 6563$ d'une galaxie ayant un décalage cosmique $\mathbb{Z}_{cos} = 1$ laquelle on estime qu'elle a une vitesse intrinsèque $v_{int} = 1000 \text{ km/s}$ dans la ligne d'observation et en supposant que la constante de Hubble vaut $H_0 = 84,4 \text{ km/sec/Mpc}$, on devrait observer après cette période un glissement de la raie d'environ $2,2 \cdot 10^{-4}$. On pourrait aussi procéder avec une étoile proche de nous offrant une meilleure visibilité.

4 Énigmes résolues

De plus en plus on découvre des déviations ou des effets non encore expliquables dans le contexte d'une cosmologie expansionniste. Ces phénomènes sont très bien résolus par notre modèle.

4.1 Vitesse de récession des Céphéides

Comme nous l'avons montré (2.43), la vitesse apparente de récession est exponentielle et non linéaire. Si l'on conserve une relation linéaire (1.1) pour l'observation d'objets de plus en plus éloignés on sera conduit à mesurer des valeurs de plus en plus élevées de la constante de Hubble H_0 . C'est ce qui explique l'écart entre les mesures obtenues pour des Céphéides proches et éloignées. Ce fait est relevé et discuté dans la publication de Arp [17] lequel y cherche une explication par un excès de décalage vers le rouge pour les Céphéides éloignées. La figure 3 reproduit la figure 4 de ce document où on voit des valeurs progressivement plus grandes de H_0 en fonction de la distance démontrant bien la relation exponentielle annoncée.

4.2 Augmentation de la luminosité

Dans une étude de deux groupes de galaxies ultra et hyper lumineuses (Lyman Break Galaxies) situées à des décalages vers le rouge élevé, Oteo et al [18] trouve que toutes les galaxies d'un groupe situé à $\mathbb{Z} \sim 1$ ont une magnitude inférieure à 11,7 et que toutes les galaxies d'un autre groupe situé à $\mathbb{Z} \sim 3$ ont une magnitude supérieure à 12,4 alors que tous les membres ont été soigneusement choisis afin de constituer deux groupes homogènes aux propriétés identiques. Ces chercheurs considèrent l'influence possible du décalage vers le rouge sur l'évolution de la radiation émise par les galaxies dans le rouge lointain (FIR). Selon notre modèle, il est clair que la luminosité observée par rapport à celle émise augmente proportionnellement au décalage vers le rouge (2.41). Dans ce cas, la proportion du décalage vers le rouge entre ces deux groupes est approximativement du simple au double soit $(3 + 1)/(1 + 1) \sim 2$. Il en résulte de même pour la luminosité qui en terme de magnitude apparente se traduit par une différence de $\sim 2,5 \log(2) = 0,753$ ce qui est justement l'écart de magnitude entre de ces deux groupes soit $[> 12,4] - [< 11,7] = [> 0,7]$.

4.3 Radiation cosmique résiduelle et supernova

Yershov et al. [19] a montré une forte corrélation entre l'augmentation locale de la température de la radiation cosmique résiduelle T_{sn} correspondant à la position de supernova et le décalage vers le rouge \mathbb{Z}_{sn} de ces mêmes supernova. Considérant des SN de type Ia, cette étude trouve pour l'augmentation de la température du fond cosmique en de tels endroits la régression $T_{sn} = 58,0 \pm 9,0 \mathbb{Z}_{sn} [\mu K]$. Ce surplus énergétique ponctuel est proportionnel au décalage cosmique des sources associées. Le modèle expansionniste ne fournit aucune explication à ce phénomène. Par contre cet effet confirme exactement ce que notre modèle prévoit soit la transformation progressive de la radiation en radiation cosmique résiduelle. Nous avons en ces endroits particuliers, une

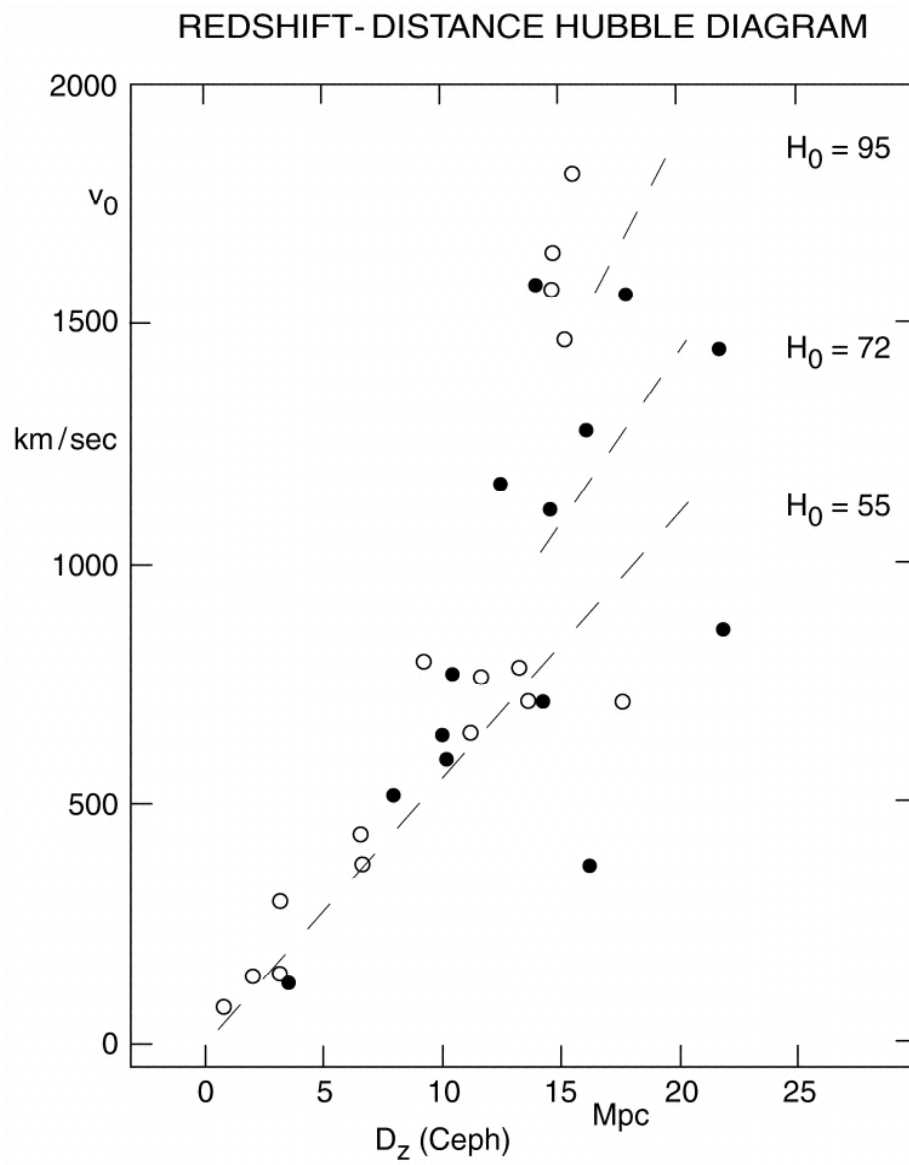


FIGURE 3 – Diagramme de Hubble, vitesse de récession de céphéides vs la distance

augmentation de la température du fond cosmique, toujours vis-à-vis de sources qui, malgré leur éloignement, sont encore visibles. Cette augmentation de température est proportionnelle à l'éloignement de la source car plus elle est éloignée, une plus large fraction du spectre énergétique peut se transformer en radiation cosmique résiduelle.

Les supernova sont considérées comme des standards cosmiques parce qu'elles ont toutes le même comportement et produisent un spectre énergétique identique, Coelho [20]. Considérons pour telle source la bande $\lambda_1 - \lambda_2$ située de part et d'autre de la longueur d'onde λ_{cmb} de la radiation cosmique résiduelle. Nous supposons que la densité photonique $I(\lambda)$ y est constante, de valeur I_0 et l'énergie des photons est $\frac{hc}{\lambda}$. L'énergie totale dans cette bande est alors

$$E = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_0 \frac{hc}{\lambda} d\lambda \quad (4.1)$$

$$E = I_0 hc \{ \ln(\lambda_2) - \ln(\lambda_1) \} \quad (4.2)$$

À une distance d ou décalage cosmique \mathbb{Z} , on observe cette bande contractée autour de la longueur d'onde λ_{cmb} entre les bornes λ'_1 et λ'_2 . Utilisant (2.71) et (2.40) on a

$$\lambda'_1 = \lambda_{cmb} - (\lambda_{cmb} - \lambda_1) e^{-\frac{H_0 d}{c}} \quad (4.3)$$

$$\lambda_1 = \lambda_{cmb} - (\lambda_{cmb} - \lambda'_1) e^{\frac{H_0 d}{c}} \quad (4.4)$$

$$\lambda_1 = \lambda_{cmb} \left\{ 1 - \frac{\lambda_{cmb} - \lambda'_1}{\lambda_{cmb}} (\mathbb{Z} + 1) \right\} \quad (4.5)$$

$$\ln(\lambda_1) = \ln(\lambda_{cmb}) + \ln \left\{ 1 - \frac{\lambda_{cmb} - \lambda'_1}{\lambda_{cmb}} (\mathbb{Z} + 1) \right\} \quad (4.6)$$

$$\ln(\lambda_2) = \ln(\lambda_{cmb}) + \ln \left\{ 1 - \frac{\lambda_{cmb} - \lambda'_2}{\lambda_{cmb}} (\mathbb{Z} + 1) \right\} \quad (4.7)$$

$$\ln(\lambda_2) - \ln(\lambda_1) = \ln \left\{ 1 - \frac{\lambda_{cmb} - \lambda'_2}{\lambda_{cmb}} (\mathbb{Z} + 1) \right\} - \ln \left\{ 1 - \frac{\lambda_{cmb} - \lambda'_1}{\lambda_{cmb}} (\mathbb{Z} + 1) \right\} \quad (4.8)$$

et approximant le logarithme par son argument

$$\ln(\lambda_2) - \ln(\lambda_1) = \frac{(\mathbb{Z} + 1)}{\lambda_{cmb}} (\lambda'_2 - \lambda'_1) \quad (4.9)$$

Substituant en (4.2)

$$E = \frac{I_0 h c (\mathbb{Z} + 1)}{\lambda_{cmb}} (\lambda'_2 - \lambda'_1) \quad (4.10)$$

Le capteur mesure un accroissement de température ΔT c'est-à-dire, utilisant la constante de Boltzman, un accroissement énergétique

$$\Delta E = k_B \Delta T \quad (4.11)$$

Ces deux quantités étant égales, on trouve pour l'accroissement de température

$$\Delta T = \frac{I_0 h c (\lambda'_2 - \lambda'_1)}{k_B \lambda_{cmb}} (\mathbb{Z} + 1) \quad (4.12)$$

Notre modèle prédit bien que l'augmentation de température est proportionnelle au décalage vers le rouge ainsi que le confirme l'étude. Remarquons que la mesure à la fréquence de 143 GHz ou 1,67 mm montre la meilleure corrélation pour une valeur de $67,6 \pm 6,3 \text{ }^\circ \mu K$. En supposant une plage de mesure de 0,8 mm centrée sur cette longueur d'onde que l'on utilise comme substitut de la longueur de la radiation cosmique résiduelle, on obtient

$$\Delta T = \frac{1,05 \times 10^{-34} \cdot 3 \times 10^8 \cdot 0,8 \times 10^{-3}}{1,38 \times 10^{-23} \cdot 1,67 \times 10^{-3}} I_0 (\mathbb{Z} + 1) \quad (4.13)$$

$$\Delta T = 1093 I_0 (\mathbb{Z} + 1) \text{ }^\circ \mu K \quad (4.14)$$

5 Distance

Le comportement de la radiation électromagnétique nécessite de revoir l'expression du module de distance. Nous examinons ensuite les distances maximales d'observation du monde.

5.1 Module de distance

Considérons la densité des photons qui s'accroît comme (2.41)

$$N_z = N_0 e^{\frac{zH_0}{c}} \quad (5.1)$$

La luminosité L_{0,λ_0} d'une source monochromatique de longueur d'onde λ_0 apparaîtra à une distance z à une longueur d'onde plus grande λ_z (2.40)

$$\lambda_z = \lambda_0 e^{\frac{zH_0}{c}} \quad (5.2)$$

Telle source donnera un flux S_{z,λ_z} mesuré par un observateur comme proportionnel à l'accroissement de la densité photonique et en même temps inversement proportionnel au carré de l'éloignement soit

$$S_{z,\lambda_z} = L_{0,\lambda_0} \frac{e^{\frac{zH_0}{c}}}{(4\pi z^2)} \quad (5.3)$$

En deux endroits différents situés aux distances d et f les flux S_{d,λ_d} et S_{f,λ_f} correspondant à cette luminosité sont

$$S_{d,\lambda_d} = L_{0,\lambda_0} \frac{e^{\frac{dH_0}{c}}}{(4\pi d^2)} \quad (5.4)$$

$$S_{f,\lambda_f} = L_{0,\lambda_0} \frac{e^{\frac{fH_0}{c}}}{(4\pi f^2)} \quad (5.5)$$

dont le rapport est

$$\frac{S_{d,\lambda_d}}{S_{f,\lambda_f}} = \left(\frac{f}{d}\right)^2 e^{\frac{H_0}{c}(d-f)} \quad (5.6)$$

La différence de magnitude apparente d'une telle source vue depuis ces deux points vaut selon la définition de la magnitude

$$m_d - m_f = -2,5 \log \frac{S_{d,\lambda_d}}{S_{f,\lambda_f}} \quad (5.7)$$

$$m_d - m_f = -2,5 \log \left\{ \left(\frac{f}{d}\right)^2 e^{\frac{H_0}{c}(d-f)} \right\} \quad (5.8)$$

à la distance $f = 10 pc$, m_f devient la valeur conventionnelle de référence soit la magnitude absolue M et cette différence de magnitude définit le module de distance μ d'une telle source soit

$$\mu = m - M = 5 \log d_{pc} - 5 - 1,086 \frac{H_0}{c} \left\{ d_{pc} - 10_{pc} \right\} \quad (5.9)$$

Usant de (2.39)

$$\mu = 5 \log \left\{ \frac{c}{H_0} \ln (\mathbb{Z}_d + 1) \right\} - 5 - 1,086 \frac{H_0}{c} \left\{ \frac{c}{H_0} \ln (\mathbb{Z}_d + 1) - 10_{pc} \right\} \quad (5.10)$$

négligeant les $10 pc$ et avec $H_0 = 84,3 Km sec^{-1} Mpc^{-1}$ et $\frac{c}{H_0} = 3,5563 Gpc$

$$\boxed{\mu = 42,755 + 5 \log \ln (\mathbb{Z}_d + 1) - 1,086 \ln (\mathbb{Z}_d + 1)} \quad (5.11)$$

que l'on opposera à la formule classique

$$\mu = 42,755 + 5 \log \mathbb{Z}_d \quad (5.12)$$

La table 1 montre la distance d et le module de distance μ par rapport aux valeurs classiques en fonction du décalage vers le rouge \mathbb{Z} . Le module de distance croît pour atteindre un maximum vers $\mathbb{Z} = 6,38$ et décroît par la suite. Nous avons inclus les paramètres correspondant au modèle expansionniste obtenus grâce au calculateur de Nick Gnedin [21] avec $H_0 = 67,3$ et $\Omega_0 = 0,315$. La figure 4 illustre les valeurs de ce tableau.

5.2 Le monde observable

Selon notre modèle, les photons se transforment le long de leur parcours et ce processus se termine lorsqu'ils atteignent l'énergie minimale correspondant à la radiation cosmique résiduelle CMB et à ce moment, c'est une onde de $1,873 \times 10^7 \text{ \AA}$ correspondant à une température de $2,72548 \text{ }^\circ K$. Le décalage vers le rouge d'un photon de la raie $H_\alpha = \lambda_0 = 6563 \text{ \AA}$ en fin de course est

$$\mathbb{Z}_{cmb} = \frac{\lambda_{cmb} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{1,873 \times 10^7 - 6563}{6563} = 2853 \quad (5.13)$$

L'équation (2.39) donne la distance de transformation en fonction du décalage vers le rouge. Avec $H_0 = 84,3 Km s^{-1} Mpc^{-1}$, $c = 3 \times 10^5 Km s^{-1}$, $1 Mpc = 3,0856 \times 10^{19} Km$ et $1 pc = 3,26 al$, la distance d est

$$d_{cmb} = \frac{c}{H_0} \ln \{ \mathbb{Z}_{cmb} + 1 \} \quad (5.14)$$

$$d_{cmb} = \frac{3 \times 10^5}{84,3} \ln \{ 2853 + 1 \} Mpc \quad (5.15)$$

$$d_{cmb} = 28,3 Gpc = 92,3 Gal \quad (5.16)$$

Décalage rouge	Distance (2.39)	Module distance (5.11)	Distance classique (1.1)	Module classique (5.12)	Distance modèle expansioniste	Module calculateur Nick Gnedin
\mathbb{Z}_d	d_{Gpc}	μ	d_{Gpc}	μ	d_{Gpc}	μ
0,1	0,34	37,54	0,36	37,75	0,48	38,42
0,2	0,65	38,86	0,71	39,26	1,02	39,85
0,3	0,93	39,56	1,07	40,14	1,61	41,04
0,4	1,20	40,02	1,42	40,76	2,25	41,77
0,5	1,44	40,35	1,78	41,25	2,94	42,34
1	2,47	41,20	3,56	42,75	6,81	44,17
2	3,91	41,76	7,11	44,26	15,97	46,02
3	4,93	41,96	10,67	45,14	26,07	47,08
4	5,72	42,04	14,23	45,76	36,72	47,82
5	6,37	42,07	17,78	46,25	47,75	48,39
6	6,92	42,08	21,34	46,64	59,06	48,86
6,38	7,11	42,09	22,69	46,78	63,42	49,01
7	7,40	42,08	24,89	46,98	70,60	49,24
8	7,81	42,08	28,45	47,27	82,31	49,58
9	8,19	42,06	32,01	47,52	94,16	49,87
10	8,53	42,05	35,56	47,75	106,14	50,13
20	10,83	41,86	71,13	49,26	230,36	51,81
30	12,21	41,70	106,69	50,14	359,09	52,78
40	13,21	41,57	142,25	50,76	490,15	53,45
50	13,98	41,46	177,82	51,25	622,76	53,97
100	16,41	41,06	355,63	52,75	1298,28	55,57
200	18,86	40,62	711,26	54,26	2676,14	57,14
300	20,30	40,34	1066,89	55,14	4069,21	58,05
400	21,32	40,13	1422,53	55,76	5470,00	58,69
500	22,11	39,97	1778,16	56,25	6876,02	59,19
1000	24,57	39,45	3556,31	57,75	13945,98	60,72
2000	27,03	38,90	7112,63	59,26	28171,69	62,25
3000	28,47	38,57	10668,94	60,14	42445,76	63,14

TABLE 1 – Distance et module de distance en fonction du décalage vers le rouge selon notre modèle, le modèle classique et le modèle expansioniste.

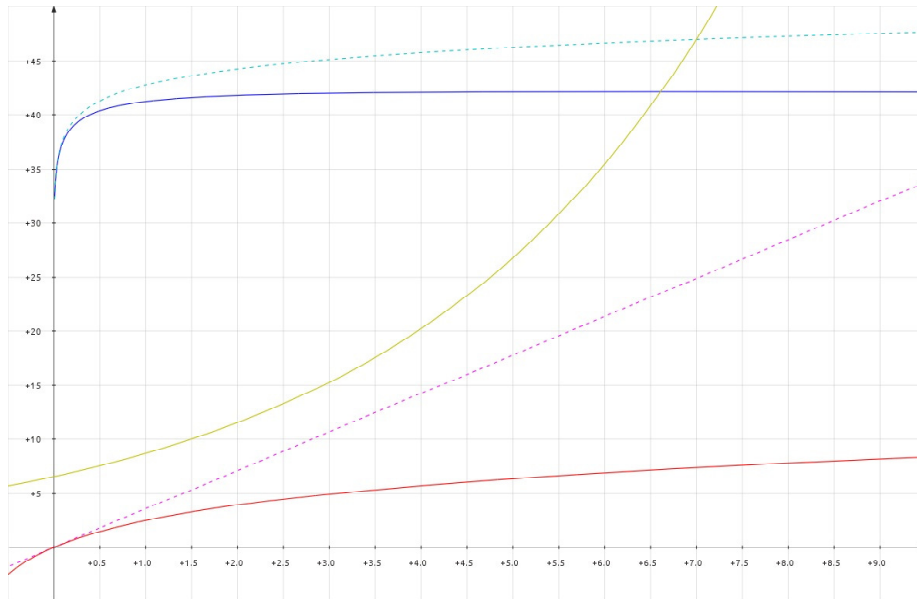


FIGURE 4 – Le module de distance (courbes supérieures), la distance (courbes inférieures, Gpc), la longueur d’onde ($H_{\alpha} \times 10^{-5} m$, exponentielle) et les valeurs classiques (courbes pointillées).

En d’autres termes, la radiation cosmique résiduelle représente la véritable limite de l’univers qu’il ne sera jamais possible de connaître c’est à dire la dimension maximale de l’univers observable et non celle de l’univers physique. Cette distance varie selon l’énergie initiale des photons et se situe autour de 92,3 Giga années lumières si l’on considère la raie H_{α} et de 194,3 Giga années lumières si l’on considère des rayons Gamma. La table 2 fait état de quelques valeurs qui sont bien différentes de la valeur maximale classique de 13,7 Giga années lumière qui elle, représente la dimension physique de l’univers. Cette valeur est près de treize fois plus petite que ce qui peut être possible de connaître.

P our fixer les idées, considérons les quasars qui sont d’une grande luminosité et sont des objets très lointains. On a mesuré $Z = 3,638$ pour le quasar Q0201+113 ce qui le place à une distance relative

$$\frac{d}{D} = \frac{\ln(1 + 3,638)}{\ln(1 + 2853)} = 0,1928 \quad (5.17)$$

C’est donc dire qu’il se situe à environ 1/5 de la limite théoriquement observable soit 5,46 Gpc ou 17,8 Gal. De même ULAS J1120+0641 avec $Z = 7,1$ est relativement situé à 26% soit 7,0 Gpc ou 22,9 Gal.

Raie	λ_0 [\AA]	Z_{cmb}	d_{cmb} [Gpc]	d_{cmb} [Gal]
L_α	1216	15402	34,3	111,9
L_∞	912	20536	35,3	115,2
H_α	6563	2853	28,3	92,3
H_∞	3646	5136	30,4	99,1
γ	1	$1,873 \times 10^7$	59,6	194,3

TABLE 2 – Distances de transformation

6 Conclusion

Le modèle expansionniste aussi appelé "Big Bang" est toujours un modèle spéculatif. Au lieu de composer avec une métrique d'un espace relativiste élastique et des paramètres d'ajustement ad hoc, nous croyons tout aussi plausible notre modèle qui se fonde uniquement sur l'électromagnétisme et le quantique. Contrairement aux modèles dits de la lumière fatiguée, notre modèle ne brouille pas les images mais augmente leur luminosité tout en les rougissant.

Nous avons montré que les distances d'éloignement selon le décalage vers le rouge suivent une loi logarithmique. Ce faisant, notre modèle a fait apparaître la constante de Hubble dont nous avons évalué la valeur à $84,4 \text{ Km sec}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ directement au moyen des données fournies par le satellite Pioneer ce qui a la vertu d'expliquer l'anomalie de comportement du satellite.

Nous avons examiné quelques cas problématiques pour le modèle expansionniste et montré qu'il s'expliquaient naturellement par notre modèle.

Nous avons révisé l'expression du module de distance selon le nouveau modèle et calculé la dimension maximale de l'univers connaissable. Ainsi, l'univers n'est pas physiquement borné à 13,7 milliards d'années lumières mais connaissable jusqu'à une centaine de milliards d'années lumières.

Références

- [1] E.P. Hubble. A relation between distance and radial velocity among extragalactic. *Proc. Nat. Accad. Sci.*, 15 :168–173, 1929.
- [2] Wikipedia. E.P. Hubble. http://en.wikipedia.org/wiki/Edwin_Hubble, 2000.
- [3] Collaboration. Planck 2013 results XVI cosmological parameters. *Astronomy and Astrophysics manuscript*, jan 2013. <http://arxiv.org/pdf/1303.5076>.
- [4] NASA. Universe older than previously thought. *NASA Science News*, mar 2013. http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2013/21mar_cmb.
- [5] R.J. Bouwens and al. Photometric constraints on the redshift of $z=10$ candidate UDFJ-39546284 from deeper WFC3/IR+ACS+IRAC observations over the HUDF. <http://arxiv.org/abs/1211.3105>, feb 2013.
- [6] G.B. Brammer and al. A tentative detection of an emission line at $1,6 \mu\text{m}$ for the $z=12$ candidate UDFJ-39546284. <http://arxiv.org/abs/1301.0317>, jan 2013.
- [7] G. Lemaître. The gravitational field in a fluid sphere of uniform invariant density, according to the theory of relativity. *PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology*, 1927.
- [8] G. Lemaître. Un univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Ann. Soc. Sci. Brux.*, 47 :49–59, dec 1927. http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-article_query?1927ASSB...47...49L&data_type=PDF_HIGH&whole_paper=YES&type=PRINTER&filetype=.pdf.
- [9] G. Lemaître. Expansion of the universe, a homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae. *MNRAS*, 91 :483–490, 1931.
- [10] I. Steer. Le Maitre’s limit. <http://arxiv.org/abs/1212.6566>, dec 2012.
- [11] E. Cameron and T. Petitit. On the evidence for cosmic variation of the fine structure constant : a Bayesian reanalysis of the quasar dataset. <http://arxiv.org/abs/1207.6223>, jul 2012.
- [12] H. Terazawa. Environment dependant fundamental physical constants. <http://arxiv.org/abs/1202.1859>, feb 2012.
- [13] A.A. Penzias and R.W. Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *Astrophysical Journal*, 142 :419–421, 1965. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1965ApJ...142..419P>.
- [14] D.J. Fixsen. The temperature of the cosmic microwave background. *IOP Science*, 707 :916, dec 2009. <http://iopscience.iop.org/0004-637X/707/2/916>.
- [15] S.G. Turyshev and V.T. Toth. The pioneer anomaly. *Living Reviews in Relativity*, jan 2010. <http://arxiv.org/abs/1001.3686>.
- [16] A. Loeb. Direct measurement of cosmological parameters from the cosmic deceleration of extragalactic objects. *Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics*, feb 1998. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9802122>.

- [17] H. Arp. Arguments for a Hubble constant near $H_0=55$. *The Astrophysical Journal*, 571 :615–618, jun 2002. <http://iopscience.iop.org/0004-637X/571/2/615/fulltext/15433.text.html>.
- [18] I. Oteo and al. FIR-detected Lyman break galaxies at $z=3$ dust attenuation and dust correction factors at high redshift. <http://arxiv.org/abs/1304.3230>, apr 2013.
- [19] V.N. Yershov V.V. Orlov and A.A. Raikov. Possible signature of distant foreground in the planck data. <http://arxiv.org/pdf/1410.5814v1.pdf>, 10 2014.
- [20] R.C.V. Coelho M.O. Calvao R.R.R. Reis and B.B. Siffert. Standardization of type Ia supernovae. <http://arxiv.org/pdf/1411.3596.pdf>, nov 2014.
- [21] Nick Gnedin. Cosmological calculator for the flat universe. <http://home.fnal.gov/~gnedin/cc/>, 2001.