❒ Interaction entre photons et gravitons

Limitations imposées aux méthodes radiométriques de datation

par Jean Paul MBELEK

"Si nous voulons adapter la nation africaine, dont chacun parle maintenant, aux exigences du monde technique moderne, nous devons la doter, dès sa naissance, des institutions techniques qui garantissent la vie d'une nation moderne."

Cheikh Anta DIOP
Les fondements économiques et culturels d'un État fédéral d'Afrique noire,
Paris, Éditions Présence Africaine, 1974, p. 118.

I. Introduction

Nous présentons succinctement quelques idées et résultats essentiels qui sont exposés dans notre récent ouvrage intitulé *Interaction entre photons et gravitons - Incomplétude des équations de l'électrodynamique et de la gravitation* [1]. En particulier, nous focalisons notre réflexion sur la relation :

$$\tau = \tau(t) \approx \frac{\tau(t_i)}{1 + 2\,H(t_i)\,(t - t_i)}$$

que nous avons établie dans cet ouvrage (cf. formule (44), p. 43) et qui impose à la vie moyenne τ d'un état excité de dépendre du temps. Nous présentons des arguments qui mettent en évidence la limite de validité de la loi de désintégration radioactive de RUTHERFORD-SODDY et la nécessité de la compléter. Puis, en toute généralité, nous établissons la relation ci-dessus et examinons les conséquences et les limitations qu'elle implique pour les méthodes radiométriques de datation.

II. Un cadre conceptuel nouveau de la physique

Notre travail, dont les premiers résultats sont présentés dans l'ouvrage intitulé *Interaction entre photons et gravitons - Incomplétude des équations de l'électrodynamique et de la gravitation*, (Paris, J. P. MBELEK, septembre 1991), a débuté en Juillet 1989 dans le cadre des activités de recherche du groupe de travail *"Physique et applications"* de l'association ***Shabaka Institute of Scientific and Technological Research***.

Dans l'intention de nous donner les moyens théoriques, pratiques et techniques d'assurer la continuité du travail effectué par le professeur Cheikh Anta DIOP [2], [3], nous avions inclus dans notre programme de recherche fondamentale une partie concernant la chronologie absolue. Nous avions l'ambition de trouver une méthode de datation à distance (*"télédatation"*) non destructive basée sur une loi physique simple qui puisse affecter toutes les composantes de l'Univers sur un très grand intervalle de temps. Considérant l'aspect

technologique, nous avions le souci pratique qu'on puisse mettre en oeuvre la même technique quelle que soit la nature de l'échantillon à dater.
Dès le départ, nous avons perçu le *redshift cosmologique* comme la manifestation cosmologique de cette loi générale et fondamentale de la nature. En effet, le *redshift cosmologique* peut être considéré comme une dégradation, en fonction du temps, de l'énergie transportée par les photons émis par les galaxies lointaines (dire qu'une galaxie se trouve à une distance d du centre de notre galaxie -*Voie lactée* - signifie que les *photons* que nous recevons actuellement de cette galaxie ont mis un temps $t = \frac{d}{c}$ pour nous parvenir). Considérant l'Univers comme un système isolé, cette dégradation contribue à l'accroissement de son entropie.

C'est ainsi qu'en deux années de recherche, nous avons été amené à toucher à différentes branches de la physique (relativité générale, cosmologie, astrophysique, physique des particules élémentaires, théorie des champs, mécanique quantique) et à les associer dans notre travail.

Une conclusion s'est alors imposée à nos yeux : malgré les succès de l'*électrodynamique quantique* et de la *théorie relativiste de la gravitation* (*relativité générale*), les équations de l'électrodynamique et de la gravitation sont incomplètes. Cette incomplétude n'est apparente ni à notre échelle, ni à l'échelle atomique ou du noyau atomique, mais apparaît à l'échelle de l'Univers ou pour de très grands intervalles de temps ainsi que pour des domaines de l'*espace-temps* de dimensions comparables à la *longueur* ou au *temps de Planck.*

Ce qui est en cause ici c'est l'idée même que les physiciens se font habituellement, d'une part de l'*espace-temps*, et d'autre part de l'Univers. Jusqu'à présent, l'*espace-temps* est considéré comme le cadre dans lequel évoluent les phénomènes physiques, un simple contenant sans action dynamique sur la *matière-énergie* qu'il contient : l'*espace-temps* et la totalité de la *matière-énergie* forment l'Univers. L'apport de la *Relativité générale* a été de postuler la courbure de l'*espace-temps* par la *matière-énergie* ainsi que l'équivalence de la *masse grave* et de la *masse inerte*. Inversement, nous pensons que l'*espace-temps* **agit sur le devenir** de la *matière-énergie* : ce couplage est assuré, dans les équations de mouvement ou les intégrales premières, par le *paramètre de HUBBLE* ou le *facteur d'échelle.*

Compte tenu de la complexité du problème à résoudre, pour nous une nouvelle conception de la physique s'imposait, une conception qui se fonde, en particulier, sur le fait expérimental bien établi que les lois empiriques de la physique, c'est-à-dire les lois directement tirées de l'expérience, sont nécessairement des lois approchées, dans leur formulation, à cause des problèmes liés à la perception et la compréhension humaine des phénomènes naturels. Cette conception de la physique intègre l'axiome d'existence, la règle de déduction des solutions et la méthodologie énoncés ci-après :

1- Axiome d'existence :

Il existe un certain nombre de principes fondamentaux, non contradictoires, tels que : l'invariance relativiste (covariance), la constance de la vitesse de la lumière, etc.

2- Règle de déduction des solutions :

A et B désignant des fonctions ou des opérateurs définis sur un intervalle I, soit φ une solution approchée de l'équation $A(f) = B(f)$ dans un sous-ensemble de I. Si ψ est une extension de φ sur I, telle que $A(\psi) \approx B(\psi)$, alors $f \approx \psi$ sur I.

3- Méthodologie :

A partir des principes fondamentaux et de l'outil mathématique dont on dispose, on déduit des lois approchées. Ces lois approchées sont considérées comme exactes dans la mesure où les possibilités d'y déceler un désaccord avec l'expérience, par exemple sur un temps d'observation égal à un quart de siècle, sont excluses. L'existence de limitations techniques (limite de sensibilité des appareils d'observation) et conceptuelles (principe d'indétermination de HEISENBERG, etc.) cadre bien avec cette perception des lois de la physique. On écrit donc $X \approx x$ (a), au lieu de $X = x$ (b), et on applique les principes fondamentaux à (a) pour déduire d'autres formules approchées : $Y \approx y$, $Z \approx z$, etc.

III. Interaction entre photons et gravitons

L'hypothèse centrale de notre travail est l'existence d'une interaction entre *photons* et *gravitons*. A cette hypothèse, nous ajoutons la suivante : le *redshift cosmologique* est une loi générale de la physique. Nous postulons, **l'existence d'un graviton de *spin* zéro** ou ***graviton scalaire*, différent du graviton habituellement associé aux ondes gravitationnelles de la relativité générale**. Comme ce dernier graviton est une particule de *spin* deux, nous l'avons baptisé *graviton tensoriel.* Tout comme le graviton tensoriel, le graviton scalaire est associé au *champ de gravitation* par l'intermédiaire d'*ondes gravitationnelles*. Et de même que l'onde gravitationnelle correspondant au graviton tensoriel est définie par une *grandeur tensorielle* et une *équation d'onde* tensorielle, l'onde gravitationnelle correspondant au graviton scalaire est définie par une *grandeur scalaire* et une équation d'onde scalaire.

En identifiant l'équation d'onde scalaire déduite des équations d'EINSTEIN avec *constante cosmologique* Λ avec l'équation de KLEIN - GORDON pour un graviton scalaire de masse au repos m_g , nous avons établit la relation suivante :

$$\Lambda = -\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi\, m_g\, c}{h}\right)^2$$

Ainsi, contrairement à l'opinion courante, notre interprétation physique de la constante cosmologique conduit à $\Lambda \leq 0$ et fonction de m_g .

Une autre conséquence de cette relation est que le graviton scalaire devient massif dans de très petits domaines de l'espace-temps. C'est une conclusion qui s'impose, si l'on veut qu'à grande échelle (distances supérieures au rayon d'un *nucléon*, durées supérieures au temps mis par la lumière pour traverser un *nucléon*), donc à l'échelle macroscopique, les équations d'EINSTEIN avec constante cosmologique (équations que nous associons au graviton scalaire) se réduisent aux équations d'EINSTEIN sans constante cosmologique (équations que nous associons au graviton tensoriel).

❐ Généralisation de la force de LORENTZ

Admettant l'existence d'une interaction entre photons et gravitons, nous sommes amenés à reformuler les équations de l'électrodynamique classique. Comme l'expérience n'autorise pas à remettre en cause les équations de MAXWELL, seule une généralisation de la *force de LORENTZ* s'impose pour tenir compte de l'interaction entre photons et gravitons. Nous postulons donc la loi de force suivante :

$$\frac{d\,\mathbf{p}}{d\,t} = -H\,\mathbf{p} + q\,(\,\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}\,) \tag{1}$$

où :
$\mathbf{v}$ = vecteur-vitesse du corps d'épreuve,
$\mathbf{p}$ = quantité de mouvement du corps d'épreuve,
q = charge électrique du corps d'épreuve,
$\mathbf{E}$ = champ électrique,
$\mathbf{B}$ = induction magnétique,
$H = \frac{1}{R}\frac{d\,R}{d\,t}$ = paramètre de HUBBLE ("constante" de HUBBLE),
$R = R(t)$ = facteur d'échelle.

L'équation (1) se réduit à la forme habituelle de la force de LORENTZ si on pose $H = 0$.
L'expérience donne $H \sim 10^{-18}$/seconde.

❒ Le redshift cosmologique

Lorsque le corps d'épreuve est un photon ou une particule ponctuelle électriquement neutre, (1) devient :

$$\frac{d\,\mathbf{p}}{d\,t} = -H\,\mathbf{p} \tag{2}$$

d'où l'intégrale première :

$$R(t)\,\mathbf{p}(t) = R(t_i)\,\mathbf{p}(t_i) \tag{3a}$$

Dans le cas où le corps d'épreuve est un photon (ou toute autre particule neutre de masse au repos nulle), l'hypothèse du graviton scalaire permet alors d'expliciter (3a) comme suit :

$$\mathbf{p}(t) \approx \frac{\mathbf{p}(t_i)}{\sqrt{1 + 2\,H(t_i)\,(t - t_i)}} \quad (4a)\,, \quad \nu(t) \approx \frac{\nu(t_i)}{\sqrt{1 + 2\,H(t_i)\,(t - t_i)}} \quad (5a)$$

où $\nu(t) = \frac{\|\,\mathbf{p}(t)\,\|}{h}\,c$ = fréquence, à la date t, du photon d'impulsion $\mathbf{p}(t)$.

❒ Déduction de paramètres cosmologiques

Selon notre conception du *redshift cosmologique*, (4) et (5) traduisent une loi générale de la physique. Le principe de covariance des lois de la physique impose alors à (4a) et (5a) d'être invariantes par translation dans le temps. Il s'en suit donc que :

$$H(t) \approx \frac{H(t_i)}{1 + 2\,H(t_i)\,(t - t_i)} \tag{6}$$

dont la variation en fonction de la durée $t - t_i$ est représentée sur la figure 1 ci-après :

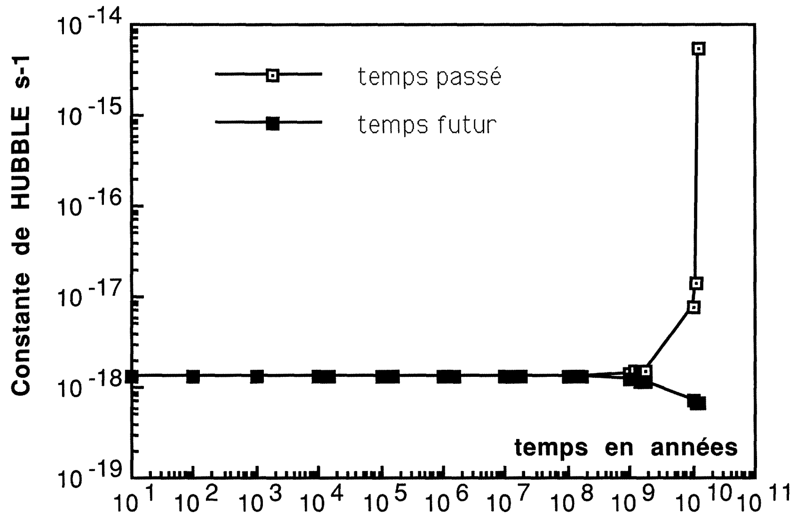

Figure 1 : Variation de la "constante" de HUBBLE en fonction du temps passé et futur compté à partir de l'instant présent.

Par définition du facteur d'échelle R, la relation (6) s'écrit encore :

$$\frac{1}{R}\,\frac{d\,R(t)}{d\,t} \approx \frac{H(t_i)}{1 + 2\,H(t_i)\,(t - t_i)} \tag{7}$$

L'intégration de (7), compte tenu des conditions initiales, donne :

$$R(t) \approx R(t_i)\,\sqrt{1 + 2\,H(t_i)\,(t - t_i)} \tag{8}$$

Le paramètre de décélération q est lié à H(t) par la relation de définition :

$$\frac{d\,H(t)}{d\,t} = - H(t)^2\,(1 + q) \tag{9}$$

En dérivant (6) par rapport à t, il vient :

$$\frac{d\,H(t)}{d\,t} \approx - 2H(t)^2, \quad \text{soit :} \quad q \approx 1 \tag{10}$$

La valeur $q = 1$ correspond, dans le cadre des modèles de FRIEDMANN, à un univers fermé [4] , [5] .
Exprimant, respectivement aux dates t et t_i , les longueurs d'onde λ et λ_i en fonction des fréquences correspondantes, soit $\lambda = \lambda(t) = \frac{c}{\nu(t)}$ et $\lambda_i = \lambda(t_i) = \frac{c}{\nu(t_i)}$, à partir des relations (5a) et (8) on déduit l'expression suivante du *redshift cosmologique* :

$$z = \frac{\lambda - \lambda_i}{\lambda_i} \approx \frac{R(t)}{R(t_i)} - 1 \qquad (11)$$

L'expression (11) est connue de la relativité générale. En *cosmologie relativiste* elle se déduit à partir de la *métrique* de ROBERTSON-WALKER, elle-même déduite à partir du *principe cosmologique*. Cependant, la relativité générale ne donne pas l'expression (analytique ou numérique) du facteur d'échelle excepté pour le cas irréel d'un univers sans composante matérielle et rempli de rayonnement. Dans cette approximation, la relativité générale donne R(t) proportionnel à $\sqrt{t}$ en accord avec (8) pour $t - t_i >> \frac{1}{2\,H(t_i)}$.

Interprétant l'*élargissement naturel* des *raies spectrales* comme une perturbation de la fréquence des photons par l'*émission spontanée* ou l'*absorption* de gravitons scalaires par les photons, nous estimons la valeur actuelle (instant t_0) du paramètre de HUBBLE H_0 et déduisons, à partir de la relation :

$$R(t)\,T(t) \approx R(t_i)\,T(t_i) \qquad (3b)$$

obtenue à partir de (3a) et de la loi de PLANCK, la température actuelle T_0 du gaz de photons cosmologique. Le calcul donne :

$$H_0 \approx 8\pi\,\varepsilon_0\,G\,\left(\frac{h}{2\pi\,e}\right)^2 \frac{1}{a_B^4}\,\tau \approx 40{,}3 \text{ km/s/Mpc} \qquad (14)$$

où a_B = rayon de BOHR et τ = vie moyenne de l'atome d'hydrogène dans un état excité 2P, et :

$$T_0 \approx \frac{T_P\sqrt{t_P}}{20\sqrt{t_0}} \approx 2{,}7 \text{ K} \qquad (15)$$

La valeur de T_0 donnée par notre calcul est en accord avec l'expérience qui donne T_0 = 2,735 K à 0.01% près (*satellite COBE*). La valeur de H_0 prédite par la formule (14) est en accord avec les valeurs déduites de l'expérience par A. SANDAGE, soit $H_0 = 42 \pm 11$ km/s/Mpc [6]. Cependant la valeur de H_0 donnée par notre calcul semble deux fois plus petite que celle donnée par les dernières mesures expérimentales, soit $H_0 = 82 \pm 7$ km/s/Mpc [7] , [8] . Pour nous, ce désaccord n'est qu'apparent et vient de ce que les auteurs n'ont pris en considération que les galaxies proches (distances inférieures à 20 Mpc). Or, compte tenu des incertitudes expérimentales commises sur la détermination des distances des galaxies proches (5% à 10%), on montre que, pour tout $t - t_i << \frac{1}{2H(t_i)}$, une bonne approximation des relations (4a) et (5a) est donnée par :

$$\mathbf{p}(t) \approx \frac{\mathbf{p}(t_i)}{1 + H(t_i)\,(t - t_i)} \quad (4b) , \quad \nu(t) \approx \frac{\nu(t_i)}{1 + H(t_i)\,(t - t_i)} \qquad (5b)$$

La relation (5b) peut encore s'écrire :

$$v(t) \approx \frac{v(t_i)}{1 + \frac{v}{c}} \quad , \text{ avec } c\,(t - t_i) = d \text{ et } v = H(t_i)\, d \text{ (loi de HUBBLE)}$$

Imposant alors à (4b) et (5b) d'être invariantes par translation dans le temps, il s'en suit qu'une bonne approximation de la variation de $H(t)$ en fonction du temps (donc de la distance) est encore donnée par :

$$H(t) \approx \frac{H(t_i)}{1 + H(t_i)\,(t - t_i)} \tag{16}$$

on trouverait alors à partir de (9) :

$$q \approx 0 \tag{17}$$

La valeur $q = 0$ correspond, dans le cadre des modèles de FRIEDMANN, à un univers ouvert [4] , [5] .

Or les mesures actuelles de la densité de matière de l'Univers laissent penser que l'Univers est ouvert et que $q \approx 0$. Mais il serait hâtif de conclure que l'Univers est ouvert. En effet, l'étude du rapport masse/luminosité des galaxies, ainsi que l'étude de leur mouvement de rotation, a mis en évidence une anomalie qui laisse prévoir l'existence d'une "*matière noire*", c'est-à-dire d'une énorme quantité de matière (de masse 10 à 100 fois supérieure à celle de la matière visible) qui ne contribue pas à la luminosité des galaxies. Or, cette matière noire si elle existe est suffisante pour "fermer" l'Univers :

$$\text{l'Univers est ouvert si } q \leq \frac{1}{2} \text{ et fermé si } q > \frac{1}{2}$$

Par conséquent, pour effectuer une mesure correcte des paramètres cosmologiques, il faut savoir mesurer les distances ou les magnitudes des galaxies les plus éloignées de la *Voie lactée* (quasars, etc...), c'est-à-dire regarder le plus loin possible dans le passé (cf. mesures de H , à partir de l'étude du quasar double Q0957 + 561, par G. RHEE qui trouve : $H = 50 \pm 17$ km/s/Mpc). En posant l'égalité des expressions de $t - t_i$ obtenues respectivement à partir de (6), cas où $q \approx 1$, et de (16), cas où $q \approx 0$ (expérimentalement, cela signifie que l'on utilise une méthode de mesure de distance qui est indépendante de la valeur de q), il vient :

$$H^{(0)}(t) \approx 2\,H^{(1)}(t)$$

où $H^{(q)}(t)$ = valeur du paramètre de HUBBLE à l'instant t pour un paramètre de décélération égal à q . En effet, quel que soit le modèle d'Univers considéré, par définition, si la lumière qui nous parvient à l'instant t d'une galaxie a été émise à l'instant t_i :

$$d = c\,(t - t_i)$$

définit la distance qui nous sépare de cette galaxie (distance parcourue par la lumière). En particulier, pour l'instant présent $H^{(0)}_0 \approx 2\, H^{(1)}_0$. Donc, compte tenu de l'importance des incertitudes expérimentales, les méthodes de mesure de distances établies à partir de l'observation de galaxies proches (de la *Voie lactée*) doivent conduire, lorsqu'on ne tient pas compte de l'effet de proximité que nous venons d'invoquer, à la conclusion que l'Univers est ouvert avec : $q \approx 0$ et une valeur (apparente) du paramètre de HUBBLE égale à $H^{(0)}_0 \approx 2\, H^{(1)}_0 \approx 80{,}6$ km/s/Mpc, résultats en bon accord avec les données expérimentales.

Comme le paramètre de HUBBLE est une fonction du temps et que les constantes fondamentales ε_0 , e , G , h et a_B ne varient pas avec le temps (nous l'admettons), la comparaison des relations (6) et (14) impose alors à τ de dépendre du temps de la façon suivante [1 , formule (44), p. 43] :

$$\tau(t) \approx \frac{\tau\,(t_i)}{1 + 2\,H(t_i)\,(t - t_i)}$$

IV. La datation par les méthodes radiométriques

La datation par les méthodes radiométriques est basée sur la loi statistique de RUTHERFORD-SODDY [9] , [10] qu'on peut énoncer comme suit : la probabilité pour qu'un noyau atomique radioactif se transforme durant un intervalle de temps dt est λ dt , la quantité λ , appelée *constante radioactive*, étant caractéristique du *nucléïde* considéré et pouvant donc servir à l'identifier. Donc, si l'on dispose de $N = N(t)$ noyaux atomiques d'un *radionucléïde* à l'instant t , le nombre dN de noyaux qui se désintègrent entre l'instant t et l'instant t + dt est :

$$dN = -\,\lambda\,N\,dt \tag{18}$$

Il est alors communément admis que λ ne dépend pas du temps qui sépare un noyau atomique de l'instant de sa formation ("âge" de ce noyau atomique). Dans ces conditions, l'intégration de la loi de RUTHERFORD-SODDY donne :

$$N(t) = N(t_i)\,e^{-\,\lambda\,(t - t_i)} \tag{19}$$

où : $N(t_i)$ = nombre de noyaux à l'instant t_i .

Cependant, si l'on y regarde de plus près, on se rend compte que l'hypothèse de la constance de λ ("les atomes ne vieillissent pas", dit-on), en fonction du temps, pose un sérieux problème : Cette loi n'impose pas de limites aux valeurs que peut prendre $t - t_i$.

A priori, toute mesure du rapport $\frac{N(t_i)}{N(t)}$ permet de déduire $t - t_i = \frac{1}{\lambda}\,\mathrm{Log}\,\{\frac{N(t_i)}{N(t)}\}$. En particulier, rien n'exclus que l'on puisse trouver $t - t_i > T$, où T désigne l'*âge de l'Univers*. Le problème posé par un tel résultat tient à ce qu'il signifie qu'un radionucléïde que l'on daterait de cette façon serait plus vieux que l'Univers, ou en d'autres termes, qu'un contenu (le radionucléïde) serait plus vieux que son contenant (l'Univers).

❐ Variation de la constante radioactive en fonction du temps

Partant de cette remarque qui nous révèle une des limitations possibles de la forme intégrale de la loi de RUTHERFORD-SODDY, nous allons maintenant montrer ce que devient cette loi lorsqu'on considère la possibilité de variation de la *"constante" radioactive*, λ , en fonction du temps et comment cette variation résoud le problème posé. Dans la mesure où λ dépend du temps, en première approximation, on a :

$$\lambda = \lambda(t) \approx \lambda(t_i) + \alpha\,\frac{t - t_i}{T(t_i)}$$

où :

$\lambda(t_i)$ = valeur de λ à l'instant t_i ,
$T(t_i)$ = âge de l'Univers à l'instant t_i ,
$\alpha = \alpha(t_i)$ désigne un paramètre que nous pouvons déterminer à partir du postulat suivant :

L'instant origine de l'Univers ou "début" de l'Univers est l'instant t_i tel que pour tout instant t fixé et ultérieur à t_i , la probabilité de désintégration de toute particule instable passe par un minimum à l'instant t_i .

En fait, ce postulat est en lui-même la définition que nous donnons de la notion, jusque là très vague, de "début de l'Univers" ou instant primordial. Un corollaire immédiat de ce postulat est le suivant :

Toutes les particules qui existent ou ont existé sont stables ou ont été le moins instable à l'instant primordial (qui marque le début de l'Univers).

Mathématiquement, ce postulat que nous posons se transcrit comme suit :

Soient $P(t_i , t)$ la probabilité pour qu'une particule observée à l'instant t_i se désintègre à un instant t ultérieur, et $T(t)$ l'âge de l'Univers à l'instant t . A t donné, $P(t_i , t)$ passe par un minimum pour t_i tel que $t - t_i = T(t)$, soit :

$$\frac{\partial P(t_i , t)}{\partial t_i} = 0 , \quad \forall t \text{ tel que } t - t_i = T(t) .$$

Tout calcul fait, en posant $H(t_i) = \dfrac{1}{2\, T(t_i)}$, on trouve alors :

$$\dot{\lambda} \approx \lambda(t_i) \left\{ 1 + \frac{t - t_i}{T(t_i)} \right\} \approx \lambda(t_i) \left\{ 1 + 2\, H(t_i) (t - t_i) \right\} \tag{20}$$

De même, en posant $\lambda = \dfrac{1}{\tau}$, il vient :

$$\tau = \tau(t) \approx \frac{\tau(t_i)}{1 + 2\, H(t_i) (t - t_i)}$$

Nous retrouvons la formule (44) de la référence [1, p. 43] mais cette fois de façon très générale. Par conséquent cette formule s'applique à tout processus de désexcitation ou de désintégration quel que soit le type d'interaction (forte, faible, électromagnétique, gravitationnelle) mise en jeu.

L'instant t_i étant quelconque, on voit de plus que l'âge de l'Univers est relié, à tout instant t , au paramètre de HUBBLE par la relation suivante : $T(t) = \dfrac{1}{2\, H(t)}$.

❐ Conséquences de la variation de λ en fonction du temps

L'intégration de la loi différentielle (18) , compte tenu des relations (6) et (20), donne :

$$N(t) \approx N(t_i)\, e^{-\lambda\,(t - t_i)}\, e^{\lambda\, H\,(t - t_i)^2} = N(t_i)\, e^{-\lambda(t)\,(t - t_i)\,[\,1\ -\ H(t)\,(t - t_i)\,]} \qquad (21)$$

La formule (21) que nous proposons, pour la description quantitative de l'évolution de populations de noyaux radioactifs ou de particules instables, se distingue de la loi de RUTHERFORD-SODDY (19) , par la présence du facteur multiplicatif $e^{\lambda\, H\,(t - t_i)^2}$.
Soit $N = N(t)$ le nombre de noyaux d'un *radioélément* (radionucléïde) présents à un instant t . La période $T = T(t)$ de cet *élément radioactif* , à un instant t , est définie comme la durée, comptée à partir de l'instant t , au bout de laquelle le nombre de noyaux radioactifs encore présents est égal à $\frac{N(t)}{2}$. On établit alors la relation suivante qui lie λ à T :

$$\lambda \approx \frac{\text{Log } 2}{T}\ \frac{1}{1\ +\ H(t)\ T} \qquad (22a)$$

Donc, pour les éléments de courte ou longue période, c'est-à-dire tels que $T << \frac{1}{H}$, on retrouve la relation classique : $\lambda \approx \frac{\text{Log } 2}{T}$. Par contre, pour les éléments de très longue période, c'est-à-dire tels que $T >> \frac{1}{H}$, on a :

$$\lambda \approx \frac{\text{Log } 2}{H\ T^2} = \frac{1}{H\ T}\ \frac{\text{Log } 2}{T}$$

Par exemple, pour le ^{32}Cl qui a une période (valeur actuelle) de 0,297 seconde (courte période), le facteur multiplicatif correctif vaut 1,359 pour $t - t_0 = 10$ ans, cependant on a $e^{-\lambda\,(t - t_i)} \approx 0$; mais pour $t - t_0 = 3$ secondes, on a $e^{-\lambda\,(t - t_i)} \approx 0{,}91\ 10^{-3}$, tandis que le facteur multiplicatif correctif est sensiblement égal à 1 . Pour le ^{147}Sm de période (valeur actuelle) $1{,}06\ 10^{11}$ ans (très longue période), le facteur multiplicatif correctif vaut 1,007 et le terme $e^{-\lambda\,(t - t_i)} \approx 0{,}971$, pour $t - t_0 = \frac{1}{2\,H(t)} \approx 12$ milliards d'années.

Pour $t - t_i << T << \frac{1}{H}$, (21) se réduit à la loi de RUTHERFORD-SODDY (19).
Cheikh M'Backé DIOP a montré que le produit $\lambda\, H$ est constant, c'est-à-dire que l'on peut établir une relation du même type que (3b) , soit :

$$\lambda(t)\, H(t) \approx \lambda(t_i)\, H(t_i) \qquad (22b)$$

On montre, par ailleurs que $\lambda'(t) = \frac{d\,\lambda(t)}{d\,t} \approx 2\,\lambda(t_i)\, H(t_i)$; donc, bien que λ varie en fonction du temps, d'après la relation (22b), sa dérivée $\lambda'(t)$ est une constante qui caractérise le radionucléïde considéré.

La relation (21) peut être mise, sous une forme qui rappelle (19) , avec l'un ou l'autre des changements de variable suivants :

a) Si l'on pose $\lambda_{moy} = \dfrac{\int_{t_i}^{t} \lambda(t')\,dt'}{t - t_i}$, il vient :

$\lambda_{moy} \approx \dfrac{\lambda(t) + \lambda(t_i)}{2} \approx \lambda(t)\,\{\,1 - H(t)\,(t - t_i)\,\}$, et (21) s'écrit alors :

$$N(t) \approx N(t_i)\, e^{-\lambda_{moy}(t - t_i)} \qquad (23)$$

b) Si l'on pose $t_{cl} - t_i = (t - t_i)\,[\,1 - H(t)\,(t - t_i)\,]$, (21) s'écrit alors :

$$N(t) \approx N(t_i)\, e^{-\lambda(t_{cl} - t_i)} \qquad (24)$$

De même, compte tenu de (20) , si l'on pose $d\theta = [\,1 + 2\,H(t_i)\,(t - t_i)\,]\,dt$, la relation (18) s'écrit encore :

$$dN = -\,\lambda(t_i)\,N\,d\theta \qquad (25)$$

Ce changement de variable permet, lorsque l'on doit traiter les filiations radioactives, de se ramener aux équations de BATMAN généralisées classiques.

❐ Limitations imposées par la variation de λ en fonction du temps

L'étude de l'expression (21) montre qu'à un instant t donné, le rapport $\dfrac{N(t)}{N(t_i)}$ est minoré par la valeur prise, à cet instant, par la fonction $e^{-\lambda/4H}$, i. e. :

$$\frac{N(t)}{N(t_i)} \geq e^{-\lambda/4H}$$

L'égalité $\dfrac{N(t)}{N(t_i)} = e^{-\lambda/4H}$ est obtenue pour la valeur maximale de la durée $t - t_i$.

Compte tenu de la relation (21), on en déduit que la valeur maximale de la durée $t - t_i$ est égale à $\dfrac{1}{2\,H(t)}$. Plus simplement, l'inégalité $t - t_i \leq \dfrac{1}{2\,H(t)}$ s'obtient en écrivant que λ est positif quel que soit t .

Par ailleurs, les valeurs $t_{cl} - t_i$ déduites de l'expression (24) , connaissant la valeur mesurée du rapport $\dfrac{N(t)}{N(t_i)}$, correspondent aux durées que l'on obtient quand on fait abstraction de la variation de λ en fonction du temps. Or, on établit une correspondance entre $t_{cl} - t_i$ et $t - t_i$, soit :

$$t - t_i \approx \frac{1}{2\,H(t)}\,[\,1 - \sqrt{1 - 4\,H(t)\,(t_{cl} - t_i)}\,] \qquad (26)$$

Cependant, celle-ci n'a de sens que si :

$$t_{cl} - t_i \leq \frac{1}{4\,H(t)} .$$

Il se pose, ici, la question de savoir quel sens attribuer à une date, déduite en appliquant la formule classique (19), lorsque celle-ci donne des durées supérieures à :

$$\frac{1}{4\,H(t)} \approx 6 \text{ milliards d'années.}$$

En effet, pour les durées $t - t_i$ supérieures ou du même ordre de grandeur que $\frac{1}{5}\ \frac{1}{4\,H(t)}$ il devient nécessaire d'appliquer la loi (21). Donc, pour dater les vestiges archéologiques associés au développement de l'humanité depuis l'*australopithèque* (3,5 millions d'années) jusqu'à l'*homo sapiens sapiens* (l'homme moderne), la loi classique de RUTHERFORD-SODDY reste valide, mais elle deviend caduque pour les problèmes de cosmochronologie tels que :

- la détermination de l'âge du *système solaire* ; son âge $t_{cl} - t_i$ actuellement estimé est 4,6 milliards d'années. Son âge corrigé par la formule (26) est $t - t_i \approx 6{,}2$ milliards d'années,
- la détermination de l'âge des *amas globulaires* (dont les plus vieux atteindraient 18 milliards d'années),
- la *nucléosynthèse* dans les étoiles, etc.

V. Conclusion

Nous avons brièvement décrit le cadre conceptuel dans lequel s'insère la théorie développée dans notre ouvrage *Interaction entre photons et gravitons, incomplétude des équations de l'électrodynamique et de la gravitation* [1]. Les conséquences de cette théorie sont multiples. Nous avons montré, ici, dans le domaine de la radioactivité, de quelle manière doit être reformulée, selon la théorie que nous proposons, la loi jusqu'à présent admise de RUTHERFORD-SODDY qui régit, en fonction du temps, la désintégration des noyaux radioactifs.

De manière plus générale, notre théorie est prédictible. Elle se soumet à des tests sévères comme la détermination des valeurs actuelles des paramètres cosmologiques H, q , etc. La démarche de pensée de notre travail implique un univers fermé. Dans ces conditions, il est concevable qu'une phase d'effondrement, ***Big Crunch***, puisse succéder à une phase d'expansion, ***Big Bang***.

Nous avons désigné par le mot ***Noun***, emprunté à la langue égyptienne pharaonique [11], [12], la phase de l'Univers qui correspond à la transition entre le début de son expansion et la fin de son effondrement. Le *Noun*, ou "Eau primordiale", est une notion cosmogonique de l'ancienne Égypte (2500 av. J.C.) qui exprime l'idée d'un état "premier" de la matière (c'est-à-dire non organisé) qui précède l'existence de l'Univers (matière qui s'organise et qui prend conscience de son existence) et qui le contient à l'état potentiel. Le *Noun* précède la cosmogénèse [11].

L'introduction du *Noun* en cosmologie constitue pour nous son actualisation en un concept scientifique opératoire : cette phase antérieure d'un Univers appelé à l'existence a pour limites spatio-temporelles la *longueur* et le *temps de PLANCK* .

Ce concept de *Noun* est différent de l'idée d'*inflation* actuellement répandue dans la littérature. Avec le *Noun*, on évite les problèmes qu'impliquent en cosmologie, l'hypothèse d'une *singularité* originelle. D'autre part, nous concevons le *Noun* comme une phase qui est *instable, stationnaire, homogène et isotrope*, dans laquelle les interactions fondamentales ne sont pas différenciées et la *symétrie matière-antimatière* est parfaite. Du fait de la stationnarité, de l'homogénéïté et de l'isotropie du *Noun*, sa température est en tout point et à tout instant égale à la valeur qu'elle prend à l'instant t_P . Dans le *Noun*, toutes les grandeurs physiques, excepté les constantes fondamentales et les grandeurs thermodynamiques comme la température ou la pression, subissent des fluctuations (*principe d'indétermination* de HEISENBERG). Par exemple l'indétermination δt associée à un instant t , dans le *Noun*, est égale à $2t_P$ (durée de la phase *Noun*). La symétrie matière-antimatière étant parfaite dans le *Noun*, toute fluctuation d'énergie δw est la somme de deux contributions égales correspondant respectivement à la matière et à l'antimatière. La *relation d'indétermination* de HEISENBERG s'écrit : $\delta w \, \delta t \approx \dfrac{h}{2\pi}$.

La figure 2 , ci-après, illustre cette conception de l'évolution de l'Univers en trois phases successives. Le passage d'une phase à l'autre est un *changement de phase* (ou *transition de phase*). Par exemple, la transition de phase *Noun-Big Bang* s'accompagne de la brisure de la symétrie matière-antimatière et de la différentiation des interactions fondamentales.

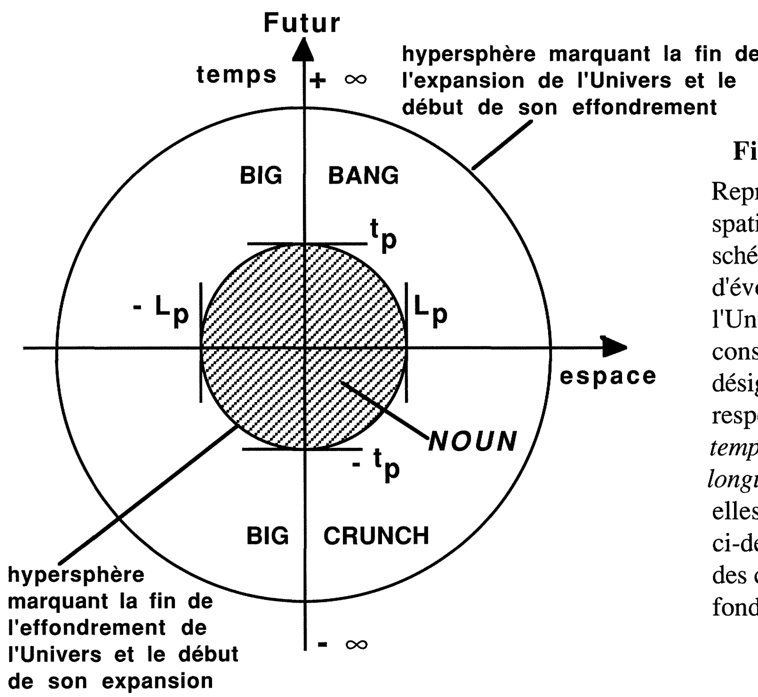

Figure 2 : Représentation spatio-temporelle schématique des phases d'évolution de l'Univers. Les constantes t_P et L_P désignent respectivement le *temps de Planck* et la *longueur de Planck* ; elles sont explicitées ci-dessous en fonction des constantes fondamentales c, h, G.

❐ Constantes physiques

$t_P = \sqrt{\dfrac{h\,G}{2\,\pi\,c^5}}$ = temps de PLANCK ≈ 5,39 10^{-44} seconde

$L_P = \sqrt{\dfrac{h\,G}{2\,\pi\,c^3}}$ = longueur de PLANCK ≈ 1,616 10^{-35} mètre

T_P = température de PLANCK ≈ 1,417 10^{32} Kelvin

c = célérité de la lumière dans le vide ≈ 2,99792458 10^{8} mètre/seconde

h = constante de Planck ≈ 6,626176 10^{-34} Joule-seconde

G = constante de la gravitation universelle ≈ 6,672 10^{-11} $m^3\ s^{-2}\ kg^{-1}$

e = charge électrique élémentaire ≈ 1,602189 10^{-19} Coulomb

ε_0 = permittivité du vide ≈ 8,8541878 10^{-12} Farad/mètre

❐ Unités astronomiques

1 parsec ≈ 3,0871 10^{13} km

1 Mpc = 1 Mega-parsec = 10^{6} parsecs

❐ Références

[1] MBELEK J.P., *Interaction entre photons et gravitons – Incomplétude des équations de l'électrodynamique et de la gravitation*, Paris, J.P. Mbelek, 1991.

[2] DIOP Cheikh Anta, *Le laboratoire du radiocarbone de l'IFAN*, Catalogues et Documents, n° XXI, Université de Dakar - IFAN, 1968.

[3] DIOP Cheikh Anta , *Physique nucléaire et chronologie absolue*, Dakar, IFAN-Nouvelles Éditions Africaines, 1974.

[4] ANDRILLAT H. , HAUCK B. , HEIDMANN J. , MAEDER A. , MERLEAU-PONTY J., *La cosmologie moderne*, Paris, Masson, 1984, pp. 68 - 75.

[5] WEINBERG Steven, *Gravitation and Cosmology : Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, John Wiley & Sons, 1972, pp. 441 - 451.

[6] SANDAGE Allan, The Astrophysical Journal, 331, (1988), 583-604.

[7] TONRY John L., The Astrophysical Journal, 373, 1, Part 2, (1991), L1 - L4.

[8] AARONSON Marc and MOULD J., The Astrophysical Journal, 265, (1983), 1-17.

[9] RUTHERFORD E. and SODDY F., Philosophical Magazine, S. 6, Vol. 4, (1902), 441-457.

[10] RUTHERFORD E. and SODDY F., Philosophical Magazine, S. 6, Vol. 5, (1903), 569-585.

[11] OBENGA Théophile, *La philosophie africaine de la période pharaonique*, Paris, L'Harmattan, 1990, pp. 27 - 51.

[12] DIOP Cheikh Anta, *Civilisation ou Barbarie*, Paris, Présence Africaine, 1981, pp. 388-451. En rapport avec la section II, cf. pp. 457-465 : "Perspectives de recherches pour une nouvelle philosophie qui réconcilie l'homme avec lui-même".

Autres références

Revue du palais de la découverte, *Des quarks aux étoiles - l'élémentarité aujourd'hui*, Vol. 20, N° 191, Paris, octobre 1991.
TRINH XUAN THUAN, *La mélodie secrète – Et l'homme créa l'Univers*, Paris, Gallimard, 1991.
DAVIES Paul, *Les forces de la nature*, Paris, Armand Colin, 1989.
BOUDENOT Jean-Claude, *Électromagnétisme et gravitation relativiste*, Paris, Ellipses, 1989.
NARLIKAR Jayant V. and PADMANABHAN T., *Gravity, Gauge Theories and Quantum Cosmology*, Dordrecht/Boston/Tokyo, D. Reidel Publishing Company, 1986.

❐ Remerciements

Nous adressons nos plus sincères remerciements à tous les membres de l'association ***Shabaka*** *et spécialement à Cheikh M'Backé DIOP et Samory DIOP pour toutes leurs contributions à ce travail.*