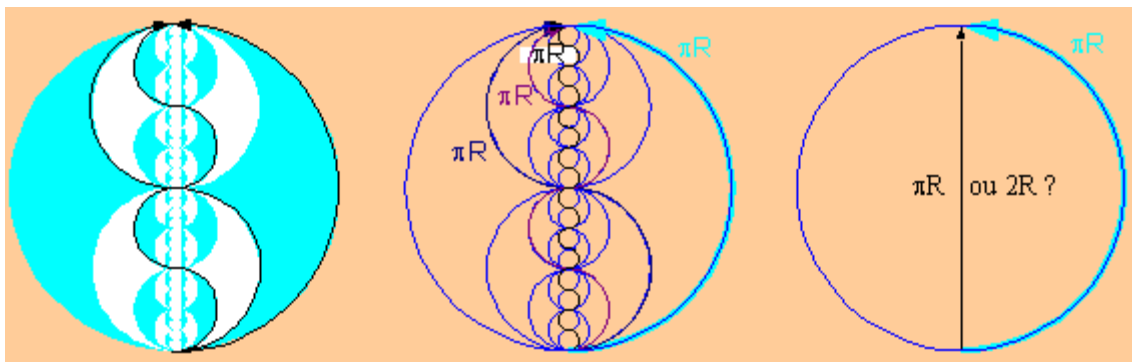


La THEORIE du DEDOUBLEMENT

Jean-Pierre Garnier Malet

Une idée de base en avant propos

Une particule qui contourne ou traverse un horizon de diamètre $2R$ en suivant les trajets circulaires ci-dessous fait toujours le même trajet πR . Le diamètre de l'horizon peut être considéré comme une infinité de minuscules trajets circulaires que la particule parcourt en faisant toujours le trajet πR . Mais l'observateur qui ne voit qu'une droite en guise de diamètre observe un trajet $2R$. Un changement d'échelle de perception peut transformer πR en $2R$. C'est l'idée de base du mouvement de dédoublement de l'espace et du temps.



Résumé

La théorie du dédoublement [1] dont nous donnerons l'essentiel élargit des principes de base admis par la physique moderne sans pour autant remettre en question les lois existantes. Elle permet de comprendre l'origine et la nécessité d'un mouvement périodique fondamental de dédoublement pour toute particule évoluant dans un horizon. Seul, un dédoublement permet l'anticipation des mouvements d'une particule quelconque [2].

Effectuée dans un temps imperceptible, cette anticipation donne un potentiel aux particules qui, en fait, utilisent une différenciation de l'écoulement du temps dans des horizons emboîtés par la même transformation de dédoublement.

Ce potentiel instantané des particules dédoublées, rigoureusement observé [3], résulte d'une propriété fondamentale du temps, mise en évidence dans cette théorie qui permet de lever de multiples paradoxes et particulièrement le paradoxe E.P.R. [4].

Introduction

Cette théorie introduit un écoulement de temps discontinu défini comme une succession d'instantanés d'observation séparés par des instants de non-observation où le temps s'écoule différemment.

Ainsi notre éclairage habituel (50 Hz) est apparemment continu : s'éteignant cinquante fois par seconde, il est en réalité discontinu ou stroboscopique (un éclairage stroboscopique alterne flashes lumineux et instants obscurs).

Par analogie, on parlera de temps stroboscopique dont la continuité n'est qu'une apparence pour un observateur évoluant dans ce temps. La fréquence de cette stroboscopie temporelle sera donc une caractéristique essentielle du temps d'un observateur dans l'horizon de son observation. Utilisée pour les particules en mécanique quantique, cette notion d'horizon est une réalité physique dans tout l'univers. Un grain de poussière, un atome, une planète, une galaxie ou un univers quelconque est à la fois horizon de particules en interaction et une particule interne dans un horizon.

Dans cette théorie, une particule dans un horizon est toujours considérée comme un horizon de particules : à l'image des poupées russes, une particule peut être l'horizon de constituants internes tandis que son propre horizon peut être à son tour un constituant d'un horizon externe qui l'englobe (figure 1.a).

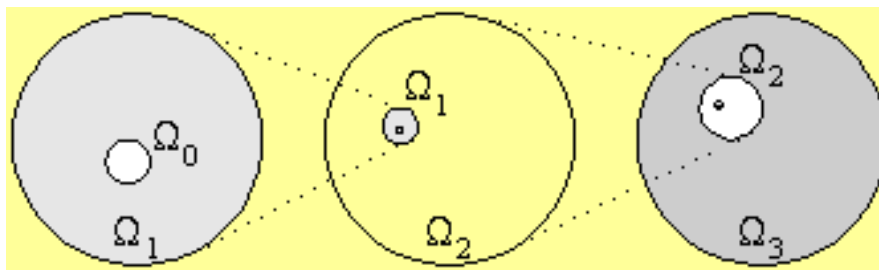


Figure 1.a : horizons et particules.

Ainsi la particule protonique ou neutronique peut être l'horizon des quarks qui la constituerait. En cosmologie, un horizon est la surface qui limite les signaux vers l'infini pour ses particules internes. Pour un trou noir, c'est la limite d'où l'information photonique ne peut s'échapper.

Un temps peut se définir par un mouvement périodique d'un espace dans l'horizon de l'observateur. Différents horizons, limitant les observations et les interactions, peuvent donc définir différents écoulements du temps (figure 1.b).

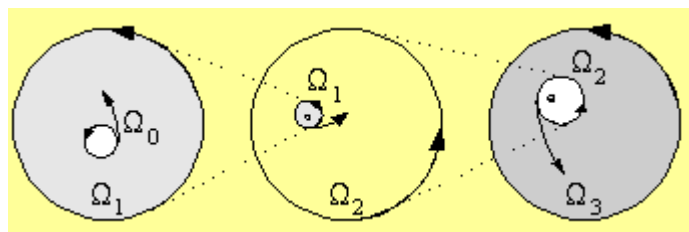


Figure 1.b : temps et mouvement périodique.

Un mouvement périodique particulier permet de différencier des écoulements de temps entre une particule (ou horizon) interne, constituant d'un horizon intermédiaire, et un horizon (ou particule) externe où cet horizon intermédiaire est particule.

La transformation d'un horizon interne en particule d'un horizon externe nécessite un nombre constant d'horizons intermédiaires emboîtés par ce même mouvement qui peut ainsi s'accélérer. Cette accélération du mouvement est également celle de l'écoulement du temps défini par ce mouvement

dans chaque horizon. Or, il existe un mouvement fondamental susceptible de définir ces différents écoulements de temps.

Défini par un ensemble de mouvements périodiques dans un espace tridimensionnel, ce mouvement fondamental est à la base de la théorie du dédoublément.

Utiliser deux horizons analogue pour envisager des interactions analogues dans deux écoulements de temps différents permet d'anticiper dans l'horizon où cet écoulement est lent le résultat observable dans l'horizon où cet écoulement est rapide.

Cette anticipation dont Robert Rosen a donné la première définition rigoureuse [2] peut alors être envisagée comme le résultat d'un dédoublément de l'espace et du temps.

Ce mouvement de dédoublément permet à un horizon d'évoluer dans un temps différent de celui de chacune de ses particules qui sont également des horizons. Cette relativité de l'écoulement du temps dépend de l'emboîtement des horizons (ou particules) dont le nombre est une constante dans chaque horizon (ou particule).

Cet emboîtement conduit alors à un temps discret qui dépend de l'horizon de l'observateur. Ainsi, le temps s'écoulerait de temps en temps.

Avec une discontinuité d'énergie et de masse dans un univers discontinu, un temps discontinu semble logique. Ainsi, les relations d'Heisenberg ($\Delta E \Delta t \geq h/4\pi$) et d'Einstein ($E=mc^2$) ne concerneraient donc que des grandeurs discontinues et quantifiables. Einstein parlait d'un temps [4] qui serait une succession de moments mais il n'a jamais utilisé une discontinuité de la vitesse de l'écoulement temps qui pourtant, est la cause de la relativité.

C'est la discontinuité temporelle faite d'une succession d'instantanés mesurables qui permet d'envisager un temps accéléré entre ces instantanés mesurables. Ce temps accéléré est virtuel dans l'horizon du temps mesurable. La physique des particules introduit des particules virtuelles : élargissant cette notion, la théorie du dédoublément introduit des temps virtuels. Dans cette logique, un temps réel observable dans un horizon peut être un temps accéléré virtuel dans un horizon virtuel.

Les échanges d'interactions observables dans un horizon quelconque utiliseraient donc la différenciation des temps liés aux emboîtements systématiques et dynamiques de chaque horizon. Ils subiraient ainsi des accélérations ou des décélérations aux frontières de ces horizons.

La théorie du dédoublément a permis de montrer [1] que le système solaire était un système d'horizons emboîtés dans une transformation cyclique dont un mouvement fondamental de dédoublément était la base dynamique. Retrouvant par une autre voie les lois de Kepler, elle montre que ce mouvement impose des niveaux de circulation elliptique que l'on pourrait comparer aux niveaux d'énergie de la circulation électronique dans les atomes. Elle explique en plus les mouvements de libration des planètes (ou de la Lune) dans leur plan orbital.

L'emboîtement des horizons permet de faire correspondre à chaque horizon (où un temps initial réel est observable) un horizon virtuel interne (où le temps est accéléré) et un horizon virtuel externe (où le temps est ralenti). Or le mouvement de dédoublément entraîne une possibilité d'échanges de trajectoires entre particules internes (temps accéléré) et particules externes (temps ralenti), permettant ainsi une anticipation des interactions dans le temps initial. S'effectuant dans un temps accéléré virtuel, cet échange n'apparaît pas dans l'horizon initial de la particule. L'échange inverse donne à la particule initiale un potentiel virtuel instantané dans cet horizon réel. Ce potentiel virtuel est la conséquence d'une interaction réelle dans le temps accéléré d'un horizon virtuel interne, non observable par définition.

Des reconstitutions périodiques sur un axe radial transforment un mouvement circulaire non observable en mouvement rectiligne observable. Le mouvement fondamental de dédoublément utilise l'emboîtement d'horizons successifs qui produisent des translations apparentes, résultat de différentes rotations simultanées.

L'intérêt de cet emboîtement d'horizons est d'obtenir une accélération de l'écoulement du temps. Cette accélération permet d'expérimenter le mouvement d'une particule dans un temps et un horizon imperceptibles dans le temps et l'horizon initial. Un changement d'échelle de temps correspond à un

changement d'échelle d'horizon. La dimension de cette particule imperceptible définit un temps imperceptible dans cet horizon. Cette ouverture imperceptible du temps utilise un temps accéléré pour la particule qui est ainsi dédoublée dans le temps et dans l'espace.

Le mouvement est donc bien fondamental puisqu'il positionne toujours un horizon quelconque dans une ouverture temporelle d'un autre écoulement de temps où cet horizon n'est qu'une particule interne d'un autre horizon.

Il donne ainsi à n'importe quelle particule (ou horizon) trois écoulements différents du temps (interne, intermédiaire et externe). Un temps accéléré permet une lente expérimentation dont seule la synthèse rapide peut apparaître sous forme de potentiel dans le temps ralenti de la particule. Des échanges de particules entre ces trois horizons (interne, intermédiaire et externe) emboîtés dans des ouvertures temporelles successives et imperceptibles permettent à la particule intermédiaire d'avoir en permanence son potentiel passé et futur dans l'instant présent.

1- Temps d'observation et de non observation

L'idée fondamentale de ce modèle est de considérer qu'une particule dans un horizon ne se propage qu'en roulant de façon tangentielle sur un autre horizon (ou particule).

Cela remet en cause la propagation en ligne droite d'une particule observable sans pour autant remettre en cause l'observation physique d'une trajectoire rectiligne. En effet, supposer que le temps de l'observateur s'écoule d'une façon stroboscopique avec des instants de non observation dans des horizons internes, appelés « ouvertures temporelles », implique une nouvelle notion d'observation des particules (ou des horizons). La propagation rectiligne (ou curviligne) d'une particule (ou d'un horizon) devra toujours être considérée comme une suite d'observations effectuées d'une façon stroboscopique sur un axe (ou une courbe) privilégié(e).

Par définition, un observateur ne peut observer les temps de non observation. Les états d'observation semblent donc s'écouler sans interruption dans un temps d'apparence continue. Un observateur ne connaît donc pas l'espace réel mais seulement l'espace observé dans une succession d'états d'observation et dans la limite de son horizon. L'écoulement du temps peut alors être différencié dans deux horizons différents par la rapidité du mouvement de leurs particules observables. Un temps stroboscopique contient des « ouvertures » où la particule semble au repos sans interaction (figure 3) alors qu'elle est simultanément dans un horizon inobservable où le temps s'accélère.

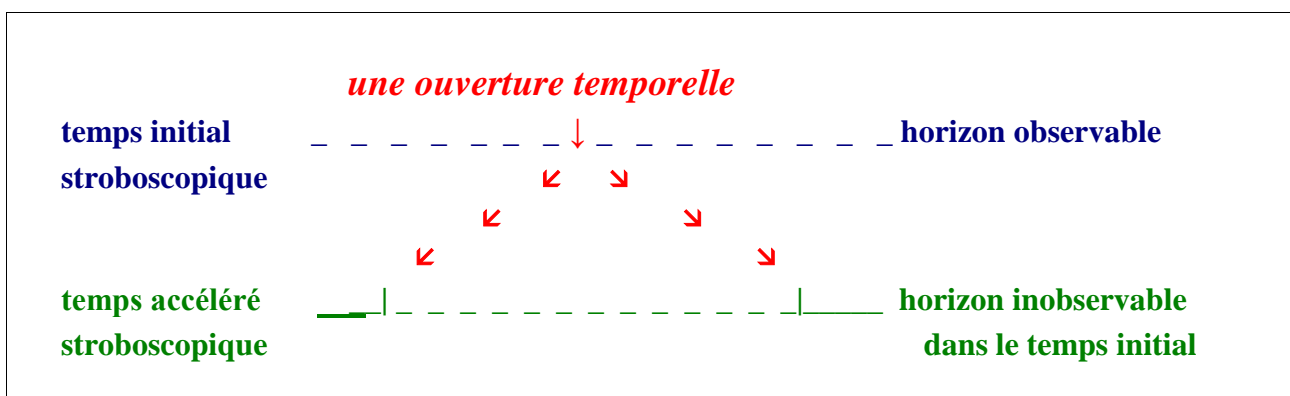


Figure 2

Un système de mouvements périodiques de particules et d'horizons permet d'obtenir un dédoublement par l'utilisation de plusieurs d'un temps stroboscopiques emboîtés dans la même transformation. Appelé « mouvement fondamental de doublement », ce système peut être utilisé aussi bien pour la particule (mécanique quantique) que pour l'horizon (mécanique relativiste cosmologique).

Lorsqu'une ouverture temporelle imperceptible (δT) d'un écoulement de temps initial permet un écoulement du temps accéléré ($\delta T = t$), la particule peut expérimenter un futur de façon apparemment instantanée et imperceptible dans l'écoulement du temps initial.

La particule observable correspond à un temps de l'observateur mais aussi à une durée d'interaction de son horizon dans celui de l'observateur. Évoluant dans l'ouverture temporelle de horizon de l'observateur, une particule peut reprendre son immobilité initiale dans cet horizon. Dans ce cas, son évolution n'est pas observable.

La propagation d'une particule n'est donc qu'une apparence dans un horizon donné.

Sa trajectoire pourrait être curviligne dans l'horizon d'un observateur et rectiligne dans les ouvertures temporelles de cet horizon, et réciproquement. Les durées des ouvertures temporelles d'un horizon sont définies par le mouvement périodique d'une particule dans son horizon, elle-même horizon de particules. Utilisé aussi bien pour un horizon que pour une particule, ce mouvement périodique est donc fondamental.

2- Le mouvement fondamental de dédoublement

2.1- Définition d'un spinback

Le mouvement fondamental (équation fig. 5) se compose de trois rotations simultanées dans l'horizon défini par $\Omega_0 = 2\Omega_1$ (figure 3) :

- 1°) Une rotation φ (centre o_0) du rayon de Ω_0 (diamètre de Ω_1).
- 2°) Une rotation φ de Ω_1 dans l'espace autour de ce diamètre.
- 3°) Une rotation 2φ de Ω_1 sur lui-même.

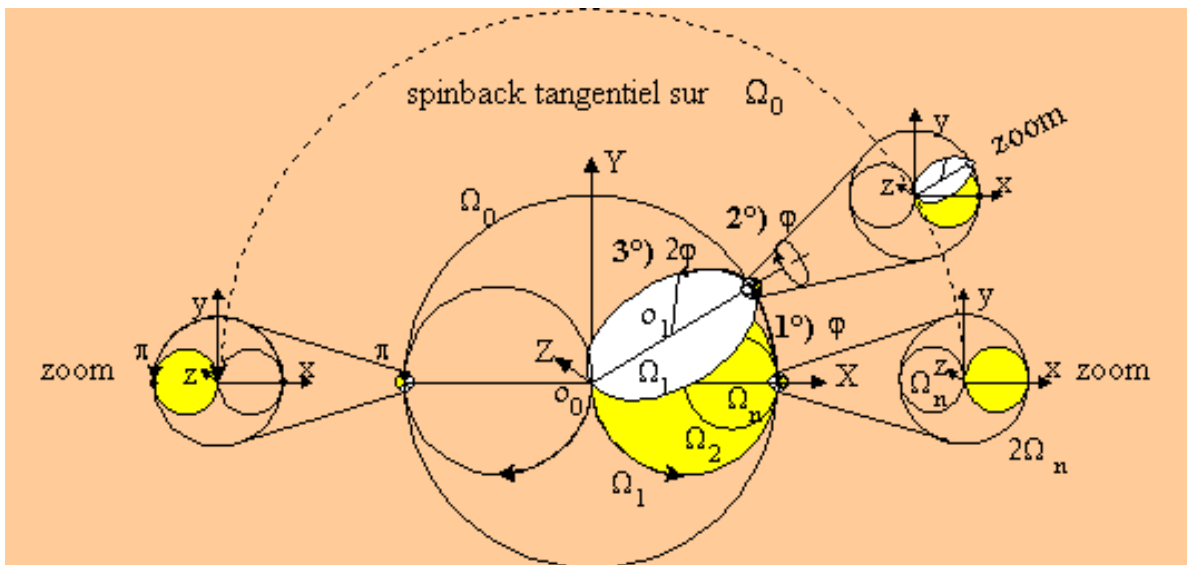


Figure 3

Si $\varphi = \pi$, cette triple rotation est appelée "spinback" de la particule ou de l'horizon Ω_0 .

Ce mot vient de spin (tourner) et back (retour) :

deux spinbacks ($\varphi = 2\pi$) de Ω_0 redonnent les conditions initiales ($\varphi = 0$).

La particule $\Omega_n = \Omega_0 / 2^n$, avec n entier ≥ 0 , est aussi un horizon qui effectue le même mouvement dans l'horizon $2\Omega_n$ pendant le trajet tangentiel de $2\Omega_n$ sur Ω_0 (effet d'échelle, de loupe ou de zoom). Semblable au spinback de Ω_0 , le spinback de $2\Omega_n$ sur Ω_0 sera appelé « spinback tangentiel ».

Le spinback de Ω_0 entraîne une dissociation de $\Omega_0, \Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_n$ en A et une reconstitution en A' (figure 4a). S'effectuant dans le plan de Ω_0 , cette reconstitution dans le plan (xy) inverse le mouvement de Ω_1 et conserve ceux de $\Omega_2, \Omega_3, \dots, \Omega_n$.

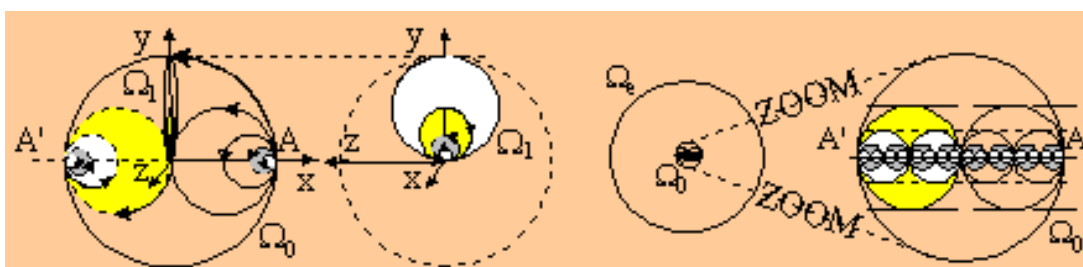


Figure 4a

Figure 4b

Figure 4c

Figure 4d

Pendant le spinback de Ω_0 , s'effectuent 2 spinbacks de Ω_1 dans Ω_0 , 4 spinbacks de Ω_2 dans Ω_1 , ... , et 2^n spinbacks de Ω_n dans Ω_{n-1} .

Ceux-ci entraînent une reconstitution intermédiaire au centre de Ω_0 dans le plan (yz) perpendiculaire au plan (xy) de Ω_0 (figure 4b). Passant par le centre de Ω_0 , effectués à l'intérieur de Ω_0 (donc inobservable dans l'horizon Ω_e où Ω_0 est une particule), ces spinbacks seront appelés « spinbacks radiaux ».

Dans Ω_e l'intérieur de la particule est inobservable (figure 4c).

Les trajets de $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_n$ peuvent donc être considérés comme des trajets radiaux virtuels dans Ω_0 selon l'axe radial AA' (figure 4d).

Or, la trajectoire réelle de la particule tangentielle interne Ω_n sur l'horizon Ω_1 correspond au trajet radial réel dans Ω_0 (figure 5).

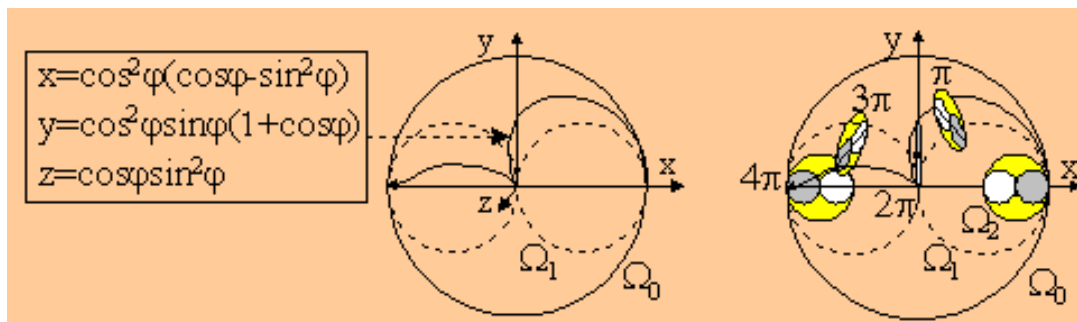


Figure 5

Figure 6

En réalité, cette trajectoire entraîne dans son mouvement les horizons $\Omega_2, \Omega_3, \dots, \Omega_n$ qui effectue respectivement $2^2, 2^3, \dots, 2^n$ spinbacks pendant le spinback de Ω_0 (figure 6).

Par définition, le spinback de Ω_n s'effectue dans l'horizon $2\Omega_n, \forall n$.

Il peut être radial (figure 7a) ou tangentiel (figure 7b).

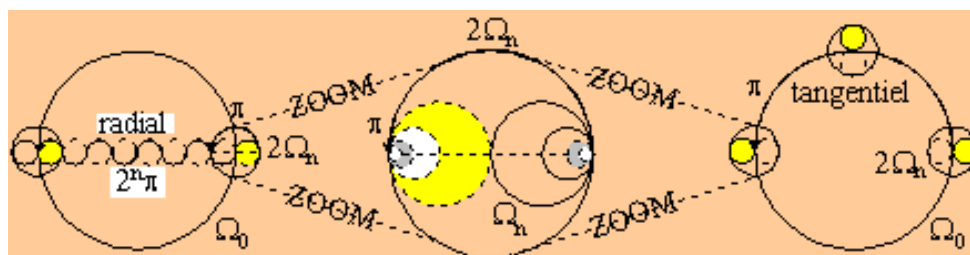


Figure 7a

Figure 7b

Lorsque le spinback de $2\Omega_n$ est tangentiel sur Ω_0 , il correspond à deux spinbacks radiaux de Ω_n dans $2\Omega_n$.

$\forall n$, les 2^n spinbacks de Ω_n (rayon $R/2^n$) forment dans Ω_0 (rayon R) un trajet radial égal à πR (figure 8a).

Dans l'horizon externe Ω_e (où Ω_0 est une particule), le trajet radial de Ω_n (pour n suffisamment grand) semble rectiligne et égal à $2R$.

Le changement d'échelle qui transforme un horizon de particules en particule dans un horizon transforme donc πR en $2R$ (figure 8b).

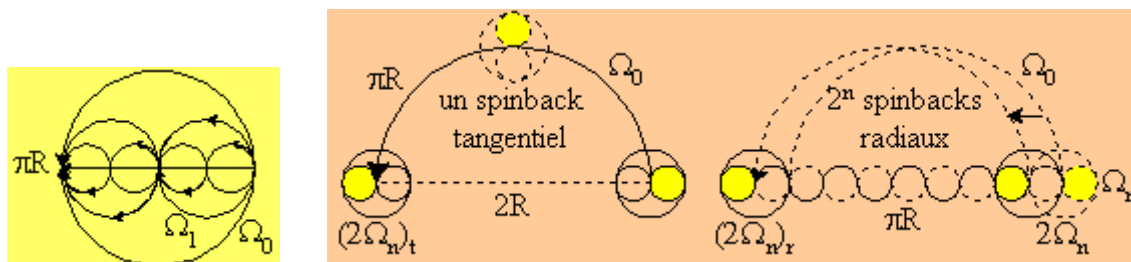


Figure 8a

Figure 8b

Le trajet radial de Ω_n dans l'horizon tangentiel $(2\Omega_n)_t$ est 2^n plus lent que le trajet radial de Ω_n dans l'horizon radial $(2\Omega_n)_r$.

Or, Ω_0 est une particule qui effectue dans son horizon externe Ω_e un mouvement radial 2^n fois plus lent que Ω_n . La particule $2\Omega_n$, dissociée en $(2\Omega_n)_t$ et $(2\Omega_n)_r$, se retrouve donc reconstituée par superposition de $(2\Omega_n)_t$ et de $(2\Omega_n)_r$ à la fin du spinback de Ω_0 .

Les horloges dans l'horizon tangentiel $(2\Omega_n)_t$ et dans l'horizon radial $(2\Omega_n)_r$ sont donc les mêmes mais elles ne tournent pas à la même vitesse.

2.2- Anticipation de la particule radiale

Par définition, la rotation tangentielle $\pi - \pi/2^n$ de l'horizon $(2\Omega_n)_t$ correspond à 2^{n-1} spinbacks radiaux de Ω_n (figure 9a).

Les horizons $(2\Omega_n)_r$ et $(2\Omega_n)_t$ englobent la même particule Ω_n qui est dans deux "états différents : tangentiel dans $(2\Omega_n)_t$ où le spinback est en cours et radial dans $(2\Omega_n)_r$ où le spinback est terminé.

Ce spinback radial peut être considéré comme une « anticipation » du spinback tangentiel. Or, une rotation virtuelle initiale $\pi/2^n$ de Ω_0 permet de considérer un spinback tangentiel virtuel (ou anticipatif) de Ω_0 avant son spinback réel (figure 9a).

Ce spinback virtuel entraîne un trajet radial virtuel $2R/2^n$ de Ω_0 correspondant à donc bien à une anticipation de cet horizon initial.

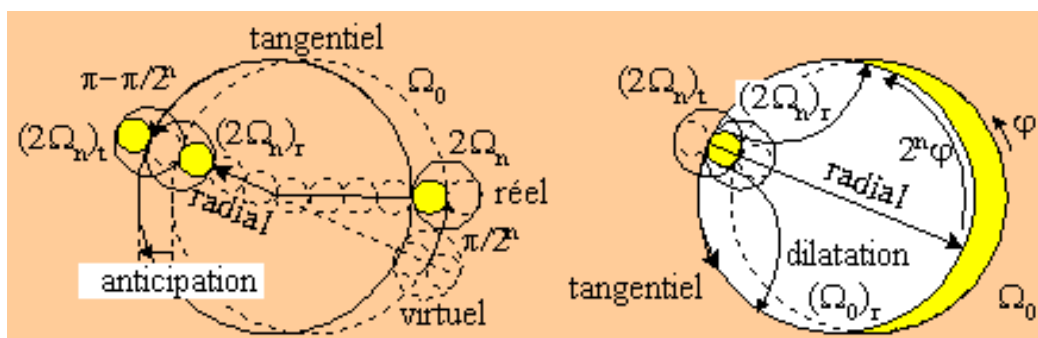


Figure 9a

Figure 9b

2.3- Dilatation de la particule radiale ($2^n = 8$)

Supposons qu'après la rotation $\pi-\pi/2^n$, la particule radiale $(\Omega_n)_r$ soit dilatée en $(2^n\Omega_n)_r=(\Omega_0)_r$ semblable à Ω_0 . Dans ce cas, $(2\Omega_n)_t$ devient la particule initiale de l'horizon initial $(\Omega_0)_r$ qui, terminant son spinback radial réel, apparaît comme un horizon initial effectuant son spinback 2^n fois plus rapidement (figure 9b).

Or, dans un espace à trois dimensions, cette dilatation ($\times 2^n$) de la particule radiale peut se faire en $n=3$ dilatations ($\times 2$) successives. En effet, lorsque la particule initiale o_0 (figure 10a) se laisser entraîner par le mouvement du premier spinback de Ω_1 , elle entraîne avec elle son horizon Ω_0 (figure 10b).

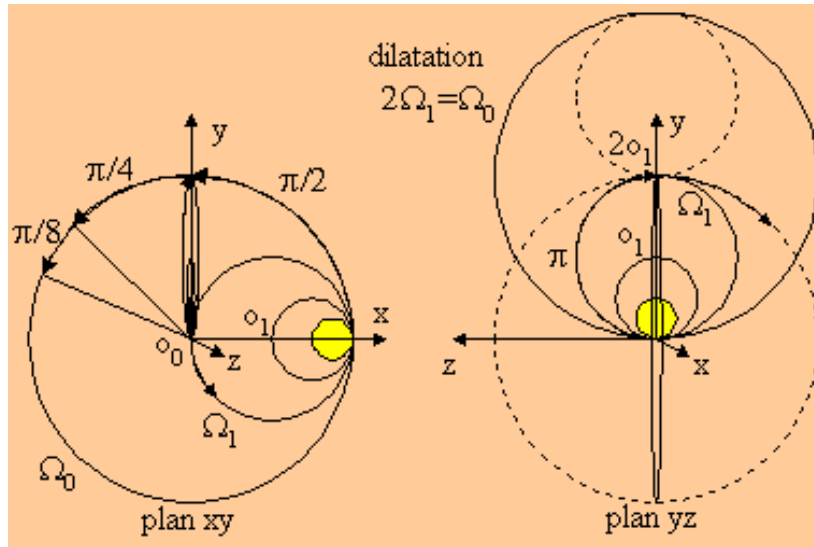


Figure 10a

Figure 10b

Après la rotation $\pi/2$ de Ω_0 , elle possède, dans le plan yz perpendiculaire au plan initial xy, une vitesse double (celle de o_1) au centre d'un espace double de celui de Ω_1 .

Elle devient donc $2o_1$ au centre de $2\Omega_1$ (figure 10b).

Le plan yz devient le plan initial de l'horizon dilaté $2\Omega_1$ avec un mouvement tangentiel deux fois plus rapide que celui de Ω_0 dans le plan initial xy. Une rotation $\pi/2$ de $2\Omega_1$ dans ce deuxième plan initial yz correspond à la rotation $\pi/4$ de Ω_0 (figure 10a).

Avec la vitesse de o_2 dans le plan xz perpendiculaire au plan yz, la particule initiale o_0 devient $4o_2$ dans l'horizon dilaté $4\Omega_2$. Une rotation $\pi/2$ de $4\Omega_2$ dans ce troisième plan initial zx correspond à la rotation $\pi/8$ de Ω_0 (figure 10a).

Avec une vitesse huit fois plus grande dans le plan initial xy perpendiculaire au plan xz, la particule initiale o_0 devient $8o_3$ dans l'horizon dilaté $8\Omega_3$, juxtaposé à l'horizon initial Ω_0 (figure 11a).

De la même façon, la rotation $\pi-\pi/8$ de $8\Omega_3$, correspondant à la rotation $(\pi-\pi/8)/8$ de Ω_0 , transforme la particule $8\Omega_3$ en $64\Omega_6$ dans l'horizon dilaté $64\Omega_6$ (figure 11b).

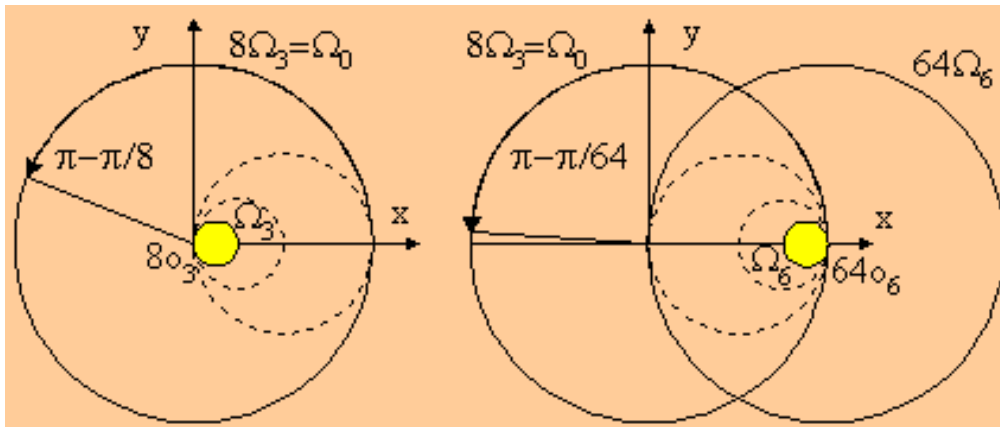


Figure 11a

Figure 11b

La position de $64\Omega_6$ pourrait être considérée comme la position initiale de Ω_0 avant ses deux spinbacks radiaux dans $2\Omega_0$, correspondant au spinback tangentiel de Ω_6 sur Ω_0 (figure 12a).

64 fois plus lent que le spinback de $64\Omega_6$, le spinback de Ω_0 correspond à la rotation $\pi/2$ de $2\Omega_0$. L'horizon dilaté $64\Omega_6$ effectue donc son premier spinback avant celui de Ω_0 et après la rotation $\pi-\pi/128$ de Ω_0 . (figure 12b).

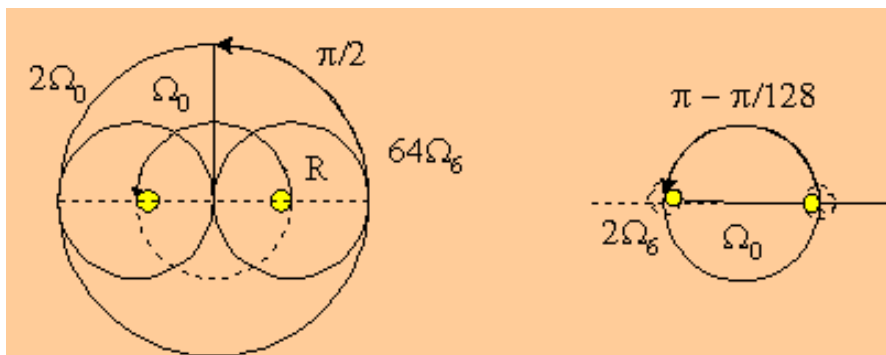


Figure 12a

Figure 12b

2.4- Echange du radial et du tangentiel

Après la dilatation ($\times 2^3$) de Ω_3 , correspondant à la rotation $\pi-\pi/8$ de Ω_0 , l'horizon dilaté $(\Omega_0)_r$ est semblable à Ω_0 , mais l'axe radial de $(\Omega_0)_r$ est incliné de $\pi/8$ sur l'axe radial de Ω_0 (figure 14).

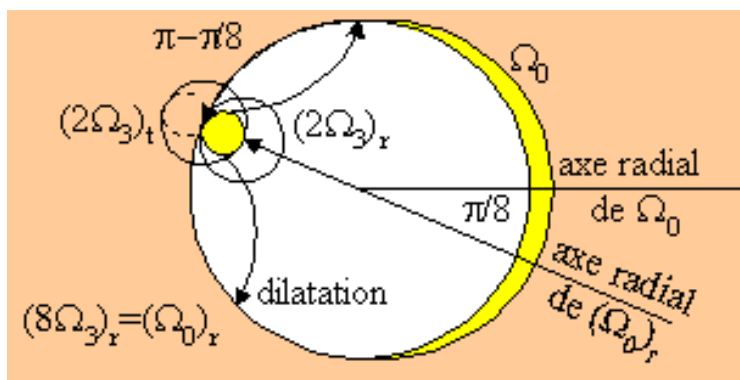


Figure 14

Cette dilatation interne de la particule $(\Omega_3)_r$ dans son horizon reste inobservable dans l'horizon externe Ω_e où Ω_0 est une particule.

Initialement (figure 15a), l'horizon $2\Omega_3$ sur Ω_0 est virtuel sur l'axe radial de $(\Omega_0)_r$.

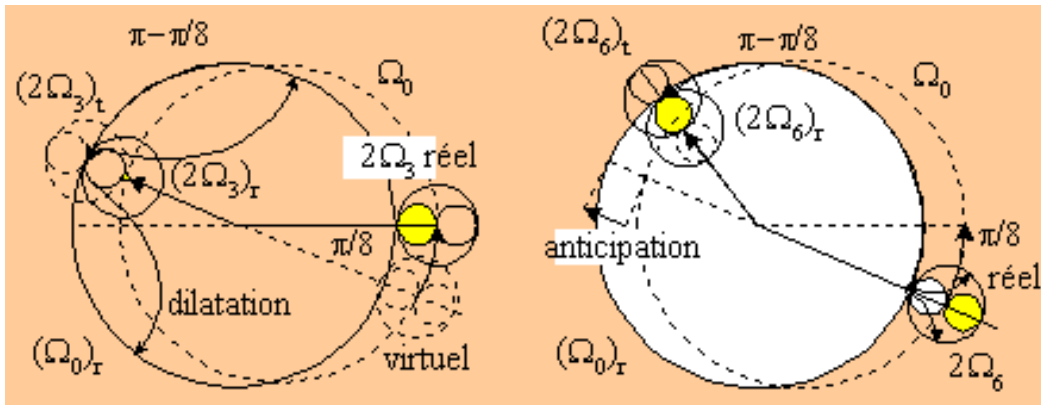


Figure 15a

Figure 15b

La dilatation de $(\Omega_3)_r$ en $(\Omega_0)_r$ la rend réelle en la remplaçant par la particule $(\Omega_6)_r$ dilatée elle aussi en $(8\Omega_6)_r = (\Omega_3)_r$ (figure 15b).

L'anticipation de $(\Omega_0)_r$ selon l'axe radial de $(\Omega_0)_r$ procure alors une rotation supplémentaire réelle $\pi/8$ à la rotation tangentielle $\pi - \pi/8$ de $(2\Omega_3)_t$ qui termine son spinback avant le spinback de Ω_0 .

Cette fin du spinback de $(\Omega_0)_r$ entraîne un dédoublement de la particule initiale et une possibilité d'échange du tangential et du radial avant la fin du spinback de Ω_0 qui termine ce dédoublement (figure 16).

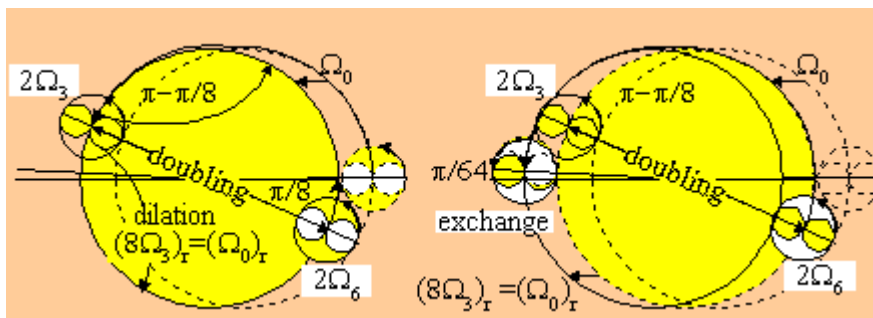


Figure 16

Avec cet échange, la particule change d'écoulement du temps.

2.5- L'accélération de l'écoulement du temps

Dans l'horizon externe Ω_e de la particule Ω_0 , les dilatations internes de Ω_3 et de Ω_6 dans Ω_0 sont imperceptibles. De plus, compte tenu du mouvement radial de Ω_0 , l'échange du radial et du tangential est imperceptible. Il a lieu pendant le neuvième spinback radial de Ω_3 (figure 17a).

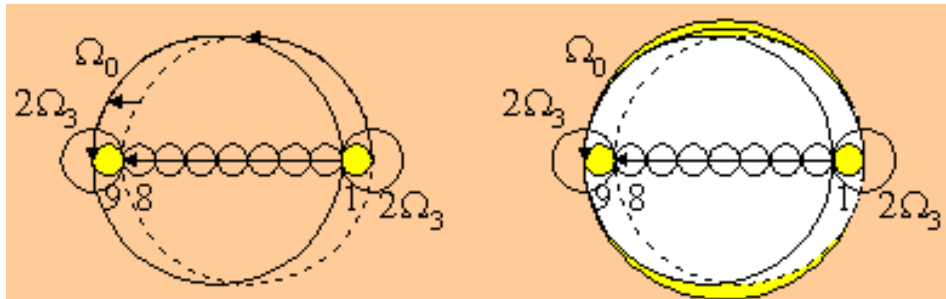


Figure 17a

Figure 17b

Cet échange est englobé dans un horizon de Ω_0 comprenant 9 spinback radiaux de Ω_3 . Cet horizon correspond à un seuil de perception dans Ω_e (figure 17b).

L'échange, imperceptible hors de Ω_0 , correspond à un temps accéléré dans Ω_3 où (du fait de la dilatation de Ω_3 en $8\Omega_3$) s'effectue le même mouvement que dans Ω_0 mais dans un temps 8 fois plus rapide. (figure 18a).

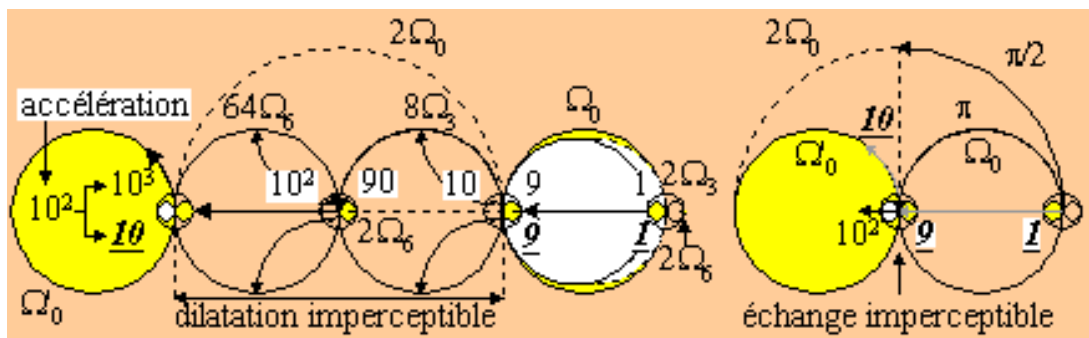


Figure 18a

Figure 18b

De même, dans $8\Omega_3$, un échange imperceptible commence au neuvième spinback de Ω_6 . Il correspond à un temps accéléré dans Ω_6 où (du fait de la dilatation de Ω_6 en $64\Omega_6$) s'effectue le même mouvement que dans Ω_0 mais dans un temps 64 fois plus rapide.

Le dixième spinback radial est donc le premier spinback tangential au moment de la dilatation de Ω_3 en $8\Omega_3$ ou de Ω_6 en $64\Omega_6$.

L'échange du radial et du tangential ne pourra s'effectuer que si la perception du temps s'accélère en passant de 1 à 10.

Elle s'accélération donc de 1 à 10^3 , au cours des deux échanges du radial et du tangentiel dans $8\Omega_3$ et $64\Omega_6$. Dans le même temps, elle s'accélération de 1 à 10 dans Ω_0 . À la fin du spinback de $8\Omega_3$ ou de $64\Omega_6$, la différence sera toujours de 10^2 (figure 18b).

À la fin du spinback de Ω_0 , le radial (=10) et le tangentiel (=1) dans Ω_0 deviennent donc le radial (=10²) et le tangentiel (=10) dans Ω'_0 . L'échange s'effectue donc avec une accélération de 1 à 10 de la perception du mouvement aussi bien radial que tangentiel.

2.6- Les sept temps stroboscopiques nécessaires au dédoublément

Ces échanges de particules s'effectuent dans une ouverture temporelle commune. Ils nécessitent six temps intermédiaires stroboscopiques déterminés par sept horizons emboîtés de Ω_0 à Ω_6 .

La particule externe Ω_0 est la première, l'intermédiaire Ω_3 est la quatrième, et l'interne Ω_6 la septième.

L'anticipation et le premier échange s'effectue dans le huitième.

Le neuvième effectue l'échange inverse.

Nous retrouvons ainsi les conditions initiales dans le dixième.

Lorsque la transformation de dédoublément se termine, les sept horizons sont juxtaposés. Les échange de particules ont lieu.

Puis, la transformation de dédoublément suivante commence :

le septième et dernier horizon $2(64\Omega_6)$ du premier dédoublément devient le premier horizon $\Omega_1=2\Omega_0$ du deuxième dédoublément.

3- Conditions et équation d'échange

Les variables sont écrites dans un nouveau formalisme :

R_0 et Ω_0 sont respectivement le rayon R_0 et l'horizon Ω_0 "observable dans l'horizon Ω_0 ". De même, $(R_0)_1$ ou $(\Omega_0)_1$ signifient R_0 ou Ω_0 "observable dans l'horizon Ω_1 ".

L'échange du radial et du tangential impose une condition :

Le trajet tangential $(\pi R)_0$ observable dans Ω_0 s'effectue dans le temps d'un spinback de Ω_0 mesuré par l'angle de rotation $(\pi)_0$ (figure 18a).

Ce temps $(\pi)_0$ est celui du dédoublément (radial et tangential) dans Ω_0 entre deux reconstitutions.

Autrement dit, $(\pi R)_0 / (\pi)_0 = (R)_0$ est la vitesse tangentielle sur Ω_0 dans le temps du dédoublément $(\pi)_0$.

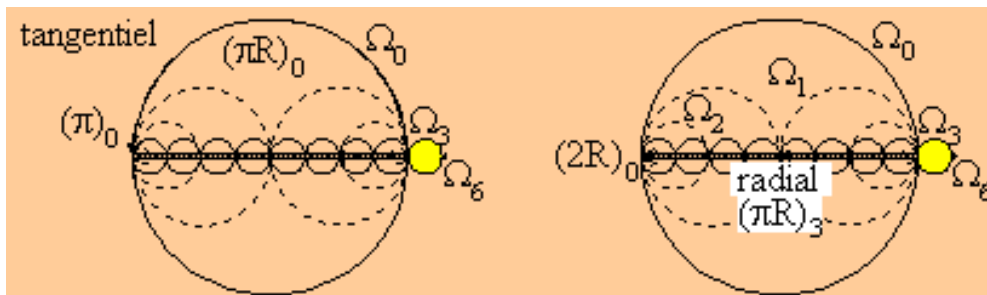


Figure 18a

Figure 18b

Le trajet radial $(\pi R)_3$ observable dans Ω_3 (figure 18b) s'effectue dans le temps de la traversée de l'horizon Ω_0 mesuré par la longueur $(2R)_3$. Compte tenu de la dilatation de Ω_1 en $2\Omega_1$, après la rotation $\pi/2$ de Ω_0 , ce temps est celui de deux dédoubléments (radial et tangential) de Ω_3 entre deux reconstitutions dans Ω_0 .

Autrement dit, $(\pi)_3 = (\pi R)_3 / (R)_3$ est la vitesse tangentielle sur Ω_0 dans le temps d'un dédoublément $(R)_3$.

Cela implique que l'échange du trajet radial et du trajet tangential ne pourra s'effectuer que si la vitesse radiale $(R)_0$ et la vitesse tangentielle $(\pi)_0$ peuvent s'échanger. De même, pour $(R)_3$ ou $(\pi)_3$.

Or, le trajet radial $(\pi R)_3$ doit être le diamètre de $(2R)_3$ de Ω_0 (condition du paragraphe 2.2.1, figure 8). Le trajet tangential $(\pi R)_0$ doit donc être égal à $(\pi^2 R / 2)_3$ (figure 19b).

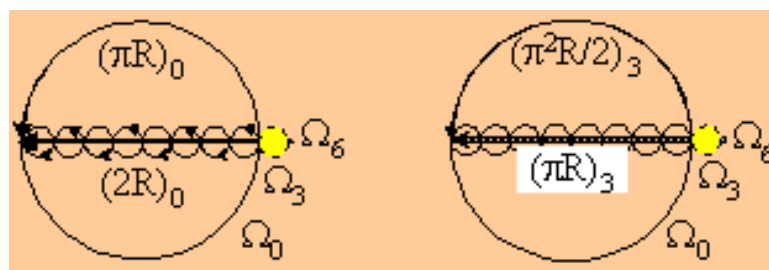


Figure 19a

Figure 19b

L'échange de π et de R dans $(\pi R)_0$ ne change rien.

L'échange dans $(\pi^2 R / 2)_3$ donne $(\pi R^2 / 4)_3$.

La condition d'échange (notée \rightleftharpoons) sera : $(\pi R^2)_3 \rightleftharpoons (4\pi R)_0$ (4)

Cette condition fondamentale fait correspondre une surface avec une longueur : mais elle sous-entend que le dédoublement se termine avec le spinback de Ω_0 au moment où Ω_0 se dilate en $2\Omega_0$.

Cette dilatation nécessite une référence avec un rayon unitaire ρ commun au début et à la fin du dédoublement et tel que la rotation π correspond au trajet $\pi\rho$. La condition (4) devient alors l'équation :

$$(\pi R^2)_3 = (4\pi\rho R)_0 \quad (4')$$

Cette équation sera possible grâce à un changement d'échelle d'espace et de temps de spinback entre l'horizon intermédiaire Ω_3 et l'horizon externe Ω_0 .

Cette équation peut être obtenue par un calcul beaucoup plus long mais moins élégant (publication, J.P. Garnier Malet, 1998) qui conduit à définir des changements d'échelle d'espace (e_d) et de temps (e_t) tels que :

$$e_t = 1/e_d = 2\pi^{1/2} \quad (5)$$

$$4R_0 = e_d\pi R_3 = \pi^{1/2}R_3/2 \quad (5')$$

$$\theta_0^2 = e_t\theta_3 = 2\pi^{1/2}\theta_3 \quad (5'')$$

Où θ_0 et θ_3 sont respectivement les angles de rotation de Ω_0 et Ω_3 .

En effet, lors de la reconstitution finale (où $\theta_0=\theta_3=\pi$), les relations (5') et (5'') entraînent bien :

$$\pi^2 R_0 = \pi^2 R_3$$

Selon (5') et (5''), e_d transforme un trajet radial R_0 en un trajet tangentiel πR_3 , et e_t transforme θ_3 en θ_0^2 , ou $(8\pi)_3$ en $(64\pi^2)_0$ pendant leurs spinbacks communs.

Cela correspond bien aux emboîtements des sept horizons nécessaires au dédoublement ($\Omega_0, \Omega_3, \Omega_6$) et à leur dilatation respective ($2^0=1, 2^3=8$ et $2^6=64$).

4- Conditions de juxtaposition

Trois vitesses radiales C_0 , C_1 , and C_2 sont nécessaires entre deux reconstitutions des trois horizons emboîtés. L'échange du tangential et du radial entre Ω_0 et Ω_3 , dilaté en $(\Omega_0)_r$ nécessite (au cours du spinback tangential de Ω_0) une vitesse radiale C_0 correspondant à 7 spinbacks radiaux de Ω_3 de vitesse radiale C_1 , tels que (figure 20a) :

$$C_0 = 7C_1 \tag{6}$$

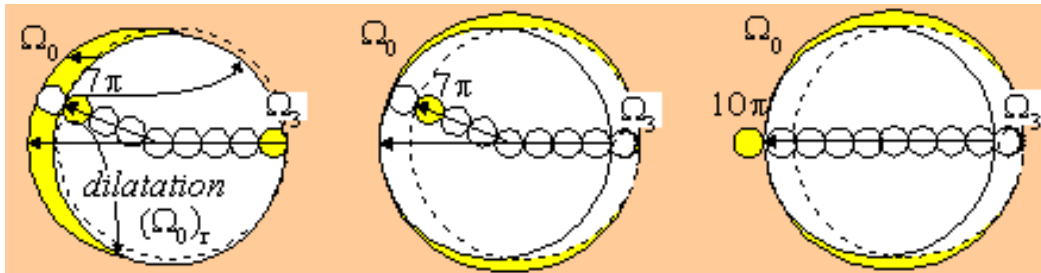


Figure 20a

Figure 20b

Figure 20c

Effectuant dans le même temps un mouvement radial l'horizon Ω_0 englobe 9 spinbacks radiaux de la particule interne Ω_3 (figure 20b).

Le premier spinback de Ω_3 correspond au 10^{ème} spinback radial de Ω_0 (figures 20c). De même pour Ω_6 dans Ω_3 (figure 21a).

Au 4^{ème} spinback de Ω_3 dans $2\Omega_3$ (correspondant à une accélération des spinbacks de Ω_3 de 1 à 10^5), Ω_3 a effectué $4 + 1/12 = 7^2/12$ spinbacks radiaux dans Ω_0 (figure 21b).

Si la vitesse radiale de Ω_6 est C_2 , la vitesse radiale C_1 est telle que :

$$C_0 = 7C_1 = (7^3/12)10^5C_2. \tag{6'}$$

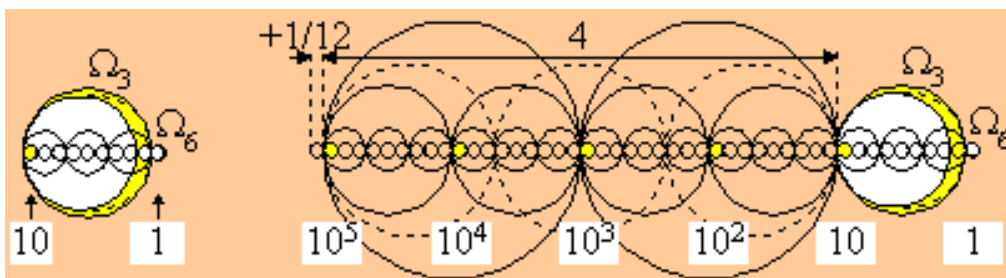


Figure 21a

Figure 21b

5- Vitesse d'information du temps présent C_2

C_2 est la vitesse radiale maximum de l'horizon interne Ω_6 pendant le dédoublément.

Pendant le temps τ des $4 \times 54 = 216$ spinbacks ($\pi\rho$) de la particule Ω_6 , l'accélération du mouvement de cette particule passe de 1 à 10^6 tandis que celle de l'horizon Ω_0 passe de 1 à 10^2 (figure 22).

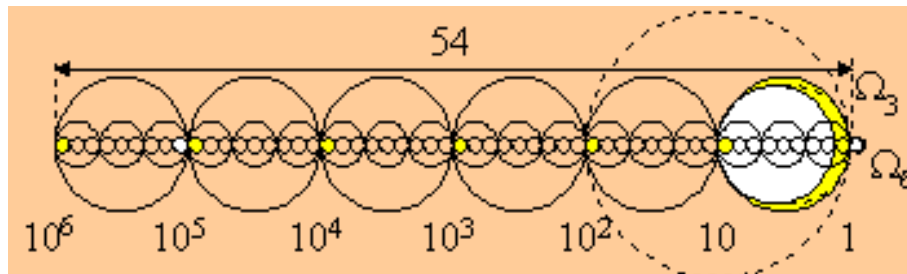


Figure 22

Il est possible de calculer cette vitesse de dédoublément dans n'importe quel espace en dédoublément. Toutes les étoiles sont des systèmes doubles possédant des systèmes planétaires en accord avec la théorie du dédoublément.

L'observation qui, dans les années 1960 ne révélait que 15 % d'étoiles doubles, en a dévoilé maintenant 87 % dans notre galaxie. Les planètes d'autres étoiles ou « exoplanètes » commencent, grâce à l'observation de plus en plus performante, à ne plus être des exceptions.

Il est donc possible de calculer la vitesse de dédoublément dans n'importe quelle étoile et, en particulier, dans notre système solaire en prenant le rayon solaire comme mesure des distances et le jour de la Terre comme mesure du temps.

Ce rayon est bien celui de la particule ρ dans son horizon de dédoublément (nuage de Oort et ceinture de Kuiper)

L'observation de ce diamètre n'étant pas très précise, il est possible d'obtenir une plus grande précision en considérant le diamètre de la Terre qui est lié à celui du Soleil par la relation théorique du dédoublément (J.P. Garnier Malet, 1997), à savoir :

$$2\rho = \text{diamètre du Soleil} = (100/16)(\pi^{5/2})(2R_T)$$

$$2R_T = \text{diamètre de la Terre dans le plan de l'écliptique} = 12751,55 \text{ km.}$$

La théorie du dédoublément impose de prendre comme diamètre de la Terre le diamètre du cercle situé dans le plan Ω_0 de juxtaposition initial et final de la transformation cyclique de dédoublément qui est le plan de l'écliptique (fig. 23)

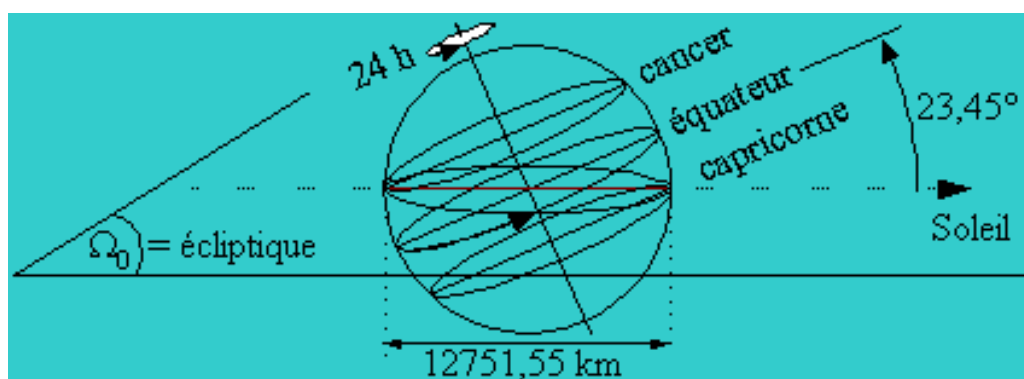


Figure 23

C'est ainsi que l'application dans le système solaire de la théorie du dédoublement a pu « calculer » de façon théorique cette vitesse en km./sec. :

$$C_2 = (216\pi\rho/\tau)10^4 = 54\pi^{5/2}(\pi R_T/4\tau)10^6 = 299\,792 \text{ km./sec.} \quad (7)$$

avec : $2\tau = 365,25 \times 24 \times 3600 \text{ sec.} = \text{un an (2 spinbacks)}$.

Selon la théorie du dédoublement, le plan de l'équateur écliptique (fig. 23) oscille au cours d'un cycle de 25 920 ans (Garnier Malet, 1997).

La position en début de cycle correspond à : $\pi/8(1-2/100) = 22,05^\circ$

Il augmente de : $\pi/8(1/10+1/100) = 2,475^\circ$

En fin de cycle, il doit correspond à : $\pi/8(1+1/10-1/100) = 24,525^\circ$

Il est actuellement de $23,45^\circ$.

6- Théorème des trois horizons de dédoublément

6.1- Enoncé du théorème

Une transformation de dédoublément nécessite trois particules (interne, intermédiaire et externe), emboîtées dans sept temps stroboscopiques.

La particule interne est dans le premier temps stroboscopique (le plus rapide = futur), l'intermédiaire est dans le troisième (présent), et l'externe est dans le septième (le plus lent = passé).

Il est possible de démontrer le théorème fondamental suivant :

- Les conditions initiales et finales doivent transformer le premier spinback tangentiel de la particule interne Ω_6 en 999 spinbacks radiaux de son horizon Ω_3 .
- L'horizon Ω_3 est une particule effectuant 666 spinbacks dans l'horizon initial Ω_0 , lui-même particule effectuant 333 spinbacks dans l'horizon dilaté $\Omega_1 = 2\Omega_0$.

6.2- Hypothèses (rappel)

Chaque horizon, Ω_0 (externe), Ω_3 (intermédiaire) et Ω_6 (interne), emboîtés dans la même transformation de dédoublément a une vitesse radiale respective, V_0 , V_3 et V_6 , et une vitesse tangentielle respective, U_0 , U_3 et U_6 (figure 24).

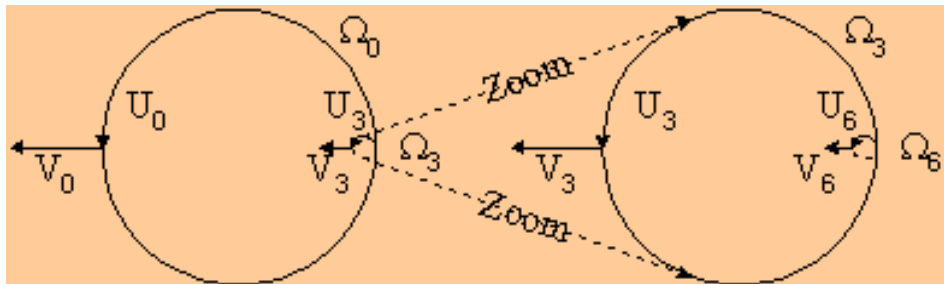


Figure 24

L'horizon intermédiaire Ω_3 termine son spinback lorsque l'horizon interne Ω_6 termine son trajet radial dans Ω_3 .

Avec les changements d'échelle (5), (5'), (5'') du paragraphe 3, la relation (5'') transforme θ_6 en θ_3^2 , ou 8π en $64\pi^2$ pendant leurs spinbacks communs.

Dans la particule Ω_3 (horizon de Ω_6), le trajet radial R_6 effectué pendant le temps T_6 d'un spinback interne π de Ω_6 (figure 24) doit être égal au trajet radial $(R_6^2)_3$ observable dans Ω_3 effectué pendant le temps $(T_6^2)_3$ d'un spinback intermédiaire $(\pi^2)_3$ de Ω_6 .

La vitesse tangentielle $U_6 = (\pi R/T)_6$, observable dans Ω_6 , devient donc $(U_6^2)_3$, observable dans Ω_3 .

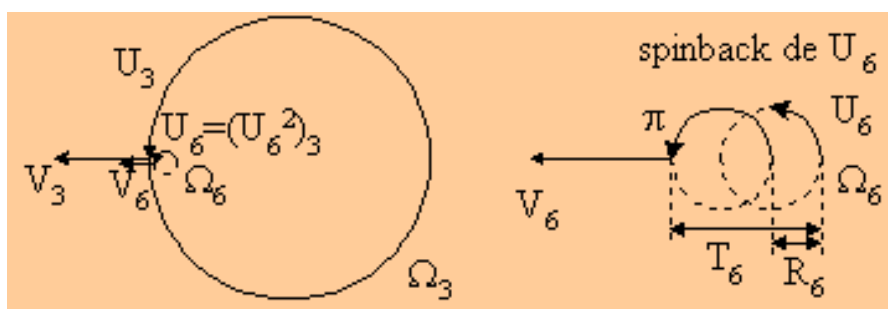


Figure 25

Dans le même temps, le changement d'échelle (5') transforme $(\pi R)_6$ (trajet tangentiel) en R_3 (trajet radial).

La relation (5) permet de faire les changements d'échelle simultanés (e_t et e_d) sans modifier les observations puisque ($e_t e_d=1$).

La vitesse tangentielle $U_6 = (\pi R/T)_6$ devient donc la vitesse radiale $(R_3/T_6)_3^2$.

6.3- Relativité du temps dans la particule intermédiaire

Le temps T_6 correspond au spinback de Ω_6 pendant son trajet radial. Selon les conditions précédentes, il sera le temps T_0 du spinback de Ω_0 lorsque :

$$V_0 = 8U_0 = (V_3)_0 = (U_3^2)_0 = (U_3)_3 = (1/8)(V_3)_3 = (1/8)(U_6^2)_3$$

$$V_0/8 = (1/8^2)(U_6^2)_3 = (U_6/8)_6$$

Du fait de la possibilité d'échange du radial et du tangentiel, dans Ω_3 , la vitesse radiale V_0 est égale à la vitesse tangentielle U_6 qui devient $(U_6^2)_3$ dans Ω_6 .

Mais la vitesse radiale V_0 est aussi $(U_3^2)_0$. Cela entraîne :

$$(T_6^2)_3(U_6^2)_3 = (T_0^2)_3[(U_6^2)_3 - (U_3^2)_3] \quad (8)$$

Dans la particule intermédiaire Ω_3 , cette équation donne la relativité du temps entre la particule externe Ω_0 et la particule interne Ω_6 .

Comme :

$$V_3 = 8U_3 \text{ et } V_6 = 8U_6,$$

l'équation devient dans Ω_3 :

$$T_6^2 U_6^2 = T_0^2 (U_6^2 - U_3^2) = 64 T_6^2 V_6^2 = 64 T_0^2 (V_6^2 - V_3^2)$$

Ce qui donne le changement de temps (relation de la relativité) :

$$(T_6/T_0)^2 = 1 - (V_3/V_6)^2 \quad (8'')$$

Dans Ω_3 , $(T_6)_3$ est la mesure du temps t dans Ω_3 et $(V_6)_3$ est la vitesse maxima C observable dans Ω_0 et Ω_6 par Ω_3 .

$(V_3)_3$ est la vitesse radiale v de la particule évoluant dans le temps t .

Cette relation peut donc s'écrire sous la forme bien connue :

$$t^2/T^2 = 1 - v^2/C^2 \quad (8''')$$

6.4- Démonstration du théorème

Compte tenu de l'accélération du mouvement de spinback de 1 à 10 entre les horizons emboîtés, les équations ci-dessus (8) et (8') se vérifient pendant les juxtapositions initiales et finales pour un nombre de spinbacks multiples de 10 (figure 26).

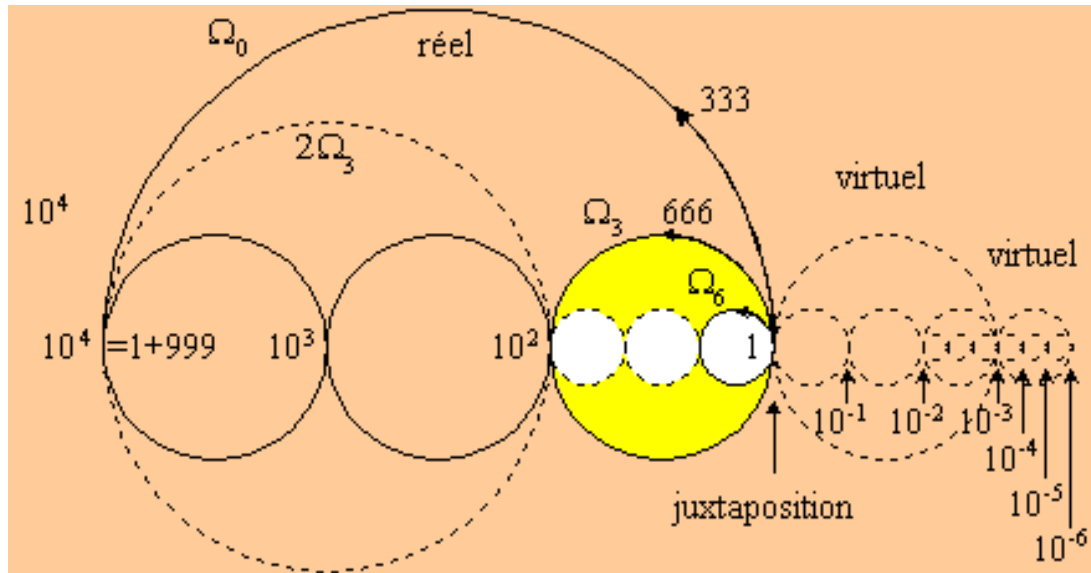


Figure 26

Le 999^{ième} spinback de la particule interne Ω₆ termine la 3^{ème} juxtaposition de la particule intermédiaire Ω₃ et la 1^{ère} de la particule externe Ω₀. La troisième juxtaposition dilate Ω₃ en 2Ω₃.

Le 1^{er} spinback réel de Ω₆ dans Ω₃, est donc le 1000^{ième} après les 999 spinbacks virtuels.

Ces 999 spinbacks virtuels proviennent donc des spinbacks intermédiaires (2/3=666) et des spinbacks externes (1/3=333).

Nous avons vu que πR à l'intérieur de la particule correspond à π²R² à l'extérieur. Les (333/1000) spinbacks des deux particules virtuelles, à l'extérieur de Ω₀, sont tels que :

$$(333/1000)^2 = (10^{-1} + 10^{-2} + 10^{-3}) - (10^{-4} + 10^{-5} + 10^{-6}) \tag{9}$$

C'est la condition pour échanger le trajet radial virtuel et le trajet réel tangentiel.

Cette condition initiale vérifie la condition finale à la fin du spinback de Ω₀ :

$$1/1000 + 333/1000 + 666/1000 = 1 \tag{10}$$

Les 999 spinbacks réels radiaux (internes) reviennent donc au début de la transformation (comeback) pour devenir 666 spinbacks intermédiaires et 333 spinbacks externes juste avant la fin du spinback de Ω_0 pendant un trou temporel commun (fig 27).

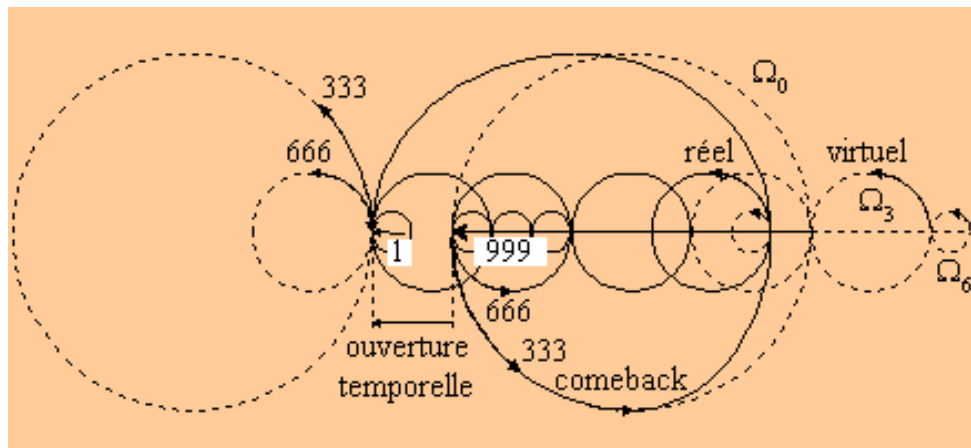


Figure 27

6.5- Vitesse de spinback et énergie

Avant la juxtaposition finale, les trois vitesses radiales des trois particules emboîtées ne sont pas dans la même direction radiale.

Nous avons vu que la vitesse radiale observable V dans la particule intermédiaire est toujours le carré U^2 de la vitesse tangentielle U de la particule interne ou externe.

Cette vitesse radiale observable U^2 semble donc résulter d'une énergie externe ou interne puisqu'elle est proportionnelle au carré de la vitesse U . Le rapport des spinbacks entre les trois particules emboîtées est donc le rapport des trois énergies nécessaires à leur dédoublement.

À la fin de la transformation de dédoublement, la juxtaposition finale redonne les conditions initiales dans les mêmes rapports :

1/1000 : particule externe,

333/1000 : particule intermédiaire

666/1000 : particule interne

Ces rapports sont aussi les rapports des trois énergies emboîtés. Nous appellerons :

E^+ , l'énergie de cohérence « 333 » de la particule intermédiaire.

E^- , l'énergie d'expansion « 666 » de la particule interne.

E , l'énergie de mouvement (spinback) de la particule externe.

C'est le temps du spinback de la particule intermédiaire qui détermine la longueur de l'axe radial. Selon l'équation (9) :

$$(E^+)^2 = (333/1000)^2 = (10^{-1} + 10^{-2} + 10^{-3}) - (10^{-4} + 10^{-5} + 10^{-6}) = E^+ (1 - 10^{-3}) = 4(E^-)^2$$

L'énergie intermédiaire d'expansion E^+ devient les énergies externes virtuelles de cohérence « 333 » et d'expansion « 666 » du prochain spinback. Toutefois, la direction des vitesses radiales ne sont pas toujours les mêmes (figure 28).

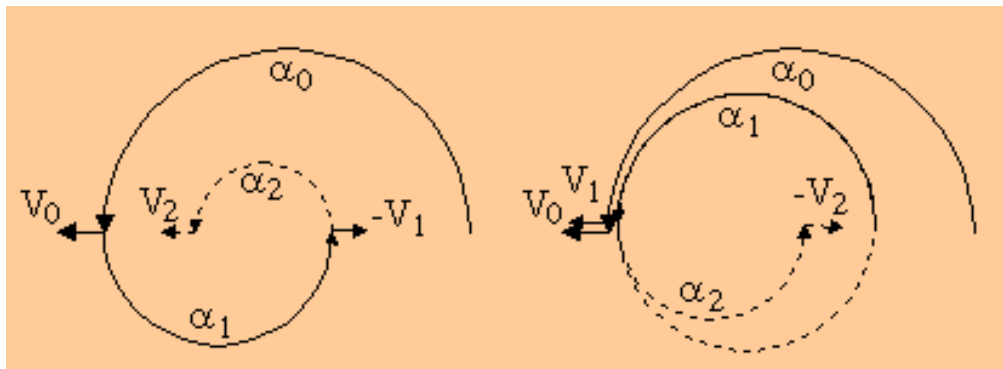


Figure 28

Juste avant la fin du premier spinback de la particule externe (avant l'ouverture temporelle commune), l'énergie d'expansion « 666 » est opposée à l'énergie de cohérence « 333 » sur l'axe radial.

Récemment, par deux observations différentes d'une supernova, deux scientifiques (Saul Permuter en Amérique et Brian Schmidt en Australie, janvier 1998) ont démontré que l'expansion de l'univers est accélérée par une énergie inconnue de répulsion ou anti-gravitation, opposée à l'énergie de gravitation.

Cette énergie serait 66,7% de l'énergie de l'univers.

Avec le théorème des trois horizons de dédoublement, nous pouvons dire que cette énergie n'est pas 66,7/100 mais 666/1000 de l'énergie initiale E_i de notre univers.

Cette énergie d'expansion « 666 millièmes » est observable à la fin du dédoublement. Elle semble correspondre à une accélération de la dilatation de la particule interne.

Pendant le dédoublement, l'énergie d'expansion « 666 millièmes » n'est pas observable parce que l'énergie de cohérence « 333 millièmes » semble être l'énergie qui assure une cohésion de l'horizon intermédiaire.

De même, les 9/10ème des spinbacks internes (figures 28 et 31) ne sont pas observables dans l'horizon intermédiaire avant la fin du dédoublement. Cela explique les masses manquantes (9/10) qui correspondent à ce spinback virtuel (ou apparemment manquant).

Cette énergie d'expansion (répulsion ou anti-gravitation) n'est pas une nouvelle énergie résultant d'une masse négative, mais la conséquence d'échanges d'énergies par la juxtaposition finale des trois horizons emboîtés : l'énergie de cohérence devient l'énergie d'expansion pour l'observateur externe dans un trou du temps imperceptible.

Une application du mouvement fondamental dans le système solaire (J.P. Garnier Malet, 1998), permet de comprendre que cette énergie (expansion) devient perceptible actuellement parce que les six horizons solaires stroboscopiques commencent leur juxtaposition. L'expansion finale (dilatation) de l'univers apparaît donc maintenant avec la particule virtuelle initiale (big-bang).

Le futur perdu dans un trou temporel initial semble ainsi exploser dans le passé de l'univers. L'accélération de l'expansion de l'univers, limitée par le temps de la juxtaposition, nous prouve que nous sommes actuellement à « la fin des temps », c'est à dire à la fin des six temps stroboscopiques du dédoublement. De ce fait, le théorème des trois horizons peut expliquer de multiples observations actuelles dans le cosmos.

7- Application au système solaire (J.P. Garnier Malet, 1998)

La théorie du dédoublément permet de comprendre les orbites des planètes. Le mouvement fondamental s'applique à ce système d'horizons emboîtés indispensable au dédoublément.

7.1- Principe des trajectoires planétaires

Chaque planète est une particule interne effectuant un trajet radial dans une particule externe α qui effectue un trajet tangentiel sur un horizon Ω (figure 34). Le centre O de l'horizon Ω est appelé « centre de cohérence » de la planète.

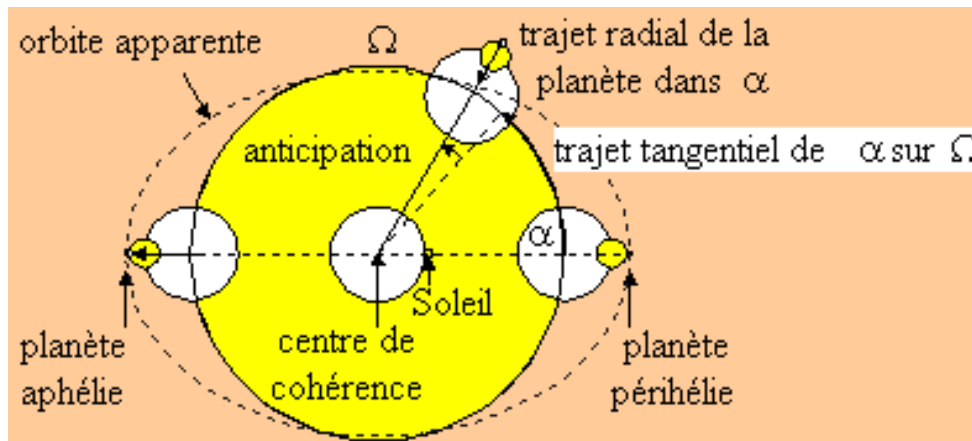


Figure 33 : trajectoire quasi-elliptique des planètes.

7.2- Orbite quasi-elliptique de Mercure

Le centre de cohérence de Mercure O_{Me} (figure 34) correspond à une première dilatation d'une particule radiale solaire après anticipation de $(2R/8)(1-18)=7R/32$.

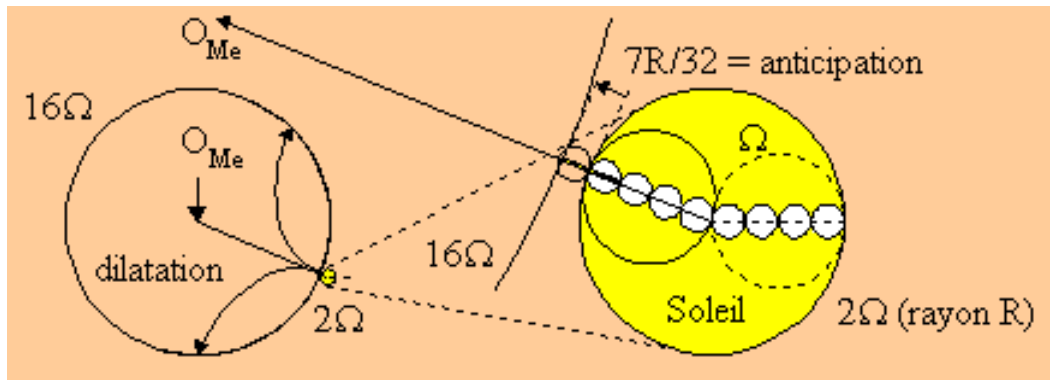


Figure 34 : centre de cohérence de Mercure.

Ce centre de cohérence O_{Me} est le centre de rotation de l'horizon de Mercure Ω_{Me} sur lequel la particule α_{Me} effectue un spinback tangentiel (figure 35).

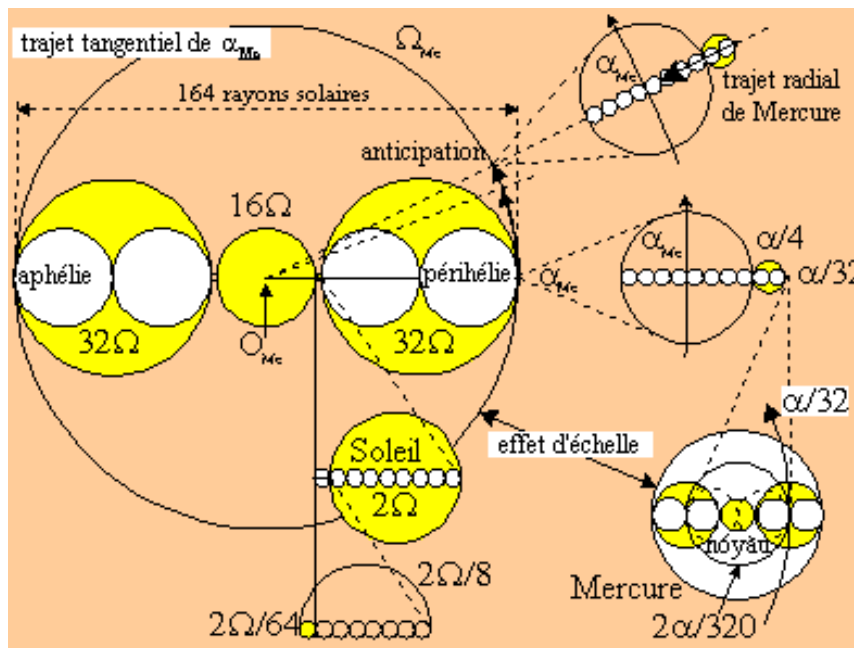


Figure 35 : trajet tangentiel et radial de Mercure (ellipse de Kepler)

Le trajet radial de $2\alpha/320$ (noyau de Mercure) dans α et le trajet tangentiel de α sur Ω_{Me} donne l'orbite quasi elliptique de Mercure.

Les trajets radiaux et tangentiels de $\alpha/32$ et $\alpha/4$ expliquent les petites libérations d'une planète autour de son plan orbital.

Les spinbacks "anticipatifs" expliquent l'accélération (périhélie) ou la décélération (aphélie) du mouvement orbital de la planète.

7.3- Lois de Kepler

7.3.1- Première loi de Képler

Les orbites planétaires sont des ellipses et le Soleil est un foyer.

Par définition, le mouvement fondamental met le Soleil comme un des foyers de chaque planète. La théorie du dédoublement définit le deuxième comme centre de cohérence de la planète.

7.3.2- Seconde loi de Képler

La surface engendrée par la droite reliant le centre du Soleil au centre de la planète est proportionnel au temps nécessaire pour la décrire.

Cette loi n'est pas la cause du mouvement mais l'effet résultant des spinbacks anticipatifs des horizons emboîtés.

Grâce à la théorie du dédoublement, les effets anticipatifs permettent de calculer l'accélération et la décélération du mouvement elliptique observable.

7.3.2- Troisième loi de Képler

Le cube de la moitié du grand axe des orbites planétaires est proportionnel au carré du temps de révolution de la planète.

L'équation d'échange (4) du paragraphe 6 implique cette loi.

Avec un rayon $(R_{-1})_0 = \pi^{1/2}$ au moment des spinbacks communs, l'équation devient (J.P. Garnier-Malet 1998) :

$$(\pi R^2)_1 = (4\pi^{3/2} R)_0$$

Autrement dit, le cube de $(\pi^{1/2})_0$ associé au trajet radial $(R)_0$, correspond au carré de $(\pi^{1/2})_1$ associé au carré du trajet radial $(R)_1$. Le coefficient de proportionnalité est rigoureusement égal à 4. La loi de Kepler utilise les distances du Soleil aux planètes : ce coefficient est alors « approximativement » égal à 4.

7.3- Vérification de la relativité d'Einstein

Le mouvement fondamental donne aussi le mouvement de l'axe radial (aphélie-perihélie) :

$\pi/64$ spinbacks de Mercure et l'anticipation de $(1/100)(\pi/32)$ spinbacks correspondent à 800 spinbacks de la Terre (400 ans).

Cela entraîne tous les 100 ans la rotation θ_e de l'axe de Mercure :

$$\theta_e = (\pi/4)(1/64 + 1/3200) = 43,03'$$

Cet angle est bien le « mercury gap » que donne la théorie de la relativité d'Einstein.

7.4- Lois de Newton

La théorie du dédoublement généralise les lois de Newton en permettant de modifier les orbites par des recalages successifs. Ces recalages périodiques des orbites planétaires (fig. 33 et 33bis) correspondent aux juxtapositions finales sur l'axe radial initial dans les six temps d'un cycle solaire dont on peut calculer la durée et les dates importantes. Comme le cycle actuel approche de sa fin, un recalage important et chaotique a déjà commencé sur Terre.

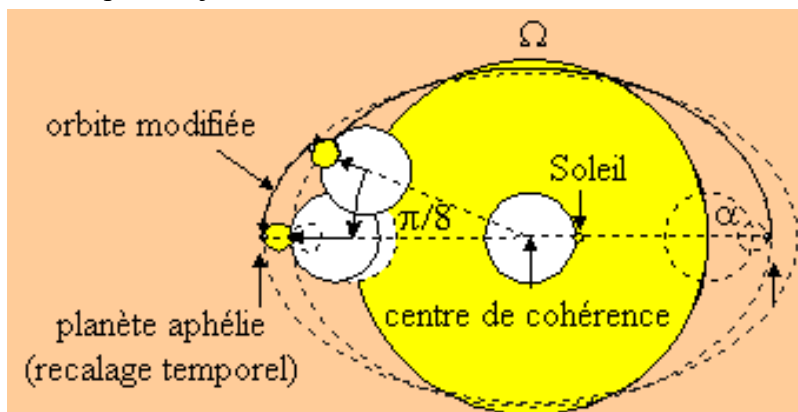


Fig. 33bis : recalage par échange cyclique du radial et du tangential

7.5- Centres de cohérence des espaces planétaires

Les centres de cohérences planétaires sont fixés par les spinbacks successifs (figure 36).

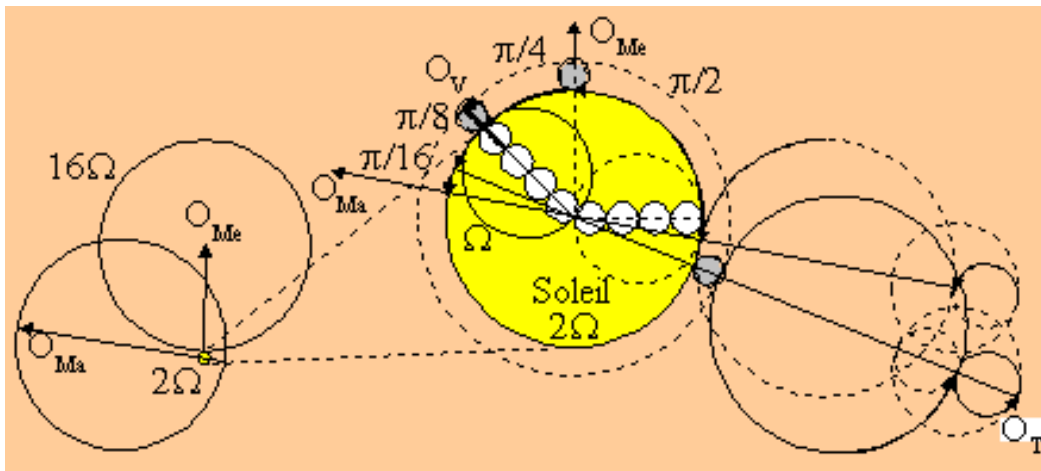


Figure 36 : centres de cohérences des planètes telluriques.

Viennent ensuite les six centres de rotations intermédiaires dont dépendent les Astéroïdes qui sont ainsi séparés en six groupes par des espaces vides appelés « lacunes ». L'ensemble forme un 1^{er} horizon solaire correspondant à une succession de dilatations autour des centres de cohérence planétaires respectifs (figure 37).

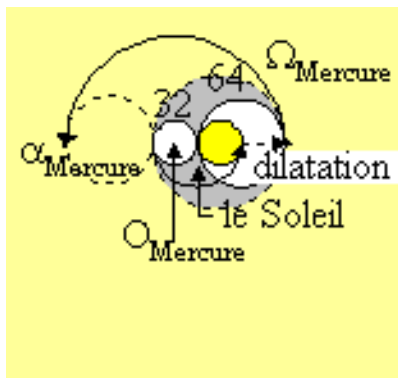


Fig. 37a : Mercure.

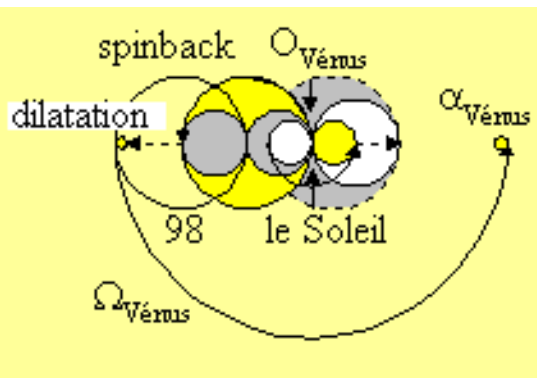


Fig. 37b : Vénus.

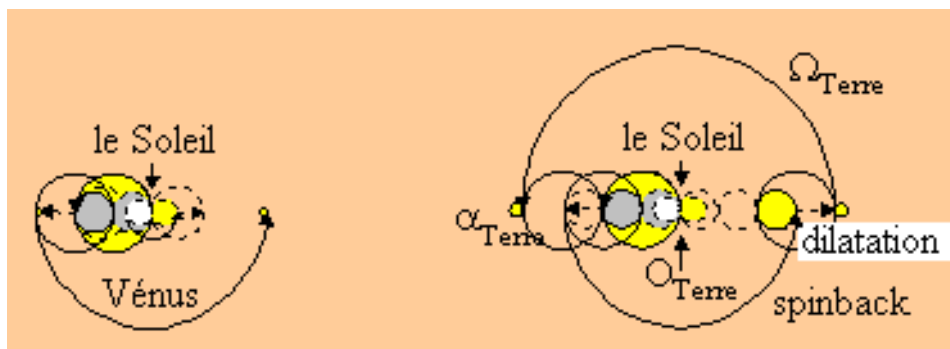


Fig. 37b : Vénus.

Fig. 37c : Terre (écliptique).

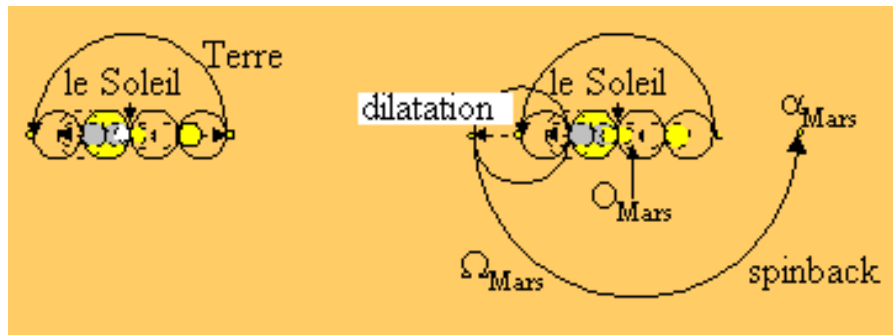


Fig. 37c : Terre.

Figure 37d : Mars.

7.6- Les associations de horizons planétaires du dédoublément

Dans le système solaire, le dédoublément donne six associations des horizons des particules solaires et planétaires :

- 1 **Soleil-Pluton**
- 2 **Mercure-Neptune**
- 3 **Vénus-Uranus**
- 4 **Terre-Saturne**
- 5 **Mars-Jupiter**
- 6 **Astéroïdes-Ceinture de Kuiper**

Nous retrouvons la loi de Titius-Bodes avec les spinbacks successifs (voir la communication J.P. Garnier-Malet, 1998) :

↓ Soleil	4	= 4	⇔	Pluton	4+3072 = 3076
↓ Mercure	4+ 3	= 7	⇔	Neptune	4+1536 = 1540
↓ Vénus	4+ 6	= 10	⇔	Uranus	4+ 768 = 772
↓ Terre	4+12	= 16	⇔	Saturne	4+ 384 = 388
↓ Mars	4+24	= 28	⇔	Jupiter	4+ 192 = 196
↓ Astéroïdes	4+48	= 52		Total	= 5972
↓ Horizon	4+96	= 100			= (216×27)+167*
Total		= 216+1			

Grand axe de Mercure : $167 = 164 \text{ rayons solaires} + 2\alpha_{\text{mercure}}$.

7.7- Double horizon intermédiaire et vitesse de la lumière

La théorie implique 216 spinbacks pour l’horizon intermédiaire α_{Terre} (figure 38). la Terre est la particule interne de α_{Terre} dans le plan initial appelé « écliptique ».

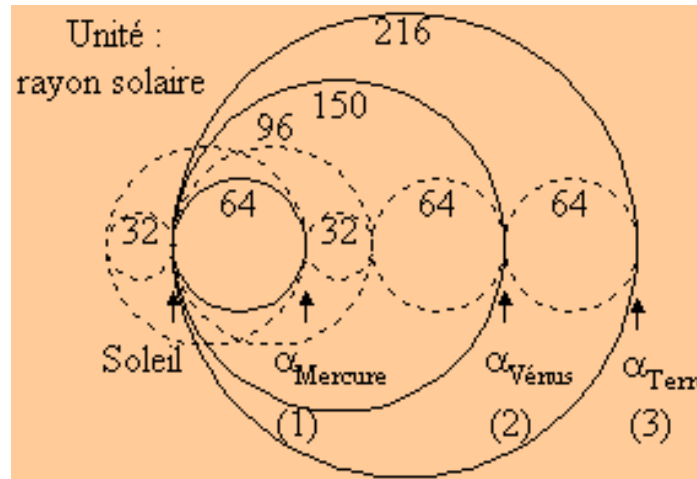


Figure 38 : trois dilatations et trois juxtapositions

Correspondant à la sixième dilatation, les astéroïdes forment six groupes de juxtapositions intermédiaires.

Les planètes géantes sont associées aux planètes telluriques selon le tableau précédent.

Leur horizon correspond à la ceinture de Kuiper.

Dans l’horizon initial, la particule interne de α_{Terre} est associée à la particule interne α_{Saturne} de la façon suivante (figure 39) :

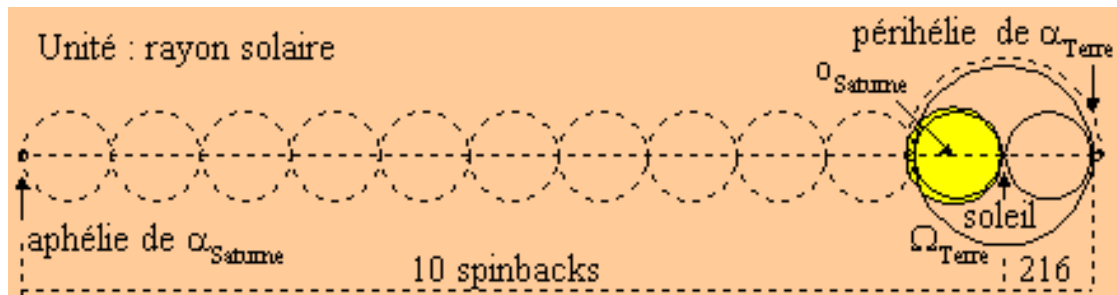


Figure 39 : association Terre-Saturne des particules α .

La relation (7) permet de calculer la vitesse de dédoublement dans cet horizon de juxtaposition intermédiaire :

$$C_2 = 216 \cdot 10^6 \pi^{5/2} [\pi(r/8)/2\tau] = 299\,792 \text{ km/s.} \tag{8}$$

avec le rayon de la Terre : $r = 6378 \text{ km}$,

et le temps de 2 spinbacks : $2\tau = 1 \text{ an} = 365,25 \times 24 \times 3600 \text{ sec}$.

7.8- Ouverture temporelle solaire (24 835 ans=100 années de Pluton)

Le temps de (12×216) spinbacks de la particule de la Terre correspond à (1/2)×(217) spinbacks de son horizon solaire (J.P. Garnier Malet, 1998) :

$$T(\text{Terre}) = (12 \times 216) - (1/2) \times (216 + 1) = 2\,483,5 \text{ spinbacks de la Terre.}$$

Avec l'accélération (de 1 à 10), le temps du dédoublement solaire est :

$$10T(\text{Terre}) = 25\,920 - 1085 = 24\,835 \text{ ans.}$$

Cela correspond à 200 spinbacks de l'horizon du couple Soleil-Pluton. L'année de Pluton (2 spinbacks) est de 248,35 ans.

La période de 25 920 ans est le temps de la rotation de l'axe polaire de la Terre. Les 1085 ans correspondent au temps de la rotation de son horizon solaire.

7.9- Trajet radial de l'ouverture temporelle (14,818 10⁹ années lumière)

L'équation (6) permet de calculer le temps de l'ouverture temporelle de l'univers qui correspond au trajet radial de notre lumière dans le temps du cycle solaire de dédoublement (Garnier-Malet J.P. 1999).

En fait, cette équation qui est la suivante :

$$C_0 = 7C_1 = 7(49/12)10^5 C_2.$$

donnent les rapports de temps de la même observation dans trois horizons ou particules successives.

Pendant 2/10 (dilatation 2 et accélération radiale 1 à 10) de 25 920 ans (cycle solaire de notre lumière ou trajet radial le plus rapide), la lumière de l'univers (trajet tangentiel sur l'horizon) utilise seulement 2×1080 ans.

Nous pouvons donc dire que l'âge de l'univers est :

$$(2/10) \times 25\,920 \times (7(49/12)10^5) = 14,818\,10^9 \text{ années lumière}$$

moins l'anticipation finale (1080 ans) et la virtuelle anticipation initiale (1080 ans) :

$$(2/10) \times (2 \times 1080) \times 7(49/12)10^5 = 13,583\,10^9 \text{ années lumière.}$$

La différence est la frontière commune entre le premier horizon et la dernière particule.

8- Conclusion

Le mouvement fondamental permet à chaque particule de disposer d'un référentiel dynamique. Avec lui, une particule externe peut anticiper un événement futur dans l'horizon d'une particule interne et introduire ce futur dans l'horizon d'une particule intermédiaire.

Grâce à cette hyperincursion de son futur dans son passé, cette particule intermédiaire obtient un passé instantané correspondant à son futur. Son événement présent est donc toujours l'actualisation d'un potentiel résultant de cette hyperincursion. L'horizon d'un observateur physique pourrait être juxtaposé avec des horizons de particules virtuelles pendant une ouverture temporelle.

Un observateur physique pourrait donc anticiper son futur.

Dans les prochaines années (entre 2002 et 2012), ce sera la fin du cycle solaire (Garnier-Malet J.P. 1997) : l'explosion solaire du 13 mars 1989 est la 4^{ième} des sept explosions nécessaires pour équilibrer les six temps stroboscopiques de nos six horizons solaires.

L'accélération de l'expansion de l'univers, déduite de l'observation par Brian Schmidt and Saul Perlmutter (Janvier 1998) confirme cela.

À la fin du cycle solaire, nous observerons la juxtaposition finale des six particules ou horizons emboîtés (solaires, galactiques et universels) qui correspondront à la juxtaposition des six horizons solaires emboîtés.

Pendant le cycle de dédoublement solaire de 24835 ans, $13,583 \cdot 10^9$ années lumière est la distance parcourue par notre lumière (avec la vitesse : $C_2 = 299\,792$ km/sec).

Cette distance est observable par un observateur terrestre. Elle ne l'est pas par un observateur virtuel galactique or universel.

Il existe deux observateurs virtuels :

l'observateur universel o_0 (vitesse $C_0 = 7C_1$)

l'observateur galactique o_1 (vitesse $C_1 = (49/12)10^5 C_2$)

l'observateur réel terrestre o_2 (vitesse C_2)

Ces trois observateurs construisent leur référentiel dynamique selon les hypothèses initiales.

À la fin de la transformation de dédoublement de notre système solaire, la juxtaposition des sept horizons nous fournira l'occasion d'une observation de l'univers. Cette observation s'effectuera à l'extérieur de l'ouverture temporelle universelle et à l'intérieur des ouvertures temporelles des deux observateurs virtuels.

Les sept temps stroboscopiques qui sont nécessaires pour la transformation de dédoublement du système solaire en 24835 ans, s'équilibreront dans le même temps et le même espace...

Puis, une nouvelle transformation recommencera et les sept stroboscopes du temps redémarreront pour un nouveau cycle de 24835 ans, divisé en 12 périodes de 2070 ans. Entre ces deux cycles, il sera difficile de prédire le futur de notre planète si nous ne faisons pas attention à la fin de ces six temps solaires.

9- Réflexions hors publications scientifiques

9.1- Les sept divisions du temps

L'échange des observateurs correspond à un échange entre le trajet radial d'un observateur et le trajet tangentiel de l'autre. Ce n'est possible qu'avec sept divisions du temps (J.P. Garnier-Malet, 1998, 1999) qui impliquent six horizons doubles intermédiaires.

La juxtaposition des trois observateurs emboîtés à la fin du dédoublément nous permet de voir que la particule finale dilatée et anticipative $12\alpha=2(6\alpha)$ de l'horizon $3^5\alpha=243\alpha$ a aussi une particule anticipative α (figure 40).

Cette dernière particule est la particule initiale après la transformation de dédoublément qui utilise : $2^8=256$ trajets radiaux.

Cela montre les changements d'échelle d'espace et de temps entre la particule initiale α et l'horizon final 9Ω en mouvement dans la même transformation.

La structure de cette figure est une structure fractale.

C'est en fait une structure dynamique qui superpose toujours six structures anticipatives emboîtées dans une septième pour trois observateurs dédoublés.

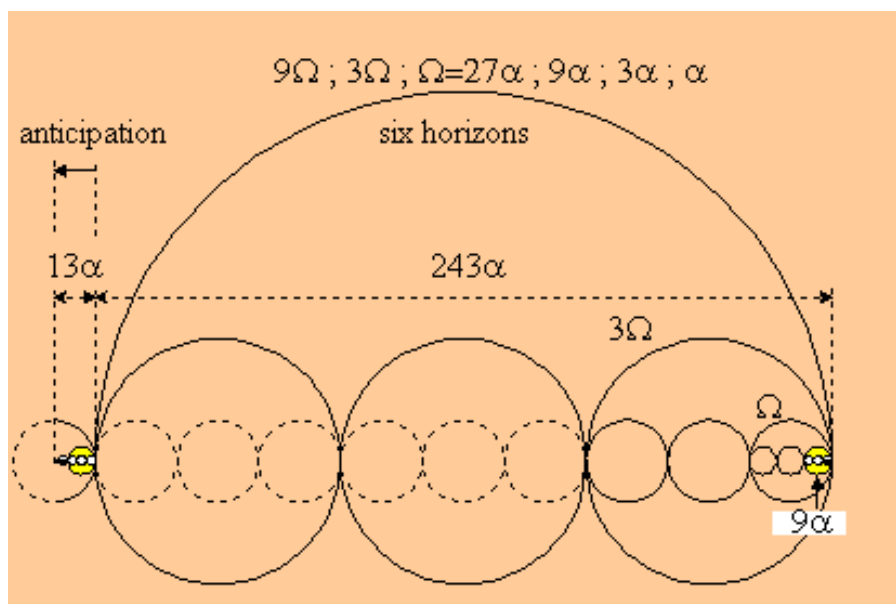


Figure 40 : dédoubléments simultanés de α et de Ω .

Platon connaissait-il l'hyperincursion du futur dans le passé plus de quatre siècles avant J.C. ?

« À l'aide de l'intervalle un plus un huitième (figure 27), il combla tous les intervalles de un plus un tiers (figure 30), laissant subsister de chacun une fraction telle que l'intervalle restant fût défini par le rapport 243/256 (figure 40). » (Timée/Critias de Platon.)

Le dédoublément correspond bien à la définition qu'il en donnait :

« Entre l'Etre divisible et qui reste toujours le même et l'Etre divisible qui devient dans les corps, il forma par un mélange des deux premiers une sorte de troisième Etre. »

Ceci dit, l'observateur initial est dans le premier horizon, sa perception du temps est très lente.

L'observateur intermédiaire est dans le 4^{ème} horizon, sa perception du temps est plus rapide.

L'observateur interne est dans le 7^{ème} horizon, sa perception du temps est encore plus rapide.

Les trois observateurs pour les trois horizons (1^{er}, 4^{ème} et 7^{ème}) divisant six fois le temps, correspondent aux trois vitesses de perception du temps (C_0, C_1, C_2), liées par la relation (6) :

$$C_0 = 7C_1 = 7(49/12)10^5C_2, \quad \text{où } C_2 \text{ est la vitesse de notre lumière.}$$

9.2- Dédoublément des observateurs

Nous vivons dans un système solaire qui est formé de systèmes anticipatifs emboîtés, conséquence du dédoublément. Cette transformation qui concerne l'horizon solaire et ses particules existe aussi pour les observateurs dédoublés sur Terre.

La conséquence la plus importante de notre dédoublément est la possibilité d'échanger nos trois perceptions différentes du temps, durant les ouvertures de notre temps (temps de non perception ou d'inconscience).

Notre corps doit être relié en permanence aux six horizons doubles séparant les sept écoulements du temps nécessaires au dédoublément. Mais seules, trois perceptions sont nécessaires pour obtenir les meilleurs réflexes vitaux.

La fin imminente de cycle de dédoublément de notre système solaire, et donc de nous-même, ouvre les horizons les uns sur les autres et nos différentes perceptions peuvent se développer très vite. En utilisant les échanges d'observateurs et avec la connaissance des mouvements planétaires, il sera possible d'expérimenter différentes solutions futures. Cela devrait nous permettre de résoudre bon nombre de problèmes corporels et planétaires puisqu'il est possible de rendre réel un futur virtuel.

9.3- Une connaissance perdue

Les vieilles civilisations (sumérienne égyptienne, grecque, sémite) devaient connaître la transformation de dédoublément.

Un observateur initial restait indivisible dans son espace tout en devenant un observateur dédoublé dans un trou de son temps, elle-même dédoublée dans un trou de son temps, formant ainsi une "triple alliance" d'informations (passé, présent, futur) dans sept horizons emboîtés (1^{er}, 4^{ème}, 7^{ème}).

Le dédoublément impose sept horizons : c'est sa caractéristique essentielle. Il est donc normal de retrouver cette notion dans tous les écrits anciens, par exemple dans la triade pythagoricienne (monades = 1, quaternaire = 4 et septénaire = 7).

Cela ne signifie pas que la théorie du dédoublément était encore considérée comme une certitude scientifique. Elle était sans doute devenue mystère religieux ou ésotérique.

Nous en avons pour preuve les épicycles de Ptolémée qui sont une caricature enfantine des spinbacks dans le système solaire. Ce savant du siècle avant J.C. était un compilateur incompetent. Il faisait rouler des sphères virtuelles les unes sur les autres sans trop en comprendre l'utilité.

Une autre preuve concerne les sept planètes des alchimistes. Le système dual planétaire associe bien les planètes deux à deux en formant sept horizons successifs.

Les adeptes de Mithra au début de notre ère puis les alchimistes ont pensé à tort que ces sept horizons étaient le Soleil, Mercure, Vénus, la Lune, Mars, Jupiter et Saturne, seuls « lumineux » observables dans notre ciel.

Tout le monde connaît les « six jours » de la Bible et le septième jour de juxtaposition des horizons qui termine le dédoublément par un échange final.

Certes, l'équation du dédoublément :

$$(\theta R_0^2)_0 = (4\theta R_0 R_{-1})_{-1} \quad (4)$$

avec la condition : $(\theta)_n = (k)_n \pi, \forall n$,

devait avoir un autre formalisme.

Il est possible de le retrouver.

(πR_0^2) observé par o_0 est égal à $(4\pi R_0 R_{-1})$ observé par o_{-1} peut s'écrire :

$$(\pi R_0^2)_0 = (4\pi R_0)_0 (2R_0/8)_0 = (4\pi R_0)_1 (1)_1$$

En effet, l'échelle de temps et d'espaces transforme un horizon unitaire ($R_0=1$) en un horizon dilaté ($\times 2$) avec un rayon 8 fois plus petit que le rayon R de la particule initiale (voir la communication J.P. Garnier-Malet 1998).

Les grecs pouvaient écrire cette relation sous la forme suivante :

$$(2\pi R_0^2)_0 = \alpha R_0 \quad \text{avec } \alpha = (2\pi R_0)_0 \text{ et } (R_0)_0 = 1$$

$$(2\pi R_0 R_{-1})_{-1} = \Omega \rho \quad \text{avec } \Omega = (2\pi R_0)_{-1} \text{ et } (\rho)_{-1} = (R_{-1})_{-1} = 1$$

Ainsi : $\Omega \rho \alpha = \alpha \rho \Omega$.

Curieusement, $\Omega \rho \alpha$ signifie la division du temps et $\alpha \rho \Omega$, grandir dans le futur.

Le ρ pourrait être le lien entre l' α et l' Ω pendant le dédoublement qui dilate α en Ω .

L'observateur qui supprimerait le lien ρ entre l' α et l' Ω (par échange des perceptions) deviendrait : *L'alpha et l'oméga, le premier et le dernier, le principe et la fin*."

**Les anciens connaissaient-ils le principe
de dédoublement par dilatation de la particule $\alpha = \Omega$
ainsi que l'hyperincursion du futur dans le passé ?**

