

# MASSE GRAVITATIONNELLE NÉGATIVE : UNE SOLUTION IDEALE POUR LA COSMOLOGIE

Stéphane Le Corre (Email : [le.corre.stephane@hotmail.fr](mailto:le.corre.stephane@hotmail.fr))

Inflation, énergie noire, expansion, période de radiation et de réchauffement, filaments et grands murs galactiques expliqués par la masse gravitationnelle négative

**KEYWORDS :** Masse gravitationnelle négative, inflation cosmologique, énergie noire, constante cosmologique, expansion, période de radiation, période de réchauffement, filaments, murs, superamas

## ABSTRACT :

This article provides a physical solution to cosmic inflation, the onset of the radiation epoch and the reheating epoch. It does not require dark energy thanks to a zero cosmological constant. Cosmological inflation is a mathematical solution considered necessary for the coherence of cosmological models. There are several versions of it, but there is currently no physical basis to explain it. We show that the existence of negative heavy masses (but always positive inert masses) makes it possible to explain it and also makes it possible to justify many other phenomena. Experiments are underway to test the hypothesis of negative heavy masses. The first results should be obtained within 1 or 2 years. In this solution, inflation would occur at the onset of the gravitational interaction much earlier than in the commonly accepted chronology. Gravitation would give rise to a negative pressure primordial fluid verifying the inflation conditions known as "slow roll". It would lead to regularity in matter density and temperature of the CMB. The structures of filaments, walls and large cosmic voids (and even superclusters) could be explained as a consequence of the influence of this matter of negative gravitational mass.

## Introduction

L'idée principale développée dans cet article pour expliquer l'inflation cosmologique des 1ers temps de l'univers est l'hypothèse de l'existence de masses pesantes négatives. Cette hypothèse est en cours de test par plusieurs expériences (notamment au CERN). Si leur découverte se confirme, il s'agira certainement d'une des plus belle découverte (au moins à l'égale des ondes gravitationnelles). Il est à noter tout de suite que la solution présentée ici se différencie des autres études sur les masses négatives (par exemple [1]) par la négativité de la seule masse gravitationnelle (la masse inerte quant à elle restant toujours positive) ce qui conduit à l'attractivité des masses de même signe (en particulier des masses négatives entre elles) et à la répulsion des masses de signe opposée. Dans l'article [2], on montre que l'existence des masses pesantes négatives est non seulement consistante avec la Relativité Générale, mais elles sont mêmes nécessaires du point de vue théorique à l'image des antiparticules prédites par Dirac. La masse inerte se doit aussi d'être toujours positive ce qui conduit à diverses conséquences pouvant faire l'objet d'expérience notamment sur le principe d'égalité des masses pesantes et inertes. Les deux conséquences principales que nous allons utiliser dans la suite est que l'interaction gravitationnelle entre masses de signe opposée est répulsive (et celle entre masses de même signe attractive) et que les antiparticules ont nécessairement des masses pesantes négatives. Cela va nous permettre d'établir un scénario pour expliquer l'inflation cosmologique des 1ers temps de l'univers. Dans cette solution, il n'y aura pas d'énergie noire à ce

stade de l'évolution de l'Univers et la constante cosmologique sera nulle. Je rappelle que dans ce cadre théorique, l'autre facette de l'énergie noire (nécessaire pour expliquer cette fois l'accélération de l'expansion à des âges ultérieurs) et qui intervient bien plus tard que la période traitée dans cet article pourrait aussi s'expliquer par la masse gravitationnelle négative ([3]) mais par un processus physique différent de ce qui sera abordé ici (2<sup>nd</sup>e composante du champ gravitationnelle de la relativité générale des masses pesantes négatives). Nous donnerons une explication physique à l'hypothèse de « roulement lent » attendue par les théories de l'inflation cosmologique. Cette inflation se réaliserait par la brisure de symétrie donnant naissance à l'interaction gravitationnelle, donc plus tôt que dans les théories actuelles. Les périodes de radiation et de réchauffement seraient induites naturellement à la fin de l'inflation. Cette solution permettrait de parvenir à la régularité en densité de matière et en température du CMB. Et enfin, filaments, murs et superamas pourraient aussi être les derniers vestiges de l'influence de l'antimatière, cette matière de masse pesante négative. Les structures à plus petite échelle (amas, galaxies, ...) seraient quant à elles forgées par la gravitation attractive de la matière propre à chaque univers.

Eléments de notre solution :

Brisure de symétrie de l'interaction gravitationnelle (période d'inflation) :

Notre hypothèse considère l'existence de masse gravitationnelle négative. Comme pour les masses gravitationnelles positives, elles se forment au moment de l'apparition de l'interaction gravitationnelle qui se produit lors de la 1<sup>ère</sup> brisure de symétrie séparant la gravitation des autres interactions encore unifiées. Des paires de particules composées d'une masse pesante positive et d'une masse pesante négative (son antiparticule) se créent telle que leur somme soit nulle en termes de masse pesante. La masse inerte quant à elle est toujours positive. Contrairement aux théories actuelles de l'inflation [4], dans notre solution l'inflation devra donc se produire pour  $t < 10^{-43} s$ . Le calcul le vérifiera.

Paire ( $m > 0$  et  $m < 0$ ) de gravitation répulsive (expansion, inflation) :

Comme indiquée dans l'article [3], l'interaction gravitationnelle répulsive ne se réalise qu'entre des masses pesantes positives et négatives (contrairement aux théories supposant l'existence de masses négatives, pour lesquelles les masses négatives se repoussent aussi, [1]). Chacune des masses de la paire se repoussent avec une intensité extrême en fonction de leur distance initiale. Nous noterons dorénavant  $d_{intra}$  la distance typique entre les deux masses positive et négative au sein de la paire. Nous verrons qu'on obtient une distance caractéristique  $d_{intra} \sim 10^{-36.4} m$  au sein de la paire (à l'issue du calcul nous commenterons la validité de ces valeurs qui peuvent à juste titre nous rendre sceptique). Le calcul donne alors une pression gravitationnelle négative de l'ordre de  $p \sim -10^{123.8} N \cdot m^{-2}$ . Autrement dit, chaque paire de particules explosent littéralement dès leur apparition. Cela permet de résoudre un premier problème fondamental de la cosmologie actuelle, l'expansion de l'Univers. En effet, alors que la gravitation, selon notre connaissance actuelle est seulement attractive aucune source d'énergie connue n'explique cette dynamique expansionniste de l'Univers (indépendamment même du problème de l'inflation). Et comme pour l'existence de masses pesantes négatives, la théorie (par cette impulsion répulsive initiale) rend nécessaire cette expansion.

Pression gravitationnelle (« matière à pression négative ») et principe de notre calcul :  
A priori, le nuage primordial issu de la brisure de symétrie donnant naissance à la gravitation est soumis potentiellement aux forces attractives entre masses de même signe et à la force répulsive entre masse de signe opposée. Mais dans notre solution, l'attraction gravitationnelle est neutralisée par l'existence de masse pesante négative et par la création de paires de particule-antiparticule. La masse pesante de la paire est nulle puisque ses deux masses sont de masses pesantes opposées. La gravitation est donc immense au sein de la paire et très vite nulle en dehors de la paire. Le nuage de particules issu de la brisure de symétrie ne subit donc pas l'attraction gravitationnelle de l'ensemble du nuage dès qu'on se situe à l'échelle de quelques paires. L'impulsion primordiale (au sein de la paire) ne va pas être contrariée par l'attractivité gravitationnelle du nuage (quelles que soient sa taille et sa masse inerte). On peut donc considérer (au moment de la brisure de symétrie) que seule la force gravitationnelle au sein de la paire de masses opposées intervient dans l'énergie interne du fluide. La régularité dans l'alternance fine des masses positive et négative de ce fluide (de l'ordre de  $d_{intra}$ ) neutralise l'interaction gravitationnelle au-delà de la paire. Elle est l'équivalent de l'effet d'écrantage en électromagnétisme.

Afin d'obtenir un ordre de grandeur de la pression exercée par la gravitation, nous allons reprendre l'expression de la force gravitationnelle exercée par  $M_+$  la masse pesante positive sur  $M_-$  la masse pesante négative :

$$\vec{F}_{+/-} \sim \frac{-GM_+M_-}{d_{intra}^2} \vec{u}_{+ \rightarrow -} \quad (1)$$

Puisque  $M_+ = -M_- = M$ , avec  $M$  la masse inerte toujours positive, on a :

$$\vec{F}_{+/-} \sim \frac{GM^2}{d_{intra}^2} \vec{u}_{+ \rightarrow -} \quad (2)$$

Cette force est centrifuge (elle écarte les 2 particules de la paire), l'ensemble des paires de particules créés par la brisure de symétrie dilate ce nuage. Cette impulsion primordiale génère donc une pression négative au sein de ce nuage. On peut l'exprimer autrement. Dans cette solution, l'énergie interne du nuage est due à sa force gravitationnelle. Or conventionnellement, la pression est strictement positive lorsqu'il faut fournir de l'énergie pour diminuer le volume. Dans notre cas, il faut enlever l'énergie gravitationnelle de la paire pour éviter l'augmentation de volume (et donc pour « diminuer » le volume) ce qui justifie la pression négative.

Selon la définition de la pression, nous allons obtenir la pression au sein de ce nuage primordial par la somme de toutes les forces s'exerçant sur une surface  $S$ . Nous travaillons en valeur absolue sur la force mais comme expliqué précédemment cette pression est négative :

$$p \sim -\varepsilon \left( \sum_{\{M\} \subset S} \|\vec{F}_{+/-}\| \right) / S \quad (3)$$

Nous avons introduit le paramètre  $\varepsilon$  afin de simplifier le calcul. Il prend en compte le fait que les forces  $\vec{F}_{+/-}$  ne sont pas nécessairement perpendiculaires à la surface orientée  $\vec{S}$ . On aura donc  $\varepsilon \leq 1$ . Ce paramètre ne modifiera ni les principes de notre calcul ni les ordres de grandeurs obtenus. En conséquence, nous effectuerons tous les calculs avec  $\varepsilon = 1$  et le réintroduirons à la fin pour observer son effet sur les résultats. On peut s'attendre à avoir  $\varepsilon > 1/4$ . Du coup, nous donnerons les résultats pour la valeur  $\varepsilon = 1/4$  ce qui nous permettra de constater que notre solution est stable par rapport à cette définition de la pression. On pourrait même prendre des valeurs plus petite pour  $\varepsilon$ .

Afin d'obtenir un ordre de grandeur, on considèrera une surface unité ( $S = 1m^2$ ), et l'on comptera le nombre de particules qui se trouvent sur cette surface ( $\{M\} \subset S$ ). Chaque particule exercera la force précédente sur la surface (force « centrifuge » par rapport à cette surface pour toutes ces particules).

Si l'on note  $d_{inter}$  la distance caractéristique entre les paires, on peut s'attendre à ce que la distance moyenne entre particules soit une valeur entre  $d_{inter}$  et  $d_{intra}$ . Pour le moment, nous faisons l'hypothèse que  $d_{inter}$  est du même ordre de grandeur que  $d_{intra}$ . Nous verrons plus loin que cette hypothèse va nous permettre d'une part d'obtenir une inflation (avec  $d_{inter} \sim d_{intra}$ ) et d'autre part permettra de justifier l'hypothèse dites de roulement lent. Cela nous permet d'écrire que le nombre de particules sur une surface unité est  $\sum_{\{M\} \subset \{S=1\}} 1 \sim d_{intra}^{-2}$ . La pression s'obtient alors par la formule :

$$p \sim - \frac{GM^2}{d_{intra}^4} \quad (4)$$

Etant données les températures extrêmement élevées à ces âges très précoces de notre Univers, on va faire l'hypothèse que l'énergie cinétique de ces particules est essentiellement due à l'énergie thermique et que leur vitesse est proche de  $c$  la célérité de la lumière. On utilisera cette équation au moment de la brisure de symétrie donnant naissance à la gravitation (les autres interactions sont encore unifiées, noyées sous les niveaux élevés d'énergie de cette époque). On pourra alors écrire (avec  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température) :

$$Mc^2 = 3k_B T \Rightarrow M = \frac{3k_B T}{c^2} \quad (5)$$

Remarque : La valeur de la masse inerte de la formule précédente sera la même que celle de la masse gravitationnelle car, comme indiqué dans l'article [2], le principe d'équivalence est respecté lorsque les objets ne sont pas des mélanges de particules-antiparticules et il s'agit ici de la masse de la particule (et non du nuage). On peut s'attendre, à ce stade de création des 1eres particules, à ce qu'elles soient pures. Il s'agit très certainement de quarks dont toutes les caractéristiques hormis leur masse gravitationnelle sont encore masquées par les niveaux d'énergie élevée, les autres brisures de symétries ne s'étant pas encore produites.

Nous pouvons aussi exprimer  $d_{intra}$  en fonction de  $\rho_M$  la densité de matière. Comme nous l'avons dit précédemment, la distance moyenne entre particule sera de l'ordre de  $d_{intra}$ . L'Univers à cette époque est formé d'un nuage de particules de masse inerte  $M$  (toujours positive) espacées de  $d_{intra}$  ce qui nous permet d'écrire (le nombre de particules dans un volume unité étant  $\sum_{\{M\} \subset \{V=1\}} 1 \sim d_{intra}^{-3}$ ) :

$$\rho_M = \left( \sum_{\{M\} \subset V} M \right) / V = M d_{intra}^{-3} \Rightarrow d_{intra} = \left( \frac{M}{\rho_M} \right)^{1/3} \quad (6)$$

Grâce à cette modélisation, nous avons maintenant des formules qui ne dépendent que de la température et de la densité de matière  $\rho_M$ . Or ces deux paramètres évoluent selon des schémas connus qui ne dépendent que du paramètre  $a(t)$  le facteur d'échelle des équations de la relativité générale des modèles cosmologiques. Nous avons donc une modélisation entièrement dépendante de cet unique paramètre  $a(t)$ .

Nous utiliserons trois autres relations de la relativité générale donnant l'évolution l'une de la température et les deux autres de la densité de matière en fonction du facteur d'échelle  $a(t)$  et du type d'énergie dominante :

$$\frac{T_{t_1}}{T_{t_2}} = \left( \frac{a(t_1)}{a(t_2)} \right)^{-1} \quad (7)$$

Pour un univers dominé par la matière :

$$\frac{\rho_{t_1}}{\rho_{t_2}} = \left( \frac{a(t_1)}{a(t_2)} \right)^{-3} \quad (8)$$

Pour un univers dominé par le rayonnement :

$$\frac{\rho_{t_1}}{\rho_{t_2}} = \left( \frac{a(t_1)}{a(t_2)} \right)^{-4} \quad (9)$$

L'Inflation, accouchement multiple dont notre Univers :

L'Univers de maintenant jusqu'à l'inflation :

Nous avons maintenant tous les éléments pour remonter le temps jusqu'à l'inflation. Nous noterons les conditions initiales suivantes :

$t_0$  le temps actuel. Il vaut 13.7 milliards d'années, soit  $t_0 \sim 10^{17.6} s$

$\rho_0$  la densité de matière actuelle très proche de la densité critique  $\rho_C$ , soit  $\rho_0 \sim \rho_C \sim 10^{-26} kg.m^{-3}$

$T_0$  la température actuelle du fond diffus cosmologique (CMB) qui vaut  $2.7K$ , soit  $T_0 \sim 10^{0.43} K$

Entre  $t_0$  et  $t_{REC}$  date de la recombinaison, l'Univers suit une dynamique dominée par la matière.

L'Univers subit un facteur d'échelle de l'ordre de  $a(t_{REC})/a(t_0) \sim 1/1100 \sim 10^{-3.04}$ .

Toutes ces données précédentes sont des mesures provenant de l'observation et sont bien expliquées par la théorie. Nous allons partir de ces données pour déduire l'évolution de l'Univers dans le cadre de notre solution. Notre seule variable d'ajustement sera le facteur d'échelle. Les autres paramètres s'en déduisant à l'aide des formules précédentes.

La Fig.1 qui suit permet de synthétiser le problème que l'on cherche à résoudre. Nous y avons mis la chronologie de l'histoire de l'Univers dans ces 3 grandes périodes (en remontant le temps), dominée par la matière, dominée par le rayonnement, dominée par une constante cosmologique  $\Lambda$ . Les fonds bleu clair sont les informations que la théorie et l'observation nous fournissent et qui ne sont pas modifiées par notre solution et sur lesquelles on s'appuiera pour définir les autres paramètres signalés par un point d'interrogation. Les valeurs pour la recombinaison sont indiquées car notre solution n'apporte aucune modification à cette période.

Matière-Rayonnement- $\Lambda$	Matière-Rayonnement- $\Lambda$	Matière-Rayonnement- $\Lambda$	Matière-Rayonnement- $\Lambda$
$\frac{a(t_{REC})}{a(t_0)} \sim 10^{-3.04}$	$\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \sim ?$	$\frac{a(t_{D\_INF})}{a(t_{F\_INF})} \sim ?$	
$t_0 \sim 10^{17.6}$	$t_{REC} \sim 10^{13.04}$	$t_{F\_INF} \sim ?$	$\Delta t_{INF} \sim ?$
$\frac{t_{REC}}{t_0} \propto \left( \frac{a(t_{REC})}{a(t_0)} \right)^{3/2}$	$\frac{t_{F\_INF}}{t_{REC}} \propto \left( \frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \right)^2$	$\frac{t_{D\_INF} - t_{F\_INF}}{c} \propto \frac{1}{\Lambda} \sqrt{\frac{3}{\Lambda}} \ln \left( \frac{a(t_{D\_INF})}{a(t_{F\_INF})} \right)$	
$T_0 \sim 10^{0.43}$	$T_{REC} \sim 10^{3.47}$	$T_{F\_INF} \sim ?$	$T_{D\_INF} \sim ?$
$\rho_0 \sim 10^{-26}$	$\rho_{REC} \sim 10^{-16.88}$	$\rho_{F\_INF} \sim ?$	$\rho_{D\_FIN} \sim ?$

Fig.1 : Valeurs recherchées des paramètres réalisant l'inflation telle qu'attendue par la théorie

Notre étude va maintenant s'effectuer en une succession de calculs qui permettront de remarquer des faits importants ou de révéler des problèmes de cohérence que nous lèverons pas à pas pour tendre vers une solution cohérente qui répondra à toute les attentes de la théorie de l'inflation. Nous aurons en prime la disparition de la constante cosmologique.

Le temps  $t_{F\_INF}$  correspond à la fin de l'inflation. Dans notre solution, l'inflation est provoquée par la brisure de symétrie donnant naissance à la gravitation. La théorie prévoit que cette brisure de symétrie apparait avant  $10^{-43} s$ . Nous aurons donc  $t_{F\_INF} < 10^{-43} s$ . Nous allons faire un premier calcul avec  $t_{F\_INF} \sim 10^{-43} s$ . Nous ferons ensuite un second calcul avec  $t_{F\_INF} \sim 10^{-44} s$ . Nous remarquerons qu'entre ces deux temps la nature de l'évolution de l'Univers change radicalement. Nous calculerons alors le temps qui correspond à ce changement de nature et pour lequel l'Univers engendre une inflation.

Soit  $t_{F\_INF} \sim 10^{-43} s$  :

Ce temps nous permet d'obtenir le facteur d'échelle imposé par la relativité générale grâce à la relation :

$$\frac{t_{F\_INF}}{t_{REC}} \propto \left( \frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \right)^2 \quad (10)$$

Le calcul nous donne :

$$\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \sim \left( \frac{10^{-43}}{10^{13.04}} \right)^{1/2} = 10^{-28.02} \quad (11)$$

Pour la température, la relation (7) donne :

$$T_{F\_INF} = T_{REC} \left( \frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \right)^{-1} \sim 10^{3.47} \cdot 10^{28.02} = 10^{31.49} K \quad (12)$$

Pour la densité de matière dans un univers dominé par le rayonnement, la relation (8) donne :

$$\rho_{F\_INF} = \rho_{REC} \left( \frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \right)^{-4} \sim 10^{-16.88} \cdot 10^{112.08} = 10^{95.2} kg.m^{-3} \quad (13)$$

Maintenant, nous allons utiliser les équations de notre solution. Pour commencer, on détermine la masse (à partir de l'énergie thermique) des particules issues de la brisure de symétrie donnant naissance à la gravitation par la relation (5) :

$$M = \frac{3k_B T}{c^2} \sim 3 \frac{10^{-22.86} \cdot 10^{31.49}}{10^{16.95}} = 10^{-7.85} kg \quad (14)$$

On en déduit ensuite la distance entre particules par la relation (6) :

$$d_{intra} = \left( \frac{M}{\rho_{F\_INF}} \right)^{1/3} \sim \left( \frac{10^{-7.85}}{10^{95.2}} \right)^{1/3} = 10^{-34.35} m \quad (15)$$

Ce qui nous donne la pression au sein du nuage primordial de particules (issue de la force gravitationnelle) par la relation (4) :

$$p_{F\_INF} \sim - \frac{GM^2}{d_{intra}^4} \sim - \frac{10^{-10.18} 10^{-15.7}}{10^{-137.4}} = -10^{111.52} \quad (16)$$

Faisons le second calcul à  $t_{F\_INF} \sim 10^{-44} s$  :

Grâce à la relation (10) le calcul nous donne :

$$\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \sim \left( \frac{10^{-44}}{10^{13.04}} \right)^{1/2} = 10^{-28.52} \quad (17)$$

Pour la température, la relation (7) donne :

$$T_{F\_INF} = T_{REC} \left( \frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \right)^{-1} \sim 10^{3.47} \cdot 10^{28.52} = 10^{31.99} K \quad (18)$$

Pour la densité de matière dans un univers dominé par le rayonnement, la relation (8) donne :

$$\rho_{F\_INF} = \rho_{REC} \left( \frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \right)^{-4} \sim 10^{-16.88} \cdot 10^{114.08} = 10^{97.2} kg.m^{-3} \quad (19)$$

On détermine la masse (à partir de l'énergie thermique) des particules issues de la brisure de symétrie donnant naissance à la gravitation par la relation (5) :

$$M = \frac{3k_B T}{c^2} \sim 3 \frac{10^{-22.86} \cdot 10^{31.99}}{10^{16.95}} = 10^{-7.35} \text{ kg} \quad (20)$$

On en déduit ensuite la distance entre particules par la relation (6) :

$$d_{intra} = \left( \frac{M}{\rho_{F\_INF}} \right)^{1/3} \sim \left( \frac{10^{-7.35}}{10^{97.2}} \right)^{1/3} = 10^{-34.85} \text{ m} \quad (21)$$

Ce qui nous donne la pression au sein du nuage primordial de particules (issue de la force gravitationnelle) par la relation (4) :

$$p_{F\_INF} \sim - \frac{GM^2}{d_{intra}^4} \sim - \frac{10^{-10.18} 10^{-14.7}}{10^{-139.4}} = -10^{114.52} \quad (22)$$

Entre ces 2 temps, nous avons un changement physique important. Calculons la valeur de l'expression  $\rho c^2 + 3p$ .

Pour  $t_{F\_INF} \sim 10^{-43} \text{ s}$

$$\rho_{F\_INF} c^2 + 3p_{F\_INF} = 10^{95.2} \cdot 10^{16.95} - 10^{0.48} \cdot 10^{111.52} = 10^{112.15} - 10^{112} > 0 \quad (23)$$

Pour  $t_{F\_INF} \sim 10^{-44} \text{ s}$

$$\rho_{F\_INF} c^2 + 3p_{F\_INF} = 10^{97.2} \cdot 10^{16.95} - 10^{0.48} \cdot 10^{114.52} = 10^{114.15} - 10^{115} < 0 \quad (24)$$

Il existe un temps où cette expression s'annule puis devient négative. Or une condition pour obtenir une inflation est que cette expression devienne négative, c'est donc le cas avec l'énergie gravitationnelle du nuage primordiale de masses pesantes positives et négatives lorsqu'il atteint un certain niveau de densité. On peut chercher le moment de basculement où l'expression s'annule. On trouve  $t_{F\_INF} \sim 10^{-43.16} \text{ s}$  (pour  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \sim 10^{-28.1}$ ). A ce stade, on a déjà deux fabuleux résultats, un nuage primordial de particules qui possède une pression négative et qui de plus permet de vérifier une relation nécessaire à l'inflation. Nous allons maintenant voir que cette solution va aussi permettre d'éliminer la constante cosmologique qui est un paramètre nécessaire à l'accord avec les observations mais ajouté de manière « ad hoc » dans les théories actuelles.

Nouvelle explication de la constante cosmologique :

Comme nous le verrons un peu plus loin, la brisure de symétrie semble avoir toutes les qualités requises pour se maintenir quelques temps (le temps de l'inflation). Or dans notre solution, l'inflation est en fait la brisure de symétrie. Pendant cette période les conditions physiques resteront relativement constantes (vérifiant l'hypothèse connue sous le nom de « roulement lent »). Pendant cette période l'Univers évolue selon le modèle de De Sitter. Il vérifie alors l'équation suivante :

$$c^2 \Lambda - 4\pi G \left( \rho + \frac{3p}{c^2} \right) = \frac{3\ddot{a}(t)}{a(t)} = c^2 \Lambda + c^2 \Lambda_\rho \quad (25)$$

Dans notre solution, nous prendrons  $\Lambda = 0$ , la constante cosmologique sera alors remplacée par les valeurs de la densité de matière et la pression négative du nuage primordiale qui se maintiendront



pendant cette période d'inflation comme nous le verrons plus loin ( $\Lambda_{\rho_{\pm}} = \frac{4\pi G \rho_{INF}}{c^2} \left( \frac{3|p_{INF}|}{\rho_{INF} c^2} - 1 \right)$ ).

Cette équation a pour solution :

$$\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})} \propto e^{\sqrt{-\frac{4\pi G \rho_{INF}}{3} \left(1 + \frac{3p_{INF}}{\rho_{INF} c^2}\right)} (t_{F\_INF} - t_{D\_INF})} = e^{\sqrt{\frac{c^2 \Lambda_{\rho_{\pm}}}{3}} (t_{F\_INF} - t_{D\_INF})} \quad (26)$$

Cette équation nous permet de calculer le temps que peut durer l'inflation dans notre solution. Elle va nous permettre d'affiner la solution précédente pour que nous obtenions une inflation qui corresponde à ce que l'on attend en résolvant deux problèmes.

*1<sup>er</sup> problème la durée de l'inflation en cohérence avec  $t_{F\_INF}$  :*

Si l'on regarde ce qui se passe pour  $t_{F\_INF} \sim 10^{-43.16} s$  (date précédente pour qu'une inflation soit possible), on se rend compte par le calcul (en utilisant les mêmes procédure et équations que

précédemment) que pour un facteur  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})} = 10^1$  la durée de l'inflation est de  $t_{F\_INF} -$

$t_{D\_INF} \sim 10^{-41.81} s$ . Cette durée est supérieure à  $t_{F\_INF}$  ce qui n'est pas possible (à moins de commencer l'histoire de l'Univers avec un temps négatif). Nous devons donc avoir une durée inférieure ou égale à  $t_{F\_INF}$  pour que la solution soit cohérente. Or en augmentant la période de radiation (ce qui augmente la densité au temps  $t_{F\_INF}$  et qui diminue  $t_{F\_INF}$ ) on arrive

systématiquement à obtenir des durées cohérentes (i.e. inférieur à  $t_{F\_INF}$ ). Par exemple, une des 1<sup>ères</sup>

valeurs qui permet d'obtenir une solution cohérente avec  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})} = 10^1$  est  $\frac{a(t_{REC})}{a(t_{F\_INF})} \sim 10^{28.66}$  (qui nous donne alors  $t_{F\_INF} \sim 10^{-44.28} s$ ) avec une durée d'inflation de  $t_{F\_INF} - t_{D\_INF} \sim 10^{-44.29} s$  (donc inférieur à  $t_{F\_INF}$ ).

Par contre, en augmentant au-delà d'un certain seuil le facteur d'échelle pendant l'inflation,  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})}$ ,

la durée de l'inflation redevient incohérente (supérieure à  $t_{F\_INF}$ ). Par exemple pour le cas précédent

$t_{F\_INF} \sim 10^{-44.28} s$ , la solution redevient incohérente dès  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})} = 10^{1.03}$ . Autrement dit pour des

temps  $t_{F\_INF} < 10^{-44.28} s$  on arrive toujours à trouver une plage de facteur d'échelle  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})}$  pour

laquelle la durée d'inflation est possible, mais cette plage possède toujours une valeur maximale.

Nous avons donc à ce stade résolu ce 1<sup>er</sup> problème en ayant tout un ensemble de valeurs possibles pour rendre cohérente notre solution avec inflation. Mais la durée de cette inflation ne peut pas être choisie aussi longue que l'on veut ce qui nous conduit à notre 2<sup>nd</sup> problème.

*2<sup>ème</sup> problème le facteur d'échelle depuis le début de l'Univers :*

Pour qu'un certain nombre de problèmes de modélisation de notre Univers soit résolu (problème de la platitude, de l'horizon, ...), il faut que notre Univers ait connu un facteur d'échelle de

$\frac{a(t_0)}{a(t_{D\_INF})} \sim 10^{60}$ . Du coup, parmi l'ensemble des valeurs possibles (obtenu dans la solution du 1<sup>er</sup>

problème), nous devons vérifier qu'on est capable d'atteindre ce critère. Etant donné que cet

ensemble de valeurs à un maximum, nous n'arrivons pas nécessairement à satisfaire ce critère. Par

exemple si l'on reprend le cas précédent pour  $t_{F\_INF} \sim 10^{-44.28} s$ , nous avons  $\frac{a(t_0)}{a(t_{REC})} \sim 10^{3.04}$ ,

$\frac{a(t_{REC})}{a(t_{F\_INF})} \sim 10^{28.66}$  et  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})} = 10^{1.03}$  au plus soit un total  $\frac{a(t_0)}{a(t_{D\_INF})} \sim 10^{32.73} \ll 10^{60}$ .

Heureusement, plus la période de radiation augmente (et donc aussi la densité de matière au temps  $t_{F\_INF}$ ), plus le facteur d'échelle maximale possible pendant l'inflation  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})}$  croit. Ainsi en continuant de diminuer  $t_{F\_INF}$  nous obtenons la capacité à avoir des inflations de facteur d'échelle de plus en plus grand. La première valeur la plus tardive de  $t_{F\_INF}$  pour laquelle on peut obtenir le facteur d'échelle  $\frac{a(t_0)}{a(t_{D\_INF})} \sim 10^{60}$  est  $t_{F\_INF} \sim 10^{-47.088} s$  (avec  $\frac{a(t_{REC})}{a(t_{F\_INF})} \sim 10^{30.064}$ ), elle nous permet d'atteindre  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})} = 10^{26.92}$  sur une durée de  $t_{F\_INF} - t_{D\_INF} \sim 10^{-47.088} s$ . A ce stade, on a mathématiquement trouvé la solution qui répond à toute les attentes théoriques et observationnelles (i.e. un facteur d'échelle de  $10^{60}$  et une inflation qui a le temps de se développer avec en prime une constante cosmologique nulle).

De manière synthétique, la Fig.2 présente les résultats de cette solution :

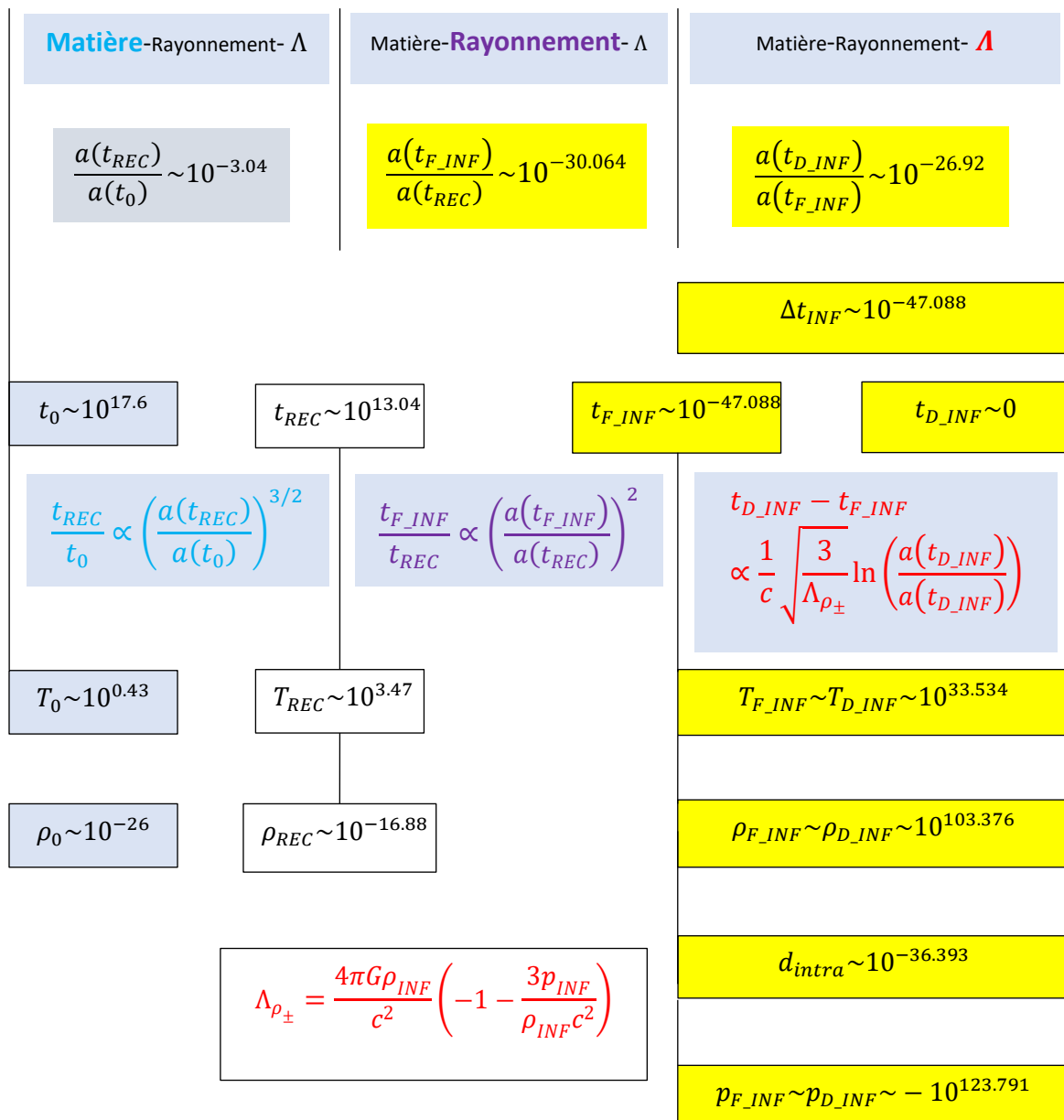


Fig.2 : Valeurs des paramètres réalisant l'inflation telle qu'attendue par la théorie

Remarque : Cette solution en plus d'éliminer la constante cosmologique et de satisfaire au facteur d'échelle attendue, a aussi une caractéristique assez remarquable et intéressante puisque l'inflation peut à priori commencer au plus près de l'instant  $t_{D\_INF} = 0$ . L'inflation étant liée à la brisure de symétrie, cette caractéristique signifierait d'une part que le temps « physique » (notre histoire) commencerait avec la création des 1<sup>ères</sup> particules massives et d'autre part que cette brisure de symétrie débiterait aussi à  $t_{D\_INF} \sim 0$ . Si l'on souhaite que cette durée soit plus courte que  $t_{F\_INF}$  pour ne pas commencer si près de  $t_{D\_INF} = 0$ , cette solution le permet mais cela signifie qu'il faut encore diminuer  $t_{F\_INF}$ . Par exemple, à  $t_{F\_INF} \sim 10^{-49.06} s$  (avec  $\frac{a(t_{REC})}{a(t_{F\_INF})} \sim 10^{31.05}$ ), on peut obtenir une durée 10 fois plus courte,  $t_{F\_INF} - t_{D\_INF} \sim 10^{-50.06} s$  avec  $\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{D\_INF})} = 10^{25.91}$  tout en ayant notre facteur d'échelle de  $10^{60}$ .

Commentaires importants sur le domaine de validité des résultats obtenus :

Bien entendu ces résultats quantitatifs sont à prendre avec beaucoup de précautions. Ils sont certainement très approximatifs car ils sont aux limites (et même légèrement au-delà) de ce que l'on estime être la validité des théories gravitationnelles. Mais la limite de validité d'une théorie peut signifier soit des écarts importants sur le quantitatif soit l'incapacité qualitative d'intégrer de nouveaux phénomènes. Par exemple, la théorie newtonienne de la gravitation peut prédire une courbure des rayons lumineux comme le fait la relativité générale mais elle obtient des valeurs entachées d'une grande imprécision par rapport à la relativité générale. Dans ce cas, la théorie newtonienne sort de son domaine de validité plus en termes quantitatif que qualitatif puisqu'elle peut prédire une courbure mais de valeur fautive. S'il n'existait pas la relativité générale, la théorie newtonienne nous apporterait tout de même une information importante, la réalité du phénomène et un ordre de grandeur de la déviation, même très approximative. Par contre, pour les ondes gravitationnelles, la théorie newtonienne sort de son domaine de validité en terme qualitatif. Elle est incapable de prédire quoi que ce soit dans ce domaine ondulatoire. S'il n'existait pas la relativité générale, la théorie newtonienne ne nous apporterait aucune information. Dans notre situation, à défaut de théorie quantique de la gravitation, si nous n'avions pas été capable d'obtenir une solution à l'inflation dans ce cadre théorique nous aurions certainement été dans ce dernier cas. Mais le fait d'avoir réussi à obtenir une solution extrêmement cohérente peut nous laisser espérer que nous sommes plutôt dans le premier cas d'une confirmation du phénomène mais avec des ordres de grandeurs très approximatifs, qu'une théorie quantique de la gravitation pourra corriger en terme quantitatif. Autrement dit, même si l'on est très sceptique sur les valeurs obtenues, nous pensons que l'étonnante cohérence obtenue est à prendre en considération.

Lors de la définition de la pression nous avons introduit un paramètre  $\varepsilon \leq 1$ . Pour simplifier le raisonnement, nous avons jusqu'à maintenant pris  $\varepsilon = 1$ . Comme annoncé, nous donnons les résultats de notre solution pour  $\varepsilon = 1/4$ . On peut constater que notre solution est stable, le calcul toujours cohérent et avec les mêmes ordres de grandeur. On pourrait sans risque prendre des valeurs de  $\varepsilon$  encore plus petites. Les résultats sont légèrement modifiés mais comme on vient de le préciser, sans une théorie quantique de la gravitation, il serait vain d'obtenir des valeurs précises. Pour  $\varepsilon = 1/4$ , nous obtenons :

$$\frac{a(t_{F\_INF})}{a(t_{REC})} \sim 10^{-30.36} \quad \frac{a(t_{D\_INF})}{a(t_{F\_INF})} \sim 10^{-26.61} \quad t_{F\_INF} \sim \Delta t_{INF} \sim 10^{-47.68} \quad T_{F\_INF} \sim T_{D\_INF} \sim 10^{33.83}$$

$$\rho_{F\_INF} \sim \rho_{D\_INF} \sim 10^{104.56} \quad d_{intra} \sim 10^{-36.69} \quad p_{F\_INF} \sim p_{D\_INF} \sim -10^{124.965}$$

On va pouvoir s'appuyer maintenant sur cette solution mathématiquement consistante pour obtenir encore d'autres résultats fort intéressants qui vont montrer la consistance physique de cette solution.

Maintien de la brisure de symétrie (i.e. de l'inflation) :

Nous venons de montrer que notre solution de masse gravitationnelle négative permet de résoudre mathématiquement les 1ers instants de l'Univers. Il nous reste à montrer que cette solution est aussi physiquement réalisable en montrant la seule hypothèse (en plus de l'existence de masse pesante négative) que nous avons utilisée : la capacité de la brisure de symétrie à se maintenir.

Dans notre solution, nous avons un nuage primordial, créé par la brisure de symétrie, de très grande densité et de très grande pression répulsive au sein de chaque paire. La physique dans cette période d'inflation sera en conséquence exclusivement contrôlée par les innombrables collisions de particules engendrées par cette force interne. En effet, au-delà de chaque paire, la masse gravitationnelle du nuage apparaît comme nulle (effet d'écrantage), seule l'énorme impulsion gravitationnelle à l'apparition des paires de particules positive et négative domine (dans un premier temps). De plus avec cette impulsion associée à l'énorme densité, le parcours moyen entre deux collisions est suffisamment court pour ne pas être influencé par d'autres forces.

La brisure de symétrie apparaît quand la température et la pression atteignent une valeur critique précise (comme pour une transition de phase). On pourrait penser alors que l'apparition des particules entraîne une baisse de température et la répulsion au sein des paires une baisse de la pression (en diminuant la densité). Mais deux phénomènes viennent contrecarrer ces baisses.

*Densité maintenue au cœur du nuage primordial par l'étendu de celui-ci :*

La force interne qui augmente la distance entre les deux particules d'une paire génère un « vide à combler » et les deux particules se retrouvent projetées dans les paires voisines. Mais les paires voisines subissent le même effet. Du coup, au sein d'un nuage étendu, le « vide » se comble par les particules voisines maintenant une densité importante. C'est d'abord sur les bords du nuage que l'effet de diminution de la densité (et en conséquence de la pression) se fait sentir (par la forte diminution du voisinage qui ne peut compenser le « vide à combler »). Et comme une onde de choc à l'envers cette dépression va se propager des bords vers le cœur du nuage. Pendant un certain temps, fonction de l'étendue de ce nuage primordial, le cœur de celui-ci va maintenir une pression relativement constante jusqu'à ce que l'onde de dépression arrive.

*Température maintenue par les innombrables collisions :*

Avec les innombrables collisions, une très grande partie de l'énergie cinétique va se transformer en énergie thermique. Cela aura pour conséquence de maintenir une température relativement constante au sein du nuage. Et comme pour la pression, c'est d'abord les bords de notre nuage primordial qui va subir une baisse de la température car il y aura moins de collisions (la densité y diminue plus vite) mais le cœur connaîtra pendant un certain temps une température relativement constante.

*Maintien de la brisure de symétrie engendrant le maintien de l'inflation :*

Ce maintien des conditions de pression et de température permet de satisfaire l'hypothèse traditionnellement requise par les théories de l'inflation dites de « roulement lent ». Notre solution valide ainsi les hypothèses mathématiques de notre calcul précédent. Mais elle permet aussi de comprendre physiquement ce qui se passe. Ce maintien des conditions physiques autour du point critique de brisure de symétrie engendre le maintien de la création de paires de particules qui

permet de soutenir l'inflation, car seul la création des paires de particules est la source de notre inflation. Dès que la création des paires s'arrête, l'inflation se transforme quasiment immédiatement en une expansion qui décélère (notamment dû aux collisions mais aussi simplement par l'absence « d'énergie accélératrice »). On peut noter que ce mécanisme présente aussi l'avantage de maintenir les mêmes conditions physiques sur l'ensemble du nuage autour des mêmes valeurs (celles du point critique) sur de grandes échelles, ce qui aidera certainement à mener plus tard à la très grande homogénéité du CMB.

Traduisons graphiquement (Fig.3) en 1D, l'effet sur l'inflation de ce mécanisme de maintien. On suppose (comme on l'a déjà fait auparavant) que  $d_{inter} \sim d_{intra}$  et que du coup les particules se déplacent de  $d_{intra}$  en moyenne entre deux collisions. Pour simplifier, nous n'avons pas pris en compte les paires voisines qui aident à soutenir la pression, mais seulement les paires créées :

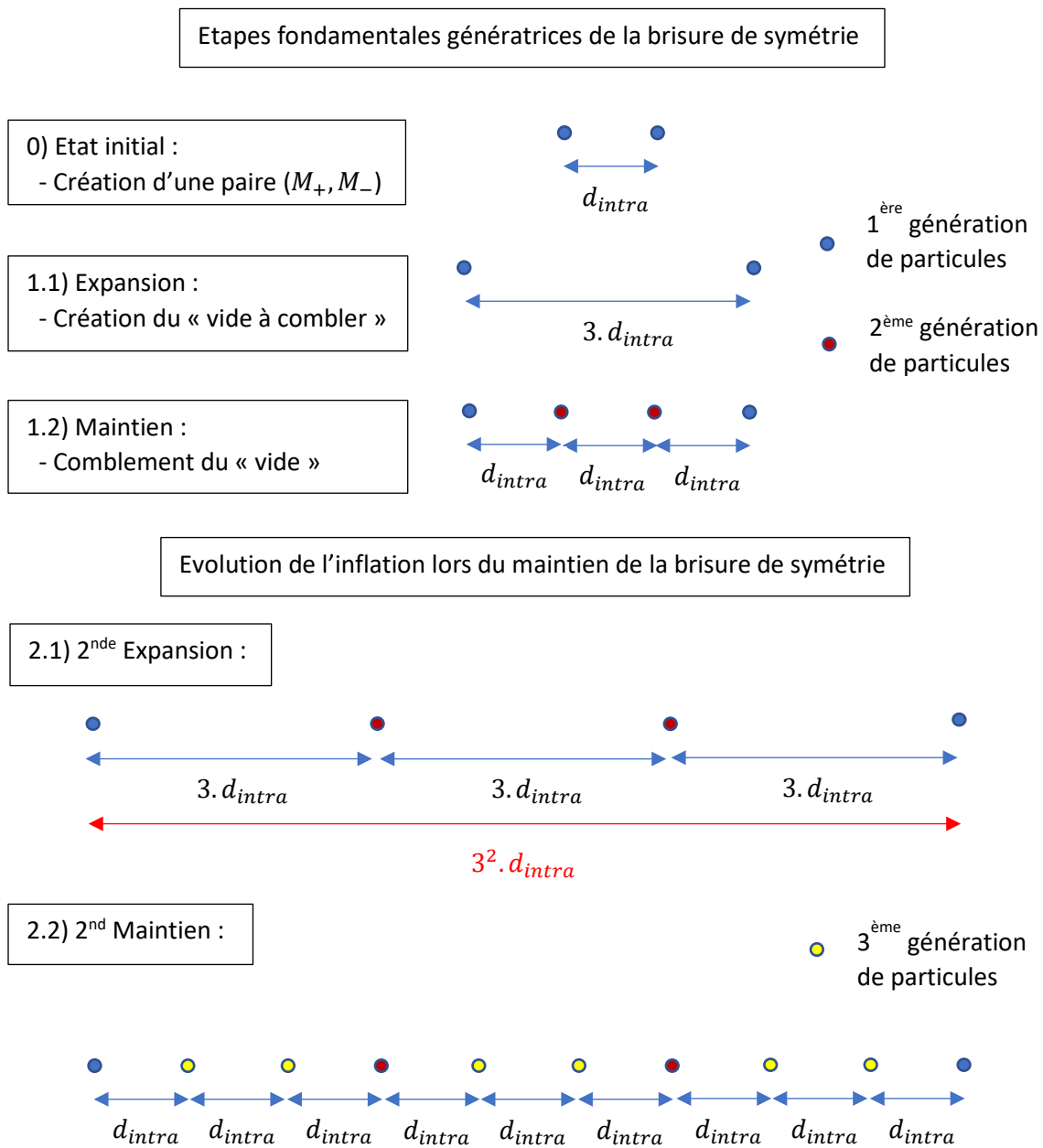


Fig.3 : Représentation simplifiée en 1D de l'effet du maintien de la brisure de symétrie sur l'inflation

Nous avons pris un facteur 3 pour l'expansion car il permet de créer l'espace nécessaire et suffisant pour créer un « vide à combler » de la taille d'une paire (qui maintient la densité et du coup vérifie l'hypothèse de « roulement lent »). On notera dans ce mécanisme la proximité directe avec le paramètre de N-folding (ce qui permet de lui donner un sens physique intéressant). En effet, on retrouve bien la soixantaine de N-folding attendue pendant l'inflation car nous avons obtenu précédemment un facteur d'échelle de  $10^{26.92}$  ce qui représente  $10^{26.92} \sim 3^{56}$  soit 56 N-folding avec ce facteur 3. Et puisque la distance entre paires  $d_{inter}$  vérifie  $d_{inter} \sim d_{intra}$ , on peut interpréter cette distance  $d_{intra}$  comme la distance entre 2 collisions. Du coup, un N-folding peut définir une mesure du temps en termes de collision. Ainsi, la durée de notre inflation (56 N-folding) peut s'interpréter comme le temps de 56 collisions. Cette mesure du temps va nous donner un moyen de comparaison pour la phase transitoire qui suit l'inflation.

Remarque : Le fonctionnement adéquate de ce mécanisme qui répond à notre besoin de maintien de la brisure de symétrie (par ce facteur 3) permet de justifier à posteriori l'hypothèse  $d_{inter} \sim d_{intra}$  prise dans tous les calculs précédents.

De l'inflation à la période de radiation :

Nous avons obtenu de nombreux résultats qui montre la grande cohérence de cette solution (date de l'inflation en accord avec la brisure de symétrie attendu pour l'apparition de la gravitation, une matière vérifiant  $\rho c^2 + 3p < 0$  rendant inutile la constante cosmologique, la possibilité d'atteindre le facteur d'échelle souhaité). Cette solution permet aussi d'expliquer physiquement l'apparition d'une période de radiation (que nous avons mathématiquement postulée jusqu'ici) qui succède à la phase d'inflation. En effet, comme on l'a dit précédemment, la dynamique de ce nuage primordial va évoluer selon une physique régie par d'innombrables chocs aléatoires et une interaction gravitationnelle négligeable (même si l'énorme impulsion initiale est gravitationnelle), due à une distribution très fine et très dense des masses positives et négatives (sans grumeaux et avec effet d'écrantage). Nous avons alors quatre types possibles de collisions à deux particules, selon le signe de la masse pesante de chaque particule : (+, +) (−, −) (+, −) (−, +). Nous n'allons considérer que des collisions à 2 particules. A priori, plus la densité de particules est élevée, plus la probabilité de collision à plus de deux particules augmente, mais on peut s'attendre malgré tout à ce que la majorité des collisions se fasse avec 2 particules. Dans ce cadre théorique on s'attend alors à ce que, au bout de la 1<sup>ère</sup> collision sur l'ensemble des particules (équiprobabilités des chocs), on ait :

25% de collisions (+, +)

25% de collisions (−, −)

50% de collisions (+, −) i.e. 25% de (+, −) et 25% de (−, +)

Cette statistique nous permet de prédire la naissance d'une phase de radiation et d'échauffement à l'issue de l'inflation. Comme démontré dans [2], si les masses pesantes négatives existent, elles doivent être portées par les antiparticules. Du coup, même si à ce stade la charge électrique n'a pas encore émergé, la paire de particules (+, −) issus de la brisure de symétrie est donc une paire particule-antiparticule. Les collisions (+, −) vont donc générer des photons. Regardons comment évoluent les proportions photons-particules pendant et après l'inflation.

Inflation dominée par la matière :

Pendant la phase du maintien de l'inflation, si les 2 particules au sein de la paire qui explose ne s'annihilent pas avec leur voisine, il y aura création d'1 paire de particule (par la brisure de symétrie au point critique) qui comblera le vide et maintiendra la densité (comme sur la Fig.3). Si par contre l'une d'entre elle s'annihile, 2 paires seront créées pour compenser le « double vide », et si les 2 s'annihilent, 3 paires seront créées pour compenser le « triple vide ». Dans toutes ces situations, si l'annihilation ne crée que 1 photon, il y a plus de création de particules que de photons. Idem si l'annihilation ne crée que 2 photons car on aura seulement 50% d'annihilation. Autrement dit pendant cette période d'inflation il est raisonnable de penser que la matière domine. Par contre, on peut aussi s'attendre à ce que ce processus de création de photons participe au glissement lent des conditions physiques autour du point critique. Il pourrait s'agir de l'élément principal qui vient stopper le maintien de la brisure de symétrie et mettre fin à l'hypothèse de « roulement lent ».

L'après inflation dominée par le rayonnement :

Par contre lorsque s'arrêtera l'inflation (i.e. la création de particules), on peut comprendre alors que la multitude des collisions va faire basculer l'Univers dans une période dominée par les photons (période de radiation). On peut d'ailleurs tenter un calcul grossier pour nous donner un ordre d'idée de la « durée » (en termes de nombre de collisions) de la transition vers cette phase de radiation. Selon les statistiques précédentes, après la 1<sup>ère</sup> collision, on a déjà 50% des particules qui ont été transformé en radiation. On sait d'une part que le rayonnement actuel est dominé par le nombre de photons du CMB et les observations donnent une densité (à l'heure actuelle)  $\rho_{r,0} \sim 4 \times 10^8 m^{-3}$  [5]. D'autre part, les mesures (traduite en termes de proton) donnent pour la matière baryonique  $\rho_{m,0} \sim 5.5 \text{ protons } m^{-3}$  [5]. On peut traduire cette valeur en nombre de quarks (qui sont certainement les particules issues de cette 1<sup>ère</sup> brisure de symétrie) même si cette transformation ne change pas l'ordre de grandeur calculé. Sachant qu'1 proton est composé de 3 quarks, cela donne  $\rho_{m,0} \sim 16.5 \text{ quarks } m^{-3}$ . Le nombre de photon  $N_r$  sur le nombre de quarks  $N_m$  à l'époque du CMB donne donc avec  $z$  le redshift (on tient compte seulement du volume comobile et pas du décalage spectral pour la radiation car il ne change pas le nombre de photon d'où la puissance 3 et non 4) :

$$\frac{N_r}{N_m} = \frac{\rho_{r,0} \cdot (1+z)^3}{\rho_{m,0} \cdot (1+z)^3} = \frac{\rho_{r,0}}{\rho_{m,0}} \sim 10^{7.4} \quad (27)$$

Donc, en termes de nombre de particules, le rapport ne dépend pas de  $z$ . Si l'on suppose que ce rapport à peu évoluer pendant la phase de radiation, on doit s'attendre, à l'issue de l'inflation et de la période de transition dont on cherche la durée, à avoir un rapport entre nombre de photon et de particule de masses pesantes de l'ordre de  $10^{7.4}$ .

Avec nos statistiques, après «  $i$  » collisions, le nombre de baryons initial  $N_{m_0}$  diminue de moitié :

$$N_{m_i} = 2^{-i} N_{m_0} \quad (28)$$

Dans le même temps, si  $n_\nu$  correspond au nombre de photons produit par une annihilation (+, -), le nombre de photons  $N_{r_i}$  devient :

$$N_{r_i} = 2^{-1} (N_{m_0} - N_{m_i}) n_\nu = 2^{-1} n_\nu N_{m_0} \left( 1 - \frac{N_{m_i}}{N_{m_0}} \right) = 2^{-1} n_\nu N_{m_0} (1 - 2^{-i}) \quad (29)$$

D'où

$$\frac{N_{ri}}{N_{mi}} = 2^{i-1} n_\nu (1 - 2^{-i}) \xrightarrow{i \gg 1} 2^{i-1} n_\nu \quad (30)$$

Après  $p$  collisions (pour  $p > 10$ ), on a  $\frac{N_r}{N_m} \sim n_\nu 2^{p-1}$ . Pour une annihilation générant  $n_\nu = 1$  photon, il faut  $p = 7.4 \cdot \frac{\ln 10}{\ln 2} + 1 \sim 26$  collisions. Pour une annihilation générant 10 photons, il faudrait 22 collisions. L'ordre de grandeur est assez stable vis-à-vis de ce paramètre et il en est de même si on quadruple le nombre de baryons. Autrement dit, une bonne vingtaine de collisions au maximum dans le régime de chocs aléatoires suffit à obtenir les proportions actuelles de notre Univers. Cela représente moins de la moitié du temps de l'inflation. Une courte transition conduit alors de l'inflation à la période de radiation avec un changement dans la nature des collisions qui doivent statistiquement générer moins d'annihilations (ou par un mécanisme qui les compensent).

La suite de notre étude va maintenant être plus qualitative que quantitative et s'intéresser à différentes caractéristiques qu'il est possible de prévoir dans le cadre de cette solution.

Après l'inflation, une période d'échauffement :

Parallèlement aux collisions (+, -) qui produisent la phase de radiation, nous avons autant de collisions (+, +) et (-, -) qui surviennent. Lors de ces chocs, l'énergie cinétique se transforme en énergie thermique. Mais alors que, pendant l'inflation, la brisure de symétrie provoquait une transition qui diminuait la température que ces chocs venaient compenser, la fin de l'inflation (i.e. de la brisure de symétrie) entraîne nécessairement une accumulation d'énergie thermique en particulier pendant la bonne vingtaine de collisions de la transition vue précédemment entre la fin de l'inflation et la période de radiation. Parallèlement à ce réchauffement, la succession infernale de chocs hyper-énergétique des particules qui s'éloignent les unes les autres (et pour lesquels l'interaction gravitationnelle peut encore être négligée) va conduire à un coup de frein de l'expansion jusqu'à un rythme attendu par la théorie pour la période de radiation. L'énergie de l'expansion est ainsi en partie recyclée en énergie thermique.

Reprise en main de la gravitation :

Formation des univers et de leur CMB :

Alors que jusqu'à maintenant l'énorme impulsion primordiale, la neutralité gravitationnelle fine (effet d'écrantage au-delà de la paire) et l'hyper densité de particules imposaient une dynamique de chocs aléatoires pour ce nuage primordial, l'expansion va permettre aux particules d'avoir une durée de trajet plus longue entre 2 collisions et d'être déviées plus sensiblement par l'attraction et la répulsion des particules voisines. On entre maintenant dans une ère où la gravitation reprend peu à peu la main avec sa force d'attraction et de répulsion qui voit son rayon d'action augmenter progressivement. L'effet d'écrantage s'appliquait précédemment juste au-delà de la 1<sup>ère</sup> paire et peu à peu il va s'appliquer au-delà des quelques paires voisines (2<sup>ème</sup>, 3<sup>ème</sup> ...etc...). Le parcours moyen des particules entre 2 collisions s'accroît peu à peu. Mais la situation n'est pas symétrique pour autant entre l'attraction et la répulsion car l'expansion même si elle n'est plus inflationnaire est encore élevée en comparaison à l'interaction gravitationnelle. Nous avons une gravitation qui s'accroît mais reste faible et une expansion qui décélère mais reste élevée. Les particules continuent donc à s'éloigner mais les particules qui s'attirent s'éloignent un peu moins et celles qui se repoussent s'éloignent un peu plus. Concrètement les masses pesantes positives vont avoir tendance à moins



s'éloigner entre elles, il en sera de même des masses négatives. Et dans le même temps, les masses positives et négatives vont s'éloigner plus efficacement. On aura un effet plus marqué de séparation des masses de signes opposés que de regroupement des masses de même signes (pas de grumeau mais une homogénéisation régulière). Il va donc commencer à y avoir une ségrégation des masses pesantes selon leur signe. Lentement, la gravitation va croître (le rayon de l'effet d'écrantage va croître) dans ces zones de masses homogènes (purements positives ou purements négatives). Dans ces zones la gravitation va ralentir l'expansion et entre ces zones l'expansion et la répulsion vont peu à peu séparer les zones de masses homogènes de manière de plus en plus marquée. La taille caractéristique de ces zones homogènes (et leur régularité) dépendra de l'intensité de la gravitation. Plus la gravitation sera faible et plus les zones homogènes seront étendues et régulières (une importante attraction génèrerait un fort gradient de densité et du coup une zone plus irrégulière en densité). C'est ce qui se passe au début de la période de radiation où un faible effet de la gravitation commence à se faire ressentir et c'est à ce moment-là que doivent se former les 1ères grandes structures homogènes qui vont donner naissance aux futurs univers dont le nôtre ([3]). Les chocs même s'ils ont diminué sont encore suffisamment nombreux pour participer aussi au maintien de la régularité (en température et densité) des zones homogènes. On peut d'ailleurs noter que l'extrême régularité initiale du nuage primordial (régularité à l'échelle de la paire de particules, i.e. sur une distance de  $d_{intra}$  sur la totalité du nuage primordial) donne des conditions initiales qui favorisent l'obtention de très grandes zones homogènes et régulières (les effets gravitationnels décrits précédemment s'appliquant identiquement sur tout le nuage, invariantes par translation). On remarquera bien l'échelle à laquelle nous nous trouvons à ce stade de notre étude, on parle bien de plusieurs univers, certains de masses positives comme le nôtre et d'autres de masses pesantes négatives (nos 1ers voisins).

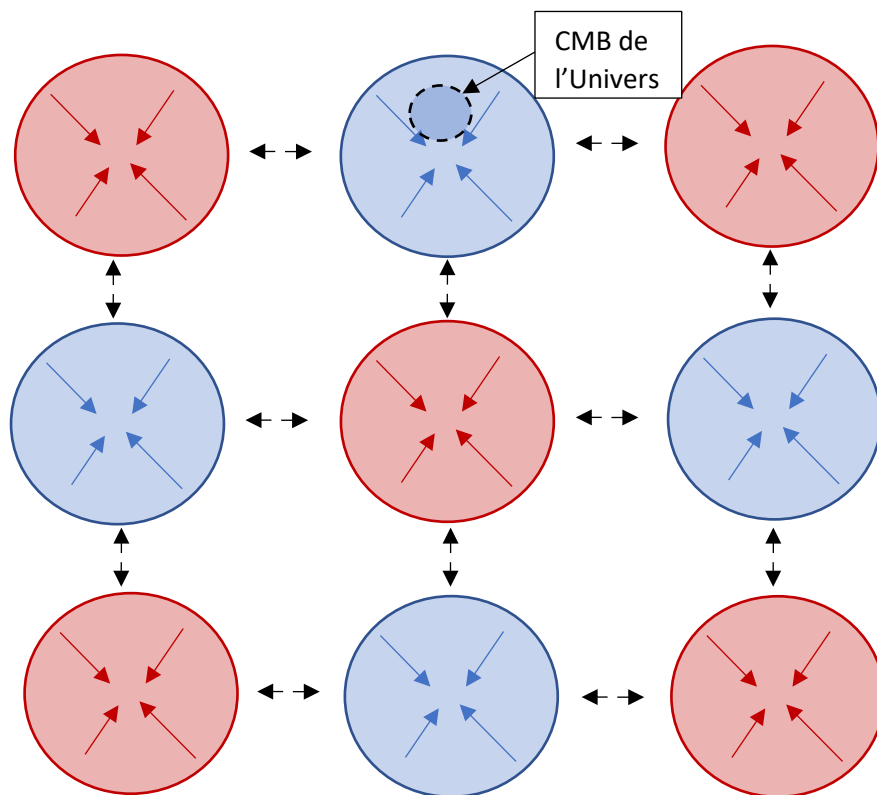


Fig.4 : Représentation simplifiée de la mise en place d'une structure d'univers (cf. [3]) dont les univers voisins seraient de masses pesantes opposées. Les flèches représentent le sens de la gravitation, attractif au sein des univers ou anti-univers, répulsif entre univers et anti-univers voisins.

De ce qui précède, on peut dire que, sous l'influence mutuelle de la gravitation attractive, répulsive et de l'expansion, nous avons une sorte de transition de phase qui nous fait passer du nuage primordial (hétérogène à l'échelle de la paire de particules et homogène au-delà de la paire) à la création d'un ensemble d'univers (homogène à l'échelle d'un univers et hétérogène au-delà d'un univers). Ce dernier état serait celui observé dans le CMB, où la ségrégation des univers serait réalisée (hétérogénéité repoussée au-delà des univers et donc au-delà de notre Univers et du CMB) mais l'homogénéité au sein des univers serait encore préservée (régularité du CMB).

Digressions qui vont au-delà du CMB :

Et si l'on décrit les conditions physiques qui ont cours pour cette « transition de phase » (i.e. les intensités de l'attraction, de la répulsion et de l'expansion), on peut imaginer ensuite l'évolution de ces conditions dans le temps, ce qui nous conduit à définir potentiellement 3 régimes de combinaisons d'interaction gravitationnelle et d'expansion. Ces 3 régimes pourraient être les éléments structurants menant d'abord aux univers, puis aux filaments (ou murs) et enfin aux superamas. Ces 3 structures seraient finalement les plus influencées par l'antimatière (les masses pesantes négatives). Les autres structures (amas, galaxies, ...) seraient sous l'influence de la gravitation attractive de son propre univers. Décrivons succinctement ces 3 régimes (précoce, intermédiaire et tardif) en retenant que nous sommes dans une période où les chocs ont diminué (en tout cas il ne domine plus la dynamique du nuage primordial) :

*Période précoce ( (« attraction << répulsion » ) + expansion ) générant les univers :*

Au début localement (à l'échelle de quelques particules) il y a peu d'attraction gravitationnelle et elle est gommée par l'expansion. Il y a plus de répulsion gravitationnelle qui est accentuée par l'expansion. Ces deux effets avec ce rapport d'intensités permettent de séparer localement les masses de signes opposés tout en maintenant les masses de même signe dans une disposition régulière mais qui continue à s'étendre. La densité des masses de même signe va donc continuer à décroître tout en ralentissant mais surtout de manière très lisse sans grumeau (pas de gradient de densité). On pourrait parler de ségrégation douce.

A grande échelle la gravitation de ces zones homogènes en croissance est neutralisée par la nullité de la somme des masses pesantes. Mais l'invariance par translation de la ségrégation douce locale (due à l'homogénéité du nuage primordial) engendre un accroissement à grande échelle des zones homogènes. L'image de la paire de particules initiales se réplique mais à plus grande échelle, i.e. chaque particule de manière imagée devient un ensemble de 2 particules de même signe puis 4, 8, ... (la paire devenant alors un quadruplet, octuplet, ...) et en quelque sorte au moment du CMB (cf. fig.4) la paire de particules est devenue une paire d'univers (2 ensembles de  $10^{80}$  particules).

On a ainsi des zones homogènes qui excluent efficacement les masses opposées en leur sein tout en maintenant leur régularité. Et ces zones se repoussent aussi entre elles de plus en plus efficacement qu'elles grossissent. Cette période doit durer un peu au-delà du CMB.

Remarques : Les densités des masses inertes (toujours positives) qu'elles soient globale ou filtrée selon le signe de la masse pesante diminuent toujours à ce stade car l'expansion domine dans les 2 registres, attractif et répulsif. Par contre, la densité de masse pesante qui étaient initialement et globalement nulles dès au-delà de la 1<sup>ère</sup> paire reste nulle à la condition de prendre des zones de plus en plus grandes (englobant au minimum des paires de zones homogènes de masses pesantes opposées). Les densités de masses pesantes dans les zones homogènes prennent par contre une valeur non nulle qui augmentent régulièrement (satisfaisant la régularité attendue dans le CMB) pour

atteindre la densité observée du CMB. Une dernière remarque non triviale concernant ces densités. Dans les zones homogènes en masses pesantes, le principe d'égalité des masses pesante et gravitationnelle est vérifié, dans les zones hétérogènes ce n'est pas le cas (cf. [2]).

*Période intermédiaire* ({« attraction ~ répulsion »} + expansion) générant les filaments, murs et vides : Avec la création de ces grandes zones homogènes, on est passé de l'image d'une particule à celle d'un univers (une particule univers). On a du coup gagné une échelle locale avec la création d'une structure interne à cette particule univers. L'influence des particules univers voisines va maintenant avoir des conséquences au sein des structures internes de ces particules univers. On est dorénavant au-delà du moment du CMB.

Peu à peu, localement (i.e. au sein d'un univers) l'attraction (due aux masses au sein d'un même univers) et la répulsion (due aux univers voisins) deviennent similaire en intensité mais l'expansion qui ralentie est toujours présente pour accentuer l'effet répulsif. La matière se densifie moins vite par l'attraction que la répulsion ne la dissocie. L'influence des univers opposés voisins engendrerait alors de grands vides tandis que des filaments et murs de matière s'agglutineraient.

*Période tardive* ({« attraction >> répulsion »} + expansion) générant les superamas :

Un peu plus tard localement (dans les zones homogènes en masse i.e. dans les filaments des univers), l'attraction domine et la répulsion s'affaiblit dans ces régions. L'expansion modérée influence moins la gravitation et les filaments pourraient commencer à se fragmenter formant les superamas en suivant les surdensités apparues lors de l'agglutinement de la matière le long de ces « structures 1D ».

Dans ce schéma, comme on l'a dit précédemment, pour ces 3 structures, l'influence de l'antimatière serait finalement importante. Les autres structures aux échelles inférieures (amas, galaxies, ...) seraient quant à elle relativement isolées des effets répulsifs des anti-univers voisins.

Evolution de l'expansion au sein des univers :

L'amortissement de l'expansion pourrait d'ailleurs être les prémices annonciatrices d'un arrêt de l'éloignement des anti-univers voisins qui pourraient se mettre à légèrement se rapprocher, donnant naissance à une compression accélératrice de notre Univers (comme il semble en avoir une depuis quelques milliards d'années).

Sans la reprise en main de la gravitation, l'expansion se continuerait sans décélérer ni accélérer (à la dissipation thermique près). Mais avec la gravitation, nous avons deux comportements, attractifs et répulsifs. La gravitation attractive a tendance à diminuer les distances entre particules et donc à augmenter le comportement attractif. La gravitation répulsive au contraire a pour effet d'accroître les distances entre particules et donc de diminuer le comportement répulsif. L'attraction est un phénomène qui s'amplifie alors que la répulsion a tendance à disparaître localement. La gravitation répulsive qui accroît les distances ne peut survivre à terme qu'en façonnant les plus grandes structures hétérogène (les « amas d'univers ») car elle s'applique à des échelles plus grandes que la gravitation attractive qui façonnera quant à elle les plus grandes structures homogène au sein des univers (amas, galaxies, ... comme déjà vu précédemment, la transition géométrique entre ces 2 échelles provoquant l'apparition des filaments, murs et superamas).

Mais ces deux types d'univers peuvent entraîner deux types de freinage dû à l'attraction (attraction au sein d'un univers et attraction entre deux univers de masses pesantes de même signe), le second pouvant provoquer une accélération. Un freinage immédiat localement (au sein des univers) puis un freinage plus tardif et à plus grande échelle (entre les univers). Mais ce second freinage s'il se réalise

entre les univers de masses de mêmes signes implique que les univers de signes opposés qui se trouve entre eux subissent inversement une compression qui aura une tendance à les accélérer dans des plans perpendiculaires à l'attraction des univers voisins (Fig.4). Les univers pourraient subir une succession de compressions et de dilatations qui s'amortissent au cours du temps ([3]).

Evolution de la géométrie du nuage primordial jusqu'au filament des univers

On va ici à nouveau aborder l'évolution du nuage primordial mais sous un angle de vue légèrement différent. Précédemment, on se plaçait plutôt au sein d'un univers (en particulier le nôtre mais l'histoire devrait être la même dans tous les univers). Cette fois, on aura un regard plus global et extérieur aux univers pour voir la forme que prend le nuage dans son ensemble. On retrouvera quelques éléments communs vus précédemment.

2D-ification de 1<sup>er</sup> espèce – 1<sup>er</sup> aplatissement volumique de la boule initiale en bulle :

A la fin de l'inflation (lorsque le nuage ne crée plus de particules), le nuage primordial va s'étendre et pendant un certain temps, qui dépendra de la taille de ce nuage, son cœur sera traversé par des particules venant de tout le nuage. Mais après ce temps, les particules auront toutes parcouru une distance suffisamment longue pour s'éloigner de la zone centrale. Le cœur de ce nuage primordial va alors se vider de toutes particules. Le nuage va former une boule creuse et avec le temps toute la matière se trouvera à la « surface » d'une boule comme un ballon que l'on gonfle (ou comme une onde de choc qui se dissipe). La structuration des univers homogènes en masse se réalise dans l'épaisseur de cette « surface ». A ce stade, ce n'est pas notre Univers qui forme cette surface mais tous les univers qui viennent composer dans leur ensemble cette surface (et qui subissent donc cet aplatissement de leur géométrie).

2D-ification de 2<sup>nd</sup> espèce – 2<sup>nd</sup> aplatissement volumique des boules univers sur la surface de la bulle initiale :

Pendant la période de radiation, les univers vont ensuite se structurer à la surface de cette 1<sup>ère</sup> bulle. Les univers (homogènes en masse) vont alors peu à peu s'influencer. Comme expliqué dans [3], ces univers vont former un réseau alterné d'univers de masse positif et négatif. Chaque univers sera entouré d'anti univers (Fig.4). Chaque univers étant en expansion, les bords subiront l'influence répulsive de leurs voisins. Les bords des boules univers vont donc subir un ralentissement de l'expansion plus fort que leur cœur. Cela aura pour conséquence de densifier les bords. A nouveau (mais cette fois à l'échelle de chaque univers) les boules univers vont devenir des bulles univers dans lesquelles la matière se concentrera sur les bords. C'est à ce stade qu'on rejoint l'image traditionnelle de notre Univers à la surface d'un ballon qui gonfle. Mais dans notre solution, ces bulles d'univers se trouvent elles-mêmes à la surface d'une « super bulle » issue du nuage primordial.

1D-ification – aplatissement des surfaces des bulles univers en éléments filaires :

L'influence précédente des univers voisins (dans la densification des bords) correspondait à une influence dans la direction perpendiculaire à la surface. Cela ralentissait peu à peu leur expansion dans la direction perpendiculaire à la surface privilégiant l'expansion dans le plan des bords. Cette influence des anti-univers dans le « plan » de la surface des bulles univers ferait fuir la matière « sur les côtés ». Dans ce cas, leur effet répulsif devrait générer de grandes zones « vides » et concentrer la matière le long de filaments à la surface des univers bulles. Une image qui aide à visualiser ce phénomène pourrait être celle d'une mousse dense où les bulles compressées les unes les autres (parallèle avec notre répulsion gravitationnelle) forment des lignes plus denses à l'interface de 3 bulles.

Conclusion :

La seule hypothèse sur laquelle s'appuie notre étude est l'existence de masses pesantes négatives (avec des masses inertes toujours positives). Contrairement aux auteurs ayant traités la problématique de la masse négative, dans notre contexte 2 masses négatives s'attirent entre elles (comme 2 masses positives entre elles) et 1 masse négative et 1 masse positive se repoussent. Cette hypothèse est en cours de test et les premiers résultats devraient être connus dans moins de deux ans. Dans cet article, nous montrons de nombreux problèmes qu'elle est capable de solutionner ou d'expliquer de manière extrêmement naturelle dans le contexte cosmologique.

Elle rend nécessaire l'inflation en rendant inutile la constante cosmologique et en vérifiant l'hypothèse traditionnelle de « roulement lent ». Aucune énergie noire n'est donc nécessaire.

Elle situe cette inflation à l'apparition de l'interaction gravitationnelle (plus tôt que prévue traditionnellement). Plus concrètement, l'inflation se traduit par une brisure de symétrie (donnant naissance à l'interaction gravitationnelle) qui se maintient dans le temps.

Elle explique la période de radiation et de réchauffement qui s'en suit. En effet, à la fin de l'inflation, la dynamique du nuage primordial dominée par les collisions, dont les effets dépendent du signe des masses pesantes de chaque particule s'entrechoquant, explique la naissance des périodes de radiation par les collisions (+, -) et de réchauffement par les collisions (+, +) et (-, -).

La gravitation reprend ensuite peu à peu la main (perturbée par l'expansion favorisant un temps la répulsion et évitant l'agglutinement de matière). Les chocs diminuent et deviennent plus élastiques. Une ségrégation des masses à grande échelle s'effectue donnant naissance à de nombreux univers homogènes en masses et réguliers en densité de matière et en température permettant d'expliquer les caractéristiques du CMB.

On peut même imaginer qu'avec l'influence mutuelle de la gravitation attractive croissante à « petite échelle » et de la gravitation répulsive à « grande échelle » les grandes structures (filaments et superamas) se mettent en place. Ces structures constitueraient les échelles les plus petites influencées directement (filaments et murs) et indirectement (superamas) par l'antimatière des anti-univers voisins. Notons aussi au passage que, même si la relativité générale permet de fournir un cadre mathématique décrivant la dynamique de l'expansion de l'Univers, elle ne fournit pas l'explication de la source de cette expansion. Or cette solution fournit cette explication. Par ailleurs, cette solution conduit à une vision vertigineuse d'une multitude d'univers de masses positives (comme notre Univers) et de masses négatives (des anti-univers constitués d'antiparticules).

Pour finir, il est remarquable (et certainement pas un hasard) qu'à l'heure actuelle les deux concepts de la masse pesante négative (cohérent avec les théories de la gravitation) et la 2<sup>nd</sup>e composante de la gravitation (champ « gravitique » à l'origine de l'effet Lense-Thirring) sont deux sources d'énergie totalement inexploitées ou négligées et que dans le même temps les deux plus importants mystères cosmologiques sont de ne pas connaître les deux sources d'énergie que sont l'énergie noire et la matière noire. Cette étude ainsi que [6] démontre que l'on peut relier ces termes (énergie noire - matière de masses pesantes négatives et champ « gravitique » des amas – matière noire) et résoudre ainsi ces deux problèmes majeurs de la cosmologie moderne.

Références

[1] Benoît-Lévy, A. et al. (2012) Introducing the Dirac-Milne Universe, *Astronomy&Astrophysics* Vol 537. <http://arxiv.org/pdf/1110.3054.pdf>

[2] Le Corre, S. (2018) About the Negative Gravitational Mass. *Open Access Library Journal*, **5**, 1-20. doi: [10.4236/oalib.1104312](https://doi.org/10.4236/oalib.1104312)

[3] Le Corre, S. (2015) Dark Energy, a New Proof of the Predictive Power of General Relativity. <https://hal-ens-lyon.archives-ouvertes.fr/ensl-01122689>

[4] Linde, A. (1990) Particle Physics and Inflationary Cosmology. <https://arxiv.org/abs/hep-th/0503203>

[5] Hobson, M., et al. (2006) General Relativity.

[6] Le Corre, S. (2015) Dark matter, a new proof of the predictive power of General Relativity, <https://arxiv.org/abs/1503.07440>