



HAL
open science

Inflation primordiale et énergie noire dans les 1ers instants de l'Univers

Stephane Le Corre

► **To cite this version:**

Stephane Le Corre. Inflation primordiale et énergie noire dans les 1ers instants de l'Univers. 2022. hal-03818226v1

HAL Id: hal-03818226

<https://hal.science/hal-03818226v1>

Preprint submitted on 18 Oct 2022 (v1), last revised 19 Oct 2022 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Inflation primordiale et énergie noire dans les 1^{ers} instants de l'Univers

ABSTRACT:

This paper proposes a physical solution to primordial inflation. It occurs by a scalar field with a slow-rolling period. It starts at the phase transition giving rise to the gravitational interaction at time $t_i \sim 10^{-44} s$, Planck time, and ends at time $t_f \sim 10^{-42} s$ (or more exactly about 70 e-folds later). This scalar field is carried by a primordial particle of inert mass $m_p \sim 10^{-8} kg$, and size $r_p \sim 10^{-35} m$. This mass and this time are compliant with the energy density expected at this date, namely $10^{19} GeV$, obtained from the potential of this scalar field. This solution assumes the existence of particles with negative gravitational mass and positive inert mass, a hypothesis compatible with General Relativity. The incredible adequacy of this solution with what is expected and required by the theory of inflation appears as a strong indication of the validity of both this hypothesis of negative gravitational mass and that of primordial inflation.

Keywords: Cosmology; (Cosmology:) inflation; (Cosmology:) Dark energy;

RESUME :

Cet article propose une solution physique à l'inflation primordiale. Elle se produit par un champ scalaire avec une période de slow-rolling. Elle se déclenche à la transition de phase donnant naissance à l'interaction gravitationnelle à l'instant $t_i \sim 10^{-44} s$, temps de Planck, et se termine à l'instant $t_f \sim 10^{-42} s$ (ou plus exactement environ 70 e-folds plus tard). Ce champ scalaire est porté par une particule primordiale de masse inerte $m_p \sim 10^{-8} kg$, et de taille $r_p \sim 10^{-35} m$. Cette masse et ce temps sont en accord avec la densité d'énergie attendue à cette date, à savoir $10^{19} GeV$, obtenue à partir du potentiel de ce champ scalaire. Cette solution fait l'hypothèse de l'existence de particules de masse gravitationnelle négative et de masse inerte positive, hypothèse compatible avec la Relativité Générale. L'incroyable adéquation de cette solution avec ce qui est attendu et requis par la théorie de l'inflation apparaît comme un indice fort du bien-fondé à la fois de cette hypothèse de masse gravitationnelle négative et de celle d'inflation primordiale.

1. Introduction :

Les études théoriques sur les débuts de l'Univers conduisent à postuler l'existence d'une période d'inflation primordiale dans les tous premiers instants de l'Univers ([1], [2]). Et plus récemment, l'observation indique une accélération de l'expansion de notre Univers ([3], [4]). Dans les deux cas, cela nécessite la présence d'une force répulsive dont on ne connaît actuellement pas la source. Il s'agit de ce que l'on appelle l'énergie noire et qui constitue l'une des énigmes les plus importantes de la physique actuelle. Cet article a pour objectif de fournir des éléments théoriques qui permettent d'expliquer cette inflation primordiale en accord avec la Relativité Générale (RG) et avec la théorie de l'inflation par un champ scalaire avec slow-rolling. La solution étudiée dans cet article est l'hypothèse de l'existence de particules de masse gravitationnelle négative et de masse inerte positive (HP1), en cours de test dans des expériences comme AEGIS ou Alpha au CERN. Pour rappel, cette hypothèse (HP1) a de nombreux intérêts majeurs ([5], [6], [7]) qui ne sont pas abordés dans cet article :

- Elle est conforme/compliant avec la RG,
- Elle est une nécessité théorique issue des équations de la relativité générale de la même manière que l'existence de l'antimatière est une nécessité théorique issue de l'équation de Dirac,

- Elle justifie le principe d'équivalence des masses,
- Elle explique l'absence d'antimatière dans notre Univers,
- Elle peut expliquer l'accélération récente de l'expansion de notre Univers,
- Elle peut expliquer l'anisotropie dipolaire du CMB.

Dans cette étude, nous verrons que cette hypothèse (HP1) rend nécessaire une période inflationnaire définie par un champ scalaire avec slow rolling.

Ce qu'il faut savoir de cette hypothèse (HP1) pour cet article est qu'elle implique nécessairement une force gravitationnelle répulsive entre des masses de signes différents et une force gravitationnelle attractive entre des masses de même signe [8]. On notera à ce propos la beauté de cette hypothèse puisqu'elle rend l'interaction gravitationnelle symétrique ou plutôt complémentaire de l'interaction électromagnétique (EM). A elles deux (EM et RG), elles complètent les interactions possibles. Elles sont complémentaires à la fois dans la nature des relations (attractif pour une charge de même signe pour l'une et pour des charges de signes opposés pour l'autre) et dans leur application (dominante à grande échelle pour l'une, dominante à petite échelle pour l'autre).

Nous commençons par présenter cette solution d'abord qualitativement en racontant le déroulement des événements et en expliquant les conditions physiques qui accompagnent ces événements. Ensuite nous mettons en équations cette histoire. Nous vérifierons que cette solution correspond exactement à ce qui est attendu pour une inflation cosmologique générée par un champ scalaire avec slow-rolling.

2. Préambule et Préhiste cosmologique :

2.1. Transitions de phase et brisures de symétrie :

Comme pour l'apparition des interactions électromagnétique, faible et forte [9], dans notre solution l'interaction gravitationnelle se révèle par l'apparition de paires de particules de charges (en l'occurrence de masses gravitationnelles) opposées, émergeant d'un fluide primordial, selon le principe de brisure de symétrie. Avant l'apparition de l'interaction, la masse gravitationnelle est naturellement nulle, après la transition de phase, on a des paires de particules au sein desquelles les masses gravitationnelles sont identiques en grandeur mais de signes opposés. Ainsi chaque paire de particules possède une masse gravitationnelle nulle comme avant la brisure de symétrie. Comme il est attendu en cosmologie [10], la 1^{ère} interaction qui émerge de ce fluide primordial est l'interaction gravitationnelle. En conséquence, dans chaque paire de particules de masses gravitationnelles opposées, l'interaction qui domine s'avère être une force de répulsion gravitationnelle.

2.2. Pression de l'environnement et force de répulsion en équilibre => transition de phase :

Nous sommes donc à une époque où toutes les forces sont encore unifiées avec un fluide primordial inconnu mais soumis à une pression, une densité d'énergie et une température, gigantesques. Le scénario de base de la cosmologie est de partir d'un fluide primordial qui se refroidit, dont l'énergie diminue (Fig.4). Dans notre solution, cela va se traduire en particulier par la diminution de la pression. Tant que la pression est supérieure à la force de répulsion des paires de masses gravitationnelles opposées, lorsqu'elles émergent, aucunes paires ne persistent et elles se recombinent pour disparaître aussitôt. Elles apparaissent de manière transitoire, un peu à la façon de particules virtuelles. Mais au moment où la pression devient du même ordre de grandeur que cette force de répulsion, les paires qui émergent, persistent dans le temps. La pression n'arrive plus à les recombinaison. Un 1^{er} seuil est atteint qui enclenche la transition de phase faisant apparaître la force de gravitation. Le fluide primordial se condense alors en un nuage primordial de paires de masses gravitationnelles opposées.

2.3. Equilibre forces => particules en contact :

La transition de phase de l'interaction gravitationnelle se réalise car les paires de particules réussissent à ne plus fusionner. La pression de l'environnement s'est suffisamment abaissée pour que la force de répulsion au sein des paires compense cette pression. La paire de particules qui émerge étant à l'équilibre n'explose pas sous la force de répulsion. Les 2 particules restent côte à côte, elles ne se dispersent pas. A la transition de phase, l'équilibre des forces se traduit donc par des paires de particules à la limite de la recombinaison, du chevauchement, c'est-à-dire par des particules en contact l'une avec l'autre au sein des paires.

2.4. Univers sans expansion avant l'inflation => évolution lente de la pression de l'environnement :

Comme on vient de le dire, l'évolution cosmologique s'effectue en considérant une diminution de l'énergie, de la température par laquelle se succèdent les transitions de phase. Lorsqu'on considère l'univers en expansion, on peut s'attendre à ce que cette expansion soit un des facteurs dominants expliquant cette diminution. Mais à la 1^{ère} transition de phase (qui dans notre solution va donner naissance à l'inflation), il n'y a pas encore cette composante importante de l'expansion. Du coup, on peut s'attendre à une évolution des conditions de l'environnement beaucoup plus douce. L'évolution de la pression de l'environnement sur le nuage va donc très certainement s'effectuer de manière très douce.

2.5. Evolution lente de la pression de l'environnement => extension du nuage primordial :

Cette évolution douce de la pression de l'environnement a pour conséquence de maintenir l'état d'équilibre de cette transition de phase. Ce qui laisse du temps au voisinage (qui subit les mêmes conditions physiques) d'effectuer aussi sa transition. On a ainsi l'apparition d'un grand nombre de paires de particules qui vont s'accumuler pour former un nuage de condensation de grande taille. Cette 1^{ère} phase va servir d'accumulateur d'énergie (slow-rolling) qui va dans une 2^{nde} phase devenir cataclysmique et générer une expansion incroyablement accélérée et extraordinairement courte en durée.

2.6. Agitation + structure instable => mélange + diffusion dynamique => homogénéité au-delà de la paire + pas d'agrégats :

Deux faits rendent ce nuage extrêmement homogène. Etant donnée le niveau d'énergie, il y a une grande agitation thermique (mais fortement contrainte par une énorme pression de l'environnement) qui empêche toute agrégation de particules de masses de même signe de se maintenir. Les agglomérats sont rapidement disloqués. Cette agitation ne produit pas de chocs (les particules sont en contact) mais des roulements de particules les unes sur les autres. Ce mélange très dynamique provoque une grande homogénéité en température et en distribution de masses positives et de masses négatives.

Il y a aussi le fait que les paires de particules dans un espace 3D, bien que très compactes, ne peuvent pas s'organiser de manière stable et obtenir un agencement régulier de masse opposée (contrairement par exemple à un agencement alterné en 1D). Comme un tel arrangement statique n'est pas possible, c'est un arrangement dynamique qui se met en place. Ce fait provoque un réarrangement incessant de la structure 3D du nuage qui provoque une maximisation de l'alternance des masses, une recherche constante du plus grand équilibre, de la meilleure homogénéisation. Dans ce cas aussi, cela mène à des roulements incessants de particules les unes sur les autres sans agrégations de masses de même

signe. Cette dynamique de roulement assure une homogénéité à l'échelle des paires sur l'ensemble du nuage.

Ces 2 effets qui ont pour conséquence un roulement de particules les unes sur les autres, engendrent par le même coup une homogénéisation extrême du nuage. Les particules diffusent intensément et partagent sans arrêt leur énergie avec leurs voisines générant un nuage aux conditions initiale extrêmement homogène, très compact (disposition selon la conjecture de Kepler) et sans agrégat (ou du moins toujours transitoirement et statistiquement soit de masses gravitationnelles positives, soit négatives avec la même probabilité qui par conséquent se neutralisent en moyenne).

2.7. Agitation + structure instable => masquage de la gravitation au-delà de la paire => physique du nuage, dominée par la physique au sein des paires :

On peut d'ailleurs affiner ce dernier point. L'agitation et l'instabilité structurelle gomme sans arrêt les réarrangements attractifs. Cet équilibre extrêmement dynamique est un véritable mécanisme d'ajustement extrêmement fin. Statistiquement, on a en moyenne une optimisation de l'alternance de particules de masses gravitationnelles positives et négatives. Selon la conjecture de Kepler, une particule aura au maximum 12 voisins directs. Pendant un court laps de temps, elle aura plus de voisines de masses gravitationnelles positives, mais dans un autre laps de temps, elle aura plus de voisines de masses gravitationnelles négatives. Toutes les combinaisons seront équiprobables vis-à-vis du signe de la masse gravitationnelle. L'optimisation de l'alternance et la dislocation systématique des agrégats conduit alors en moyenne une particule à avoir le même nombre de voisins de masses opposées, à savoir 6 masses positives et 6 négatives. Une conséquence d'une telle efficacité de mélange est qu'au-delà des 1ers voisins (particules directement en contact) on peut négliger les particules plus éloignées qui sont masquées car leur charge gravitationnelle apparaît globalement comme nulle. Ainsi, en se focalisant sur ce qui se passe au sein d'une paire de particule, on aura une très bonne approximation des champs en jeu dans ce nuage.

2.8. Energie cinétique << énergie potentielle :

Le fait que la densité soit maximale, i.e. particules en contact, implique que les particules (un peu comme au cœur d'une étoile) roulent les unes sur les autres sans pouvoir s'échapper ou très difficilement, très chaotiquement. Elles ont donc une énergie cinétique relativement faible surtout en comparaison de la force de gravitation répulsive qui est contenu par la pression de l'environnement et qui se traduit (comme on le verra plus loin) par une énergie potentiel énorme.

2.9. Evolution lente de ce potentiel :

Comme on l'a dit précédemment la pression de l'environnement évolue lentement. C'est elle qui contrôle l'évolution du nuage en contenant la force de répulsion. Son évolution lente entraîne une évolution lente du potentiel, en plus de laisser croître le nuage. Notons que c'est un des effets attendus dans l'étude de l'inflation. Mais ici, ce n'est pas la platitude du potentiel qui explique l'inflation, mais bien les conditions physiques qui explique la platitude du potentiel.

2.10. Décroissance de la pression de l'environnement => croissance de la taille des agrégats :

Tant que l'expansion accélérée ne s'est pas produite, la pression de l'environnement va tranquillement baisser. L'espace entre les particules va commencer tout aussi tranquillement à s'accroître. On pourrait penser que le grand nombre de paires associé avec un accroissement de la distance entre particule pour chacune de ces paires engendrerait un formidable gonflement du nuage. Mais ce serait sans compter sur la gravitation attractive. En effet, avec la baisse de pression de l'environnement certes la

force de répulsion va permettre aux espaces entre les particules de masses opposées de s'agrandir mais cela profite à l'interaction gravitationnelle qui peut alors agréger peu à peu des masses de mêmes signes. La baisse de pression libère les effets à la fois de la répulsion gravitationnelle mais aussi de l'attraction gravitationnelle. Autrement dit le nuage maintient sa densité de particules mais les paires qui au départ étaient constituées d'une particule de masse négative et d'une particule de masse positive se transforment peu à peu en des paires composées d'un agrégat de particules de masses négatives et d'un agrégat de particules de masses positives de même taille (cf. Fig.1). Les conditions extrêmement homogènes et l'évolution lente de la pression de l'environnement permettent une évolution homogène du nuage primordial, même dans cette phase initiale de croissance des paires d'agrégats.

2.11. Croissance de la taille des agrégats => croissance exponentiellement de la force de répulsion => expansion accélérée et fin de la phase d'inflation :

Ce changement d'échelle des agrégats (passant de 1 particule à N particules) sur l'ensemble du nuage primordial provoque très rapidement une domination de la force répulsive. On verra que le simple triplement de la distance entre particules de masses opposées (permettant des agrégats de 13 particules comme sur la Fig.1b) suffit à vingtupler la force de répulsion. L'équilibre va alors se rompre brusquement et déclenchera l'expansion accélérée. Un simple nouveau triplement de la distance entre agrégat engendre ensuite une force de répulsion 350 fois plus importante. C'est une véritable explosion. Il n'y aura donc pas de période intermédiaire où la distance évolue suffisamment pour invalider l'hypothèse de la constance de densité avant que l'expansion se réalise. C'est un point fort de cette solution en totale accord avec ce que prévoit la théorie. Ajoutons aussi que cette formidable explosion a pour conséquence de fournir l'impulsion gigantesque expliquant non seulement l'expansion accélérée des 1ers instants de l'univers mais aussi tout simplement l'expansion de l'univers. Et comme toute explosion, à peine aura-t-elle commencé qu'elle se terminera, mettant fin à cette phase d'inflation primordiale.

La constance de la densité et du potentiel pendant cette phase est vérifiée pour 2 raisons. Premièrement, La croissance initiale des agrégats se réalise toujours avec les particules collées les unes aux autres., donc tant que les agrégats ne s'éloignent pas la densité reste la même. Deuxièmement, les agrégats ne vont s'éloigner les uns des autres que lorsque l'expansion accélérée se met en marche. Mais cette séquence « explosive » ne dure pas longtemps car dès qu'elle se réalise, elle met un terme à cette phase d'inflation.

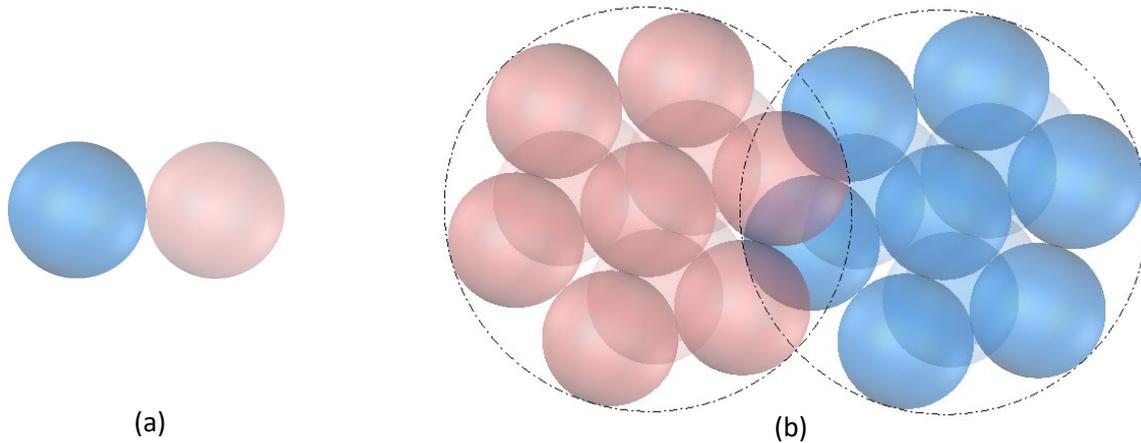


Fig.1 : La fin de l'inflation est provoquée lorsque le nuage primordial se structure non plus autour de paires d'agrégat de 1 particule (a) mais autour de paires d'agrégat de quelques particules (b). La répulsion devient alors très vite dominante et l'équilibre avec l'environnement est rompu. Une expansion accélérée s'enclenche, mettant fin à cette phase d'inflation. Une couleur indique indifféremment une masse d'un certain signe et l'autre couleur la masse opposée.

Remarque : La dynamique très agitée initiale du nuage primordial fait que l'attraction gravitationnelle ne peut pas jouer son rôle d'agglomérant tant que des espaces ne commencent à se créer. Les effets de l'attraction sont neutralisés dans cette phase de *slow-rolling* par le roulement incessant des particules les unes sur les autres. C'est ainsi que la répulsion au sein de chaque paire domine à ce stade. Mais par contre, étonnamment, l'attraction gravitationnelle va devenir primordiale pour enclencher l'explosion de ce nuage en le rendant instable en faisant croître les agrégats de masses de même signe. L'Univers commence ainsi par une belle figure de style, un oxymore, car c'est l'attraction qui permet d'amplifier la répulsion.

2.12. Résumé de la phase d'inflation (*slow-rolling* puis expansion accélérée) :

La transition de phase donnant naissance à la 1^{ère} interaction (l'interaction gravitationnelle) se déclenche lorsque la pression de l'environnement se relâche et est à l'équilibre avec la répulsion gravitationnelle. La densité maximale est atteinte en ce sens que les particules sont collées les unes aux autres (plus proches, elles s'annihileraient). La grande agitation thermique fait que les particules roulent sans cesse les unes sur les autres et qu'aucun agglomérat de particules de masses gravitationnelles de même signe ne puissent se créer ou du moins persister. Ce qui permet aussi en moyenne de neutraliser les effets au-delà des 1ers voisins (effet de masquage). Le relâchement de la pression de l'environnement se réalise doucement car l'expansion due à l'inflation ne s'est pas encore produite. Cette procédure permet de laisser le temps à la transition de s'effectuer à différents endroits et aux différentes « bulle de condensation » de s'accroître et se rejoindre afin de réaliser un nuage de grande dimension. Cette agitation (qui mélange) et cette évolution lente de la pression de l'environnement participe à la mise en place de conditions initiales extrêmement homogènes sur l'ensemble du nuage primordial. Ce relâchement permet à la gravitation répulsive d'éloigner les masses de signes opposées, mais en même temps à la gravitation attractive de commencer d'agréger les masses de même signe (en comblant les vides générés par la répulsion). Ces 2 phénomènes complémentaires maintiennent ainsi la densité du nuage. Mais ce nuage voit peu à peu sa fragmentation changer d'échelle. Alors qu'au départ, il était fragmenté selon des paires de simple particule (1 masse gravitationnelle positive et 1 masse gravitationnelle négative), il évolue lentement

et continuent vers des paires d'agrégat de particules (N masses positives et N masses négatives). L'équilibre extrêmement dynamique de ce nuage permet d'avoir une évolution avec des agrégats de nombres non entier de particules, traduisant le maintien plus ou moins long de ces agrégats. Dès que la taille des agrégats est de quelques unités de plus, très vite alors la force de répulsion par cette évolution se met à dominer. Il suffit de simplement tripler la distance entre masses de signes opposés et donc de laisser la place à seulement une particule voisine de même masse pour vingtupler la force de répulsion (Fig.1b). Ce qui déclenchera l'expansion accélérée mais aussi mettra très vite fin à cette accélération et terminera alors la phase d'inflation. Mais l'expansion sera dorénavant amorcée.

Remarque : Notons que la masse gravitationnelle totale du nuage est nulle (autant de particules de masses gravitationnelles positives que de particules de masses gravitationnelles négatives). Dans cette solution, l'absence de masse gravitationnelle négative dans notre Univers actuel est intimement liée à l'absence d'antimatière dans notre Univers (c'est cette dernière qui devrait porter une masse gravitationnelle négative) et s'explique assez naturellement grâce à la gravitation répulsive [5].

3. Mise en équation de notre modèle d'inflation :

Nous allons maintenant mettre en équations cette solution. Commençons par définir les paramètres utiles à notre modélisation.

3.1. Particule primordiale de rayon R_p et de masse gravitationnelle $\pm M_p$; paramètres $r_a(t)$ et $m_a(t)$:

On suppose que la transition de phase faisant émerger l'interaction gravitationnelle se réalise par la création d'un seul type de particule, qu'on nommera particule primordiale, de masse gravitationnelle $\pm |M_p|$, de masse inerte $M_{ip} = |M_p|$ et de rayon R_p . Les paramètres qui vont caractériser la force newtonienne de répulsion au sein des paires sont d'une part, $m_a(t)$, la masse gravitationnelle, et par conséquent le nombre de particules, formant chaque agrégat de masses de même signe et d'autre part $r_a(t)$, la distance entre ces agrégats voisins de signes opposés. Dans ce nuage primordial où les particules sont les unes sur les autres, $r_a(t)$ sera approximativement la distance de contact entre la surface de l'agrégat sur lequel agit les forces et le centre de gravité de l'agrégat voisin générant le champ de gravitation (Fig.2). Dans ce contexte, $r_a(t)$ correspondra grossièrement au rayon des agrégats. Il est important de comprendre que cette distance n'est pas soumise à la même évolution que le facteur d'échelle qu'on notera par ailleurs $R(t)$. Le facteur d'échelle suit en quelque sorte deux particules « au repos » (attaché au « tissu de l'espace ») et caractérise l'effet de « tapis roulant » que l'espace leur fait subir. La distance $r_a(t)$ est la distance entre deux agrégats voisins de signes opposés (plus exactement entre le centre de l'agrégat et la surface de l'agrégat voisin de masse opposée). Et dans notre solution, ces agrégats sont en perpétuel changement. On ne suit donc pas 2 particules en particulier mais des agrégats qui sont certes voisins directs mais qui ne sont jamais les mêmes. Dans cette phase (à la densité de particules constante), l'évolution en fonction du temps de $r_a(t)$ traduit en fait l'évolution de la taille des agrégats et non celle du « tissu de l'espace » qui est par contre le rôle du facteur d'échelle.

On notera t_i l'instant du début de la phase d'inflation, t_f l'instant de la fin de la phase d'inflation et $\Delta t_{min} = t_f - t_i$ la durée de la phase d'inflation. On aura ainsi $r_a(t_i) = R_p$ et aussi $m_a(t_i) = M_p$. On notera aussi le volume d'un agrégat $Vol_a(t) = \frac{4}{3}\pi r_a^3(t)$ et le volume de la particule primordiale $Vol_p = \frac{4}{3}\pi R_p^3$. On aura donc $Vol_a(t_i) = Vol_p$.

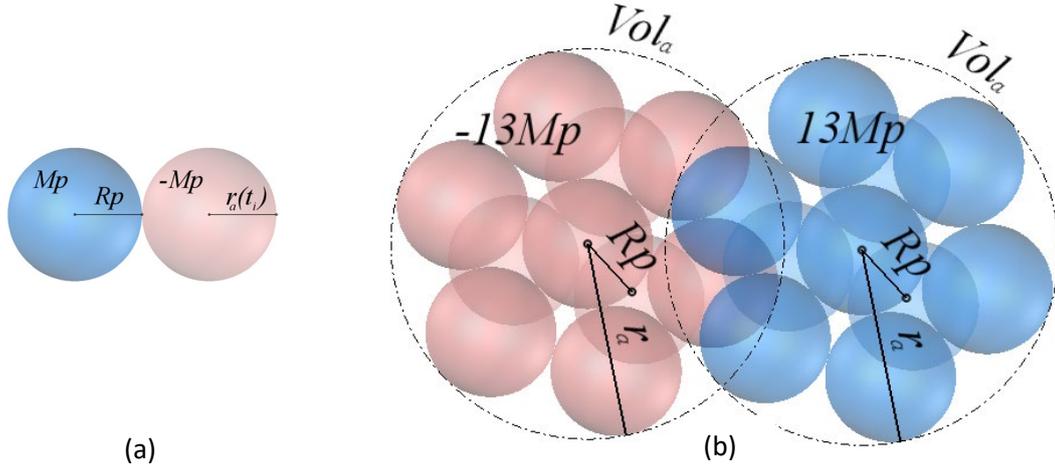


Fig.2 : Paires d'agrégats de particules de masses gravitationnelles opposées. Une couleur indique indifféremment une masse d'un certain signe et l'autre couleur la masse opposée. La paire de Fig.2a (agrégat à 1 particule) représente l'élément structurant de base du nuage primordial à sa naissance, celle de Fig.2b l'élément structurant de base du nuage primordial vers sa fin

3.2. Ordre de grandeur de la densité d'énergie initiale, homogénéité et constance :

Les particules étant collées les unes aux autres, on peut obtenir un ordre de grandeur de la densité de masse inerte de l'environnement. On peut s'attendre à un agencement le plus dense possible, vérifiant la conjecture de Kepler sur les empilements en 3D. Soit R_p le rayon de la particule primordiale et $|M_p|$ la masse inerte de cette particule (où $M_p = \pm|M_p|$ représente sa masse gravitationnelle), Vol_p le volume d'une particule primordiale, ρ_p la densité de masse gravitationnelle de la particule primordiale, ρ_{ip} la densité de masse inerte de la particule primordiale :

$$\rho_{ip} = |\rho_p| = \frac{|M_p|}{Vol_p} = \left(\frac{3}{4}\right) \frac{|M_p|}{\pi R_p^3} \quad (1)$$

Dans notre solution, les particules sont collées les unes aux autres. On peut donc appliquer la conjecture de Kepler sur les empilements compacts (qui donne une densité $d = \frac{\pi}{3\sqrt{2}}$). Soit ρ_i la densité de masse inerte de l'espace, de l'environnement :

$$\frac{\rho_i}{\rho_{ip}} = d = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} \quad (\text{Conjecture Kepler}) \Rightarrow \rho_i = \left(\frac{1}{4\sqrt{2}}\right) \frac{|M_p|}{R_p^3} \quad (2)$$

Cette relation de la densité de masse inerte ρ_i restera valable tant que les particules seront très proches les unes des autres. Ce qui sera réalisé, comme on le verra plus loin, tant que l'inflation ne se sera pas produite (concrétisée par un écartement exponentiel des particules). Cette phase sera donc caractérisée par une densité d'énergie à la fois homogène dans l'espace (au maximum de ce qu'elle peut être selon la conjecture de Kepler sur les empilements) mais aussi constante dans le temps (grâce à une évolution lente de la pression qui maintient la transition autour de l'équilibre des forces). Même lorsque l'expansion accélérée va débiter, c'est la nature des agrégats, en l'occurrence leur taille qui va faire exploser le nuage alors que la densité restera la même.

3.3. Ordre de grandeur de la force de répulsion initiale au sein d'une paire :

Au sein d'une paire, les deux masses gravitationnelles de signe opposé subissent, en leur point de contact, la force gravitationnelle $\vec{F}_{1 \rightarrow 2}$ exercée par la particule 1 sur la particule 2, avec $\vec{u}_{1 \rightarrow 2}$ le vecteur unitaire de la particule 1 vers la particule 2 (et inversement pour l'autre particule) :

$$\overrightarrow{F_{1 \rightarrow 2}} \sim \frac{G |M_{p1}| |M_{p2}|}{R_p^2} \overrightarrow{u_{1 \rightarrow 2}} \Rightarrow \|F\| \sim \frac{G |M_{p1}| |M_{p2}|}{R_p^2} = G \frac{M_p^2}{R_p^2} \quad (3)$$

Le signe de $\overrightarrow{F_{1 \rightarrow 2}}$ est positif car il s'agit d'une force de répulsion (donc centrifuge) puisque l'une des 2 masses gravitationnelles est négative. Les particules étant collées les unes aux autres, ce potentiel se maintient dans l'espace de paires en paires. On a donc un potentiel extrêmement homogène, en 1^{ère} approximation, dans tout le nuage.

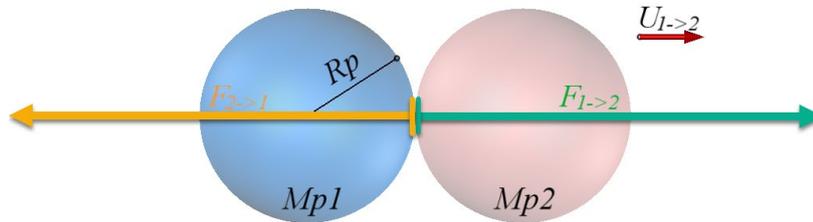


Fig3 : Forces de gravitation répulsive au sein d'une paire d'agrégats à 1 particule de masses gravitationnelles opposées.

3.4. Ordre de grandeur de la pression initiale :

Puisqu'on suppose que les paires de particules de masses opposées deviennent persistantes, lorsque la pression a suffisamment diminué pour qu'elle ne recombine plus les paires, cela signifie que la pression à cette étape devient du même ordre de grandeur que la gravitation répulsive. Puisque les particules sont collées les unes aux autres, la force gravitationnelle répulsive d'une particule appliquée sur l'autre doit alors correspondre à la force de pression dans cet état d'équilibre, homogène dans l'ensemble du nuage. De manière approximative, on peut chercher un ordre de grandeur de cette pression qui équilibre la répulsion gravitationnelle au sein d'une paire au contact des 2 particules de rayon R_p avec S_p la surface de la particule subissant les forces de contacts de ses voisines :

$$p = \frac{\|F\|}{S_p} \sim - \frac{GM_p^2}{R_p^2} \cdot \frac{1}{4\pi R_p^2} \sim - \frac{1}{4\pi} G \frac{M_p^2}{R_p^4} \quad (4)$$

La pression est négative car dans notre cas la gravitation entre particules de signe opposé est centrifuge. On retrouvera cette expression de manière plus précise un peu plus loin qui sera légèrement plus grande comme on peut s'y attendre car nous n'avons pas ici tenu compte des différentes particules voisines qui alternent dans le temps et l'espace entre masses positives et négatives.

3.5. Faible énergie cinétique et grande énergie potentielle :

Nous venons de voir que l'équilibre entre la pression de l'environnement et la gravitation répulsive sur les paires permet la mise en place d'un nuage étendu et de forte densité. Les particules sont toutes collées les unes aux autres. Mais ce nuage a un équilibre et une stabilité très particulière, car les forces opposées qui le maintiennent sont gigantesques. On peut se représenter schématiquement ce nuage comme une assemblée alternativement de particules positives et négatives collées les unes aux autres que la répulsion essaie tant bien que mal d'éloigner et dont les espaces qui se créent sont aussitôt comblés grâce à la pression. On peut donc s'attendre à ce que ce nuage ne soit pas immobile, mais que les particules roulent les unes sur les autres de manière anarchique, en recherche constante du meilleur équilibre. Mais ces mouvements forts contraints traduisent malgré tout une faible énergie cinétique car les particules ne s'échappent pas. Ainsi, en chaque point de ce nuage, on a une faible énergie cinétique et homogène car les mêmes conditions physiques s'appliquent dans tout le nuage. Par contre, en comparaison, on a une énorme énergie potentielle en chaque point de ce nuage. En effet, puisque la dynamique de ce nuage est essentiellement dominée par la force de répulsion au sein

de chaque paire, le potentiel gravitationnel $\Phi^{(0)}(r_a(t))$ exercé par un agrégat de masse $m_a(t)$ au niveau de son rayon est :

$$\Phi^{(0)}(r_a) \sim -G \frac{m_a}{r_a} \quad (5)$$

Il s'agit du potentiel qui s'applique au contact de tous les 1ers voisins. Ainsi, en 1^{ère} approximation (ce qu'indique l'exposant « (0) » sur Φ), ce potentiel gravitationnel est homogène sur l'ensemble du nuage de particules car ces contacts se retrouvent dans tout le nuage et à l'échelle de la taille des particules. L'incroyable agitation au sein du nuage se réalise avec des particules qui roulent les unes sur les autres sans s'écarter (au moins dans un 1^{er} temps) car nous sommes au seuil de la transition de phase où les particules ne se recombinent plus mais maintiennent leur distance. Dans ces conditions et à ce stade, le potentiel se maintient et peut être aussi considéré comme constant. Pendant l'essentiel de cette phase, on aura $r_a(t_i) \sim R_p$ et $m_a(t_i) \sim \pm |M_p|$. Et comme nous allons le calculer plus loin, on aura comme ordre de grandeur $R_p \sim 10^{-35}m$, $|M_p| \sim 10^{-8}kg$ ce qui donne approximativement pour l'énergie potentielle $m_a \Phi^{(0)} \sim -10^9 kg.m^2.s^{-2}$. Une énergie cinétique du même ordre nécessiterait des vitesses de l'ordre de la vitesse de la lumière pour les particules primordiales au cœur de ce nuage primordial, ce qui n'est clairement pas le cas. On a donc bien une énergie potentiel qui domine.

3.6. Evolution de ce nuage primordial en 1ère approximation, champ scalaire $\phi^{(0)}(t)$ et potentiel $V(\phi)$:

De manière générale, les théories de l'inflation pour un champ scalaire $\phi(\vec{x}, t)$ décompose ce champ en composante homogène ne dépendant que du temps $\phi^{(0)}(t)$ et en composante caractérisant les inhomogénéités $\delta\phi(\vec{x}, t)$. $\phi^{(0)}(t)$ correspond alors au 1^{er} ordre d'approximation du champ alors que $\delta\phi(\vec{x}, t)$ est un 2nd ordre, plus faible. Dans notre solution, nous retrouvons ces termes. Notre nuage est effectivement très homogène avec des conditions physiques relativement stable tant que les particules restent collées les unes aux autres. Mais puisque la taille des agrégats va peu à peu évoluer, on aura malgré tout une dépendance en temps de ce terme principal. Mais on peut remarquer que le volume moyen Vol_a autour des agrégats s'interpénètrent comme nous l'avons représenté dans la Fig.2 car les particules collées les unes aux autres ne forme qu'en 1^{ère} approximation une sphère. Du coup, en fonction du lieu de contact on aura de légères variations de la force. De plus, les tailles d'un agrégat dans les 3 dimensions d'espace ne sont pas identiques. On a plutôt une sphère aplatie (par exemple plus courte dans la 3^{ème} dimension perpendiculaire au plan représenté dans la Fig.2). Ces caractéristiques géométriques participent à cet équilibre dynamique de ce nuage. Il n'existe pas d'arrangement stable et régulier à chaque instant. Mais on peut ajouter qu'en moyenne ces inhomogénéités sont "gommées", car il s'agit de variations autour d'une valeur moyenne. Ces variations $\delta\phi(\vec{x}, t)$ sont ainsi d'un ordre inférieur au terme moyen que l'on va traiter $\phi^{(0)}(t)$. Dans notre solution, cela justifie donc l'approximation traditionnelle sur le champ scalaire à savoir :

$$\phi(\vec{x}, t) = \phi^{(0)}(t) + \delta\phi(\vec{x}, t) \quad (6)$$

La dépendance en temps pour notre solution intervient dans l'évolution de la distance $r_a(t)$ entre les particules de masses opposées (grossoirement le rayon d'une paire d'agrégat). Dans notre étude, on se focalisera sur le terme du 1^{er} ordre $\phi^{(0)}(t)$. Les inhomogénéités modélisées par $\delta\phi(\vec{x}, t)$ ne seront pas traitées.

Le potentiel gravitationnel calculé précédemment (5) représente le potentiel agissant sur un agrégat. Chaque agrégat recouvrant densément l'espace, ce même potentiel gravitationnel se distribue continument dans l'espace. On peut ainsi reprendre l'expression du potentiel gravitationnel et

l'exprimer sous forme de densité de potentiel $\varphi^{(0)}(r_a)$ en utilisant le volume de l'agrégat $Vol_a \sim \frac{4}{3}\pi r_a^3$. On peut écrire :

$$\varphi^{(0)}(r_a) = \frac{\Phi^{(0)}(r_a)}{Vol_a} \sim - \left(\frac{3}{4\pi} \right) G \frac{m_a}{r_a^4} \quad (7)$$

Ainsi une particule immédiatement voisine (en contact à sa surface) de masse gravitationnelle m_{a1} , sera soumise à une densité d'énergie potentielle $U^{(0)}(r_a)$:

$$U^{(0)}(r_a) \sim m_{a1} \varphi^{(0)}(r_a) \sim - m_{a1} \left(\frac{3}{4\pi} \right) G \frac{m_a}{r_a^4} = \left(\frac{3}{4\pi} \right) G \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \quad (8)$$

La dernière égalité s'explique car il s'agit de l'énergie potentiel d'une masse d'un certain signe dans le potentiel d'une masse d'un autre signe. Les masses m_a et m_{a1} sont donc systématiquement de signe opposé, faisant ainsi disparaître le signe négatif de l'expression (pour rappel $r_a(t)$ est une distance entre masses de signes opposés de plus proche voisin). Et la densité d'énergie potentielle en équivalent masse $V^{(0)}(r_a)$ s'écrit :

$$V^{(0)}(r_a) = \frac{1}{c^2} U^{(0)}(r_a) \sim \left(\frac{3}{4\pi} \right) \frac{G}{c^2} \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \quad (9)$$

Pour profiter des études théoriques déjà réalisées sur l'inflation, nous allons reprendre les notations traditionnelles de ce domaine. D'après les équations d'Euler-Lagrange, le champ scalaire ϕ vérifie :

$$\square^2 \phi + \frac{1}{c^2} \frac{dV(\phi)}{d\phi} = 0 \quad (10)$$

Un champ scalaire $V(\phi)$ possible est (avec la masse inerte de l'agrégat m_{ia}) :

$$V(\phi) = \frac{1}{2} \frac{m_{ia}^2 c^4}{\hbar^2} \phi^2 \quad (11)$$

Ce qui permet d'obtenir l'équation de Klein-Gordon (avec $m_{ia} = |m_a|$) :

$$\square^2 \phi + \frac{|m_a|^2 c^2}{\hbar^2} \phi = 0 \quad (12)$$

Or on peut écrire notre potentiel sous cette forme :

$$\begin{aligned} V^{(0)}(r_a) &\sim \left(\frac{3}{4\pi} \right) \frac{G}{c^2} \frac{|m_a|^2}{r_a^4} = \frac{1}{2} \frac{|m_a|^2 c^4}{\hbar^2} \left(2 \frac{\hbar^2}{|m_a|^2 c^4} \left(\frac{3}{4\pi} \right) \frac{G}{c^2} \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \right) \\ &= \frac{1}{2} \frac{|m_a|^2 c^4}{\hbar^2} \left(2 \hbar^2 \left(\frac{3}{4\pi} \right) \frac{G}{c^6} \frac{1}{r_a^4} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

Ce qui donne pour le champ scalaire ϕ (avec α une constante définie par les paramètres initiaux du nuage primordial) :

$$\phi = \left[2 \hbar^2 \left(\frac{3}{4\pi} \right) \frac{G}{c^6} \frac{1}{r_a^4} \right]^{1/2} = \frac{\alpha}{r_a^2} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\hbar}{c^3} \left[G \left(\frac{3}{4\pi} \right) \right]^{1/2} \quad \text{et} \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \frac{|m_a|^2 c^4}{\hbar^2} \phi^2 \quad (14)$$

Dans notre solution, les paramètres inconnus ne sont plus le potentiel $V(\phi)$ et le champs $\phi^{(0)}$ mais la masse de l'agrégat $m_a(t)$ et la taille de cet agrégat $r_a(t)$ au cours du temps.

Remarque pour la suite à propos des termes caractéristiques qui apparaîtront dans les exponentiels : Selon l'histoire décrite au 1^{er} chapitre, l'essentiel de la phase d'inflation s'effectue sans agrégation, avec une densité homogène et relativement constante. La fin de l'inflation se réalise alors très vite dès lors que des agrégats commencent à se former. Pour les mêmes raisons que nous nous sommes limités à l'étude au 1^{er} ordre $\phi^{(0)}(t)$, on peut faire l'hypothèse que $|m_a|(t) \sim \text{Constante}$ au 1^{er} ordre ainsi que $r_a(t) \sim \text{Constante}$ au 1^{er} ordre durant cette phase. En conséquence, lorsque ces termes apparaîtront dans les temps caractéristiques en tant que paramètre d'exponentiel, on ne gardera à ce moment-là que le terme constant. On peut ajouter qu'il est attendu par les théories de l'inflation que $V(\phi)$ soit relativement constant pendant cette phase. Or avec les conditions qu'impliquent notre solution sur $|m_a|(t)$ et $r_a(t)$, cela est cohérent avec notre expression de $V(\phi)$.

3.7. Inflation

Pour avoir une inflation, il faut : $\dot{\phi}^2 < V(\phi)$. Calculons les dérivées du champs scalaire :

$$\dot{\phi}(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} = \alpha \frac{d\left[\frac{1}{r_a(t)^2}\right]}{dt} = -2\alpha \frac{\dot{r}_a(t)}{r_a^3(t)} \quad (15)$$

$$\ddot{\phi}(t) = -2\alpha \frac{d\left[\frac{\dot{r}_a(t)}{r_a^3(t)}\right]}{dt} = 2\alpha \left(3 \frac{\dot{r}_a^2(t)}{r_a^4(t)} - \frac{\ddot{r}_a(t)}{r_a^3(t)} \right) \quad (16)$$

La relation $\dot{\phi}^2 < V(\phi)$ donne la condition (en utilisant (13) et (14)) :

$$\begin{aligned} 4\alpha^2 \frac{\dot{r}_a^2(t)}{r_a^6(t)} &< \left(\frac{3}{4\pi}\right) \frac{G}{c^2} \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \Rightarrow \frac{\dot{r}_a^2(t)}{r_a^2(t)} < \left(\frac{3}{4\pi}\right) \frac{G}{c^2} \frac{|m_a|^2}{4\alpha^2} = \left(\frac{1}{8}\right) \frac{c^4}{\hbar^2} |m_a|^2 \\ &\Rightarrow \left| \frac{\dot{r}_a(t)}{r_a(t)} \right| < \left(\frac{1}{2\sqrt{2}}\right) |m_a| \frac{c^2}{\hbar} \end{aligned} \quad (17)$$

Introduisons un paramètre sans dimension $\vartheta < 1$ et un temps caractéristique $\tau_{i,r}$ du changement de distance $r_a(t)$ entre agrégat de masses opposées. Et comme précédemment signalé, on a $|m_a|(t) \sim \text{Constante}$ au 1^{er} ordre, le terme dans l'exponentiel peut donc être considéré comme constant, en l'occurrence $|m_a|^{(0)}(t) = |M_p|$. Ainsi, pendant l'inflation, c'est-à-dire entre t_i le début de l'inflation et t_f la fin de l'inflation, la distance $r_a(t)$ entre agrégats de masses opposées doit vérifier :

$$r_a(t) = r_a(t_i) e^{t/\tau_{i,r}} \text{ avec } \tau_{i,r} = \frac{2\sqrt{2}\hbar}{\vartheta|M_p|c^2} \text{ pour } t_i < t < t_f \text{ et } \vartheta < 1 \quad (18)$$

Puisque $r_a(t_i) = R_p$ on peut écrire :

$$r_a(t) = R_p e^{\frac{\vartheta|M_p|c^2}{2\sqrt{2}\hbar}t} \text{ pour } t_i < t < t_f \text{ avec } \vartheta < 1 \quad (19)$$

3.8. Slow-Rolling :

Pour avoir une phase de slow-rolling, il faut : $\ddot{\phi} \ll \frac{dV(\phi)}{d\phi}$. Calculons la dérivée du potentiel :

$$\begin{aligned} \frac{dV(\phi)}{d\phi} &= |m_a|^2 \frac{c^4}{\hbar^2} \phi = |m_a|^2 \frac{c^4}{\hbar^2} \frac{\alpha}{r_a(t)^2} \Rightarrow 2\alpha \left(3 \frac{\dot{r}_a^2(t)}{r_a^4(t)} - \frac{\ddot{r}_a(t)}{r_a^3(t)} \right) \ll |m_a|^2 \frac{c^4}{\hbar^2} \frac{\alpha}{r_a(t)^2} \\ &\Rightarrow \left(3 \frac{\dot{r}_a^2(t)}{r_a^2(t)} - \frac{\ddot{r}_a(t)}{r_a(t)} \right) \ll \frac{1}{2} |M_p|^2 \frac{c^4}{\hbar^2} \end{aligned} \quad (20)$$

Pour la dernière relation, on utilise, comme précédemment, le fait que $|m_a|(t) \sim \text{Constante}$ au 1^{er} ordre, le terme dans l'exponentiel peut alors être considéré comme constant, en l'occurrence $|m_a|^{(0)}(t) = |M_p|$.

D'après la relation (19), on a déjà la contrainte suivante :

$$r_a(t) = R_p e^{\frac{\vartheta |M_p| c^2}{2\sqrt{2}\hbar} t} \text{ avec } \vartheta < 1 \quad (21)$$

Alors :

$$\dot{r}_a(t) = \frac{\vartheta |M_p| c^2}{2\sqrt{2}\hbar} r_a(t) \quad (22)$$

$$\ddot{r}_a(t) = \frac{\vartheta^2 |M_p|^2 c^4}{8\hbar^2} r_a(t) \quad (23)$$

$$\left(3 \frac{\dot{r}_a^2(t)}{r_a^2(t)} - \frac{\ddot{r}_a(t)}{r_a(t)} \right) = \frac{\vartheta^2 |M_p|^2 c^4}{4\hbar^2} \quad (24)$$

Pour avoir (20), le paramètre ϑ doit vérifier : $\vartheta \ll \sqrt{2}$

En conclusion, dans notre solution pour avoir une inflation ($\dot{\phi}^2 < V(\phi)$) et un slow rolling ($\ddot{\phi} \ll \frac{dV(\phi)}{d\phi}$), la distance $r_a(t)$ est donc contrainte comme suit :

$$r_a(t) = R_p e^{t/\tau_{i,r}} = R_p e^{\frac{\vartheta |M_p| c^2}{2\sqrt{2}\hbar} t} \text{ avec } \tau_{i,r} = \frac{2\sqrt{2}\hbar}{\vartheta |M_p| c^2} \text{ pour } t_i < t < t_f \text{ et } \vartheta \ll 1 \quad (25)$$

A ce stade, l'introduction de ce paramètre ϑ et surtout l'obtention de la relation $\vartheta \ll 1$ ne sont qu'une traduction des conditions nécessaires pour obtenir une inflation avec slow rolling dans notre solution. Mais pour le moment, rien ne nous assure que notre solution impose cette relation. En fait, la fin de l'inflation dans notre solution va physiquement imposer une valeur pour la distance minimale entre agrégat voisins de masses opposées $r_a(t)$. Cela va se traduire géométriquement par l'obtention de la valeur de ce paramètre ϑ . On obtiendra comme ordre de grandeur $\vartheta \sim 10^{-1}$ vérifiant ainsi à la fois la mise en place d'une inflation ($\vartheta < 1$) et d'un slow-rolling ($\vartheta \ll 1$).

3.9. Pression :

Les études théoriques sur l'inflation prévoient pour la pression que l'on ait :

$$\frac{p}{c^2} = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{c} \vec{\nabla} \phi \right)^2 \quad (26)$$

Dans notre cas, nous avons un champ constant et homogène ($\vec{\nabla} \phi < V(\phi)$), comme expliqué au début de cet article. Et nous verrons plus loin que la condition précédente ($\dot{\phi}^2 < V(\phi)$) est effectivement bien vérifiée car notre solution implique que $\vartheta \sim 10^{-1} \ll \sqrt{2}$. On peut donc écrire :

$$p \sim -c^2 V(\phi) \sim - \left(\frac{3}{4\pi} \right) G \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \quad (27)$$

On remarquera qu'on retrouve bien l'ordre de grandeur de la pression initiale ($r_a(t_i) = R_p$ et $m_a(t_i) = M_p$) calculée précédemment (4).

3.10. Densité de masse :

Les études théoriques sur l'inflation prévoient pour la densité de masse inerte de l'espace que l'on ait :

$$\rho_i = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{c} \vec{\nabla} \phi \right)^2 \quad (28)$$

Dans notre cas, nous avons un champ constant et homogène, on peut donc écrire :

$$\rho_i \sim V(\phi) \sim \left(\frac{3}{4\pi} \right) \frac{G}{c^2} \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \quad (29)$$

On peut à ce stade déjà vérifier une relation nécessaire pour qu'il y ait une inflation, à savoir $p < -\frac{1}{3} \rho_i c^2$. Connaissant ρ_i et p , on a :

$$-\left(\frac{3}{4\pi} \right) G \frac{|m_a|^2}{r_a^4} < -\frac{1}{3} \left(\frac{3}{4\pi} \right) G \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \Rightarrow 1 > \frac{1}{3} \quad (30)$$

La relation $p < -\frac{1}{3} \rho_i c^2$ nécessaire pour obtenir une inflation est donc bien vérifiée.

3.11. Energie :

Nous avons précédemment calculé la densité d'énergie par deux moyens (relations (2) et (29)). Ainsi, notre solution (avec 1 seul type de particule primordiale et avec ses particules collées les unes aux autres) conduit à une relation contraignante importante sur les caractéristiques de notre particule primordiale ($r_a(t_i) = R_p$ et $m_a(t_i) = M_p$) :

$$\begin{aligned} (29) \Leftrightarrow \rho_i(t_i) &\sim \left(\frac{3}{4\pi} \right) \frac{G}{c^2} \frac{|M_p|^2}{R_p^4} \quad \text{et} \quad (2) \Leftrightarrow \rho_i(t_i) = \left(\frac{1}{4\sqrt{2}} \right) \frac{|M_p|}{R_p^3} \\ \Rightarrow \frac{|M_p|}{R_p} &= \left(\frac{\pi}{3\sqrt{2}} \right) \frac{c^2}{G} = d \frac{c^2}{G} \end{aligned} \quad (31)$$

Cette relation est importante car elle signifie que dans notre solution un seul des deux paramètres initiaux M_p et R_p est finalement inconnu. De plus, puisqu'au début de la phase d'inflation, les particules ont une faible énergie cinétique et sont collées les unes aux autres, on peut écrire avec une bonne approximation :

$$m_{ia}(t_i) = |m_a(t_i)| = |M_p| = \frac{E}{c^2} \Rightarrow R_p = \left(\frac{1}{d} \right) \frac{G}{c^2} |M_p| = \left(\frac{3\sqrt{2}}{\pi} \right) \frac{G}{c^4} E \quad (32)$$

Dans la suite, on va utiliser cette relation pour analyser notre solution en fonction de l'énergie.

3.12. Paramètre facteur d'échelle :

Les équations de Friedman-Lemaître nous donne pour $R(t)$ le facteur d'échelle :

$$\frac{1}{R(t)} \frac{d^2 R(t)}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho_i + \frac{3p}{c^2} \right) \quad (33)$$

Puisque dans notre solution :

$$\rho_i \sim -\frac{p}{c^2} \sim \left(\frac{3}{4\pi} \right) \frac{G}{c^2} \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \quad (34)$$

On a :

$$\frac{1}{R(t)} \frac{d^2 R(t)}{dt^2} = -\frac{8\pi G}{3} \frac{p}{c^2} = -2 \frac{G^2}{c^2} \frac{|m_a|^2}{r_a^4} \quad (35)$$

On peut donc écrire $R(t) = R(t_i)e^{t/\tau_{i,R}}$ avec $R(t_i)$ le facteur d'échelle au début de l'inflation et $\tau_{i,R}$ le temps caractéristique du changement du facteur d'échelle (en utilisant (31)) :

$$\tau_{i,R} = \left(\frac{1}{2} \frac{c^2 r_a^4}{G^2 |m_a|^2} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{c^2}{2G^2} \right)^{1/2} \frac{R_p^2}{|M_p|} \sim \left(\frac{c^2}{2G^2} \right)^{1/2} R_p \left(\frac{1}{d} \right) \frac{G}{c^2} \sim \left(\frac{3}{\pi} \right) \frac{R_p}{c} \quad (36)$$

Comme déjà expliqué précédemment, pour les dernières relations, $|m_a|(t) \sim \text{Constante}$ au 1^{er} ordre et $r_a(t) \sim \text{Constante}$ au 1^{er} ordre, le terme dans l'exponentiel peut être considéré comme constant, en l'occurrence $|m_a|^{(0)}(t) = |M_p|$ et $r_a^{(0)}(t) \sim R_p$. Attention à ne pas confondre R_p le rayon de la particule primordiale avec $R(t)$ le facteur d'échelle.

Dans notre solution, le facteur d'échelle suit donc la relation suivante :

$$R(t) = R(t_i)e^{t/\tau_{i,R}} = R(t_i)e^{\left(\frac{\pi}{3}\right)\frac{c}{R_p}t} \quad \text{avec} \quad \tau_{i,R} = \left(\frac{3}{\pi}\right)\frac{R_p}{c} \quad \text{pour} \quad t_i < t < t_f \quad (37)$$

3.13. Finalisation de notre solution, détermination de t_i , Δt_{min} et E :

Nous avons établi l'ensemble des relations qui caractérisent l'inflation primordiale pour notre solution. Il nous reste maintenant à définir concrètement à quel instant t_i cette phase d'inflation peut se déclencher, sur quelle durée elle peut se réaliser et à quelle énergie. Pour cela, nous allons calculer la distance de l'horizon à la fin de l'inflation en fonction d'une part de la période précédente (phase d'inflation) et d'autre part de la période suivante (phase de radiation) dont on connaît l'évolution du facteur d'échelle. Nous reprenons ici le raisonnement et les valeurs mentionnées dans [11].

Commençons par regarder comment l'on peut exprimer la distance de l'horizon à la fin de l'inflation en fonction des caractéristiques de l'inflation primordiale. Notons $d_{h,i}$ la distance de l'horizon à l'instant initial t_i de l'inflation. La Relativité Générale nous donne en considérant l'époque d'avant l'inflation dominée par la radiation :

$$d_{h,i} = 2ct_i \quad (38)$$

En notant l'instant final de l'inflation $t_f = t_i + \Delta t_{min}$, et avec un temps initial $t_i \sim \tau_{i,R}$, la distance de l'horizon à la fin de l'inflation $d_{h,f}$ qui évolue selon la même loi que le facteur d'échelle est alors :

$$d_{h,f} \sim d_{h,i} e^{\Delta t_{min}/\tau_{i,R}} \sim 2ct_i e^{\Delta t_{min}/\tau_{i,R}} \quad (39)$$

Cela nous fournit notre 1^{ère} évaluation de l'horizon à la fin de l'inflation.

Regardons maintenant comment l'on peut exprimer cette même distance de l'horizon à la fin de l'inflation à partir de la période qui suit l'inflation primordiale. Elle s'exprime en fonction de la distance de l'horizon actuel $d_{h,0} \sim 4.5 \times 10^{26} m$:

$$d_{h,f} = d_{h,0} R_{rad}(t_f) \quad (40)$$

La théorie nous donne pour le facteur d'échelle pendant l'ère de radiation (période qui succède à l'inflation) :

$$R_{rad}(t) = \left(\frac{16\pi G g_* a}{3c^2} \right)^{1/4} T_0 t^{1/2} \quad (41)$$

Avec g_* le nombre de degré de liberté effectif de toutes les particules (estimé dans les 1ers temps de l'Univers à $g_* \sim 160$ et actuellement à $g_* \sim 3$), la constante de radiation $a \sim 7 \times 10^{-16} J \cdot m^{-3} \cdot K^{-4}$ et la température actuelle $T_0 \sim 3K$. Cette relation nous donne :

$$d_{h,f} = d_{h,0} R_{rad}(t_f) = d_{h,0} \left(\frac{16\pi G g_* a}{3c^2} \right)^{1/4} T_0 (t_i + \Delta t_{min})^{1/2} \quad (42)$$

Cela nous fournit notre 2^{ème} évaluation de l'horizon à la fin de l'inflation.

Ces 2 expressions de $d_{h,f}$ (42) et (39) nous fournissent une contrainte que nos paramètres doivent vérifier :

$$d_{h,0} \left(\frac{16\pi G g_* a}{3c^2} \right)^{1/4} T_0 (t_i + \Delta t_{min})^{1/2} = 2c t_i e^{\Delta t_{min}/\tau_i} \quad (43)$$

Au temps initial $t_i \sim \tau_{i,R}$, et pour $t_f = t_i + \Delta t_{min} \sim \tau_{i,R} + \Delta t_{min} = \tau_{i,R} \left(1 + \frac{\Delta t_{min}}{\tau_{i,R}} \right)$

$$\left(\frac{16\pi G g_* a}{3c^2} \right)^{1/4} \frac{d_{h,0} T_0}{2c} \frac{1}{\tau_{i,R}^{1/2}} \left(1 + \frac{\Delta t_{min}}{\tau_{i,R}} \right)^{1/2} = e^{\Delta t_{min}/\tau_{i,R}} \quad (44)$$

On peut réécrire $\tau_{i,R}$, relation (37), en fonction de l'énergie en utilisant la relation (32):

$$\tau_{i,R} = \left(\frac{3}{\pi} \right) \frac{R_p}{c} = \left(\frac{9\sqrt{2}}{\pi^2} \right) \frac{G}{c^5} E = \varepsilon E \quad \text{avec} \quad \varepsilon = \left(\frac{9\sqrt{2}}{\pi^2} \right) \frac{G}{c^5} \sim 3 \times 10^{-53} \quad (45)$$

Ce qui nous donne la relation :

$$\frac{\beta}{\varepsilon^{1/2}} \frac{1}{E^{1/2}} \left(1 + \frac{\Delta t_{min}}{\varepsilon E} \right)^{1/2} = e^{\frac{\Delta t_{min}}{\varepsilon E}} \quad \text{avec} \quad \beta = \left(\frac{16\pi G g_* a}{3c^2} \right)^{1/4} \frac{d_{h,0} T_0}{2c} \quad (46)$$

En posant $E = 10^8 E_r$ et $\Delta t_{min} = 10^{-44} DT$, on a :

$$\frac{\beta}{10^{-22} \gamma^{1/2}} \frac{1}{E_r^{1/2}} \left(1 + \frac{DT}{\gamma E_r} \right)^{1/2} = e^{\frac{DT}{\gamma E_r}} \quad \text{avec} \quad \gamma = 10^{52} \varepsilon \quad (47)$$

Calculons γ et β :

$$\gamma = 10^{52} \left(\frac{9\sqrt{2}}{\pi^2} \right) \frac{G}{c^5} \sim 0.3 \sim \frac{1}{3} \quad \text{et} \quad \beta = \left(\frac{16\pi G g_* a}{3c^2} \right)^{1/4} \frac{d_{h,0} T_0}{2c} \sim g_*^{1/4} 20.25 \times 10^{6.75} \quad (48)$$

Sachant que le paramètre g_* intervient avec une puissance $1/4$ et qu'il n'est donc pas nécessaire qu'il soit défini très précisément, on prendra la valeur $g_* \sim 5$ pour obtenir :

$$\beta(g_* = 5) \sim 30 \times 10^{6.75} \sim 10^{8.2} \quad (49)$$

Nous avons donc à résoudre l'équation suivante avec comme inconnues E_r et DT :

$$\frac{1}{E_r^{1/2}} \left(1 + 3 \frac{DT}{E_r} \right)^{1/2} = 10^{-30.4} e^{3 \frac{DT}{E_r}} = e^{3 \frac{DT}{E_r} - 70} \quad (50)$$

Un paramètre souvent utilisé est le nombre de « e-folds » N_{e_folds} qui vaut dans notre solution :

$$N_{e_folds} = \frac{\Delta t_{min}}{\tau_{i,R}} = 3 \frac{DT}{E_r} \quad (51)$$

Calculons plusieurs solutions en fonction de l'énergie, ce qui nous permet de déterminer DT puis le début de l'inflation t_i et sa durée Δt_{min} . On trouve numériquement les solutions approchées suivantes :

E_r	DT	N_{e_folds}	$E [kg.m^2.s^{-2}]$	$t_i [s]$	$\Delta t_{min} [s]$	$t_f [s]$
1000	22889	69	10^{11}	3×10^{-42}	2.3×10^{-40}	2.3×10^{-40}
100	2328	70	10^{10}	3×10^{-43}	2.3×10^{-41}	2.4×10^{-41}
10	236.6	71	10^9	3×10^{-44}	2.4×10^{-42}	2.4×10^{-42}
1	24.05	72	10^8	3×10^{-45}	2.4×10^{-43}	2.4×10^{-43}
0.1	2.444	73	10^7	3×10^{-46}	2.4×10^{-44}	2.5×10^{-44}

Tab1 : Résolution numérique de l'équation (50)

Il faut ensuite vérifier qu'une des solutions possibles soit cohérente avec nos connaissances actuelles au niveau de la valeur de l'énergie et de l'instant t_i . En rouge, on a la seule solution adéquate vis-à-vis des connaissances actuelles des 1ers instants de l'Univers. On notera quelle est doublement cohérente, ce qui rend cette solution vraiment consistante. En effet, premièrement, elle est en très bon accord avec les valeurs attendues d'énergie et de dates, car pour des énergies plus élevées ou moins élevées, les dates sont en désaccord avec les énergies attendues par la théorie. Et deuxièmement, la solution correspond en plus aux valeurs attendues d'énergie pour l'apparition possible de la gravitation (fig.4). Or notre solution correspond à l'émergence de la gravitation. Il est important de rappeler qu'à aucun moment, nous avons imposé une énergie ou une date pour cette solution. C'est d'ailleurs pour cela qu'on peut appliquer notre solution pour différentes valeurs d'énergie. Il est donc remarquable que la seule solution en accord avec nos connaissances soit celle de l'apparition de la gravitation et qui est celle que sous-entend notre solution. Cette cohérence est un point très fort de notre solution. À tel point qu'on pourrait dire que non seulement, cette solution confirme l'existence d'une inflation primordiale de l'univers mais peut-être encore plus l'hypothèse de l'existence de masses gravitationnelles négatives.

On peut calculer le rayon et la masse de la particule primordiale :

$$R_p = \left(\frac{3\sqrt{2}}{\pi} \right) \frac{G}{c^4} E = 10^{-35} m \quad (52)$$

$$|M_p| = \frac{E}{c^2} = \frac{10^9}{10^{17}} = 10^{-8} kg \quad (53)$$

Notre solution donne finalement pour la particule primordiale un rayon de l'ordre de la longueur de Planck et une masse de l'ordre de la masse de Planck, pour un début d'inflation de l'ordre du temps de Planck et une énergie de l'ordre de l'énergie de Planck.

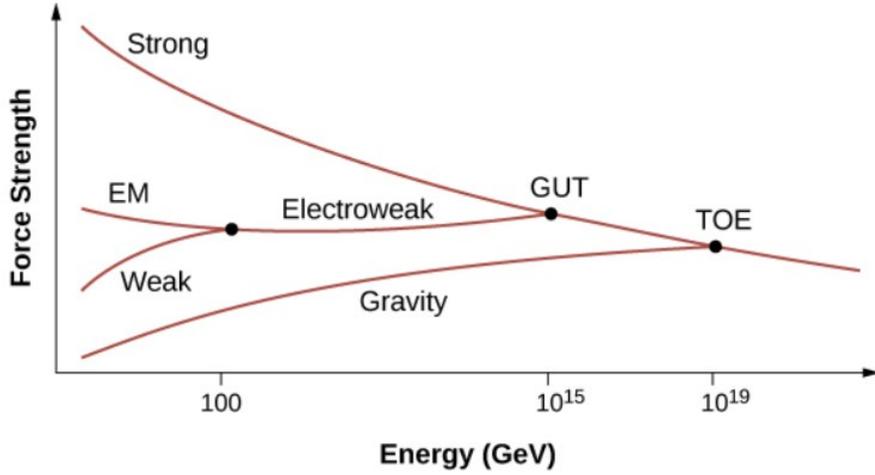


Fig.4 : Apparition des interactions en fonction de l'énergie. TOE (théorie du tout) est la théorie qui unifierait les 4 interactions. GUT (théorie de Grande Unification) est la théorie qui unifierait toutes les interactions sauf la gravitation. L'interaction gravitationnelle apparaîtrait pour $E \sim 10^9 \text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \sim 10^{19} \text{GeV}$ (Source : [jobilize](#))

3.14. Fin de l'inflation :

Au fur et à mesure que la pression de l'environnement et l'agitation thermique s'affaiblissent, les agglomérats de même signe croissent peu à peu en taille (l'agitation ne les cassent plus). Regardons comment évolue alors la force de répulsion au sein des paires d'agrégats lorsque le nombre de particules par agrégat augmente. Pour cela, prenons deux instants t_f^{--} et t_f^- qui précède t_f avec $t_f^{--} \lesssim t_f^- \lesssim t_f$. Le simple fait de passer d'un agrégat d'une particule, $m_a(t_i) = \pm |M_p|$ et $r_a(t_i) = R_p$, à un agrégat de 13 particules, $m_a(\sim t_f^{--}) = \pm |13M_p|$ et $r_a(\sim t_f^{--}) = 3R_p$ (Fig.2), multiplie par 20 la force de répulsion :

$$\|F\| \sim \frac{G|13M_{p1}||13M_{p2}|}{9R_p^2} \sim 20 \frac{GM_p^2}{R_p^2} \quad (54)$$

Ce passage de 1 particule à 13 particules correspond à ne laisser qu'un espacement de la taille d'une seule particule le long d'une dimension. Et avec un nouvel espacement de la taille de ces agrégats, à savoir de $r_a(\sim t_f^{--}) = 3R_p$ à $r_a(\sim t_f^-) = 9r_a$ (espacement de la taille d'un seul agrégat) avec un ensemble de 13 agrégats de 13 particules par agrégat, soit $13 \times 13 = 169$ particules, la répulsion est 350 fois plus forte :

$$\|F\| \sim \frac{G|169M_{p1}||169M_{p2}|}{81R_p^2} \sim 350 \frac{GM_p^2}{R_p^2} \quad (55)$$

Alors que le nuage initialement était en équilibre avec la pression de l'environnement et la force de répulsion entre paire de particule, il se retrouve assez brusquement en déséquilibre avec une force de répulsion qui croît exponentiellement ($\|F\| \sim \left(\frac{169}{9}\right)^J \|F_{initial}\|$ après J « espacements entiers »). Et comme on peut aussi s'y attendre, cette inflation par son côté explosif, a tout pour ne pas durer. En effet, avec une telle expansion les particules et leurs agrégats vont très vite ne plus être collés les unes aux autres. La force de répulsion va alors décroître car r_a va croître plus vite que les agrégations. Par exemple, il n'est même pas sûr qu'on ait le cas précédent des 350 fois la répulsion initiale car lorsqu'on atteindra $9r_a$ les agrégats n'auront peut-être pas eu le temps de se réarranger avec 13 agrégats voisins. L'expansion accélérée va très rapidement laisser place à une expansion qui va peu à peu ralentir.

3.15. Retour sur le paramètre de distance au sein d'une paire d'agrégats voisins de masses opposées $r_a(t)$ pendant la phase d'inflation :

Pour valider complètement notre solution, il nous reste encore à montrer que la condition de la relation (25) est bien vérifiée, i.e. $\vartheta \ll 1$. Pendant cette phase de slow-rolling, la densité reste relativement constante, ce qui contraint $r_a(t)$ à évoluer très peu. Mais en triplant voire nonuplant simplement la distance, cela enclenche l'expansion accélérée. C'est alors le début de la fin de l'inflation. Autrement dit notre solution implique qu'on a :

$$r_a(t_i) \sim R_p < r_a(t) < r_a(t_f) \sim 9R_p \quad (56)$$

Or on vient de calculer qu'on a : $t_i \sim 3 \times 10^{-44} s$ et $t_f \sim 3 \times 10^{-42} s$. On a alors avec $\hbar \sim 10^{-34}$ et $|M_p| \sim 10^{-8}$:

$$\tau_{i,r} \sim \frac{2\sqrt{2}\hbar}{\vartheta|M_p|c^2} \sim 3 \frac{10^{-43}}{\vartheta} \Rightarrow r_a(t_i) \sim R_p e^{t_i/\tau_{i,r}} \sim R_p e^{\vartheta 10^{-1}} \text{ et } r_a(t_f) \sim R_p e^{t_f/\tau_{i,r}} \sim R_p e^{\vartheta 10^1} \quad (57)$$

Notre solution implique que $e^{\vartheta 10^1} \sim 9$ et donc que $\vartheta \sim 2 \times 10^{-1} \ll 1$. La condition (25) est bien vérifiée.

Remarque : Inversement, on peut calculer une valeur maximale pour $r_a(t_f) \sim NR_p$, en prenant $\vartheta \sim 1$ (pour des valeurs plus grandes de ϑ , $r_a(t_i)$ deviendrait trop grand). On aurait alors $e^{10^1} \sim N \sim 20000$. Notre solution implique que l'expansion accélérée doit se produire pour $r_a(t_f) \ll 20000R_p$. Mais avec de telles agrégats, la force de répulsion serait sans commune mesure avec la force de répulsion initiale et donc avec la pression de l'environnement (qui diminue). Autrement dit, l'inflation se déclenche nécessairement bien avant cette taille, confirmant que, quel que soit la valeur exacte de ϑ , on a nécessairement $\vartheta \ll 1$.

4. DISCUSSION :

4.1. Après inflation, phase de reheating et période de radiation puis longue phase de ségrégation des masses gravitationnelles :

On peut imaginer ce qui se produit après cette phase d'inflation. L'expansion accélératrice aura été tellement puissante que l'attraction ne sera plus en mesure de faire grossir les agrégats suffisamment vite afin de maintenir les agrégats de masses opposés collés les uns aux autres. Les distances vont donc croître plus vite que les agrégats. La force de répulsion va alors diminuer. Des espaces vont se créer entre ses agrégats, provoquant non plus des roulements mais des chocs. On peut s'attendre à une phase de reheating, comme attendu par la théorie [12]. Et ce reheating par chocs doit s'accompagner d'un changement de nature de ce nuage. Une période de radiation doit en effet se mettre en place parallèlement à ces innombrables chocs, aussi comme attendu par la théorie [13]. Ces espaces vont aussi permettre un regroupement à très grande échelle des masses de mêmes signes, phase de ségrégation des masses qui devrait conduire à la formation d'immense zones de masses de mêmes signes dont une des zones sera notre Univers exclusivement de masses gravitationnelles positives. Univers dont les 1^{ers} voisins seraient alors des univers exclusivement de masses gravitationnelles négatives ([8], [6]). Ainsi ce nuage primordial aux particules de masses alternées aura évolué jusqu'à former un réseau d'univers de masses alternées. On sera passé de l'échelle des paires d'agrégat d'une particule à l'échelle des paires d'agrégats d'univers de 10^{80} particules (nombre estimé de particules dans notre Univers). La récente expansion accélérée pourrait alors s'expliquer par l'influence de ce voisinage d'univers de masses gravitationnelles négatives mais selon une autre particularité de l'interaction gravitationnelle définie par la Relativité Générale à l'origine de l'effet Lense-Thirring [8].

4.2. A propos de la Mécanique Quantique :

Un dernier fait est intéressant à soulever, notre explication ne fait pas intervenir la Mécanique Quantique (MQ), mais permet tout de même de trouver une solution aux valeurs cohérentes. Cela peut s'expliquer par le fait que l'on n'a regardé que le terme de 1er ordre qui s'avère être relativement stable en moyenne dû à l'équilibre extrêmement dynamique que génère ce mélange incessant pourtant fortement non linéaire. Mais on peut se demander si ce n'est pas le signe qu'il existe une interprétation (encore à définir) plus réaliste que celle qu'on connaît actuellement de la MQ. Cela pourrait confirmer que la MQ aborde des phénomènes hautement non linéaires qu'elle interprète avec des outils du linéaire (et donc pas adaptés au non linéaire), expliquant son interprétation quelquefois déstabilisante. Par exemple, l'absence d'une trajectoire classique dans ce nuage hautement dynamique peut s'interpréter comme le fait qu'à chaque instant la trajectoire est non dérivable, car soumis à d'innombrables changements de direction. A chaque instant, ce n'est pas qu'une seule modification de direction mais une multitude de changements que chaque particule subit. Cette multiplicité a un même instant pourrait fournir une interprétation d'une part au fait qu'en MQ il faille effectuer des sommes sur toutes les trajectoires possibles, mais d'autre part sur l'absence d'une trajectoire unique au profit d'une bande, d'un intervalle de présence non réductible à une ligne. Lorsque la MQ s'applique, les données physiques ne seraient plus réductibles à un point (clé de voûte de l'interprétation linéaire) mais réductible à des éléments « étendus » plus sophistiqués [14].

5. Conclusion :

Nous avons étudié l'hypothèse de l'existence de masses gravitationnelles négatives. Chacune de ces masses apparaît accompagnée d'une masse gravitationnelle positive, au moment où se réalise la transition de phase qui fait émerger l'interaction gravitationnelle à l'instant $t_i \sim 3 \times 10^{-44} s$. Chaque paire de particule de masses positive et négative donne naissance à une force gravitationnelle répulsive à l'équilibre avec la pression de l'environnement. L'environnement évoluant lentement (avant l'expansion accélérée), cette transition de phase permet à un vaste nuage de paires de particules de se mettre en place. Sa densité est maximale, c'est-à-dire que ses particules remplissent de manière compacte l'espace (selon la conjecture des empilements de Kepler). Il n'y a pas de chocs mais un infernal roulement de particules les unes sur les autres qui permet d'obtenir des conditions physiques d'une extrême homogénéité à l'échelle des paires de particules sur l'ensemble de ce nuage primordial. L'énergie potentielle y est très largement supérieure à l'énergie cinétique. A la faveur d'une lente baisse de la pression de l'environnement, la force de répulsion crée des espaces que l'attraction gravitationnelle va combler en agrégeant des masses de mêmes signes. Ces agrégats apparaissent de manière homogène sur tout le nuage et de manière symétrique et équilibrée entre masses gravitationnelles positives et négatives. Dès l'apparition d'agrégats d'une dizaine de particules de masses de même signe, la force de répulsion se met à croître de manière exponentielle, enclenchant une expansion accélérée. Cette expansion qui ne peut maintenir les agrégats collés les uns aux autres provoque la fin de la phase d'inflation (à $t_f \sim 2.4 \times 10^{-42} s$ et $N_{e_folds} = 71$) pour laisser place à une phase de reheating avec d'innombrables chocs menant à une période de radiation. Parallèlement, une phase de ségrégation des masses gravitationnelles va produire le rassemblement à très grande échelle de vastes zones alternativement de masses positives (tel que notre Univers) et de masses négatives (des anti-univers), expliquant ainsi l'absence à la fois d'antimatière et de masse gravitationnelle négatives dans notre Univers. On peut ajouter que dans ce cadre théorique, l'antimatière est nécessairement de masse gravitationnelle négative. Ce réseau d'univers et d'anti-univers permettrait aussi d'expliquer la récente accélération de l'expansion de notre Univers par l'effet Lense-Thirring des anti-univers voisins (effet de la 2^{nde} composante de l'interaction gravitationnelle de la Relativité Générale linéarisée similaire au champ magnétique en Electromagnétisme). Autrement dit, dans ce

cadre théorique, l'énergie noire est toujours due aux masses gravitationnelles négatives mais apparaît sous deux aspects différents. L'énergie noire qui génère l'inflation primordiale est issue de la 1^{ère} composante de l'interaction gravitationnelle qui s'exerce à courte distance (au sein des paires primordiales de particule-antiparticule). L'énergie noire qui génère l'accélération récente de l'expansion est issue de la 2^{nde} composante de l'interaction gravitationnelle qui s'exerce à grande distance entre univers et anti-univers voisins. Notons enfin que l'étonnante adéquation de cette solution avec ce qui est attendu et requis par la théorie de l'inflation apparaît comme un indice fort du bien-fondé de ces deux hypothèses d'inflation primordiale et de masse gravitationnelle négative.

Data Availability

There are no new data associated with this article.

REFERENCES

- [1] Guth, A. H., (1981) The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems, *Phys. Rev. D* 23 (1981), 347-356. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.347>
- [2] Linde, A. D., (1982) A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems, *Phys. Lett. B* 108, 389-393. [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)91219-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)91219-9)
- [3] Riess, A. G., *et al.* (1998) Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant, *AJ* 116 1009 <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/300499>
- [4] Perlmutter, S., *et al.* (1999) Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae, *Astrophys. J.* 517, 565-586. <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/307221>
- [5] Le Corre, S., (2018) About the Negative Gravitational Mass. *OALib Journal, Open Access Library* 2018, 05 (01), pp.1 - 20. [10.4236/oalib.1104312](https://doi.org/10.4236/oalib.1104312) (hal-01782603)
- [6] Le Corre, S., (2020) Negative Gravitational Mass: An Ideal Solution for Cosmology. *OALib Journal, Open Access Library* 2020, 07 (02), pp.1-24. [10.4236/oalib.1106070](https://doi.org/10.4236/oalib.1106070) (hal-02472140)
- [7] Le Corre, S., (2021) Recent Cosmological Anisotropy Explained by Dark Energy as Universes of Negative Gravitational Mass. *OALib Journal, Open Access Library* 2021, 08 (06), pp.1-12. [10.4236/oalib.1107587](https://doi.org/10.4236/oalib.1107587) (hal-03270608)
- [8] Le Corre, S., (2015) Dark Energy, A New Proof of the Predictive Power of General Relativity. HAL. <https://hal-ens-lyon.archives-ouvertes.fr/ensl-01122689>
- [9] Buchbinder, I. L., Odintsov, S. D., (1985) Effective Potential and Phase Transitions Induced by Curvature in Gauge Theories in Curved Space-time, *Class. Quantum Grav.* 2 721. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0264-9381/2/5/014>
- [10] Hobson, M., *et al.* (2006) *General Relativity*. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511790904>
- [11] Carroll, B. W., Ostlie, D. A., (2017) *An Introduction to Modern Astrophysics* (2nd ed.), Cambridge: Cambridge University Press. [doi:10.1017/9781108380980](https://doi.org/10.1017/9781108380980)
- [12] Kripfganz, J., Ilgenfritz, E. M., (1986) Reheating after inflation, *Class. Quantum Grav.* 3 811. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0264-9381/3/5/011>
- [13] Mukhanov, V., (2005) *Physical Foundations of Cosmology*, Cambridge: Cambridge University Press. [doi:10.1017/CBO9780511790553](https://doi.org/10.1017/CBO9780511790553)

[14] Le Corre, S., (2020) Study about Non-Linear Structures. OALib Journal, Open Access Library 2020, 07 (10), pp.1-40. ([10.4236/oalib.1106726](https://doi.org/10.4236/oalib.1106726)). (hal-02985130)