Variations sur le néant

L'Univers, tout enfant le sait [10], est en expansion.

Tout lecteur assidu des revues de vulgarisation scientifique sait que les premiers instants de l'Univers ont été accompagnés d'une inflation.

Mon encyclopédie Larousse, qui date d'un certain nombre d'années, indique qu'un des sens du mot expansion est "tendance à s'agrandir", tandis que l'inflation veut dire "augmentation excessive" (dont l'exemple cité est "inflation des fonctionnaires").

Et l'Univers, selon le même dictionnaire, est "l'ensemble de tout ce qui existe".

Mais comment, dirait-on naïvement, l'Univers qui comprend tout, peut-il s'agrandir, et cela excessivement? Voilà des notions qui auraient déclenché des disputations savantes et subtiles chez les philosophes médiévaux.

Le néant en fuite

En toute rigueur, et contrairement à ce que sait tout enfant, nous ne *savons* pas que l'Univers est en expansion. Résumant brutalement la question, nous observons que les raies spectrales des galaxies lointaines sont décalées vers le rouge. Pour les galaxies dont les distances sont mesurables ce décalage est fonction croissante de la distance ; il est fonction décroissante de la brillance pour les autres, et tout cela quelle que soit la direction de la galaxie.

Le décalage des raies spectrales est communément interprété comme un effet de vitesse, donc pour les galaxies une vitesse de récession par rapport à nous (mais selon quelques "hérétiques", cette interprétation est fausse ou incomplète pour le cas cosmique [2]). Depuis Copernic le scientifique a horreur du géocentrisme : la fuite des galaxies n'est considérée donc que comme un effet géométrique, dû au changement global de l'échelle spatiale du système des galaxies. Nous concevons l'Univers un peu à la manière de ces villes françaises où l'on voit de quelque endroit que l'on regarde un panneau "Toutes Directions" : de tout point de l'Univers on doit voir une fuite "toutes directions".

Dans cet esprit, nous écrivons la distance entre deux galaxies 1, 2 sous la forme $r_{12}a\,(t)$, où r_{12} est une constante pour une paire de galaxies données, et a (t) est une fonction de temps t, supposée être la même pour toutes les galaxies ; a (t) est un facteur d'échelle qui traduit "l'expansion de l'Univers". Avec cette description, "la vitesse de récession des galaxies" est proportionnelle à leur séparation, loi qui est (approximativement) vérifiée et porte le nom de "loi de Hubble" ; la constante, qu'on peut écrire sous la forme $\dot{a}/a$, s'appelle la constante de Hubble H, et sa valeur, après près de soixante ans de travaux, n'est connue qu'à un facteur deux près.

L'isotropie apparente de la valeur de a (t) suggère que "l'expansion de l'Univers" est isotrope. Le "début de l'Univers", le "Big Bang" selon la terminologie populaire, correspond à une valeur nulle (ou presque) de a.

Une deuxième information sur l'Univers vient du rayonnement du fond du ciel, découvert par Penzias et Wilson en 1965, rayonnement dont la distribution spectrale suit étonnamment bien celle d'un corps noir, comme l'a montré de façon si convaincante le satellite COBE, lancé à la fin de 1990 [13] ; la température de ce rayonnement est de $2{\cdot}73 \pm 0.06$ K, et à la précision des mesures (maintenant très bonne) il est parfaitement isotrope et homogène ($\Delta T/T < 3 \times 10^{-5}$ sur des échelles angulaires allant de 90 degrés à quelques minutes).

Le facteur d'échelle a s'applique à toute distance, et non seulement à la distance entre les galaxies ; il matérialise une sorte de déformation élastique, dont les galaxies ne sont qu'un témoin, du système de coordonnées entier de l'Univers. Une longueur d'onde est donc aussi proportionnelle à a, d'où l'on conclut que la température du fond du ciel T_r est une fonction de temps :

$$T_r \propto 1/a\,(t) \qquad (1)$$

La température de la matière est aussi une fonction de temps. Imaginons un volume dans l'espace : à mesure que a augmente, ce volume augmente aussi, proportionnellement à a^3. Cette augmentation est adiabatique, dans le sens que les volumes contigus se comportent de façon identique et donc il ne peut pas y avoir d'échange de chaleur entre eux ; d'ailleurs, comme l'Univers est "l'ensemble de tout ce qui existe" il ne peut pas y avoir d'échange de chaleur avec un quelconque "extérieur", car il n'y en a pas (sauf éventuellement, comme nous le verrons, dans un certain sens quantique, assez peu clair). Or, pour un système adiabatique d'énergie E, pression P et volume V :

$$dE = -PdV \qquad (2)$$

d'où l'on montre sans grand effort (mais les paresseux peuvent consulter [7]) pour la température de la matière T_m :

$$T_m \propto 1/a^2 \qquad (3)$$

De façon plus générale, la loi de l'équation n° (1) s'applique aux milieux relativistes, tandis que la loi n° (3) s'applique aux milieux non-relativistes.

L'Univers actuel semble être transparent à grande échelle. Aux époques reculées, le facteur d'échelle était plus petit, la densité de la matière plus grande et les températures plus élevées ; quand la température était telle que la matière était ionisée, l'interaction avec le rayonnement a dû être très importante, rendant l'Univers opaque, et ainsi étaient imprimés sur le rayonnement du fond du ciel son spectre de corps noir et sa distribution spatiale. Le rayonnement du fond du ciel étant aujourd'hui isotrope, on conclut que la distribution de la matière l'était aussi à l'époque où l'Univers fut opaque.

Cela pose un problème immédiat : la distribution de la matière est loin d'être homogène — les étoiles sont groupées en galaxies et les galaxies sont organisées en structures de taille dont on ne connaît pas la limite : elle s'agrandit avec la puissance de nos méthodes d'observation [9].

Il est néanmoins usuel de considérer que l'Univers est fondamentalement isotrope et homogène à grande échelle — cela est plus "copernicien" et surtout plus commode, et s'accorde avec l'isotropie du rayonnement du fond du ciel interprété comme un rayonnement fossile venu de "la nuit des temps". La création des grandes structures est reléguée ainsi à un quelconque mécanisme d'amplification d'une turbulence primordiale : le problème n'est pas résolu pour autant, mais en introduisant un chapitre supplémentaire dans la description de la nature, une sorte "d'épicycle" en plus, les phénomènes deviennent potentiellement plus maniables.

Une troisième information capitale vient des concentrations des éléments hélium, deutérium et (éventuellement) lithium, relatives à celle de l'hydrogène ; elles correspondent aux processus de nucléosynthèse qui auraient dû avoir lieu au cours des premières minutes de l'Univers. En effet, compte tenu de l'énergie de liaison des noyaux atomiques, aucun ne peut survivre en tant que tel sous les conditions initiales qui ont suivi le Big Bang. Selon une physique maintenant pas trop mal maîtrisée, vers une température de 10^{11} K le milieu cosmique a dû être essentiellement un plasma composé de protons, électrons, neutrons et neutrinos, dans un champ de rayonnement très intense, interagissant selon le schéma :

$$p + e^- \rightleftharpoons n + \nu$$

$$p + \bar{\nu} \rightleftharpoons n + e^+$$

Le proton étant moins massif que le neutron, le point d'équilibre de ces réactions couplées correspond à un excès croissant de protons par rapport aux neutrons à mesure que l'Univers primitif évolue et sa température baisse ; par ailleurs, le taux de ces réactions varie comme une puissance élevée de la température, et donc il arrive inéluctablement un moment où la concentration relative de protons et de neutrons se fige. Cette mixture sert ensuite à la création de noyaux les plus élémentaires contenant des neutrons. Bien sûr, le processus de nucléosynthèse doit se terminer avant que les neutrons ne se désintègrent... donc avant que l'âge de l'Univers n'atteigne une dizaine de minutes. Le domaine énergétique où se déroule la nucléosynthèse primordiale est assez bien exploré au laboratoire ; la concentration relative des éléments légers constitue donc une sonde importante des conditions cosmiques primitives.

Évolution dynamique du néant

Le facteur d'échelle a est fonction de temps et s'applique à l'Univers dans son ensemble : en toute rigueur, son évolution ne peut être décrite qu'à l'aide des équations de la relativité générale. Il existe néanmoins des analogies physiques avec la description newtonienne, ce qui autorise une approche plus compréhensible [11] ; les résultats sont sensiblement les mêmes pour ce qui nous concerne ici.

Remplaçons notre univers, avec sa distribution compliquée de galaxies, par un autre, uniformément rempli de matière granuleuse qui n'exerce aucune pression. Étudions une sphère de rayon $R(t) = a(t)r$; la sphère, partageant l'expansion de l'Univers, s'étale de sorte que la vitesse v augmente linéairement du centre vers le bord. Maintenant oublions le reste de l'Univers ; dans un cadre newtonien nous pouvons isoler une sphère de la matière environnante, car la force gravitationnelle à l'intérieur d'une masse homogène et sphérique disparaît (un théorème analogue existe en relativité générale).

L'énergie cinétique E_{cin} de la matière dans la sphère est donnée par :

$$E_{cin} = 2\pi \int drr^2 \varrho v^2(r) = 3M\dot{a}^2 r^2/10$$

où M est la masse de la sphère et ϱ la densité de la matière qu'elle contient.

L'énergie potentielle E_{pot} est donnée par :

$$\begin{aligned} E_{pot} &= 4\pi \int drr^2 \varrho\phi(r) \\ &= -4\pi G\varrho M a^2 r^2/5 \end{aligned}$$

où ϕ est le potentiel gravitationnel newtonien, qui disparaît loin de la sphère.

L'étalement de la sphère conserve son énergie totale E_{tot} ; on a alors :

$$\begin{aligned} \dot{a}^2 &= \frac{8\pi}{3} G\varrho a^2 + \frac{E_{tot}}{M} \\ &= \frac{8\pi}{3} G\varrho a^2 + E \qquad (4) \end{aligned}$$

où E représente l'énergie totale par unité de masse.

Au cours de son expansion, la masse de la sphère ne change pas, et donc :

$$\dot{\varrho} = -3\varrho\dot{a}/a \qquad (5)$$

A l'aide de ces deux équations, nous obtenons sans difficulté :

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi}{3} G\varrho a \qquad (6)$$

Admettons maintenant qu'il y a aussi un champ de pression P. L'expansion est adiabatique : le travail de la pression, l'équation n° (2), correspond via la relativité restreinte à une perte de masse PdV/c^2 car le travail ne s'exerce sur rien (il n'y a aucune paroi) : cela se traduit par une modification de l'équation n° (5) :

$$\dot{\varrho} = -3(\varrho + P/c^2)\frac{\dot{a}}{a} \qquad (7)$$

et donc de l'équation (6) :

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi}{3} G(\varrho + 3P/c^2)\, a \qquad (8)$$

Nous ne savons pas *a priori* quelle est l'énergie par unité de masse E de l'Univers ; selon son signe on distingue trois familles de solutions des équations (4) et (6) :

1. $E > 0$: le facteur d'échelle augmente indéfiniment et même après un temps infiniment grand sa première dérivée reste non-nulle — on qualifie cette solution de "ouverte".
2. $E = 0$: le facteur d'échelle augmente, mais après un temps infini sa première dérivé s'annule — c'est la solution "critique".
3. $E < 0$: le facteur d'échelle atteint une valeur maximale après un temps fini, après quoi il diminue — cette solution est "fermée".

En bref, l'étalement de l'Univers correspond au comportement d'une fusée lancée de la surface d'un corps isolé : avec suffisamment d'énergie, elle s'échappe sur une trajectoire hyperbolique, si l'énergie est trop faible elle retombe, et quand son énergie cinétique est égale à l'énergie potentielle, elle a tout juste ce qu'il faut pour s'éloigner jusqu'à l'infini et y arriver au repos.

Quand la pression est positive (le cas le plus habituel), l'accélération $\ddot{a}$ reste négative, et le caractère général des solutions des équations de mouvement ne change pas — d'ailleurs à l'époque actuelle la pression cinétique est effectivement négligeable ; le cas où la pression peut prendre des valeurs négatives ne relève pas d'une simple curiosité malsaine — nous verrons son importance capitale dans la suite.

Il est peut-être utile de souligner que la relativité générale restaure ces équations, avec toutefois une autre signification pour la quantité E (voir [14] et [19] pour des détails plus amples). La gravité ayant été éliminée comme une force, E, convenablement normalisée, apparaît sous la forme d'une courbure de l'espace tridimensionnelle. $E = 0$ correspond au cas où les règles de la géométrie euclidienne s'appliquent, et un univers vérifiant cette condition est souvent qualifié de "plat" (bien qu'il ait toutes ses dimensions habituelles). Il suffit de garder cette interprétation à l'esprit ; on n'en aura pas besoin directement ici. Remarquons aussi que la densité ϱ est la densité de masse-énergie en unités de masse.

L'univers critique (ou plat), avec donc $E = 0$, est particulièrement intéressant, et plus élémentaire à manipuler ; pour que l'énergie cinétique et l'énergie potentielle se compensent, l'Univers doit avoir la densité ϱ_{crit} :

$$\begin{aligned} \varrho_{crit} &= \frac{3}{8\pi G}\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \\ &= 3H^2/8\pi G \qquad (9) \end{aligned}$$

H étant la constante de Hubble, définie par $\dot{a}/a$. La valeur de H est une grandeur empirique ; elle est mal connue car même si une vitesse de récession est mesurable avec grande précision à l'aide de l'effet Doppler, l'échelle de distances extragalactiques est toujours un sujet de débat considérable. Actuellement :

$$\approx 1{\cdot}7 \times 10^{-18} < H < \approx 2{\cdot}4 \times 10^{-18}\,\mathrm{s}$$

ce qui correspond à :

$$\approx 5 \times 10^{-27} < \varrho_{crit} < \approx 10^{-26}\,\mathrm{kg/m^3}$$

Pour le cas critique, il est facile d'intégrer l'équation n° (4) :

$$a \propto \begin{cases} t^{1/2} & \text{si la masse-énergie de l'Univers est dominée par le rayonnement (plus généralement par les particules relativistes)} \\ t^{2/3} & \text{si elle est dominée par la matière non relativiste.} \end{cases} \qquad (10)$$

et donc de trouver le temps écoulé t_H depuis le début de l'expansion ("l'âge de l'Univers") :

$$t_H \approx 1/H \approx 5\times10^{17}\,s$$

Ainsi, l'Univers "existe" depuis une dizaine de milliards d'années.

Cela détermine, par l'intermédiaire de la vitesse de la lumière, la distance R_H des objets les plus éloignés que l'on puisse théoriquement observer ("l'horizon", selon la terminologie consacrée) :

$$R_H \approx t_H c \approx 10^{28}\,cm$$

R_H représente la limite aux liaisons causales possibles.

Si l'on connaissait bien la valeur de H et la densité moyenne ϱ du Cosmos, on pourrait savoir dans quel type d'Univers on se trouve :

- $\Omega \equiv \varrho/\varrho_{crit} < 1$ pour un univers "ouvert".
- $\Omega \equiv \varrho/\varrho_{crit} = 1$ pour un univers "critique" (ou "plat").
- $\Omega \equiv \varrho/\varrho_{crit} > 1$ pour un univers "fermé".

Le poids du néant

La masse d'un astre ne peut être bien connue que par la déviation qu'il induit dans la trajectoire d'un autre corps ou de la lumière. Cette dernière méthode, quoique prometteuse, a pour le moment un champ d'application assez limité ; la première, en principe parfaitement générale, rencontre des problèmes pratiques importants dans le cas des galaxies et de systèmes de galaxies car nous ne pouvons pas mesurer toutes les composantes du mouvement, et l'échelle de distances est mal connue. Enfin, on peut aussi estimer la masse d'une galaxie en "comptant" ses étoiles (ou plutôt en mesurant son éclat intégré, ce qui revient en principe au même) car les masses stellaires et leur distributions sont censées être bien connues.

Très curieusement, on trouve que les masses des galaxies et de groupes de galaxies déterminées à partir de leur matière lumineuse sont plus petites d'environ un ordre de grandeur que les valeurs issues des analyses dynamiques.

Témoin que les deux méthodes ne mesurent pas la même chose [16] ? Preuve qu'une au moins des méthodes est entachée d'une subtile erreur? Qui sait ; la première des solutions est la plus en vogue pour des raisons qui apparaîtront dans la suite, mais cela entraînerait la conclusion que l'Univers est surtout composé d'une matière "sombre" qui ne se manifeste à grande échelle que par son attraction gravitationnelle et qui jusqu'à présent a réussi à échapper à nos divers détecteurs.

Quoi qu'il en soit, la densité moyenne de l'Univers se trouve dans une gamme $\approx 0{\cdot}01\varrho_{crit} \rightarrow \approx 10\varrho_{crit}$, la limite inférieure ayant été obtenue en arrondissant vers le bas les déterminations par la matière lumineuse, et la limite supérieure en arrondissant vers le haut les déterminations dynamiques.

Cette incertitude de la densité cosmique peut paraître énorme au physicien habitué au travail précis du laboratoire expérimental, et il pourrait se demander à juste titre comment exploiter une donnée aussi mal connue.

Revenons à l'équation évolutive n° (4), divisons-la par $\dot{a}^2$ et réarrangeons les termes ; nous obtenons :

$$\frac{E}{\dot{a}^2} = 1 - \frac{\varrho}{\varrho_{crit}} = 1 - \Omega \qquad (11)$$

Donc, à deux instants 1 et 2 :

$$\frac{\dot{a}_2^2}{\dot{a}_1^2} = \frac{1-\Omega_1}{1-\Omega_2} \qquad (12)$$

Or, l'Univers décélère avec le temps ; on conclut que quelle que soit la valeur de $1-\Omega$ aujourd'hui elle aurait dû être plus petite à des époques antérieures. Donc, si la densité de l'Univers contemporain n'est pas trop loin d'être critique, elle aurait été très proche de la valeur critique dans le passé. A titre indicatif, prenons la loi d'évolution non-relativiste de l'équation (10) pour un univers dominé par la matière ; après substitution dans l'équation n° (12), on trouve :

$$1-\Omega_1 \approx \frac{t_1^{2/3}}{10^{12}}(1-\Omega_2) \qquad (13)$$

Ici, l'indice 2 se rapporte à l'époque actuelle, et l'indice 1 à une époque antérieure.

Pour deux époques dominées par la matière relativiste :

$$1-\Omega_1 \approx \frac{t_1}{t_2}(1-\Omega_2) \qquad (14)$$

Mais avant d'utiliser ces expressions, jusqu'à quelle époque peut-on plausiblement "reculer" la machine cosmique?

Le succès des prévisions de la nucléosynthèse primordiale suggère que notre description de la physique n'a pas d'erreur fondamentale déjà à l'époque où le milieu cosmique avait une énergie aux environs de l'énergie de liaison nucléaire, c'est-à-dire, une énergie de l'ordre de 1 MeV, ce qui correspond aux températures de 10^{10} K, à un âge de quelques secondes (calculé à l'aide des équations (1) et (10)). La nucléosynthèse dépend aussi dans une certaine mesure du nombre de types de neutrinos, et le meilleur accord s'obtient pour trois ; cette valeur a été confirmée avec grande précision au CERN, lors de la mise en évidence de la particule Z_0, particule prédite par la théorie électro-faible qui fournit une description unifiée de la force électromagnétique et de la force faible qui régit certaines désintégrations nucléaires (et notamment celles qui influent sur la nucléosynthèse primordiale). On prévoit que les deux forces deviennent identiques à une énergie aux alentours de 10^3 GeV, c'est-à-dire à une température de $\approx 10^{15}$ K, quand l'Univers avait un âge de $\approx 10^{-12}$ s ; il y a donc de bonnes chances que notre conception des processus cosmiques soit valable jusque-là.

La théorie électro-faible peut être considérée comme une partie raisonnablement bien établie d'une théorie plus complète, qui mettrait dans un cadre commun la force électro-faible et la force forte ; cette théorie [6], appelée "Théorie Grand Unifiée" (avec l'acronyme GUT d'après la terminologie anglaise) prévoit que toutes les forces à l'exception de la gravitation se confondent vers 10^{15} GeV, soit à une température d'environ 10^{28} K, donc quand l'Univers avait plus ou moins 10^{-38} s ; la théorie ne prévoit aucune surprise (mais pourrait-il y en être autrement?) entre 10^3 et 10^{15} GeV, ce qui implique que notre description cosmologique pourrait rester valable jusqu'à ce régime.

Que l'on sache aujourd'hui, les constituants fondamentaux de la matière, les quarks et les leptons, sont essentiellement ponctuels, et donc la notion physique essentielle à notre description d'un univers en expansion — un "gaz raréfié" — ne devrait pas subir trop de modifications même au-delà de 10^{15} GeV.

Même en admettant cette extrapolation énorme des conditions réellement étudiées au laboratoire, il serait vraiment surprenant que les règles du jeu ne changent pas quand les effets de la quantification entrent en compétition directe avec la gravitation, car on ne dispose d'aucune théorie viable qui unifierait la physique quantique avec la relativité générale. On peut tout juste établir une borne à la physique actuelle en se rappelant que dans le contexte de la mécanique quantique, le vide, ce que mon dictionnaire appelle pudiquement "espace sans matière", n'est pas vide car il est le siège de création et de destruction de particules. Ces particules sont virtuelles au sens que nous ne pouvons pas les isoler individuellement sans apport d'énergie, mais leurs effets sur les phénomènes physiques sont très réels, comme nous le savons au niveau atomique par l'effet Lamb, et au niveau macroscopique par l'effet Casimir.

L'influence des fluctuations quantiques du vide est normalement analysée à l'aide de la théorie des champs, mais le principe d'incertitude suffit pour apprécier la nature du problème qu'elles posent. En effet, une particule de masse m équivalente à une énergie mc^2 peut apparaître spontanément pour une durée Δt :

$$(mc^2)\ \Delta t \approx \hbar$$

Comme sa vitesse ne peut pas dépasser c, le volume qu'elle occupe provisoirement ne dépasse pas $\approx (c\Delta t)^3 \approx (\hbar / mc)^3$. En admettant donc une limite supérieure m_{max} à la masse des particules que le vide peut générer, on conclut qu'il contient une densité de matière $\approx m_{max} / (\hbar / m_{max} c)^3 = m_{max}^4 c^3 / \hbar^3$, ce qui est équivalent à une densité d'énergie de masse ε_m :

$$\varepsilon_m \approx m_{max}^4 c^5 / \hbar^3 \qquad (15)$$

Par ailleurs, les particules virtuelles interagissent via leur gravité; le vide contribue donc aussi à une densité d'énergie gravitationnelle ε_G :

$$\varepsilon G \approx G m_{max}^2 / (c\Delta t)^4 = G m_{max}^6 c^4 / \hbar^4 \quad (16)$$

Soulignons en passant que les fluctuations quantiques du vide restituent sous une forme inattendue l'**horror vacui** de l'antiquité grecque. La version ancienne assurait la transmission de force à distance, expliquant de nombreux phénomènes allant de la rotation des sphères cristallines planétaires jusqu'au flux sanguin dans le corps. La nôtre, par contre, ne sert à rien du tout : *l'horror vacui* quantique ne peut nullement être exploité par nous à des fins motrices car il constitue en fait une redéfinition du vide comme l'état énergétique le plus bas que puisse atteindre l'espace. La loi de la conservation d'énergie n'est pas contredite : pour utiliser l'énergie du vide il faudrait pouvoir accéder à un niveau d'énergie encore plus bas... et il n'y en a pas, car les fluctuations quantiques sont omniprésentes.

Un ensemble d'électrons confinés constitue une analogie bien connue à cette situation apparemment paradoxale : par aucun moyen on ne peut annuler leur énergie totale, car les fermions ne peuvent pas occuper simultanément le même état. A l'ensemble est associé une énergie irréductible, l'énergie de Fermi, dont la valeur peut être estimée à l'aide du principe d'incertitude [5]; de façon semblable, le vide est associé à une énergie irréductible, sans contredire aucune loi.

Mais si l'énergie du vide ne sert à rien, elle peut tout de même être nuisible, comme nous le verrons dans la section suivante. Pour l'instant, remarquons seulement que la densité d'énergie gravitationnelle du vide est très inférieure à la densité massique pour toutes les particules connues; quand elles deviennent comparables, les fluctuations spontanées du vide créent une compétition directe entre la gravitation et la mécanique quantique, et il faudrait une théorie de relativité générale correctement quantifiée pour traiter ce cas. La masse pour laquelle les deux énergies s'égalisent, appelée la masse de Planck m_p, est donnée par :

$$m_P = \sqrt{\hbar c / G} \approx 10^{-5}\ g \qquad (17)$$

Il n'est pas sans intérêt de noter que la masse de Planck est aussi celle dont la longueur de Compton est égale à la circonférence d'un trou noir de la même masse... mais cela est une autre histoire.

Le temps Δt et la distance $c\Delta t$ associés à cette masse sont appelés respectivement le temps t_P et la longueur l_P de Planck :

$$l_P = \sqrt{G\hbar / c^3} \approx 10^{-33}\ cm$$

$$t_P = \sqrt{G\hbar / c^5} \approx 10^{-44}\ s$$

La longueur, la masse et le temps de Planck constituent donc les bornes d'application plausible de la physique ordinaire.

On peut traduire ces grandeurs aussi en densité ϱ_P et température T_P équivalentes à l'époque de Planck :

$$\varrho_P \approx m_P / l_P^3 \approx 10^{94}\ g/cm^3 \qquad (18)$$

$$T_P \approx m_P c^2 / K \approx 10^{32}\ K \qquad (19)$$

Prenons maintenant la limite supérieure pour la densité actuelle de l'Univers; on s'aperçoit rapidement en jouant avec les expressions n° (13) et (14) que :

- à l'époque de la nucléosynthèse, la densité de l'Univers n'était différente de la valeur critique qu'à la neuvième décimale;
- à l'époque de l'unification de toutes les forces, cette différence se situait au-delà de la cinquantième décimale;
- si l'on poursuit courageusement le raisonnement jusqu'à l'époque de Planck, les deux grandeurs se ressemblaient jusqu'à une soixantaine de décimales.

A priori aucune valeur particulière de la densité ne s'impose; Ω aurait pu être $1 + 10^{-50}$ à l'époque de la Grande Unification ou $1 + 10^{-9}$ pendant la nucléosynthèse primordiale sans contredire aucune loi fondamentale. Cependant, qu'on s'en rende compte ou non, nous sommes imbibés de l'héritage de Pythagore; un résultat tel que 1 paraît (à tort ou à raison) bien plus "naturel" que $1 + 10^{-9}$ (sans parler de $1 + 10^{-50}$). Le fait que les mesures actuelles de la densité de l'Univers impliquent qu'aux époques très reculées la densité s'écartait de la densité critique d'une quantité infime souffle insidieusement l'idée qu'au moment du Big Bang, l'Univers avait été à l'état exactement critique; mais dans ce cas il le serait aujourd'hui et on est contraint de conclure que la matière lumineuse ne représenterait qu'une petite fraction de l'ensemble (ou, bien sûr, que notre manière de remonter à la masse à partir d'une mesure de brillance contient une erreur fatale).

On peut aussi voir cette conclusion sous un autre aspect instructif : si à, disons, l'époque de la Grande Unification, la densité avait été, ne serait-ce que deux fois la densité critique, l'Univers se serait contracté à sa singularité initiale en un temps $< 10^{-37}$ s, et, si sa densité avait été la moitié, la densité actuelle aurait été négligeable.

Voilà une merveilleuse façon de "lisser" des données qui semblaient être trop bruitées pour être exploitables et d'en extraire de l'information; mais encore faut-il identifier cette matière "cachée", si matière cachée il y a, car presque rien ne nous guide quant à sa nature : petits astres sombres? objets super-massifs invisibles? particules exotiques? la pêche est ouverte depuis quelque temps (voir par exemple [3] et [1]), mais les poissons ne mordent pas bien.

Le néant numérologique

Un univers critique a un attrait intellectuel indéniable : aucune énergie ne semble requise pour sa création. En plus, rien ne suggère que le moment cinétique de l'Univers ou sa charge électrique totale soient différentes de zéro, et le phénomène d'expansion laisse penser à un début où l'espace même n'existait pas sous une forme reconnaissable par un physicien d'aujourd'hui.

Un début donc sans espace, sans énergie, sans matière, sans charge électrique et sans spin... sous cet aspect l'Univers serait une splendide variation sur un thème de rien du tout [15].

Mais il y a rien et rien ; le néant d'où serait issu l'Univers n'était peut-être pas le néant de tous les jours.

La première indication concernant ce néant vient de l'isotropie de l'Univers. Si l'on admet (le nier reviendrait à rejeter l'origine cosmologique du rayonnement du fond du ciel et refuser d'accepter que le décalage spectral des galaxies témoigne de l'expansion de l'Univers), on s'aperçoit rapidement que l'isotropie pose un problème épineux.

L'horizon cosmologique d'aujourd'hui s'étend sur une distance de l'ordre de 10^{28} cm ; comme le rayonnement du fond du ciel, à sa température de 2.7 K est uniforme dans toutes les directions et l'Univers est transparent, les conditions physiques des régions séparées de $\approx 10^{28}$ cm doivent être identiques et on peut supposer que ces régions ont été en contact causal. A l'époque de la Grande Unification par exemple, quand l'Univers avait 10^{28} K, ces régions auraient été séparées de $10^{28}\ (2.7 / 10^{-28}) \approx$ quelques cm. A l'époque de Planck, une région ayant la longueur de Planck aurait dû être effectivement isotrope et homogène car toute la région était en contact causal ; elle se serait gonflée jusqu'à la taille de $10^{-33}\ (10^{32} / 10^{28}) \approx 10^{-29}$ cm à l'époque de la Grande Unification, ce qui est, il faut l'admettre, bien inférieur aux quelques centimètres de l'estimation précédente. Dans ce schéma, il n'y a aucune possibilité "naturelle" d'homogénéiser l'Univers sur l'échelle qu'il occupait à l'époque de la Grande Unification (ou n'importe quelle autre époque embryonnaire) et donc sur l'échelle que nous observons aujourd'hui ; il faut supposer que toutes les régions contiguës de la taille de la longueur de Planck qui composaient l'Univers primitif étaient créées avec des conditions identiques — avec cette interprétation l'Univers est isotrope car il avait été créé ainsi. Cela ne contredit aucune loi, mais ne satisfait pas tout le monde pour autant.

Ce contraste entre la taille que l'Univers actuel occupait à une époque reculée, et l'étendue possible de son horizon à la même époque après une expansion décélérée du type (6) à partir de la longueur de Planck, est à l'origine de plusieurs problèmes, dont celui des monopoles magnétiques est un exemple type.

Plusieurs variantes des Théories Grand Unifiées prévoient l'existence de monopoles magnétiques. On peut plausiblement supposer qu'à l'époque de la Grande Unification, il y avait à l'intérieur de l'horizon issu de la longueur de Planck au moins 1 monopole ; notre Univers, 30 ordres de grandeur plus grand à la même époque correspondait donc à 10^{90} fluctuations contiguës et contiendrait alors au moins 10^{90} monopoles, qui seraient distribués à l'heure actuelle avec une densité d'au moins 10^{6} cm^{-3} car aucun mécanisme de destruction n'est envisagé. En dépit des recherches, on n'en a pas encore observé un seul ; pire encore, si comme le suggèrent les théories, leur masse atteint 10^{16} fois celle d'un baryon, la densité de l'Univers serait une vingtaine d'ordres de grandeur supérieure à la densité critique. Le problème est troublant, mais il peut ne pas être incontournable. Les monopoles magnétiques, sont-ils un produit inéluctable de toutes les Théories Grand Unifiées ? Leur masse, ne pourrait-elle pas être beaucoup plus faible ? Enfin, les Théories Grand Unifiées sont-elles le dernier mot de la physique fondamentale ; déjà sur l'horizon se profilent des théories à supersymétries, avec des dimensions multiples, enroulées et cachées, des particules en cordes avec, pour peu que l'on sache, des nœuds et des papillons... en fait de quoi justifier plusieurs nouvelles générations d'accélérateurs et peut-être par la même occasion enterrer sans trace le problème de monopoles magnétiques et les problèmes similaires sans troubler l'Univers lui-même.

Mais le vide, cet "absence de toute matière" tant méprisé, pose un problème incontournable. Jusqu'à présent nous avons entièrement négligé ses fluctuations quantiques, sauf comme un moyen de placer une borne à l'applicabilité de la physique actuelle. Mais leur rôle est bien plus néfaste.

L'existence de fluctuations quantiques implique qu'associée au vide est une densité d'énergie : cela doit avoir une influence sur l'évolution dynamique de l'Univers. La densité d'énergie (équation n° (15)) évaluée en unités de masse, est $\approx 10^{25}$ g/cm^3 en admettant seulement l'existence des particules connues au laboratoire comme le Z et le W, dont la masse est de l'ordre de cent fois la masse d'un proton. Or, on sait que la densité actuelle, si elle n'est pas exactement égale à la valeur critique, ne s'en écarte que de peu ; on trouve alors un écart d'une cinquantaine d'ordres de grandeur avec ce que le vide ne peut pas manquer de contribuer. Cette situation peu favorable empire si l'on admet l'existence de particules encore plus massives.

Si l'on associe au vide une densité d'énergie $\varepsilon_v = \varrho_v c^2$, il faut aussi lui affecter une pression P_v ; le vide (quantique) aura donc une équation d'état non triviale [22]. On remarque que l'énergie et la pression ne sont pas des invariants de Lorentz. Imaginons un système de repère "au repos" où le flux d'énergie du vide et de sa quantité de mouvement soient nuls ; dans un autre repère ayant la vitesse V ($\ll$ c), le flux d'énergie devient $\varepsilon_v V + P_v V$, qui doit s'annuler pour que le vide "au repos" ne constitue pas un système de repère privilégié. Il faut donc :

$$P_v = -\varepsilon_v = -\varrho_v c^2 \qquad (20)$$

ce qui constitue l'équation d'état d'un vide entretenant une densité d'énergie non-nulle. Cette relation est bien sûr valable même pour des vitesses relativistes.

La pression est négative : le vide est soumis à une tension. Voilà encore un écho curieux de la Grèce ancienne : le **pneuma** ubiquiste de la doctrine stoïque était remarquable pour la tension qu'il devait exercer partout, donnant à l'Univers des Stoïciens sa cohérence [17].

Que le vide ait une tension peut paraître surprenant au premier abord ; cependant, cela ne constitue pas un problème en soi, étant une conséquence bien maîtrisée de la physique conventionnelle du vingtième siècle. Son intérêt, comme on le verra dans la section suivante, réside dans le fait que la tension peut mener à une évolution cosmique très différente de celle que nous avons vue jusqu'à présent, avec des conséquences catastrophiques si rien ne compense la densité énergétique des fluctuations quantiques avec une précision d'au moins une cinquantaine de décimales.

Un problème analogue était apparu dans la théorie des champs, avec la réalisation que rien n'empêchait la masse des particules d'être infinie ; la "renormalisation", un stratagème mathématico-physique qui consiste essentiellement à soustraire les infinités gênantes des infinités non-physiques, permet de se retrouver avec des valeurs finies, mais rien de tel ne se profile ici de façon convaincante, car en dernier ressort il est plus facile de se débarasser de grandeurs infinies que de nombres très grands.

Voilà un problème digne de la fin du 20e siècle, qui pourrait être l'énigme la plus profonde de la cosmologie contemporaine [21] : comment renormaliser le Cosmos tout entier ?

Le néant tendu

Remplissons maintenant le vide d'un champ scalaire ϕ ayant une valeur non-nulle, mais avec une énergie finie ; supposons que les dérivés temporelles et spatiales de ϕ s'annulent. Le vide est maintenant plein ; cependant, le champ a la même symétrie que le vide, et en particulier on ne peut pas y définir un système de repère privilégié. Par conséquent, l'équation d'état (20) s'applique à ce cas aussi : même sans densité d'énergie intrinsèque à lui-même, le vide sera soumis à une pression négative, donc à une tension.

L'évolution dynamique d'un univers rempli d'un tel champ (et rien d'autre) doit vérifier l'équation de continuité (7) ; en substituant l'équation d'état (20) nous obtenons :

$$\dot{\varrho} = 0 \qquad (21)$$

c'est-à-dire que la densité d'énergie est constante. Ce résultat *a priori* étonnant traduit le fait que la diminution de l'énergie due à l'expansion est compensée par l'effet de la tension du vide.

Ensuite, en substituant la même équation d'état dans l'équation d'évolution (8), on trouve :

$$\ddot{a} = \frac{8\pi G}{3}\varrho a \qquad (22)$$

qui s'intègre trivialement, car la densité d'énergie pour ce cas est constante, et on obtient :

$$a = a_0 \exp \sqrt{\frac{8\pi G\varrho}{3}}\,(t - t_0)$$
$$= a_0 \exp H_t\,(t - t_0) \qquad (23)$$

où a_0 est la valeur de a au temps t_0 ; ici H_t est une constante de Hubble appropriée à cette situation "tendue".

Donc, contrairement au cas habituel d'un Univers rempli de matière ou du rayonnement, **cet** univers augmente son facteur d'échelle en **accélérant.**

La conclusion ne change pas si dans ce régime il y a aussi une composante de matière et de rayonnement vérifiant une équation d'état plus conventionnelle, à condition toutefois que sa contribution énergétique soit faible devant celle du champ scalaire : au cours de l'expansion, sa densité décroît exponentiellement contrairement au champ sous-jacent et devient rapidement tout à fait négligeable.

Si par contre la contribution du champ est petite, l'évolution suit un cours plus ou moins ordinaire jusqu'à ce que la densité énergétique de la matière et du rayonnement tombe en dessous de celle du champ : à ce moment, l'effet du champ induit une expansion exponentielle, qui ne peut être arrêtée que si au cours de l'expansion ultérieure sa densité d'énergie baisse à une valeur inférieure à celle de la matière et du rayonnement.

Une expansion accélérée impose sur l'Univers évolué une densité essentiellement critique, quel que soit son état initial. L'équation n° (11) exprime la variation de la densité en fonction du facteur d'échelle ; en substituant la solution (23), on obtient immédiatement :

$$1 - \frac{\varrho}{\varrho_{crit}} \propto \exp - 2H_t\,(t - t_0)$$

et on voit que la densité tend exponentiellement vers la densité critique.

Ce régime fournit aussi un moyen de concilier l'horizon de l'Univers à des époques antérieures avec l'horizon qu'il pouvait avoir. Pour concrétiser nos idées, prenons la Grande Unification comme époque où les horizons doivent coïncider. L'horizon devait être à quelques centimètres pour rendre compte de l'isotropie de l'Univers, ce qui correspond à un facteur d'agrandissement de 10^{33} par rapport à la longueur de Planck ; si l'on suppose qu'un champ adéquat opérait immédiatement après l'époque de Planck, on a selon l'équation (23) :

$$\exp t \sqrt{\frac{8\pi G \varrho_P}{3}} = 10^{33}$$

d'où l'on conclut que si le champ n'est actif que pendant $t \approx 10^{-40}$ s, le facteur d'agrandissement nécessaire sera déjà assuré.

Cette durée est très petite : rien d'exceptionnel (sinon un champ scalaire) n'était exigé à l'époque de Planck pour créer à l'ère de la Grande Unification une région isotrope de taille convenable. Ce calcul n'a bien sûr qu'un caractère indicatif : il n'y a aucune raison (sinon un certain sens esthétique, de valeur douteuse d'ailleurs) qu'un tel régime commence à l'époque de Planck, et la "prise en main" de l'évolution dynamique de l'Univers par ce type de champ aussitôt dans la vie de l'Univers relève de la spéculation la plus pure.

De ces considérations émerge une idée de première importance : l'Univers aurait pu passer par une période où son échelle grandissait exponentiellement. Cette période est appelée "inflation" : le moteur aurait dû être un champ scalaire dont la densité d'énergie l'emportait largement sur toutes les autres. Cependant, nous ne sommes pas faits de champs scalaires : comment les faire disparaître quand nous n'en avons plus besoin, étant donné qu'au cours d'une expansion exponentielle leur densité d'énergie reste constante ?

Le néant désordonné et le néant ordonné

Une des pierres d'achoppement de la plupart des cosmologies "inflatoires" est la notion de "brisure de symétrie", et la notion associée de "changement de phase".

Pour s'orienter les idées [20], considérons d'abord l'exemple du ferromagnétisme : on sait qu'à une température critique T_c un aimant perd sa magnétisation.

La densité d'énergie G d'un aimant peut s'exprimer en fonction de son degré de magnétisation M :

$$G \equiv G\,(M) \approx \frac{\alpha}{2} M^2 + \frac{\beta}{4} M^4$$

par un développement limité (24)

Si le coefficient α est proportionnel à la différence entre la température T et la température critique, on s'aperçoit que pour $T > T_c$ l'énergie interne est minimum quand M s'annule, ce qui indique que l'état stable du système correspond à la disparition de la magnétisation. Par contre, pour $T < T_c$, le système se stabilise à une valeur finie de $M = \pm \sqrt{(-\alpha/\beta)}$.

Ce type de comportement est générique à tout ensemble régi par des forces de courte portée. La transition est une transition de phase ; celle à $T > T_c$ est plus désordonnée que l'autre et possède donc un plus grand degré de symétrie — le changement correspond à une brisure de symétrie. On parle aussi de transitions ordre-désordre ; dans les équations du type (24), le paramètre M, appelé paramètre d'ordre, matérialise la grandeur qui change au cours de la transition.

Revenons maintenant au champ scalaire ϕ requis pour une période inflatoire de l'Univers. Supposons que ce champ interagit avec lui-même ; il aura donc un comportement analogue à celui de l'équation n° (24), à ceci près que nous aimerions qu'aux températures les plus élevées sa densité énergétique soit grande. Cela peut s'arranger (comme diraient les personnages du "Parrain") en exprimant la densité d'énergie sous la forme :

$$\varrho = \varrho_0 + \frac{\alpha}{2}\phi^2 + \frac{\beta}{4}\phi^4 \qquad (25)$$

Si le coefficient α est, disons, proportionnel à $T - T_c$, le minimum de cette fonction est à $\phi = 0$, avec la valeur ϱ_0 : la fonction ressemble à un puits. A des températures en dessous de T_c, le minimum se trouve à une valeur non-nulle de ϕ, et il est en dessous de ϱ_0 : la fonction ressemble à un chapeau melon.

Dans les Théories Grand Unifiées, toutes les forces (à l'exception de la gravitation) se confondent au-delà d'une température particulière de transition T_G, et se distinguent à des températures plus faibles. On peut dire que dans un certain espace de phases, il y a une symétrie complète entre toutes les interactions au-dessus de la température critique, et une brisure en dessous ; cela ressemble fort à une transition du type ordre-désordre associée à un champ ϕ ayant pour densité d'énergie une forme analogue à l'expression (25).

Habituellement, les forces sont interprétées comme un échange de particules : les photons dans le cas des interactions électriques, les W et Z pour les leptons, et les gluons en ce qui concerne les quarks. Pour respecter certaines exigences mathématiques (en particulier, pour que la théorie soit renormalisable), ces particules doivent être sans masse (ou, ce qui revient au même, les forces équivalentes doivent avoir une portée infinie) ; c'est effectivement le cas seulement pour les photons. Pour rendre compte des faits expérimentaux concernant les autres interactions, il est nécessaire d'imaginer un champ, appelé le champ de Higgs, dont l'interaction avec ces particules simule l'effet de masse. L'unification des forces s'envisage alors de la façon suivante. Si au-delà d'une certaine température critique le champ de Higgs s'annule, toutes les interactions prennent la même allure ; elles deviennent distinctes seulement quand la température est suffisamment faible pour que le champ de Higgs acquière une valeur finie, donnant aux particules leurs masses et donc aux forces leurs caractéristiques différentes.

L'analogie de la supraconductibilité est instructive. A des températures très faibles, le comportement cohérent (symétrie brisée) des atomes et des molécules empêche la pénétration d'un champ magnétique : la portée effective de la force électromagnétique devient petite, ce qui est équivalent à l'acquisition d'une masse par les photons, médiateurs de la force électromagnétique. Pour des températures élevées, la cohérence est perdue, la symétrie est restituée et les photons redeviennent des particules sans masse.

Scénario pour un **Creatio ex Nihilo**

Admettons donc qu'un champ de Higgs peut exister, qu'il interagit avec lui-même, que sa densité énergétique varie avec l'intensité du champ ϕ à la manière de (sans être nécessairement identique à) l'équation (25), et que le coefficient α change de signe à la température de la Grande Unification, soit $\approx 10^{28}$ K.

Imaginons maintenant une fluctuation spontanée quantique sur l'échelle de Planck dans un "substrat spatio-temporel infini" ; aucun principe ne l'interdit, d'autant plus que le sens précis de la notion est peu clair. Nous avons vu que la température effective de cette fluctuation (équation n° (19)) est dans les environs de 10^{32} K, largement supérieure à la température supposée de la Grande Unification ; le champ de Higgs, à son minimum énergétique, a donc une valeur nulle.

La contribution énergétique du champ de Higgs est dans ces conditions négligeables, et l'Univers embryonnaire évolue à la manière d'un gaz relativiste, selon la loi d'expansion décélérée (8). Nous ne pouvons pas déterminer *a priori* l'échelle temporelle de l'expansion, car les conditions dans lesquelles l'Univers est issu de son "substrat" sont inconnues, mais cela n'a guère d'importance ; vu l'état relativiste extrême du milieu, sa température doit vérifier la loi $T \propto 1/a$, tandis que sa densité énergétique ϱc^2 est proportionnelle à $1/T^4$, d'où l'on conclut que vers l'époque de la Grande Unification, quand la température avoisine 10^{28} K, la taille de l'Univers sera $\approx 10^{-33}(10^{32}/10^{28}) \approx 10^{-29}$ cm, et sa densité de masse $\varrho_G \approx 10^{77}$ gm/cm^3.

Avec une baisse de température au-delà de cette valeur critique, le régime change de nature.

La contribution dominante à la densité énergétique viendra du champ de Higgs, car sa densité n'a pas changé au cours de l'expansion. L'Univers entre donc dans une phase d'expansion exponentielle, l'échelle variant comme :

$$a \propto \exp. H_t t$$

avec au début :

$$H_t = \sqrt{\frac{8\pi G \varrho_G}{3}} \approx 2 \times 10^{35}\ s^{-1}$$

Grâce à cette expansion, l'Univers se refroidit très rapidement, et la courbe qui décrit l'énergie du champ en fonction du champ ϕ bascule vers la forme où le minimum énergétique n'est plus à $\phi = 0$; les conditions sont alors propices pour la brisure de symétrie et son changement de phase associé. L'expansion exponentielle continue jusqu'à la fin de la transition, quoique sa violence diminue graduellement car la densité énergétique du champ de Higgs diminue continuellement vers le nouveau minimum.

Il est peu probable que le champ ϕ "atterrit" sans oscillations ; alors, tout comme dans le cas du champ électrique dont les oscillations produisent des photons, on s'attend à ce que l'oscillation du champ de Higgs produise des particules sans masse, qui l'acquièrent par la suite en interagissant avec le champ résiduel.

Enfin, la transition de la phase symétrique à la phase non-symétrique libère de l'énergie qui chauffe la matière créée : avec la disparition de l'énergie du champ de Higgs, l'Univers reprend son évolution "à la Big Bang classique" en suivant la relation n° (10).

Nous avons vu qu'aux alentours de la Grande Unification il faut que les régions en contact causal s'étendent sur des centimètres, pour s'assurer l'isotropie de l'Univers actuel et pour "diluer" la concentration en monopoles magnétiques et autres objets indésirables. Cela conduit à un facteur d'agrandissement d'au moins 10^{33} au cours de la période inflatoire ; on voit que cet agrandissement est assuré aisément si la durée de l'inflation se limite à une soixantaine de fois $1/H_t$, soit quelques 10^{-34} s.

Et dans ce cas, la valeur de $1 - \Omega$ sera une cinquantaine d'ordres de grandeurs inférieure à sa valeur initiale : on peut espérer qu'elle sera ramenée à une valeur pratiquement nulle.

Voilà donc deux problèmes cosmologiques résolus : nous n'avons plus besoin d'inventer de conditions initiales extraordinairement bien accordées pour assurer le rapport actuel de la densité à la valeur critique, et toutes les parties de l'Univers contemporain auraient été en contact causal depuis la fluctuation initiale.

Enfin, raffinement sublime, la période inflatoire efface toute trace des conditions précédentes : la transition de phase et surtout la transformation de l'énergie "du vide" (plus exactement du champ de Higgs) en énergie thermique créent, en quelques sorte, le Big Bang classique.

Le scénario discourt élégamment, on ne peut le nier, sur la nature d'un vide depuis longtemps révolu. Il reste cependant très circonspect sur le vide actuel dont le comportement connu ne s'accorde nullement avec l'aspect, et même l'existence, de l'Univers.

Scénario en quête d'acteurs

Le scénario de base peut être élaboré à souhait. Il y a trois variantes principales.

On peut imaginer que la transition de phase n'a pas lieu dès que les conditions deviennent propices : l'Univers reste "perché" à l'état instable pendant les quelques 10^{-34} s d'inflation, après quoi la brisure spontanée de symétrie se déclenche rapidement, un peu à la manière d'un liquide "surrefroidi" qui se solidifie subitement à une température bien en dessous de la température de fusion habituelle. Dans ce cas, si l'analogie avec les liquides ne constitue pas un abus scientifique, la transition produirait des "défauts topologiques" (l'analogie acquiert parfois le statut de modèle [8]) et l'Univers se fragmenterait en une multitude de zones distinctes. Tout l'Univers aurait été certes en contact causal, mais il serait très inhomogène pour autant... vraisemblablement beaucoup plus inhomogène que ce qui est observé. Cette version du scénario a besoin d'un champ de Higgs dont l'énergie a une forme plutôt "pointue" pour que la transition, quand elle se fait, se fasse rapidement.

On peut aussi imaginer que la transition de phase se déclenche dès que les conditions thermiques l'autorisent, et se poursuit ensuite graduellement. Mais alors, l'énergie du champ scalaire doit décroître très lentement pour assurer une durée inflatoire suffisante ; par contre, dans le voisinage du minimum final, la courbure de la fonction d'énergie doit être très grande pour que les oscillations du champ puissent produire toutes les particules qu'il faut. Les deux conditions sont contradictoires et imposent sur le champ un comportement mathématique délicatement ajusté. Dans cette variante, l'Univers émerge sous forme d'un "monocristal" homogène (en s'appuyant encore sur l'analogie avec les liquides en solidification) car le processus est lent ; mais des inhomogénéités sont néanmoins imprimées par les fluctuations quantiques du champ de Higgs au cours de l'inflation, qui les amplifie, produisant en pratique un univers de loin trop inhomogène pour être le nôtre.

Enfin, on peut abandonner entièrement la notion de changement de phase au moment de la Grande Unification, et supposer que la période inflatoire a commencé immédiatement après la fluctuation primitive, animé par un champ scalaire qu'on peut inventer à son aise car il ne relève plus d'aucune physique fondamentale connue ou même connaissable. En particulier, nous pouvons affecter à ce champ un minimum d'énergie à $\phi = 0$; nous sommes par la suite libres de supposer que la fluctuation initiale a imprimé une valeur non-nulle sur le champ, et que sa relaxation vers l'équilibre sert de moteur pour l'inflation tandis que ses oscillations autour du minimum fabriquent les particules. Dans ce scénario, en quelque sorte "minimaliste", le champ a une distribution statistique sur tout le "substrat spatio-temporel", et notre univers ne serait qu'un parmi d'autres qui se font et qui se défont continuellement [18]. Ces univers restent éternellement isolés les uns des autres ; leurs lois physiques ne sont pas nécessairement les mêmes ; ils ne partagent pas le même espace-temps et par aucun moyen on ne peut localiser l'un par rapport à l'autre. Cependant, grâce à l'esprit de Heisenberg et de Schrödinger qui plane au-dessus du "substrat spatio-temporel", certains univers peuvent se transmettre, par un effet quantique de tunnel, des informations sur leurs conditions : quelques propriétés de notre univers seraient alors imposées par d'autres, qu'on ne peut jamais connaître directement.

La production d'univers divers et variés "à la chaîne" fournit une solution au problème éventuellement posé par les valeurs des constantes fondamentales de la physique : si l'on n'est pas trop pointilleux sur les détails (inconnus) de l'origine des galaxies, des étoiles, des planètes et de la vie, on constate avec stupeur que ces grandeurs sont justement celles qui autorisent l'apparition dans l'Univers d'une planète sympathique comme la Terre couverte d'une vie comme la nôtre. Si les constantes s'écartaient trop de leur valeurs actuelles, cela ne serait plus possible (voir [4] pour une revue de la question). Or, dans une infinité d'univers toute combinaison possible de constantes se retrouve nécessairement, et le fait que notre univers semble particulièrement bien ajusté n'est pas plus étonnant que la création de l'œuvre de Shakespeare (ou de Racine ou de Homère, selon son goût) par la fameuse horde de singes tapant au hasard mais inlassablement sur une machine à écrire infiniment résistante.

Les intrigues du scénario sont innombrables [12], mais tout compte fait ses quelques réussites indéniables sont obtenues à prix élevé. De l'acte inflatoire émerge un univers sans conditions initiales particulières, certes, mais le moteur de l'inflation, le champ scalaire (à la Higgs ou non) ne peut pas remplir sa fonction et produire un univers comme le nôtre sans que ses articulations soient façonnées avec une adresse exemplaire.

La statistique à l'appui, tout cela se pourrait, évidemment. Toujours est-il que l'on aimerait pouvoir confronter ces spéculations avec les résultats des expériences contrôlées ou avec leurs extrapolations pas trop extravagantes... à moins de revenir aux bons vieux principes de la science aristotélicienne, où la cosmologie spéculative décrétait les propriétés de la matière ■

Bibliographie

1. J.M. Alimi et al, "The Early Universe and Cosmic Structures", Éditions Frontières, 1990.
2. H. Arp, "Redshifts and controversies, Interstellar Media", 1987.
3. J. Audouze et J. Tran Thanh Van, 1989, "Dark Matter", Éditions Frontières, 1989.
4. J.D. Barrow and F.J. Tippler, "The anthropic cosmological principle", Oxford University Press, 1986.
5. L.M. Celnikier, "Basics of cosmic structures", Éditions Frontières, 1989.
6. N.G. Cooper and G.B. West, "Particle physics, a Los Alamos primer", Cambridge University Press, 1989.
7. Fang Li Zhi and Li Shu Xian, "Creation of the Universe", World Scientific, 1989.
8. F. Flam, 1991, Science, **252**, 649.
9. M.J. Geller, page 50 dans "Bubbles, voids and bumps in time : the new cosmology", éditeur J. Cornell, Cambridge University Press, 1989.
10. R. Gispert, "Étoiles et galaxies", Éditions Messidor, 1990.
11. N. Kaiser, 1990, Contemporary Physics, **31**, 113.
12. A. Linde, "Particle physics and inflationary cosmology", Harwood academic publishers, 1990.
13. J.C. Mather et al., 1990, Ap. J. Lett, **354**, L37.
14. J.V. Narlikar, "The primeval universe", Oxford University Press, 1988.
15. D. Park, "The how and the why", Princeton University Press, 1988.
16. V.C. Rubin, page 73 dans "Bubbles, voids and bumps in time : the new cosmology", éditeur J. Cornell, Cambridge University Press, 1989.
17. S. Sambursky, "The physical world of late antiquity", Routledge and Kegan Paul, 1987.
18. B. Schwarzschild, 1989, Physics Today, numéro de mars, page 21.
19. D.W. Sciama, "Modern Cosmology", Cambridge University Press, 1971.
20. V.J. Stenger, 1990, Eur. J. Phys., **11**, 236.
21. S. Weinberg, 1989, Rev. Mod. Phys., **61**, 1.
22. Ya. B. Zel'dovich, 1986, Sov. Sci. Rev. E Astrophys. Space Phys., **5**, 1.

L. M. Celnikier
Observatoire de Meudon

1992, année IHP : nouvelles et enquête

Le lecteur pourra se reporter aux articles de juillet 1989 et d'avril 1987 du second auteur pour des informations d'ordre historique ou financier sur l'Institut Henri Poincaré qui est sis à Paris 5^e depuis 1928 grâce à la générosité des fondations Rockefeller et Rothschild. Nous reprendrons l'histoire le 28 février 1990 date de signature du décret n° 90-196 créant une "École" au sein de l'Université Paris VI.

Celle-ci est dénommée Institut Henri Poincaré et aura pour fonctions :

1. d'abriter le centre Emile Borel, institut à thèmes annuels à vocation nationale et dès que possible internationale ;

2. d'abriter également une bibliothèque de consultation rénovée en Mathématiques et en Physique théorique ;

3. d'héberger la "Maison des Mathématiques" ;

4. de continuer à accueillir dans ses amphithéâtres les cours et séminaires d'intérêt régional en plus de conférences organisées par le centre Émile Borel.

Finissons-en avec les structures : pendant la période de rénovation et de rôdage, l'IHP va être géré par une commission constituante et un conseil scientifique provisoires. Le principe d'un tiers de physique et de physiciens en tout cas pour les années à thème est admis ; le conseil scientifique présidé par B. Teissier comprend 3 physiciens (P. Collet, C. Itzykson et B. Julia) sur 8 membres. La commission constituante en comprend trois également : P. Collet, le Président Garnier (géophysicien) et J. Joffrin représentant la DRED.

Le conseil scientifique s'est déjà réuni trois fois et la commission constituante une fois. La commission constituante va proposer un règlement intérieur et élaborer un conseil d'administration représentant Paris VI, comme il se doit, mais également la communauté (nationale...).

Quant au conseil scientifique, il a relancé les "vendredi IHP", avec une journée sur les équations de Yang-Baxter organisée par J.M. Maillard, (d'autres journées sont prévues pour la rentrée, regardez le courrier de votre laboratoire, et faites-nous des propositions : les seules contraintes sont de commencer le matin par des exposés généraux accessibles à des thésards et de faire participer des provinciaux). Il se penche également sur le choix de deux semestres à thème : un premier thème de Mathématiques, au début 92, et le second en Physique à la suite. Pour des raisons financières il faut envisager une montée en puissance progressive : les premiers thèmes rassembleront chacun une vingtaine de personnes à la fois dans des bureaux de l'IHP.

Le conseil scientifique fait donc un appel à toute proposition de journée ou de thème annuel [écrire à la SFP, nous téléphoner ou encore écrire à P. Grisvard administrateur provisoire de l'IHP (mathématicien "appliqué")].

En tant que délégués de la Société Française de Physique chargés de suivre ce dossier, nous souhaitons également avoir votre opinion sur la place que la SFP pourrait tenir au sein de la "Maison des Mathématiques". Il s'agit d'occuper à titre gratuit (et pour une durée limitée par contrat renouvelable) un bureau, à côté d'autres sociétés savantes et associations de professeurs, en échange de services rendus à la communauté.

On peut penser à une bourse de l'emploi, des activités de formation, un centre de publications, l'accueil de provinciaux et d'étrangers de passage, la collecte et la diffusion d'informations variées sur les séminaires et conférences, le développement des rapports avec les industriels... Nous sommes preneurs de toute suggestion. En tout état de cause ce voisinage nous permettra de mieux connaître d'autres sociétés savantes avec lesquelles nous pourrons monter d'autres projets.

Nous réfléchissons enfin aux modalités d'accueil et de soutien aux collègues provinciaux et étrangers qui viendront pour un an ou bien un semestre ■

(à suivre)

J. Iliopoulos
B. Julia