

VI.- LES MODELES SYMETRIQUES MATIERE-ANTIMATIERE

Le très faible excès de baryons sur les antibaryons (10^{-9}) qu'il faut postuler au début de l'univers pour expliquer la présence de matière aujourd'hui, est très insatisfaisant. Il est plus tentant de supposer l'entière symétrie au départ, et d'essayer de construire des fluctuations de baryons qui subsistent au cours de l'histoire jusqu'à l'époque présente.

A/ - Le modèle d'Omnès :

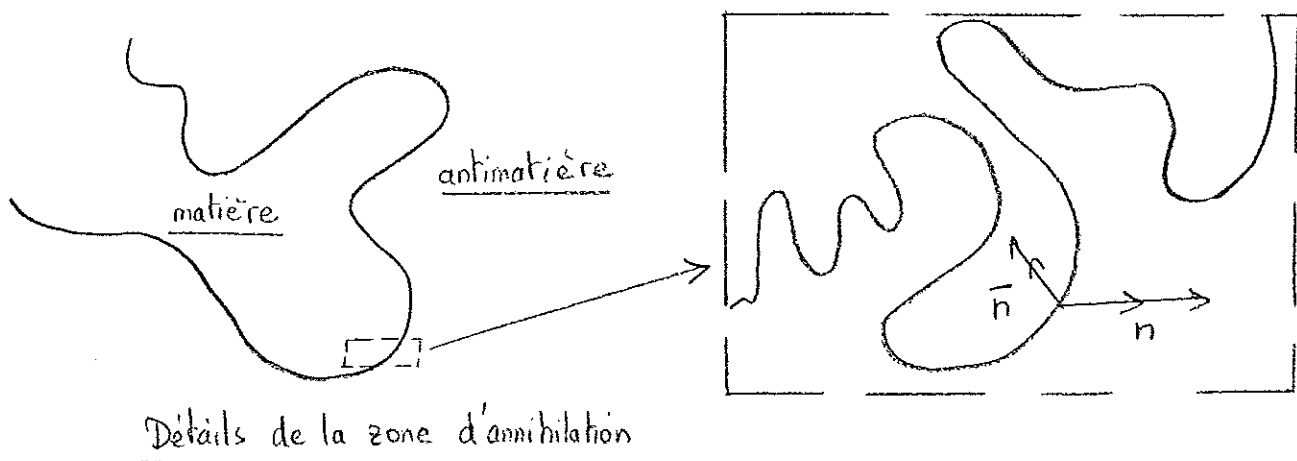
Puisque déjà à $T \sim 30$ MeV l'abondance des baryons a décré d'un facteur 10^9 par rapport à l'abondance des photons, il faut trouver un mécanisme de séparation de la matière et de l'antimatière antérieur à cette époque; c'est-à-dire à $t < 10^{-3}$ sec. Omnès en 1970 montre que les interactions fortes, à suffisamment haute température, peuvent briser la symétrie entre nucléons et antinucléons et entraîner la formation d'une mosaïque de régions baryoniques et antibaryoniques. C'est, en quelque sorte, une séparation de phase, qui diffère des transitions de phase habituelles par le fait que c'est à des températures supérieures à la température critique $T_c = 350$ MeV que les deux phases se séparent.

Dès 350 MeV, c'est-à-dire $t_c = 10^{-5}$ sec, les deux phases qui formaient une émulsion analogue à celle du vinaigre dans l'huile, tendent à se remélanger, et une annihilation sauvage commence aux frontières des régions de matière et d'antimatière.

Les produits de cette annihilation créent un important flux d'impulsion à travers la frontière, qui peut être identifié à un tenseur de pression. Cette énergie qui s'accumule à la frontière crée une tension superficielle avec ses effets bien connus du diminuer la surface des régions de matière (ou d'antimatière) par rapport à leur volume. C'est

le phénomène de coalescence qui regroupe la matière dans des régions de tailles croissantes. Elle commence dès que le libre parcours moyen des photons devient de l'ordre de la taille de l'émulsion. A la fin de l'ère radiative ($t \sim 10^6$ ans), la masse contenue dans une région de matière est comprise entre la masse d'une grande galaxie et celle d'un amas de galaxies. Le flux de photons γ que l'on devrait observer provenant de l'annihilation aux frontières est ainsi de l'ordre de grandeur du fond diffus observé. (Le résultat est tout de même limite).

Pourtant la nucléosynthèse dans ce modèle ne peut s'effectuer aussi bien que dans le modèle standard : en effet, les neutrons diffusent plus vite vers les frontières du fait de leur neutralité et s'annihilent, faisant s'effondrer le rapport n/p et limitant la synthèse de l'hélium. D'autre par le peu d'hélium formé s'annihile aux frontières pour former des quantités bien trop fortes de deutérium (réaction $\bar{p}\alpha$).



B/ - Modèle à bipartition :

Dans ce modèle, dû à Flicke, Souriau et Triay en 1982, les problèmes que nous venons de citer sont évités par l'hypothèse que les régions de matière (et respectivement d'antimatière) sont réunies dans une moitié de l'univers.

Le modèle cosmologique choisi est unique, en ce sens qu'il s'agit d'un modèle de Friedmann à constante cosmologique Λ non nulle, et d'une valeur bien précise*. L'univers a ainsi une géométrie sphérique, il est fermé bien que le rapport :

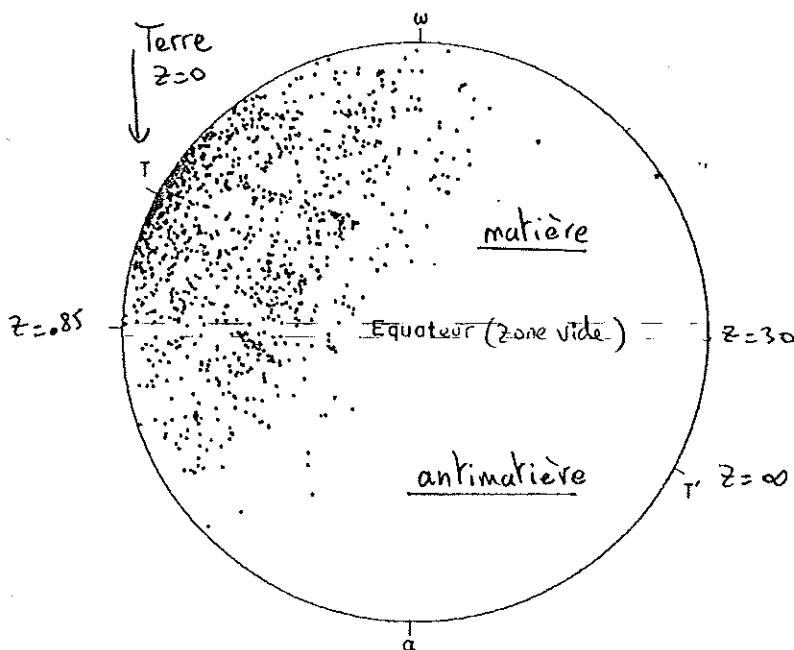
$$\Omega_0 = \rho_0 / \rho_c = 0,1$$

Cet Univers sphérique consiste donc en deux hémisphères, l'un de matière, l'autre d'antimatière, séparés par une région vide de galaxies, comme un hyperplan, d'épaisseur

$$e = 120 \text{ Mpc}$$

Dans cette région frontalière entre nucléons et antinucléons, les rayons γ provenant de l'annihilation ont maintenu ionisé le gaz primordial retardant et même empêchant la recombinaison à $Z \sim 1000$. L'instabilité gravitationnelle n'a donc pas pu se produire dans cette région, où il n'existerait aujourd'hui ni étoile ni galaxie.

L'idée de ce modèle est basée sur une étude statistique de la densité de quasars dans l'Univers. Environ 1000 QSO observés ont été disposés sur une projection de l'Univers sphérique, qui conserve les densités relatives (cf. figure ci-dessous) :



Projection de l'Univers sphérique sur un disque, conservant les densités spatiales relatives.
(distribution des quasars et galaxies)

* $\Lambda = 3,5 H_0^2$

Il s'est avéré que la disposition géométrique était uniforme avec toutefois une évolution en Z , mis à part un vide de QSO de forme extrêmement bizarre d'un point de vue statistique, de forme plane et d'épaisseur environ 1 Mpc. (la probabilité statistique d'observer ce phénomène est de 1/5000).

Le taux de rayons γ produits par l'annihilation est aujourd'hui relativement faible (vu la faible densité dans la région vide du no man's land) et le flux prédit est inférieur au fond diffus observé. Dans ce modèle, la nucléosynthèse se produirait presque "normalement" dans les deux hémisphères.

Le rayonnement des anti-éléments dans les anti-quasars observés est bien entendu parfaitement identique aux raies observées dans les quasars voisins et il est difficile de trouver de bons tests observationnels du modèle. Aucune théorie n'a jusqu'ici été avancée pour expliquer l'origine de la bipartition.

VIII.- L'UNIVERS TRES JEUNE

Le modèle standard remonte jusqu'à une période $t = 10^{-4}$ sec environ, la limite de l'ère hadronique, où la température est $T > 10^{12}$ K. Pour $t > 10^{-4}$ s, l'univers n'est rempli que de particules d'interaction assez faible pour qu'on puisse les traiter comme des gaz parfaits. Par contre, dans l'ère hadronique, on ne sait toujours pas si les particules obéissent à une simple équation d'état. Il n'existe pas de "modèle standard" de l'univers très jeune.

Même si des théories plus ou moins spéculatives existent pour la période hadronique, il existe toutefois un instant $t = 10^{-43}$ sec au-delà duquel la physique nous est vraiment inconnue. Cet instant, baptisé instant de Planck, est celui où l'horizon ne dépasse pas le rayon de Schwarzschild

de l'Univers, lui-même égal à la taille minimale prescrite par le principe d'incertitude d'Heisenberg en mécanique quantique :

$$ct \sim GM/c^2 \sim \hbar/Mc$$

d'où : $M = \sqrt{\hbar c/G}$ et l'horizon $ct = \sqrt{\hbar G/c^3} = L_p$ la longueur de Planck obtenue à partir des trois constantes fondamentales (\hbar, c, G) - $L_p \sim 10^{-35}$ m.

Lorsque $t < 10^{-43}$ sec et l'horizon de l'univers inférieur à la longueur de Planck, le rayon de courbure de l'Univers devient indéterminé, sa géométrie devient incertaine au sens de la Mécanique Quantique. Or les théories de gravitation quantiques sont très mal connues. La température de l'Univers à cette époque est de l'ordre de 10^{49} gev.

Les récents progrès de la physique des hautes énergies et des particules élémentaires ont fait considérablement avancer notre connaissance de l'ère hadronique de l'Univers jeune.

Les théories de grande Unification apportent même des solutions naturelles aux grands problèmes cosmologiques que nous avons eu l'occasion de mentionner : asymétrie matière-antimatière, problème de la platitude de l'Univers, de l'homogénéité à grande échelle ..

A/ - Les théories Grand-Unifiées :

Il existe en physique quatre sortes d'interaction entre particules, la force électromagnétique (E), la force faible (f), l'interaction forte (F) et l'attraction gravitationnelle (G). Un des grands succès de la physique contemporaine est l'unification des deux premières en la force électro-faible (E ϕ) (théorie de Weinberg-Salam). Cette théorie est basée sur le groupe de jauge $SU_2 \times U_1$. Il est couramment admis aujourd'hui que les forces E, f et F sont des interactions de jauge, ce qui implique qu'elles se produisent par échange de bosons intermédiaires. Ces bosons de spin 1 sont le photon γ pour la force E, les bosons W^\pm et Z^0 pour la force f,

et les gluons G_{β}^{α} pour l'interaction F. Ces gluons sont au nombre de 8, α et β sont les indices de couleur pouvant prendre 3 valeurs (rouge-vert-bleu) et reliés par la contrainte $\sum_{\alpha} G_{\alpha}^{\alpha} = 0$.

Si le Lagrangien qui décrit les équations du mouvement et les champs $\phi_n(x)$ est symétrique par rapport à un groupe de transformations G (groupe de Lie), alors un certain nombre de grandeurs physiques, ou "charges" sont conservées (ou sont de bons nombres quantiques). Ces charges J^i sont les générateurs des transformations de G ($e^{i\vec{a} \cdot \vec{J}}$).

Le rang de G est égal aux nombres de "charges" conservées dans les transformations de G (\vec{a} et \vec{J} de même dimension).

Lorsque \vec{a} est une constante, la symétrie est dite globale (la transformation est la même en tout point de l'espace).

Il s'agit par contre d'une symétrie locale ou symétrie de jauge, si \vec{a} dépend du point de l'espace-temps : $\vec{a}(x)$. L'existence d'une symétrie locale implique des bosons intermédiaires de masse nulle (un boson pour chaque générateur). De plus, la structure des interactions de ces bosons entre eux et avec d'autres champs est déterminée par l'invariance de jauge.

Par exemple, le Lagrangien d'un champ de fermion $\psi(x) =$

$$\psi(x) = L = \bar{\psi}(ic\nabla - mc^2)\psi$$

est invariant par transformation globale

$$\psi(x) \rightarrow e^{-ia}\psi(x)$$

(ou multiplication par un facteur de phase).

Les transformations forment un groupe abélien (commutatif) U_1 des matrices unitaires 1×1 . La "charge" conservée ou bon nombre quantique, est ici le nombre de particules.

Pour étendre cette invariance à des symétries locales ($e^{-ia(x)}$) il faut alors introduire un champ de jauge A_1 (correspondant à des bosons sans masse) et l'interaction de ce champ avec le champ de fermions se fait avec une constante de couplage g ou constante de jauge.

Le fait que le boson intermédiaire ait une masse nulle implique que l'interaction est à longue portée (photon par exemple). Pour les interactions faibles et fortes, les bosons intermédiaires ont une masse finie et les forces correspondantes ont une courte portée. On pense que les bosons de l'interaction faible doivent leur masse à une brisure de symétrie spontanée dans le vide.

Il est possible pour les symétries des équations du mouvement d'être brisées par les solutions stables, qui choisissent et particularisent une direction particulière dans l'espace de symétrie. On dit qu'il y a brisure spontanée de symétrie BSS. Un matériau ferromagnétique est un exemple simple de BSS. Les équations du mouvement sont invariantes par rotation, mais les spins du ferromagnétique s'alignent tous dans une direction bien définie. Si ce phénomène survient dans une théorie de jauge, les bosons intermédiaires associés auront une masse finie.

Une BSS survient lorsque l'état de plus faible énergie du modèle possède des valeurs non nulles des "charges" associées aux générateurs de symétrie. Un boson de jauge qui se propage à travers ce "vide" interagira constamment avec cette "charge" et développe une masse effective proportionnelle à la valeur de la charge. La force correspondante sera écrantée et donc de courte durée, un peu comme les forces électriques sont écrantées et de faible portée dans un plasma.

Le mécanisme de Higgs est un modèle simple pour créer des BSS. On introduit des champs de bosons de spin 0, qui se transforment de façon particulière dans les symétries de jauge. Par condensation de Bose, la valeur du champ "vide" peut être non nulle, et les bosons associés massifs (bosons de Higgs).

La théorie unifiée électro-faible est donc une théorie de Jauge basée sur le groupe $SU_2 \times U_1$. SU_2 est le groupe des matrices unitaires 2×2 avec déterminant égal à 1. Il a trois générateurs T^i , et donc trois bosons intermédiaires. La représentation fondamentale 2×2 correspond aux matrices de Pauli (spin 1/2). Si le générateur du sous-groupe U_1 est appelé Y , on appelle $Q = T^3 + Y$ l'opérateur charge électrique.

Une première tentative d'unification de cette théorie électro-faible avec la théorie de l'interaction forte, la Chromodynamique Quantique (QCD) constitue ce que l'on appelle le "modèle standard" en physique des particules, qui va maintenant brièvement être décrit.

Les particules élémentaires :

Avec les bosons déjà mentionnés, il existe des champs quantiques fondamentaux dans le modèle standard, qui se répartissent en quatre catégories :

- Bosons de jauge (spin 1) = $\gamma, W^\pm, Z, G_\beta^\alpha$
- Leptons (spin 1/2) = $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$
- Quarks (spin 1/2) = q_r^α { α = couleur = R, V, B
 r = saveur = u, d, c, s, t, b
- Bosons de Higgs (spin 0) = ϕ^+, ϕ^0 .

Les fermions de base sont les leptons qui interagissent par la force faible f , et les quarks, qui sont les constituants des hadrons, qui interagissent par la force F . Les quarks ne peuvent pas être isolés, de même que les gluons. Il existe un mécanisme de confinement qui les empêche d'exister à l'état libre. L'interaction entre quarks tendrait vers zéro, à distance nulle (liberté asymptotique). Les gluons ne se propagent pas librement, la force correspondante est à très courte portée (~ 1 fermi = 10^{-15} m). Les quarks possèdent deux nombres quantiques, la couleur (3 valeurs : rouge, vert et bleu) et la saveur (6 valeurs : up, down, strange, charm, bottom, top). Seule la saveur est conservée par l'interaction forte. Les

baryons sont des états liés de 3 quarks ($p = uud$, $n = udd$, particule étrange $\Sigma^+ = uus \dots$) et les mésons de deux quarks ($\pi^+ = u\bar{d}$, $K^+ = u\bar{s} \dots$). La charge électrique de u , c , t est $2/3$, celle de d , s , b de $-1/3$. Chaque saveur du quark peut être en 3 états de couleur, mais les fonctions d'onde des hadrons physiques sont des combinaisons linéaires de couleur neutre et antisymétriques.

Les champs des particules hadroniques sont symétriques dans les transformations du groupe SU_3 . La théorie de jauge basée sur ce groupe est la chromodynamique quantique QCD. Les groupes SU_n en général ont pour représentation les matrices unitaires $n \times n$ de déterminant 1. Le nombre de générateurs est $n^2 - 1$. Mais le rang de SU_n est $n - 1$, le nombre de générateurs qui peuvent être diagonalisés simultanément (qui commutent). Ici, il y a donc 8 générateurs, qui donnent lieu à 8 bosons de jauge les gluons G_{β}^{α} . SU_3 n'étant pas sujet à BSS, les gluons ont une masse nulle.

Le "modèle standard" des interactions E, f et F est la combinaison du modèle électro-faible de Weinberg-Salam et de la théorie QCD. Le groupe de jauge est le produit $G = SU_3 \times SU_2 \times U_1$. Les fermions sont alors regroupés en 3 familles : 1) u, d, ν_e, e^- ; 2) c, s, ν_{μ}, μ^- ; 3) t, b, ν_{τ}, τ^- .

Ce modèle, bien qu'attractif et remportant des succès expérimentaux, n'est pas considéré comme la théorie ultime des interactions entre particules élémentaires. Il existe des difficultés, de trop nombreux paramètres libres (26 !). Le groupe de base est un produit de facteurs avec 3 constantes de couplage différentes. Le modèle standard est plutôt considéré comme la limite à basse énergie d'une théorie plus vaste.

Les théories Grand-Unifiées (GUT) :

L'idée de base dans une théorie de grande unification est que si le groupe $G = SU_3 \times SU_2 \times U_1$ est inclus lui-même dans un groupe plus vaste, les symétries supplémentaires pourraient restreindre certains paramètres arbitraires du modèle standard. Les nouvelles interactions ne conservent pas le nombre baryonique, et conduisent à la désintégration du proton. La limite inférieure donnée par les observations de la durée de vie du proton :

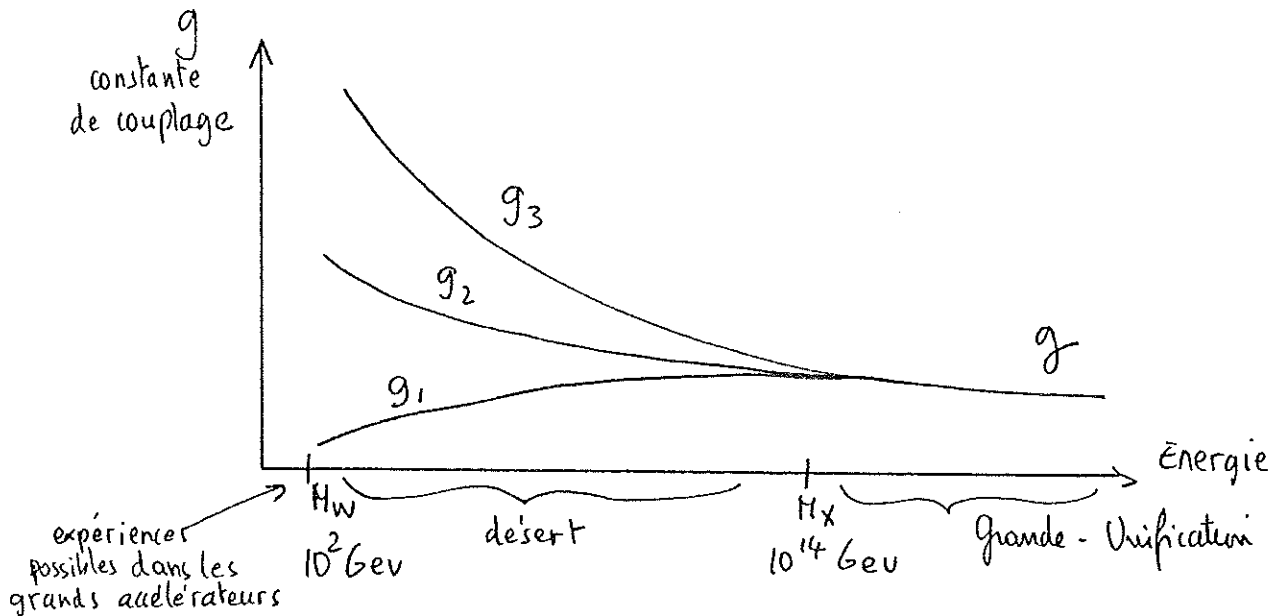
$$\tau_p > 10^{30} \text{ ans}$$

implique que les interactions violant la conservation du nombre baryonique sont extrêmement faibles. Ces interactions se produisent via l'échange d'un boson intermédiaire, que l'on appelle X. La limite sur la durée de vie du proton, conduit donc à attribuer à ce boson de jauge une masse :

$$M_X > 10^{14} \text{ gev}$$

12 ordres de grandeur supérieure à la masse M_W des bosons intermédiaires de l'interaction faible.

Si le groupe de base G est simple, il ne possède qu'une constante de couplage. Si on se place donc à des énergies cinétiques bien supérieures à 10^{14} gev, ce qui est impossible aujourd'hui dans les accélérateurs, mais caractérisait l'Univers à $t \leq 10^{-35}$ sec, les masses des bosons de jauge M_W et M_X peuvent être négligées, de même que les brisures de symétrie correspondantes, et toutes les interactions E, f, F et X apparaissent semblables avec la même constante de couplage. Les quarks, antiquarks, leptons et antileptons sont fondamentalement semblables, et placés dans la même représentation G. Ce n'est que pour des énergies inférieures à M_X que les brisures de symétrie BSS se font sentir et que les constantes de couplage g_3 , g_2 , g_1 des sous-groupes SU_3 , SU_2 , U_1 deviennent différentes (cf. fig. ci-après)



La valeur des constantes de couplage mesurées à des énergies $\leq M_W$ sont utilisées pour en déduire M_X , la masse du boson qui permet la désintégration du proton ($p \rightarrow \mu^+ + X$). Comme ces constantes de couplage sont très différentes à basse énergie, et qu'elles ne varient que logarithmiquement avec l'énergie, les masses M_X prédites sont très grandes, en effet supérieures à 10^{14} gev.

Le groupe de base décrivant toutes les interactions est encore l'objet de plusieurs modèles. Dans la théorie de Georgi-Glashow, il s'agit du groupe de symétries SU_5 qui possède $n^2 - 1 = 24$ générateurs et dont le rang est $n - 1 = 4$. Les 12 générateurs supplémentaires par rapport au modèle standard, transforment les couleurs en saveurs, les quarks en leptons etc... Le groupe SU_5 subit une BSS pour des énergies de l'ordre de $M_X \sim 10^{14}$ gev, mais, entre M_X et M_W rien ne se produit et cette région est appelée désert ou plateau. D'autres modèles plus compliqués, avec de nombreux autres seuils pourraient être considérés, qui prédisent d'autres phénomènes (autres que la désintégration du proton) dans des domaines d'énergie encore inexplorés ($M_W < E < M_X$).

B/ - GUT et cosmologie :

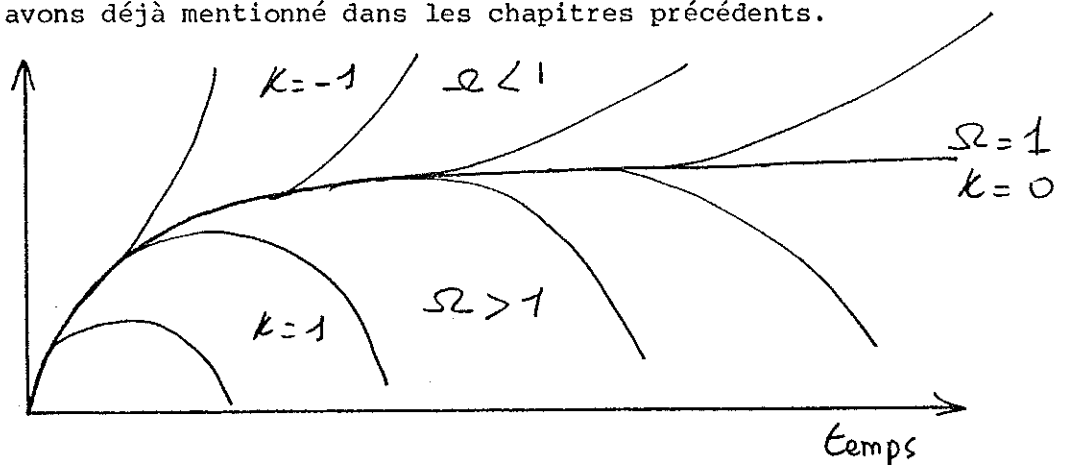
Le premier succès des théories grand-unifiées est de prédire l'existence d'une interaction qui viole la conservation du nombre baryonique au début de l'Univers, et permet d'expliquer l'excès de matière sur l'anti-matière. Le nombre actuel de baryons ($N_B/N_\gamma \sim 10^{-9}$) aurait été créé de façon dynamique peu après le Big Bang, à $t \leq 10^{-35}$ sec.

Deux problèmes non résolus dans la théorie standard du Big Bang trouvent aussi une solution dans le cadre des GUT, il s'agit du problème de la platitude de l'Univers et celui de l'horizon.

Le problème de la platitude de l'Univers vient du fait que la densité moyenne actuelle ρ est très proche de la densité critique ρ_c :

$$0,01 < \Omega < 10$$

Or dans l'expansion, cette quantité Ω ne peut que s'éloigner de 1, comme nous l'avons déjà mentionné dans les chapitres précédents.



La valeur actuelle de Ω implique que notre Univers est presque plat, presque Euclidien ($K = 0$). Plus précisément, la constante sans dimension $\epsilon \propto k/R^2 T^2$ doit être égale pour notre Univers à $|\epsilon| < 3 \cdot 10^{-57}$. Comment cette constante a-t-elle pu être ajustée à une si petite valeur ?

Le problème de l'horizon est celui de l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers; Au début de l'Univers, l'horizon était bien inférieur à

l'échelle de ce qui allait devenir l'échelle d'homogénéité. L'horizon grandit plus vite que l'expansion et si l'on appelle ℓ_0 la taille de l'horizon à $T \sim 10^{17}$ gev, soit à $t \sim 10^{-40}$ sec, la taille de notre horizon actuel était, avant expansion, et à la même époque $\sim 10^{28} \ell_0$. Compte tenu de l'expansion, le rapport des horizons entre $t = 10^{-40}$ sec et aujourd'hui ($t_0 \sim 10^{10}$ ans) est en effet :

$$ct_0/(c 10^{-40}) = 3 \cdot 10^{57}$$

Comment expliquer que des régions de l'Univers qui n'étaient pas en contact aient été homogènes ? Le problème conduirait à penser que les forces à l'origine des conditions initiales régulières de l'Univers violaient la causalité.

Ces deux problèmes sont résolus dans un scénario cosmologique où l'hypothèse d'adiabaticité (constante entropie dans un volume comobile) n'est pas vérifiée : il s'agit de l'Univers inflationnaire de Alan Guth (1981). Ce dernier suppose que l'équation d'état de la matière présente une transition de phase du premier ordre à une température critique T_c . Lorsque l'Univers en se refroidissant passe par la température T_c , la transition ne peut pas se produire instantanément, mais progressivement comme toute transition de phase (à 100°C l'eau devient vapeur mais il lui faut du temps, des bulles se forment, etc...). On s'attend donc après T_c à trouver des bulles constituées de la phase basse-température qui se forment par nucléation et croissent.

Si le taux de nucléation pour cette transition de phase est assez faible, l'Univers continue à se refroidir avec l'expansion et il est alors en état de surfusion dans la phase haute température. La surfusion se poursuit jusqu'à une température T_s , plusieurs ordres de grandeur en dessous de T_c . Lorsque la transition de phase se produit réellement à T_s , toute la chaleur latente est libérée. Mais cette chaleur latente, typique

de la température T_c est énorme pour l'univers à température T_s et chauffe l'Univers à une température T_r comparable à T_c . La densité d'entropie est grossièrement augmentée d'un facteur $(T_r/T_s)^3$. Pour que ce scénario soit compatible avec les données actuelles il faut que l'Univers ait été dépourvu de quantités strictement conservées, à l'époque de la surfusion $T \sim T_c$ (sinon ces valeurs seraient considérablement diluées et inobservables). Il faut donc que $T_c \geq 10^{14}$ gev, à des énergies où même le nombre baryonique n'est plus conservé.

L'univers en surfusion n'a pas les mêmes propriétés que l'Univers du modèle standard. Il ne tend pas vers le vide ordinaire en se refroidissant, mais vers un faux vide métastable dont l'énergie ρ_0 est supérieure à celle du vide. On peut donc écrire $\rho - \rho_0 \propto T^4$ dans cette période. Dans les équations d'Einstein, cette densité ρ_0 joue une peu le rôle de la constante cosmologique et l'Univers subit une phase d'expansion exponentielle :

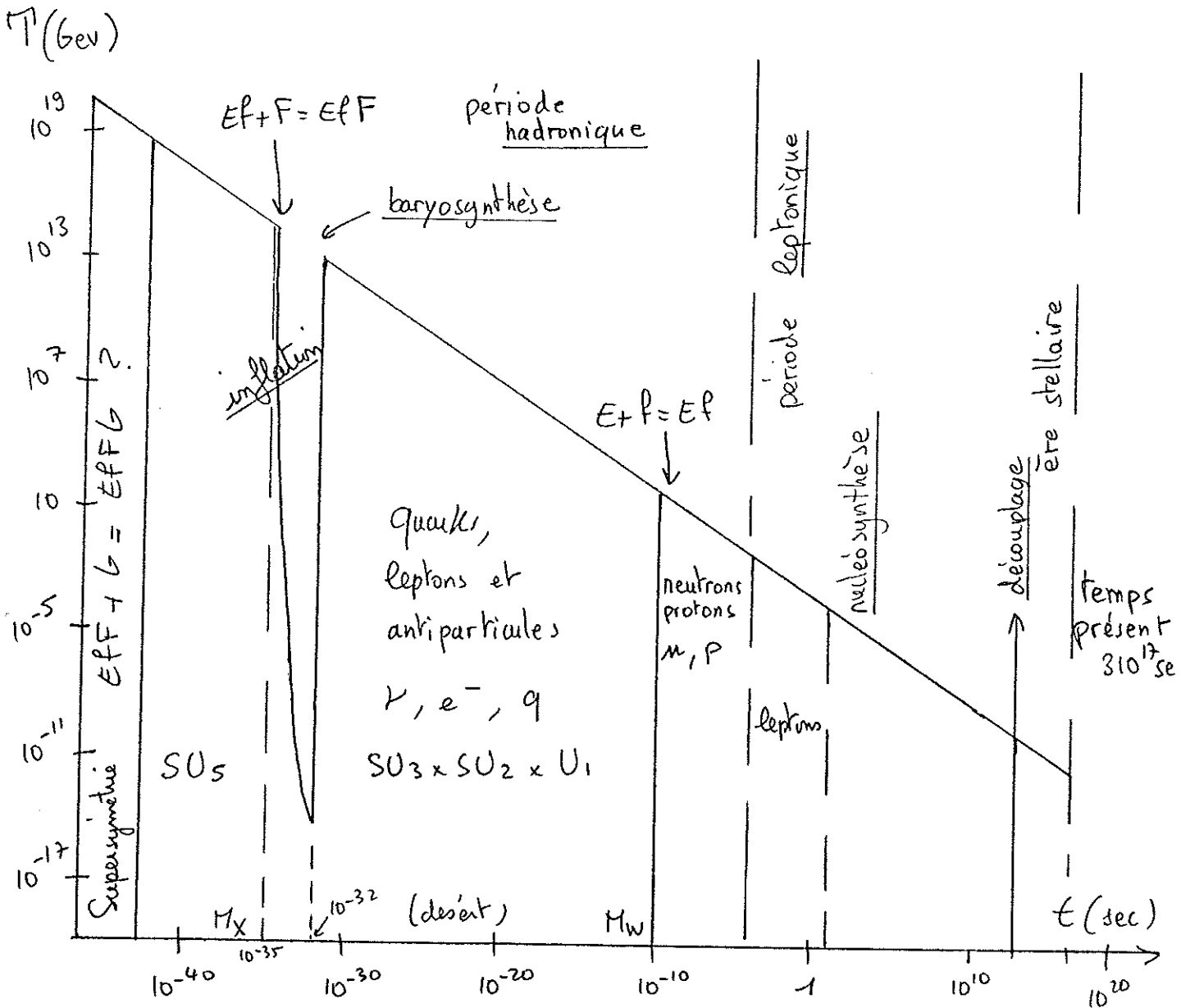
$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_0 R^2$$

(équation d'Einstein, dans laquelle on a négligé $k \sim 0$).

$$R(t) \propto e^{Ht} \quad \text{avec} \quad H^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_0$$

La pression de ce faux vide est $p = -\rho_0$; c'est la force à l'origine de l'expansion exponentielle. Cette rapidité d'expansion explique pourquoi la surfusion se poursuit jusqu'à une température T_s bien inférieure à T_c . Si cette expansion se poursuit jusqu'à ce que $T_s \sim 10^{-28} T_c$, les problèmes d'horizon et de platitude de l'Univers sont résolus. L'Univers avant T_c était alors bien plus petit qu'on ne le pense dans le modèle standard, d'un facteur 10^{28} .

On peut maintenant résumer le scénario de l'Univers très jeune sur le schéma suivant :



Ce schéma permet de situer les brisures de symétrie à des dates bien précises de l'Univers. Jusqu'à présent, les théories GUT n'incluent pas la gravité. Toutefois, des théories supersymétriques, où la supergravité unifie toutes les forces physiques, sont à l'étude. Les bosons et les fermions deviennent alors semblables et des fermions de jauge sont associés aux bosons intermédiaires : les photinos, gluinos, winos et zinos.

C/ - Les monopôles :

Si les théories grand unifiées parviennent à résoudre le problème de l'asymétrie matière-antimatière, le problème de l'horizon et de la platitude de l'Univers, elles apportent aussi un problème nouveau, celui de l'existence de monopôles magnétiques. Toutes les unifications sont à base d'un vaste groupe de symétries G , qui par BSS se transforme en $SU_3 \times SU_2 \times U_1$. Or, à chaque fois que la brisure de symétrie fait apparaître U_1 , le spectre de particules produit contient des monopôles magnétiques supermassifs : $M \sim 10^{16} \text{gev}$.

Le taux de production, puis d'annihilation de ces monopôles au cours de l'expansion a été évalué et il semble que les monopôles reliques du Big Bang devraient excéder les limites observationnelles d'au moins 14 ordres de grandeur. Il faut donc trouver un scénario qui supprime la production de ces monopôles. Ces monopôles (ou GUM) sont produits pendant la transition de phase par le processus de coalescence des bulles. L'orientation des champs de Higgs à l'intérieur d'une bulle est complètement indépendante de celle d'une autre bulle avec laquelle aucun contact n'est établi. Lorsque les bulles coalescent et remplissent tout l'espace, les champs de Higgs non corrélés ne s'alignent pas uniformément. Il se forme alors des noeuds topologiques, qui sont les monopôles. Le nombre de ces GUM croît avec le nombre de bulles. Si le taux de nucléation était assez élevé pour que la transition de phase se produise sans expansion exponentielle, le problème des monopôles serait encore plus aigu. Le problème des GUM conduit tout naturellement à renforcer l'hypothèse d'un Univers inflationnaire.

VIII.- L'ORIGINE DE LA MASSE INVISIBLE

La masse non lumineuse de l'Univers, détectée uniquement par son attraction gravitationnelle dans les halos des galaxies spirales et dans les groupes et amas de galaxies, représente l'essentiel de la masse (jusqu'à 90%). Il existe plusieurs arguments pour exclure l'origine baryonique de cette masse.

Cette matière ne peut être du gaz, car son équilibre étant dû à la pression, il devrait être chaud et rayonner. Ce ne peut être des grains de poussière, car leur abondance en métaux serait incompatible avec l'observation des étoiles de population II de faible métallicité. Ce ne peut être non plus des étoiles manquées, des "jupiters", car l'extrapolation du spectre des étoiles observées est loin de donner le nombre nécessaire. Reste l'hypothèse d'une population III d'étoiles prégalactiques, mais elle n'est possible que dans le modèle des fluctuations isothermes, ou bien dans un Univers déjà dominé par une masse non-baryonique. D'autre part, l'abondance de deutérium aujourd'hui permet de contraindre les valeurs possibles de la densité baryonique à une valeur relative à la densité cinétique de $\Omega_b \sim 10^{-2}$ à 10^{-1} .

Parmi les hypothèses non baryoniques, trois types de particules peuvent être considérés que l'on peut qualifier de modèles chaud, tiède et froid, respectivement :

(1) Les neutrinos (modèle chaud) qui étaient encore en équilibre avec le rayonnement après la dernière transition de phase de l'Univers : la transition de déconfinement quark-hadron, qui se produit à $T \sim 200$ Mev. La phase haute-température n'est constituée que d'un plasma de quarks, et la phase basse température contient les baryons, les mésons, (n, p, μ , etc...) Les neutrinos découplent à $T_d \sim 1$ Mev environ. Leur nombre est en gros du même ordre que celui des photons, ce qui implique une masse limite de 10eV,

pour rester compatible avec la masse invisible détectée. Remarquons que la limite obtenue en laboratoire est actuellement $m_\nu \leq 30$ eV et il faudrait même plus que cela ($\sim 10^2$ eV) pour atteindre la densité critique qui fermerait l'Univers.

Le principal problème pour un Univers dominé par les neutrinos est la disparition des fluctuations "primordiales" à petite échelle due à leur grande dispersion de vitesses et leur grand parcours moyen entre T_d et l'époque $T \sim m_\nu$ où les neutrinos cessent d'être relativistes. Seules les grandes échelles, de masses supérieures aux superamas de galaxies, peuvent subsister jusqu'au découplage matière-rayonnement. Or il semblerait d'après l'observation des quasars jusqu'à $Z = 4$ que les galaxies se forment en premier et les superamas ultérieurement.

Toujours dans un modèle chaud, il existe d'autres particules susceptibles de contribuer à la masse invisible, citons les Majoranas, un boson responsable de la masse des neutrinos via BSS. Tous les neutrinos et antineutrinos doivent s'annihiler en majoranas, dont la température s'élève même au-dessus de celle des photons. Mais le problème de l'amortissement des petites fluctuations serait encore plus critique.

(2) Les gravitinos et photinos (modèle tiède) reliques des théories supersymétriques. Ces particules découplent du rayonnement avant la dernière transition de phase $T \sim 200$ MeV, leur nombre est environ 10 fois plus petit et leur masse 10 fois plus grande que les neutrinos. L'échelle des fluctuations qui peuvent subsister dans ce cas est de l'ordre de la masse d'une galaxie. Les masses du gravitino (spin 2/3) et du photino (spin 1/2) sont encore mal déterminées, elles dépendent du seuil de brisure de la supersymétrie $M_{\text{SUSY}} \sim 10^{11}$ GeV).

(3) Les axions et monopôles (modèle froid). L'amortissement des fluctuations primordiales n'a alors aucune importance cosmologique.

L'axion est un champ pseudoscalaire introduit en chromodynamique quantique pour annuler le moment dipolaire électrique du neutron. Une masse lui est conférée à la transition de phase $T \sim 200$ MeV, lorsque l'interaction QCD devient forte. Il semblerait que ces modèles décrivent bien la structure de l'Univers à petite échelle, mais ont des difficultés à rendre compte des vides et des filaments à grande échelle.

Le problème est loin d'être résolu. La répartition de la masse invisible est d'ailleurs mal connue dans l'Univers. On ne sait pas si elle est vraiment corrélée à la masse lumineuse.

Il est intéressant de noter que grâce aux théories de grande unification et de supersymétrie, la gravitation détermine la structure de l'Univers à la fois sur les plus vastes et les plus microscopiques échelles.

