

Chapitre 11.

Grande unification, neutrinos, monopoles.

Paul MUSSET⁺, Michel PATY

Résumé.

Après avoir rappelé le rapport entre les échelles des énergies et des temps de l'univers selon le modèle cosmologique, et les différentes phases de l'univers primordial qui correspondent à autant d'étapes de l'unification de la théorie des particules élémentaires et de leurs champs d'interaction, on décrit sommairement les idées directrices de cette unification, basée sur des principes de symétrie. A une "symétrie de jauge" donnée relative aux grandeurs physiques qui déterminent une interaction (il s'agit respectivement de la charge électrique, de l'isospin faible et de la couleur, pour les champs d'interaction électromagnétique, faible et fort), correspond la détermination des propriétés dynamiques du champ. Le choix de symétries plus générales entraîne, par étapes, l'unification des champs. La théorie électrofaible rassemble le champ électromagnétique et le champ faible en un seul schéma théorique. La théorie de "grande unification" se propose de réunir la théorie électrofaible et la chromodynamique quantique, théorie de jauge de l'interaction forte, ce qui entraîne des prédictions théoriques, en physique des particules et en cosmologie. On évoque, dans cette perspective, l'état de notre connaissance sur les hypothétiques monopoles magnétiques, et sur les propriétés des neutrinos émis aux premiers instants de l'évolution de l'univers.

Grande unification, neutrinos, monopoles.

Paul MUSSET⁺, Michel PATY

Modifications seulement.

* Il était initialement prévu que Paul Musset rédige le présent chapitre, sous ce titre. Il n'a malheureusement pas eu le temps de le faire avant sa disparition brutale, et nous n'en avons pas retrouvé d'esquisse dans ses papiers. Nous avons décidé, Jean Audouze et moi, que je me chargerais de l'écrire, en cosignant avec Paul, à qui le sujet tenait particulièrement à coeur. Au reste ce travail a été fait en pensée avec lui, fruit d'une vieille amitié portée par de communs intérêts. Le paragraphe sur le monopole a été presque totalement extrait de son article sur le sujet, mentionné dans la bibliographie. Je remercie Coline Musset de son intérêt et de sa confiance relativement à ce travail en particulier. **M.P.**

3

p. 3.

Et, de fait, tant du point de vue théorique qu'expérimental, la cosmologie et la physique des particules se prêtent un mutuel concours, comme on le voit tout au long de cet ouvrage. Par exemple, la cosmologie observationnelle fournit (ou pourra fournir) des contraintes sur l'abondance des éléments chimiques formés dans l'univers primordial, sur le rapport baryons/photons, sur la densité de matière noire (ou invisible), sur la présence d'éventuels monopoles magnétiques, sur l'homogénéité et l'isotropie du rayonnement électromagnétique fossile du fond du ciel, sur la structure à grande échelle de l'univers.

Toutes ces observations permettent d'

en fonction du temps de l'échelle de distance de l'Univers $R(t)$, de sa température $T(t)$ (elle varie à peu près comme $t^{1/2}$), de la vitesse d'expansion $H(t)$ (elle varie comme t^{-1} en régime normal), de la densité de matière-énergie $\rho(t)$.

p. 4

L'univers, très chaud et très dense, passe donc successivement par des températures où l'équilibre des constituants se modifie en raison des interactions qui s'effectuent à ces énergies. On peut caractériser les phases qu'il a connues dans ces premiers instants selon l'interaction dominante. La table de correspondance des énergies et des temps (fig. 1) permet ainsi de caractériser les différentes phases de l'univers primordial (fig. 2).

p. 4

2. Les phases de l'univers primordial.

De 100 à une seconde, dans la région de la dizaine de keV, se produit la synthèse de l'hélium et des éléments très légers (deutérium, hélium, lithium 7). Entre une seconde et un centième de seconde (10 MeV), c'est l'ère leptonique, où dominent les électrons, les positons et les photons. A cette époque, les protons peuvent se transmuter en neutrons et réciproquement sous l'influence de l'interaction faible. A 10^{-5} seconde (environ 300 MeV) se présente l'ère hadronique, où la densité est voisine de celle qui caractérise l'intérieur des noyaux ; quelques fractions de seconde plus tard (10^{-10} s.), les quarks et les gluons (qui lient ces derniers entre eux), particules constitutives des hadrons, se trouvent, libres, à l'état de plasma ; le passage de cet état à celui de nucléons (dans le cours de

p. 5

4

hadrons). On montre, au chapitre 8, que la nucleosynthèse primordiale, et en particulier celle qui concerne le lithium 7, fournit une contrainte très intéressante sur cette transition de phase. Les particules élémentaires fondamentales (quarks,

est devenue particulièrement importante, car son intensité

en rendant négligeables par rapport à la densité d'énergie les masses des

p. 5-6

l'influence de particules hypothétiques, les bosons de Higgs (ce sont des particules de spin nul, ou particules scalaires). La recherche de ces derniers, qui

p. 6

cette étape du scénario cosmologique. Les neutrinos, qui interviennent

Si, au lieu maintenant de remonter le temps, nous le suivons dans son sens effectif (du passé vers le futur), c'est

p. 7

Ces dernières sont des transitions spontanées de neutrons en antineutrons, qui se marqueraient, si elles existaient, par l'apparition, au bout d'un certain temps, dans un faisceau de neutrons initialement pur, d'antineutrons, sans qu'aucune interaction ne se soit produite.

Plus haut dans le temps, la montée en énergie rencontre, à 10^{-43} s., un nouveau domaine dont le seuil est "la masse de Planck", qui vaut 10^{19} GeV : ce domaine est celui où les effets quantiques (tels qu'ils se marquent par les relations d' "incertitude" entre certaines quantités physiques, etc.) deviennent dominants. La force de gravitation, dont

symétriques. C'est pour tenter de décrire la physique à cette époque de l'évolution cosmique que l'on fait appel à la théorie des cordes, ou des théories supersymétriques (voir le chapitre 12).

3. Particules et champs. Symétrie et unification.

Les particules élémentaires.

Il nous faut donner quelques précisions supplémentaires sur

p. 9.

ou chromodynamique quantique, est désormais la théorie de l'interaction forte.

L'interaction des particules à travers leurs charges électriques et leurs saveurs est traitée par la théorie du champ électrofaible, lequel est composé du

5

champ électromagnétique, dont la théorie propre est l'électrodynamique quantique, et du champ d'interaction faible (dont la forme initiale fut la théorie de Fermi).

Les principes d'unification.

Les divers champs d'interaction, longtemps traités séparément du point de vue théorique, font, depuis maintenant deux décennies, l'objet d'une approche unitaire : une première unification rassemble la théorie quantique de l'électromagnétisme (électrodynamique quantique) et la théorie de l'interaction faible (théorie de Fermi de la désintégration β modifiée par la non-conservation de la parité dans cette interaction) en une théorie plus générale que chacune d'entre elles et les englobant, la théorie du champ électro-faible. Cette théorie, due principalement à A. Salam, S. Weinberg et S. Glashow, a connu de grands succès du point de vue expérimental avec deux découvertes importantes faites depuis une quinzaine d'années. Il s'agit, d'une part, de l'existence des "courants neutres faibles", processus dans lequel, par exemple, un neutrino interagit avec d'autres particules sans échanger de charge (comme il le fait classiquement en se transformant en électron ou en muon, ce qui correspond à des "courants chargés"), poursuivant son existence de neutrino : cette découverte, corroborant une prédiction fondamentale de la théorie unifiée électrofaible, a été faite en 1973, dans des expériences de neutrinos de grande énergie au CERN (laboratoire européen) puis aux Etats-Unis. Et, d'autre part, de la mise en évidence, en 1983, dans des collisions frontales de protons et d'antiprotons à des énergies plus considérables encore, au CERN, des "bosons intermédiaires, particules très lourdes (environ 80 fois la masse du proton), responsables, selon la théorie quantique des champs, de la propagation de l'interaction faible entre les particules. Ce sont les bosons W^+ et W^- , propagateurs des courants faibles chargés, et Z , propagateur des courants faibles neutres.

Le troisième champ d'interaction est le champ d'interactions nucléaires fortes, responsable de la cohésion des protons et neutrons dans les noyaux, de l'interaction des quarks entre eux et de leurs liaisons pour former un nucléon, de l'interaction (forte) de nombreuses particules (les "hadrons", qui comprennent les baryons, parmi lesquels les nucléons, et les mésons). La théorie quantique de ce champ a été développée depuis le début des années 70, et s'appelle "chromodynamique quantique". C'est la théorie du champ fort entre ces hadrons fondamentaux que sont les quarks, dont chacun est caractérisé par une sorte de charge (analogue de la charge électrique du champ électromagnétique), qui s'appelle la "couleur". La chromodynamique quantique fait intervenir des propagateurs (ou bosons), particules virtuelles qui transportent d'un quark à un autre la charge de couleur : ce sont les "gluons". Les gluons sont donc les bosons intermédiaires de l'interaction forte échangés par les quarks dans leurs relations entre eux. Il existe huit gluons de couleurs différentes (correspondant à trois "couleurs" fondamentales, avec huit manières indépendantes de les combiner deux à deux).

L'idée d'unifier les champs d'interaction a donc connu une deuxième étape, après les succès de la théorie du champ électrofaible, avec l'extension de celle-ci au champ fort, c'est-à-dire à l'unification du champ électro-faible et de la chromodynamique quantique. Cette unification revient à considérer que tous les "bosons intermédiaires" considérés par ces théories (à savoir le photon, les bosons W et Z et les gluons), sont des états différents d'une même entité fondamentale, en laquelle elles se résolvent sous l'effet d'une puissante symétrie qui fait évanouir leurs différences entre elles. Ces différences se manifesteraient comme des "brisures" de cette symétrie, produites spontanément par des "transitions de phase" affectant les états physiques où les particules élémentaires interviennent, lorsque les énergies en jeu deviennent basses par rapport à celles du domaine où joue la symétrie. De telles transitions de phase se produisent aussi en physique classique : lorsque la température (l'énergie) baisse, de la matière à l'état solide passe à l'état liquide. En théorie quantique des champs, les symétries fondamentales sont relatives à une transformation entre les états représentant les systèmes physiques, dite transformation de jauge, dont un exemple simple est bien connu en électromagnétisme classique, et quantique. Les théories de jauge sont une extension de cette idée aux "charges" autres que la charge électrique (charge "faible", et "couleur").

Les idées théoriques fondamentales des théories d'unification.

(Ce paragraphe étant plus difficile, on peut le sauter en première lecture).

[Nous allons essayer d'expliquer en quelques mots les idées directrices de ces théories d'unification.

L'idée fondamentale est celle d' "invariance de jauge", qui fournit un principe physique à partir duquel on peut déterminer les propriétés d'une interaction. Le modèle théorique est ici celui de la théorie de la relativité générale d'Einstein : le principe de symétrie fondamental est le principe de relativité générale, dont l'expression entraîne la forme théorique du champ de gravitation. Les théories de jauge, de manière analogue, posent au départ un principe d'invariance (invariance de jauge "locale" ou "globale"), et l'expression de ce principe sur les grandeurs physiques impliquées entraîne la forme des équations de champ, c'est-à-dire la dynamique des interactions.

Un principe de symétrie de jauge élémentaire est celui qui correspond à la conservation de la charge en électrodynamique. Rappelons tout d'abord que, à toute propriété d'invariance en physique correspond la conservation d'une grandeur (théorème de Noether) : à l'invariance par changement de phase du champ représentant l'électron, correspond la conservation de la charge de cet électron.

Cette conservation peut être considérée de manière *globale* : le lagrangien (fonction décrivant le système) relatif à la propagation d'un électron libre (sans interaction) est invariant sous les changements de la phase de l'électron. Mais cette conservation peut aussi être considérée de manière *locale* (c'est-à-dire, en tout point, comme fonction des coordonnées d'espace), et l'on dispose alors d'un principe qui permet de reconstituer les propriétés d'interaction de l'électron, c'est-à-dire sa dynamique. On sait qu'un électron (que l'on peut considérer comme

ponctuel) en mouvement émet un rayonnement (émission de photons), et que cependant sa charge électrique en tout point de sa trajectoire est conservée. Cette conservation (locale) de la charge est en fait reliée à une invariance relative à la dynamique de l'électron par changement de sa phase en chaque point de sa trajectoire. L'expression de cette propriété oblige, dans la construction du lagrangien, à introduire, à coté d'une partie qui représente la propagation de l'électron libre, un terme qui représente la couplage de l'électron au champ électromagnétique (à ces termes, la théorie quantifiée en ajoute un autre, qui représente la propagation des photons du rayonnement).

La généralisation de l'approche des champs d'interaction fondamentaux en termes d'invariance de jauge consiste à poser, en premier, pour chacun des trois champs d'interaction, un principe de symétrie de jauge relatif à une grandeur caractéristique de ces champs : il s'agit de la charge électrique pour le champ électromagnétique, de la charge "faible" pour le champ d'interaction faible, de la charge de couleur pour la chromodynamique quantique. C'est ce principe de symétrie de jauge qui guide, pour chacun de ces cas, la forme prise par le champ considéré, d'où résulte l'interaction des particules à travers ce champ. Dans le cas du champ électromagnétique, la transformation de jauge qui laisse invariante l'équation de champ est définie (localement) par une phase, $q(\mathbf{x},t)^{(3)}$ (\mathbf{x} est le vecteur position, à trois composantes, x,y,z). L'imposition de cette invariance de jauge correspond à l'introduction du champ d'interaction électromagnétique, et la théorie formulée à partir d'elle est l'électrodynamique quantique.

Pour formuler d'une manière analogue les propriétés des particules soumises à l'interaction faible par leur champ, il faut représenter ce dernier non plus sous la forme d'une fonction scalaire (correspondant à un nombre pour chaque point d'espace-temps, comme le champ électromagnétique d'un électron), mais sous la forme d'un ensemble, ou multiplet, de telles fonctions, que l'on peut mettre sous forme d'une matrice colonne : le champ est ainsi un "multiplet d'isospin", l'"isospin faible" étant la grandeur physique qui distribue les composantes du champ en multiplet : il s'agit d'un nombre quantique interne des particules, qui est l'analogue, vis-à-vis de l'interaction faible, de ce qu'est la charge électrique pour le champ électromagnétique. La transformation de jauge analogue de celle considérée pour le cas électromagnétique implique cette fois une phase à plusieurs composantes, $\mathbf{q}(\mathbf{x}, t)$, autant que de composantes du multiplet ⁽⁴⁾.

Cette transformation de jauge correspond à une rotation dans l'espace (abstrait) que définissent les composantes de l'isospin faible. En théorie des groupes, on la désigne par SU (2). La transformation de jauge dans le cas électromagnétique est pour sa part décrite par le groupe U(1) ⁽⁵⁾. La théorie de jauge du champ unifié électrofaible consiste à considérer l'invariance sous le groupe de transformation de jauge conjoint SU(2) x U(1) ⁽⁶⁾, c'est-à-dire à considérer ensemble le champ électromagnétique et le champ faible, en mêlant leurs composantes, et à déduire la dynamique de l'interaction résultante, "électrofaible", de cette invariance.

La théorie obtenue ainsi par A. Salam et S. Weinberg possédait une propriété intéressante du point de vue physique, que possédait aussi de son coté l'interaction

8

électromagnétique : la théorie était "renormalisable", c'est-à-dire que, bien que le calcul formel de la théorie quantique des champs fasse apparaître des quantités infinies, celles-ci pouvaient être résorbées grâce à un choix particulier et judicieux de la jauge (ce choix étant permis par l'invariance, comme cela avait été montré pour l'électrodynamique quantique vers 1948) (7): la théorie aboutissait bien à déterminer des quantités physiques finies. Les particules correspondant aux quanta du champ faible dans cette théorie (bosons intermédiaires W^+ , W^- , et Z^0) sont initialement, dans l'état où la symétrie de jauge est respectée, de masse nulle, comme le photon (avec lequel le Z^0 se trouve d'ailleurs apparié). Un mécanisme de brisure spontanée de symétrie engendre les masses non nulles de ces bosons, en même temps qu'il différencie les champs électromagnétique et faible ; proposé par le physicien Higgs, il met en jeu des particules scalaires hypothétiques, les "bosons de Higgs".

Nous ne pouvons ici détailler davantage cette théorie, dont nous avons mentionné plus haut le succès quant à ses deux prédictions principales, l'existence de courants neutres et celle des bosons intermédiaires. Indiquons cependant que le courant faible neutre est la partie, dans l'interaction électrofaible unifiée, qui se combine au courant électromagnétique, neutre comme elle, correspondant à la combinaison, ou mélange, entre les bosons neutres Z^0 et g , liés par la symétrie. Cette partie n'avait pas d'analogue dans la théorie classique de l'interaction faible avant que ne fût développée la théorie de jauge unifiée. Les propriétés des courants neutres faibles, mis en évidence dès 1973, ont été confirmées et précisées constamment par la suite. Le rapport de leur intensité à celle des courants chargés est directement fonction d'un paramètre, q_W , qui exprime, dans la théorie, le "mélange" des champs électromagnétique et faible (c'est-à-dire du photon g et du Z^0). Des processus très divers de réactions à courants neutres de particules (neutrinos, électrons, etc.) ont permis d'établir une valeur précise et unique de cet "angle de mélange" : la moyenne correspond à $\sin^2 q_W = 0,23 \pm 0,02$.

Cette convergence à une valeur unique (valeur sur laquelle la théorie électrofaible ne dit rien, laissant libre ce paramètre) confirme le bien-fondé de la théorie ; c'est d'une manière analogue que Jean Perrin avait confirmé l'existence physique des atomes à partir des mesures différentes du nombre d'Avogadro.

Quant aux bosons intermédiaires, observés en 1983, des mesures précises de leurs masses concordent également avec la valeur du paramètre q_W , en fonction duquel s'exprime leur rapport.

Ces succès théoriques et expérimentaux ont conforté les physiciens des particules dans leur approche des champs fondamentaux en termes d'unification par l'exigence des symétries de jauge.

Quant au champ d'interaction forte, il était traité parallèlement, mais indépendamment, par une voie analogue. La découverte des quarks comme particules fondamentales et l'étude de leurs propriétés (bien qu'ils fussent confinés dans des particules composites, les hadrons) conduisit à construire une théorie invariante de jauge de leurs interactions, fondée sur le groupe d'invariance de la *couleur*, ce nombre quantique caractéristique des quarks, qui prend trois valeurs

9

distinctes (le groupe d'invariance de la *couleur* est dénommé, en théorie des groupes de transformation, $SU(3)_C$ (9)). La théorie de jauge correspondant à l'invariance sous le groupe de la couleur est la chromodynamique quantique, qui s'est avérée également cohérente, renormalisable, et conduit à des prédictions nombreuses, dont certaines ont pu être vérifiées. Cette théorie fait intervenir huit quanta de champ sans masses, les gluons, porteurs des charges de couleur, échangés entre eux par les quarks.]

4. La grande unification.

_____A ce stade, l'unification des champs d'interaction n'est encore que partielle. D'une part les deux champs, électrofaible et fort, sont traités de manière totalement indépendante par la théorie. De plus, l'unification electro-faible elle-même n'est pas complète, ses deux champs constituants étant davantage juxtaposés que véritablement unifiés. En effet, chacun intervient avec une intensité propre, exprimée par une grandeur qui lui est propre, sa "constante de couplage" : celle du champ d'interaction électromagnétique est la "constante de structure fine", ($\alpha = e^2/hc = 1/137$), celle du champ d'interaction faible est la constante de Fermi, G_F . Certes, ces deux constantes de couplage sont reliées entre elles par le paramètre de la théorie électrofaible, q_W . Mais celui-ci n'est pas fixé par la théorie, qui garde fondamentalement les deux constantes distinctes, et laisse le paramètre q_W arbitraire. La valeur unique du paramètre q_W est un fait empirique qui n'a pas d'explication théorique à ce stade.

Ces deux considérations plaident en faveur d'une étape ultérieure de l'unification, dans laquelle les trois champs d'interaction seraient considérés comme des aspects d'une seule et unique entité, le "champ de grande unification". [En langage de théorie des groupes, les groupes de symétrie qui engendrent chacune des trois interactions, (l'électromagnétique et la faible rassemblées en électrofaible, et la forte), sont caractérisés chacun par une constante de couplage, en l'occurrence respectivement α , G_F , g : une véritable unification des trois champs les réduirait à une seule].

D'autres arguments militent pour cette perspective. La quantification de la charge électrique en est un. La charge électrique, qui intervient comme une caractéristique des particules dans ces trois types d'interaction, intervient toujours avec la même valeur : l'électron et le proton sont, en toutes circonstances, de charges égales et opposées (égales en valeur absolue à 10^{-20} près), et aucune des théories prises séparément n'est apte à rendre compte de cette quantification, qui reste en l'état actuel des choses un fait simplement empirique.

Sur ces deux points importants (constante de couplage unique, quantification de la charge électrique), l'approche dite "de grande unification" apporte des réponses satisfaisantes (voir, pour plus de détails, le chapitre 12). Il s'agit d'unifier les trois théories sous la houlette d'un principe de symétrie plus général que chacun des deux précédents (celui de la théorie électrofaible, et celui de la chromodynamique quantique) considérés indépendamment. La symétrie de jauge du

10

groupe de grande unification contiendrait le produit des trois groupes à titre de sous-groupe [en termes techniques, $SU(2) \times U(1) \times SU(3)_C$, groupe dit "du modèle standard"]. Suivant la voie ouverte par les considérations précédentes, c'est ici encore la forme de la symétrie qui dicterait la dynamique, c'est-à-dire la forme du champ d'interaction correspondant. Les premières tentatives d'une telle "grande unification" [ce type de théorie est désignée dans le jargon en vigueur par le sigle GUT, pour "grand unification theory"] furent proposées dès 1973-74 par A. Salam et J.C. Pati, ainsi que par H. Georgi et S. Glashow.

Comportement des constantes de couplage des champs d'interaction avec l'énergie ou la distance

(Attention ! la partie de ce paragraphe entre [] est de lecture relativement plus difficile.)

--> p. 13.

p. 14.

On peut porter sur un diagramme les variations des constantes de couplage

seulement partielle de $SU(2)$ et $U(1)$ (c'est-à-dire de la théorie électrofaible) devient effective par

électronique) (10). [En termes techniques, ce groupe a 24 générateurs, qui correspondent à autant de bosons de champ]. Parmi les 24 bosons, propagateurs du champ, auxquels ce groupe fait appel, figurent ceux que nous connaissons déjà (à savoir, le photon, les bosons W^\pm et Z^0 , les gluons)

p. 15.

l'antimatière (voir le chapitre 13). Dès 1967, A. Sakharov avait abordé ce problème

p. 18.

Le modèle d'inflation, traité plus loin (chapitre 12), implique que les

Du point de vue observationnel et expérimental, les monopoles n'ont pas été mis en évidence ; mais ils on cherche à les détecter. Les observations cosmologiques et astrophysiques

p. 19

trop d'énergie.

Les monopoles magnétiques, qu'ils soient d'origine extragalactique, ou qu'ils soient concentrés dans notre galaxie, voire dans le

expérience, publiée en 1982, a annoncé un résultat positif. Mais celui-ci est très controversé, et n'a pas été confirmé par des observations ultérieures. L'expérience utilisait des matériaux supraconducteurs ; la détection, à un instant donné, d'une très forte modification de champ magnétique, fut interprétée par ses auteurs comme le signal du passage d'un monopole à travers l'appareillage (17).

Les limites obtenues actuellement ne dépassent pas celles fournies par l'observation

p. 20

près le même que celui des photons (soit 10^9 à 10^{10} fois plus élevé que les baryons) : leur densité dans l'univers est d'environ 1000 g/cm^3 , en considérant indifféremment les neutrinos de diverses espèces. Ce rayonnement aujourd'hui diffus de neutrinos est isotrope, et correspond à une température de 2° K (un peu plus

p. 22

à 10 électron-volts. La plage des valeurs de masse autorisées est beaucoup plus large pour les deux autres neutrinos, n_e et n_m (voir la table 12.1). Diverses

Notes p. 23

4) Elle s'écrit $f \rightarrow e^{-i \mathbf{L} \cdot \mathbf{q}(\mathbf{x},t)} f$, où \mathbf{L} représente les trois matrices d'isospin (une pour chaque composante L_1, L_2, L_3), et \mathbf{q} les trois phases q_1, q_2, q_3 , correspondantes.

7) En électrodynamique, on choisit la jauge de Lorentz telle que $\partial_m A_m = 0$ ($m = 1, 2, 3$, représentent les trois composantes d'espace, et $m = 4$, celle de temps).

10 suite)

L'état d'une particule peut être représenté comme un combinaison de ses états de polarisation (cela revient à un choix d'axes de coordonnées dans l'espace des états). L'état de polarisation gauche correspond à la projection du spin (moment angulaire intrinsèque de la particule) sur la direction opposée au sens du mouvement ; l'état de polarisation droite à la projection dans le sens du mouvement. Quarks et leptons chargés possèdent des polarisations gauches et droites. Seul le neutrino ne possède qu'une polarisation gauche (si sa masse est nulle).

Table et figures du chapitre 11.

Fig. 11.1 : Echelle des énergies et des temps.

Fig. 11.2 : Les phases de l'univers primordial.

Fig. 11.3 : Les familles de particules élémentaires fondamentales et les
b. *Les champs (faible, électromagnétique et fort).*

Fig. 11.4 : Variation avec l'énergie des trois constantes de couplage du

Fig. 11.5 : L'unification des quatre champs d'interaction.

quatre types d'inter

"modèle standard".

Table 11.1 : Table des neutrinos et de leurs masses.

Fig. 11.1 : Echelle des énergies et des temps.

(La relation entre l'âge de l'univers et son énergie ou sa température dépend du modèle décrivant l'état de la matière à cette énergie.)

Fig. 11.2 : Les phases de l'univers primordial.

(Voir le texte pour la description des différentes phases de l'univers en fonction de la réalisation de symétries d'ordres différents.)

brisure
de
symétrie

Fig. 11.3 : Les familles de particules élémentaires fondamentales et les quatre types d'interaction.**a. Les particules (quarks et leptons).**

	quarks		leptons	
1 ère famille	u	up	ν_e	neutrino électronique
ou génération	d	down	e^-	électron
2 ème famille	c	charme	ν_m	neutrino muonique
ou génération	s	étrangeté	m^-	muon
3 ème famille	t	vérité	ν_t	neutrino tauique
ou génération	b	beauté	t^-	lepton tau

Proton : $p = uud$. Neutron : $n = udd$.

Hypéron : $Y = uds$. Méson $M = ud^-$ ou us^- , etc.

b. Les champs (faible, électromagnétique et fort).

(Chaque diagramme se lit de gauche à droite et représente l'évolution d'une particule au cours du temps. Les lignes droites ou brisées représentent les particules élémentaires fondamentales (leptons ou quarks), les lignes ondulées verticales représentent les quanta de champ (bosons) échangés. Les nucléons cibles des interactions choisies sont représentés par leurs trois quarks (l'interaction d'un seul quark constitue l'interaction fondamentale).

électromagnétique faible neutre faible chargé fort

Fig. 11.4 : Variation avec l'énergie des trois constantes de couplage du "modèle standard".

intensité des
constantes
de couplage

Fig. 11.5 : L'unification des quatre champs d'interaction.

Table 11.1 : Table des neutrinos et de leurs masses.

type de neutrino	masse (MeV)	évidence expérimentale
ν_e	$< 3.5 \times 10^{-5}$	désintégration β du tritium
	$2. \times 10^{-5}$	id. Expérience dse Lubimov (1980-1983)
	$< 1.0 \times 10^{-5}$	supernova 1987.
ν_m	< 0.5	désintégration du lepton m.
ν_t	$< 170.$	désintégration du lepton t.

Bibliographie élémentaire du chapitre 11.

- Cohen-Tannoudji, Gilles et Spiro, Michel 1986. *La matière-espace-temps*, Fayard, Paris, 1986
- Iliopoulos, Jean 1986. "De la symétrie à la supersymétrie", *Bulletin de la Société française de physique*
- Musset, Paul 1985. "Particules, astrophysique et cosmologie", *Bulletin de la Société française de physique*
- Musset, Paul 1986. "Magnetic monopoles", *Il Nuovo Cimento*, 9C, 1986, 559-572.
- Paty, Michel 1983. "Symétries et groupes de transformation dans les théories contemporaines"
- Paty, Michel 1985. "Les neutrinos", *Encyclopaedia Universalis*, 2^e ed., Paris, vol. 12, 1985
- Schramm, David D. "The early universe and high-energy physics", *Physics Today*, avril 1983,