

# Le fondamental, l'effectif et l'émergent

Gilles Cohen-Tannoudji<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Recherche sur Les Sciences de la Matière (LARSIM), CEA-Saclay, F91191 Gif sur Yvette Cedex

**Résumé.** Les deux disciplines de la physique fondamentale que sont la physique des hautes énergies et la cosmologie tendent à se rapprocher et à collaborer pour nous offrir, en collaboration avec ce que nous appellerons *la physique de l'émergence*, et avec un grand nombre d'autres disciplines, une authentique cosmogonie scientifique. La méthodologie des *théories effectives* qui s'attache, dans chaque système physique, à isoler les paramètres et degrés de liberté pertinents, fournit le lien entre le cadre le plus général de la physique théorique (la théorie quantique des champs, la relativité générale et la statistique quantique) et la modélisation quantitative et prédictive des phénomènes émergents.

## 1 Introduction

En une cinquantaine d'années la physique a été le théâtre de trois avancées majeures. La physique des particules a atteint l'essentiel de son objectif, à savoir l'identification des constituants élémentaires de la matière et la compréhension des interactions, qualifiées de fondamentales, dans lesquelles ils sont impliqués. Tous les succès qu'elle a obtenus dans la comparaison des prédictions théoriques et des données expérimentales sont consignés dans ce que l'on appelle son modèle standard. Dans le même temps, et c'est la seconde avancée, la cosmologie qui, de manière en quelque sorte complémentaire, s'intéresse à l'univers, comme le plus grand tout qui puisse se concevoir, a quitté le domaine de la pure spéculation philosophique et s'est épanouie en une discipline scientifique majeure, marquée par la découverte essentielle de l'expansion de l'univers. Cette discipline aussi s'est dotée d'un modèle standard, la théorie du « big bang », tout récemment perfectionné en « cosmologie de la concordance ». La troisième avancée réside dans la tendance de ces deux disciplines à se rapprocher, à collaborer pour nous offrir, en relation avec les autres branches de la physique et avec un grand nombre d'autres disciplines scientifiques, une authentique *cosmogonie scientifique*<sup>1</sup>, à savoir une représentation d'un univers qui n'est pas seulement en expansion, mais aussi en évolution, en devenir, depuis une phase totalement indifférenciée, survenue immédiatement après le big bang jusqu'à l'état dans lequel il se laisse observer aujourd'hui, en passant par une série de transitions, où les interactions se différencient, les particules acquièrent leurs masses, les symétries se brisent, de nouveaux états de la matière apparaissent, de nouvelles structures se forment. Ce que nous appelons *physique de l'émergence*, c'est, comme nous allons l'expliquer dans ce qui suit, cet ensemble de branches de la physique qui, avec la physique des particules, la physique de l'univers et, en fin de compte, l'ensemble des sciences de la nature, concourent à la constitution de la cosmogonie scientifique.

La raison première du rapprochement de la cosmologie et de la physique des particules réside dans le fait que dans chacune de ces deux disciplines est à l'œuvre une relation temps-énergie. En physique quantique, dont relève la physique des particules, les inégalités de Heisenberg impliquent que pour sonder la structure de la matière à haute résolution (c'est-à-dire aux échelles spatio-temporelles microscopiques), on doit utiliser une sonde dont l'énergie est d'autant plus élevée que cette résolution souhaitée est élevée. En cosmologie, la découverte de l'expansion de l'univers implique aussi l'existence d'une relation temps-énergie. Si l'Univers est en expansion, il nous faut admettre que, dans le passé, il a connu un état de concentration et de densité extrêmes, voire infinies, une singularité que les astronomes hostiles à ce type de cosmologie ont dénommé, en dérision, le « big

---

<sup>1</sup> Conformément à la définition qu'en donne le chanoine Lemaître, le père de la théorie du big bang, « L'objet d'une théorie cosmogonique est de rechercher des conditions initiales idéalement simples d'où a pu résulter, par le jeu des forces physique connues, le monde actuel dans toute sa complexité. » (Georges Lemaître, *L'Hypothèse de l'Atome Primitif, Essai de cosmogonie*, Préface de Ferdinand Gonseth, p. 176, Éditions du Griffon, Neuchâtel, 1946)

bang », la grande explosion. On peut modéliser l'état de l'univers immédiatement après ce big bang à l'aide d'un « fluide primordial » qui aurait une densité et une température décroissant avec le temps écoulé depuis le big bang. Telle est l'origine de la relation temps-énergie dans la physique de l'univers primordial : la température, qui n'est autre que l'énergie cinétique moyenne des constituants du fluide primordial est une fonction décroissante du temps écoulé depuis l'explosion initiale. Ainsi, tout comme la physique des constituants ultimes de la matière, la physique de l'univers primordial est une physique de haute énergie. En quelque sorte, explorer la structure de la matière à l'aide d'un accélérateur de haute énergie revient à produire, en laboratoire, des conditions ressemblant à celles qui prévalaient dans l'univers primordial, à un temps, après le big bang, où la température correspondait à l'énergie de l'accélérateur.

Après avoir passé en revue les acquis de la physique des particules et de la cosmologie nous discuterons les lignes de force, les premiers acquis et les promesses de la physique de l'émergence. L'articulation entre le fondamental, l'effectif et l'émergent, objet du présent article, est mise en évidence dans la synthèse interdisciplinaire qui s'est opérée dans les années soixante-dix : on y a alors utilisé avec succès un même outil théorique, *les équations du groupe de renormalisation*, dans deux domaines qui jusque là semblaient totalement disjoints, celui de la physique des transitions de phase du second ordre dans laquelle se produisent ce que l'on appelle typiquement des phénomènes *émergents* et celui de la physique des interactions *fondamentales* à haute énergie à l'aide de théories quantiques des champs renormalisables. La leçon épistémologique de ce succès est qu'il aide à comprendre la signification du concept d'émergence : ce qui émerge dans deux systèmes partageant les mêmes équations du groupe de renormalisation exhibe une certaine universalité. On dit d'ailleurs de deux tels systèmes qu'ils appartiennent à la même classe d'universalité. La méthodologie des *théories effectives* qui s'attache, dans chaque système physique, à isoler les paramètres et degrés de liberté pertinents, fournit le lien entre le cadre le plus général de la physique théorique (la théorie quantique des champs, la relativité générale et la statistique quantique) et la modélisation phénoménologique de l'émergence.

## 2 La physique des particules et son modèle standard

### 2.1 Théorie quantique des champs et physique des particules

La physique des particules est la discipline de la recherche fondamentale qui s'efforce de déterminer les constituants élémentaires de la matière et de comprendre les interactions fondamentales (interactions gravitationnelle<sup>2</sup>, électromagnétique, forte et faible) auxquelles ils participent. Son cadre théorique est la théorie quantique des champs (TQC), qui réalise le mariage de la relativité restreinte et de la mécanique quantique. Les expériences consistent en l'observation de réactions particulières, qui peuvent être provoquées à l'aide d'accélérateurs de particules (ou de collisionneurs) ou produites naturellement par le rayonnement cosmique, et analysées à l'aide de détecteurs.

Selon le formalisme de la quantification canonique, un champ quantique est un champ d'opérateurs, créant ou annihilant, en un point quelconque de l'espace-temps un *quantum de champ* qui peut être une particule ou une *antiparticule*. Une particule et son antiparticule ont la même masse, le même spin mais des charges opposées. Les particules et les antiparticules ne sont pas des points matériels : dans des interactions fondamentales, le nombre de particules n'est pas conservé ; les particules ou les antiparticules peuvent apparaître ou disparaître. La création ou l'annihilation d'une particule ou d'une antiparticule est un *événement quantique* que la causalité et la relativité nous forcent à traiter comme strictement localisé dans l'espace-temps. Les inégalités d'indétermination de Heisenberg impliquent que de tels événements strictement localisés ne peuvent pas être individuellement prédit d'une manière déterministe. La prédictibilité en TQC concerne des ensembles statistiques d'événements.

En l'absence d'interactions, (c'est-à-dire pour des champs libres), les équations (de Dirac, de Klein Gordon ou de Maxwell) qui généralisent à la TQC l'équation de Schrödinger de la mécanique

---

<sup>2</sup> En réalité, l'interaction gravitationnelle est tellement faible à l'échelle des particules élémentaires (tout au moins aux énergies accessibles expérimentalement) que l'on peut la négliger. L'étude de l'interaction gravitationnelle est plutôt l'objet de la cosmologie, à laquelle est consacrée la section suivante.

quantique, peuvent être résolues entièrement. Dans l'espace des moments, le hamiltonien du champ libre se réduit à une somme infinie d'oscillateurs harmoniques indépendants (les « modes normaux »). Les statistiques quantiques pour des particules identiques (de Bose-Einstein ou de Fermi-Dirac) sont facilement prises en compte au moyen de l'*espace de Fock*, à savoir un espace de Hilbert dans lequel les états quantiques du champ sont définis en termes de nombres d'occupation, c'est-à-dire les nombres de quanta de champ ayant un quadri-moment donné. En présence d'interactions, le formalisme de la quantification canonique se heurte à des difficultés de calcul rédhibitoires. Cependant, dans une collision à haute énergie, l'interaction se produit dans une région infinitésimale d'espace-temps, si bien que les particules incidentes et celles produites dans la collision et détectées à une distance macroscopique de la zone d'interaction peuvent être considérées comme des quanta de champs libres dont les états peuvent être définis au moyen d'espaces de Fock. Les amplitudes complexes de transition dont le carré du module donne la probabilité des événements produits par l'interaction sont les éléments de matrice de la « matrice S », qui fait passer de l'espace de Fock des champs libres entrant à celui des champs libres sortants, et qui contient toute l'information utile concernant l'interaction. C'est pourquoi, dans les années cinquante et soixante, lorsque commençaient à s'accumuler les données expérimentales concernant les interactions nucléaires (particulièrement l'interaction forte), la physique théorique des particules se cantonnait dans la modélisation phénoménologique des éléments de la matrice S, en attendant l'élaboration d'une théorie quantique des champs en interaction qui soit tractable et prédictive.

À la fin des années quarante une telle théorie de champs quantiques en interaction avait pu être élaborée et appliquée avec un succès surprenant à l'interaction électromagnétique, l'électrodynamique quantique (QED). En 1948 en effet, Feynman avait reformulé la mécanique quantique au moyen de l'*intégrale de chemins*, qui est une intégrale fonctionnelle (c'est-à-dire une intégrale sur une infinité de variables d'intégration) sur tous les chemins que peut emprunter virtuellement une particule quantique. Grâce au principe de superposition des amplitudes de probabilité, Feynman interprétait ainsi la fonction d'onde de la mécanique quantique comme une *amplitude de champ* évaluée à partir du principe de Huygens. Comme il est relativement facile d'y imposer l'invariance relativiste de Lorentz, le formalisme de l'intégrale de chemins est très bien adapté au passage de la mécanique quantique à la théorie quantique des champs.

En théorie quantique des champs, l'intégrale de chemin est l'intégrale (fonctionnelle) sur les champs de l'exponentielle de  $i$  fois l'intégrale d'action « classique » exprimée en unités de  $\hbar = h / 2\pi$ . L'intégrale d'action « classique » est l'intégrale invariante sur l'espace-temps du *lagrangien*, exprimé en termes de champs classiques (c'est-à-dire de champs qui ne sont pas des opérateurs), qui selon le principe de moindre action donnerait les équations classiques du mouvement. Toute l'information concernant une interaction fondamentale, à savoir les champs quantiques de matière (masses, spins, charges des constituants élémentaires), les champs quantiques d'interaction (masses, spins et charges des bosons d'interaction), les paramètres de couplage, et de manière générale, les propriétés d'invariance et les lois de conservation, est encodée dans le lagrangien de l'interaction, qui est en quelque sorte son « ADN ».

En l'absence d'interaction, on retrouve avec l'intégrale de chemins les résultats de la quantification canonique pour des champs de Klein Gordon, de Dirac et de Maxwell. Quand le lagrangien contient un terme d'interaction sous la forme d'un produit de champs multiplié par un paramètre de couplage qui détermine l'intensité de l'interaction au niveau élémentaire, l'intégrale de chemins se réduit à un développement, appelé *développement perturbatif*, en puissances de ce paramètre de couplage, dont les coefficients n'impliquent que des intégrales ordinaires (c'est-à-dire à un nombre fini de variables d'intégration).

## 2.2 La modélisation standard de la physique des particules

Une fois le lagrangien connu, il est donc possible, en principe, de calculer, par approximations successives, au moyen du développement perturbatif, les éléments de matrice de la matrice S et donc les probabilités des événements expérimentalement produits dans des réactions relevant de l'interaction fondamentale considérée. Malheureusement, il se trouve qu'en général, les intégrales qui interviennent dans le calcul des coefficients du développement perturbatif sont

divergentes. La technique de la *renormalisation*, que nous discuterons plus bas, permet de surmonter cet obstacle ; les théories dans lesquelles cette technique peut fonctionner sont dites *renormalisables*.

Dans le modèle standard, les trois interactions fondamentales non gravitationnelles<sup>3</sup> sont décrites au moyen de telles théories renormalisables. Dans l'élaboration du modèle standard, le principe d'*invariance de jauge* a joué le rôle d'un véritable principe directeur, car il permet, d'une part, de déterminer la forme même du lagrangien et, d'autre part, de prouver que les théories qui le satisfont sont renormalisables. On dit d'une théorie qu'elle est « à invariance locale de jauge » ou que c'est une « théorie de jauge » si son lagrangien est invariant par les transformations d'un groupe de symétrie dépendant du point d'espace-temps où elles sont appliquées.

L'électrodynamique quantique (QED), ou théorie quantique de l'interaction électromagnétique des électrons, vérifiée expérimentalement avec une incroyable précision dès la fin des années 1940, est l'archétype d'une théorie renormalisable à invariance locale de jauge. Son groupe de symétries est le plus simple que l'on puisse imaginer : c'est le groupe commutatif (on dit aussi abélien) de la multiplication par un nombre complexe. Le champ quantique dont l'électron est le quantum est défini à une phase près ; l'opération de symétrie qui laisse invariant le lagrangien de l'électrodynamique quantique consiste à changer cette phase. Cette propriété de symétrie est équivalente à la loi de conservation de la charge électrique. Cette invariance n'est valable pour des changements locaux de phase, c'est-à-dire dépendant du point d'espace-temps où ils sont appliqués, que s'il existe un champ quantique, couplé au champ de l'électron, qui n'est autre que le champ quantique dont le photon est le quantum et que l'on appelle désormais « champ de jauge de l'interaction ». Ainsi l'invariance locale de jauge détermine-t-elle complètement la forme même de la théorie en impliquant, en plus du champ quantique de matière, l'existence d'un champ de jauge par lequel les quanta du champ de matière entrent en interaction. La symétrie de jauge a été généralisée à des groupes plus complexes que ce groupe abélien, et l'on s'est attaché à découvrir des théories de jauge pour l'interaction forte et l'interaction faible, avec l'espoir que ces théories soient, elles aussi, renormalisables.

La construction du modèle standard représente l'aboutissement de cette recherche. Il consiste en deux théories renormalisables, qui permettent de calculer, à l'aide d'un nombre fini et fixé de paramètres ajustables par comparaison avec l'expérience, les probabilités des réactions des leptons et des quarks, du photon et des bosons intermédiaires en interactions électromagnétique et faible (théorie *électrofaible*), et les probabilités des réactions des quarks et des gluons en interaction forte à haute énergie (théorie de la *Chromodynamique quantique*, ou QCD).

Les succès du modèle standard dans la comparaison des prédictions théoriques avec les données expérimentales constituent l'acquis minimal de la discipline : pour qu'une théorie remplace un jour celle du modèle standard, elle devra au moins faire aussi bien que lui pour reproduire la totalité de cet acquis et prédire en outre des événements qui seraient hors de sa portée. Pour le moment, toutes les prédictions du modèle standard ont été confirmées par l'expérience, à l'exception d'une seule, l'existence du boson de Higgs, une particule dont la recherche est l'objectif prioritaire assigné au LHC (Large Hadron Collider, « grand collisionneur hadronique » en français) au CERN.

## 3 La cosmologie et son modèle standard

### 3.1 La théorie de la relativité

La théorie de la relativité, qui est au fondement de la cosmologie contemporaine, a été développée par Albert Einstein en deux temps : en 1905 sous la forme de la relativité restreinte, puis en 1916 sous la forme de la relativité générale.

La relativité restreinte réconcilie le principe galiléen de relativité selon lequel les lois de la mécanique s'expriment de la même façon dans deux référentiels en mouvement relatif rectilinéaire uniforme et le principe de l'invariance de la vitesse de la lumière, qui stipule que, dans tout référentiel, la lumière se propage à la même vitesse  $c$ . Elle consiste en une refondation de la cinématique (invariance de Lorentz dans l'espace-temps de Minkowski) et de la dynamique (équivalence de

---

<sup>3</sup> On ne connaît toujours pas de théorie renormalisable de la gravitation

l'énergie et de l'inertie, traduite par la célèbre équation d'Einstein,  $E=mc^2$ ), en l'élimination du concept artificiel d'éther, et en la promotion du concept de champ au rang de concept fondamental

Ne voyant aucune raison pour limiter l'application du principe de relativité à des changements de référentiels en mouvement rectilinéaire uniforme, Einstein s'efforce de généraliser la théorie de la relativité en l'appliquant à des changements quelconques de référentiels. Il y parvient en 1916, grâce à un détour par la théorie de la gravitation. En notant que l'accélération produite par la gravitation sur un objet matériel ne dépend pas de la masse de cet objet, il montre qu'un changement de référentiel comportant une accélération est équivalent à la présence d'un champ gravitationnel d'accélération opposée. Plus généralement, il établit que tout changement de référentiel peut être remplacé, localement (c'est-à-dire dans une région infinitésimale d'espace-temps), par un champ gravitationnel adéquat et que, réciproquement, tout champ gravitationnel peut être remplacé, localement, par un changement adéquat de référentiel. La généralisation de la théorie de la relativité conduit donc à une nouvelle théorie de la gravitation, de nature géométrique : la matière, avec le champ gravitationnel qu'elle induit, peut être remplacée par un espace-temps dont la métrique est un champ universel. Le premier membre de l'équation d'Einstein qui exprime cette théorie est relatif à la courbure de l'espace-temps et le second membre aux propriétés énergétiques de la matière, source du champ gravitationnel.

### 3.2 L'univers statique et fini d'Einstein

L'étude de l'Univers comme le plus grand tout qui puisse se concevoir est l'objectif de la cosmologie, un domaine qui, encore récemment, appartenait davantage à la philosophie qu'à la science. Le cadre théorique fourni par la théorie de la relativité générale a rendu possible le rassemblement des données observationnelles de l'astrophysique au sein de modèles cosmologiques : un tel modèle peut être obtenu au travers de la modélisation du contenu matériel ou énergétique de l'Univers à l'aide d'une forme spécifique du second membre de l'équation d'Einstein.

Einstein a lui-même tenté, dès 1917, d'élaborer le premier modèle cosmologique de ce type. Comme, à cette époque, il semblait difficile d'imaginer un Univers qui ne fût pas statique, Einstein modifia son équation, qui semblait ne pas être compatible avec un Univers statique, en introduisant dans le premier membre de l'équation un terme parfaitement compatible avec les principes d'invariance de la théorie. Il appela « constante cosmologique » ce terme qui pouvait induire une sorte de force répulsive universelle, une pression négative, susceptible d'empêcher l'effondrement de l'Univers sous sa propre gravitation. Quand des arguments théoriques et observationnels conduisirent à la conclusion que l'Univers n'est effectivement pas statique, Einstein fut conduit à abandonner l'hypothèse de la constante cosmologique, qu'il qualifia de plus grosse « bourde » de sa vie.

### 3.3 Le modèle du big bang, ses succès et ses limites

La découverte du fait que, dans les galaxies lointaines, les raies spectrales des étoiles sont déplacées vers le rouge et que ce déplacement est proportionnel à leur distance peut être interprétée comme l'indication de la récession des galaxies, c'est-à-dire d'un mouvement d'éloignement de ces dernières les unes par rapport aux autres avec une vitesse proportionnelle à leur éloignement. On en arrive ainsi à l'idée de l'expansion de l'Univers, fondée sur la loi de Hubble selon laquelle le déplacement relatif vers le rouge de la lumière émise par une galaxie est proportionnel à sa distance. Le coefficient de proportionnalité entre déplacement vers le rouge et distance est égal à la constante de Hubble, qui mesure le taux actuel d'expansion de l'Univers. En remontant le cours du temps (par la pensée), cette expansion conduit à l'idée que l'Univers présent résulte d'une explosion primordiale, le big bang, qui constitue une singularité intervenue il y a quelques 13 milliards d'années et impliquant une densité d'énergie et une température infinies.

Dans la théorie du big bang, le contenu matériel de l'Univers primordial (quelques instants après le big bang) est modélisé sous la forme d'un fluide cosmique homogène et isotrope (en conséquence du principe cosmologique qui interdit de privilégier dans l'espace quelque lieu ou orientation que ce soit) caractérisé par une densité, une pression et une température données. Dans ce modèle, la dynamique de l'Univers est gouvernée par deux équations fondamentales :

– l'équation d'Einstein, qui relie la densité d'énergie à deux éléments : un facteur d'échelle de l'Univers dépendant du temps et agissant sur la métrique d'espace-temps en dilatant ou contractant les distances, directement relié à la constante de Hubble ; et un indice, indépendant du temps, pouvant valoir 0, 1 ou  $-1$  selon que la courbure de l'espace est nulle, positive ou négative ;

– l'équation d'état de la matière, qui relie la densité d'énergie à la pression du fluide cosmique.

La valeur du facteur d'échelle égale à 0 correspond à la singularité du big bang. La densité d'énergie pour laquelle la courbure de l'espace est nulle est appelée densité critique.

En dehors de la récession des galaxies lointaines, le modèle du big bang est conforté par deux observations en accord avec ses prédictions :

– la découverte et la mesure, de plus en plus précise, du rayonnement micro-onde de fond cosmologique (RMFC), un rayonnement de corps noir d'une température d'environ 3 kelvins qui, selon le modèle du big bang, aurait été émis lorsque les noyaux et les électrons se seraient recombinaés en atomes neutres et que l'Univers serait devenu transparent à la lumière ;

– l'abondance relative observée des éléments dans l'Univers, en accord avec celle qui est prédite par les modèles de physique nucléaire appliquée à la cosmologie et à l'astrophysique de nucléosynthèse primordiale et stellaire.

Le modèle du big bang souffre cependant de certaines difficultés liées, d'une part, au manque de précision dans les données observationnelles (en particulier dans la mesure des distances) et, d'autre part, à des problèmes de nature théorique :

– *Le problème de l'horizon*, qui résulte du principe selon lequel aucune information ne peut voyager à une vitesse supérieure à celle de la lumière. Dans un Univers d'âge fini, ce principe pose une borne, appelée « horizon des particules », qui correspond à une séparation au-delà de laquelle deux régions ne peuvent interagir. L'isotropie surprenante observée dans la mesure du rayonnement de fond cosmologique soulève un problème d'horizon : si l'on observe le moment où le mélange de matière et de rayonnement constituant l'Univers a émis le rayonnement de fond cosmologique, l'horizon des particules à ce moment-là devrait correspondre à une distance angulaire d'environ deux degrés dans la carte du rayonnement observée aujourd'hui. Il n'y aurait donc aucune raison pour que les températures de deux régions séparées par plus de deux degrés dans cette carte soient égales. Or la température observée est uniforme sur toute la carte, à l'exception de fluctuations de l'ordre du cent millième de kelvin.

– *Le problème de la platitude*, qui appartient à la famille des problèmes d'ajustements fins. Il se trouve que la densité d'énergie dans l'Univers est du même ordre de grandeur que la densité critique correspondant à un Univers de courbure spatiale nulle. Or tout écart par rapport à la densité critique croissant exponentiellement avec le temps, la densité d'énergie dans l'Univers primordial devrait avoir été ajustée avec une précision incroyable pour être aujourd'hui proche de la valeur critique.

– Une autre énigme réside dans l'absence d'observation d'antimatière dans l'Univers. Alors que toutes les lois de la physique semblent symétriques dans le changement des particules en leurs antiparticules, alors que le rayonnement (et donc le rayonnement primordial) devrait produire autant de particules que d'antiparticules, aussi loin que l'on puisse observer, on n'observe pas de nuages d'antihydrogène, ni d'antiétoiles, ni d'antigalaxies qui seraient faits d'antimatière. À l'aide des accélérateurs, on a pu observer des différences très faibles de comportements entre particules et antiparticules. Ces différences pourraient-elles expliquer la disparition de l'antimatière ? Ce point constitue encore aujourd'hui une énigme.

Une solution possible, conjointe aux deux premiers problèmes théoriques, pourrait être trouvée dans le scénario de l'*inflation*, selon lequel, dans l'Univers très proche de l'explosion primordiale, il y aurait eu une phase d'expansion exponentielle de l'espace-temps telle que toutes les régions du RMFC observé aujourd'hui seraient dans l'horizon des particules des unes et des autres, et que l'Univers actuellement observable, qui ne serait qu'une infinitésimale partie de l'Univers complet, nous apparaîtrait spatialement plat. Quant aux fluctuations observées dans la carte du RMFC, elles pourraient être la trace de fluctuations primordiales à l'origine des grandes structures de l'Univers actuel (amas et superamas de galaxies) qui auraient été très fortement amplifiées par l'inflation. Cependant, ce scénario intellectuellement séduisant manquait, récemment encore, de support observationnel.

### **3.4 La cosmologie de la concordance, le nouveau modèle standard de la cosmologie**

Au cours des dernières années, la cosmologie observationnelle a justement fait des progrès considérables dans deux domaines : celui de la mesure des distances au moyen de l'observation de supernovae de type IA dans des galaxies lointaines, ce qui a permis d'améliorer la détermination de la dépendance temporelle du facteur d'échelle de l'Univers, et celui de la mesure du RMFC, ce qui a permis, à partir d'une étude très détaillée de ses fluctuations, d'améliorer la détermination des diverses composantes de la densité d'énergie. À l'aide de modèles phénoménologiques, l'interprétation des données provenant de ces deux domaines a convergé vers ce que l'on appelle maintenant la *cosmologie de la concordance*, qui peut être résumée de la façon suivante :

- le spectre des fluctuations du RMFC est compatible avec le scénario de l'inflation ;
- l'âge de l'Univers est estimé à 13,7 milliards d'années, à quelques pourcents près ;
- la date d'émission du RMFC est de 379 000 ans après le big bang ;
- la densité d'énergie de l'Univers est compatible<sup>4</sup> avec la densité critique, ce qui suppose un Univers spatialement plat ;
- la densité de matière baryonique<sup>5</sup> est comprise entre 4 et 6 % de la densité totale ;
- des observations concernant la dynamique des structures de grande échelle suggèrent la présence, à hauteur de 20 à 35 % de la densité totale, d'une sorte de matière appelée *matière sombre*, qui ne se manifeste que par ses effets gravitationnels ;
- pour compléter la densité totale de l'Univers, on doit inclure une autre composante de la densité d'énergie de l'Univers, appelée *énergie sombre*, qui en représente environ 70 % et qui semble avoir les mêmes effets que la constante cosmologique introduite, puis abandonnée par Einstein. Cette dernière observation, que l'on peut qualifier de véritable découverte, est une surprise complète qui est peut-être un signe annonciateur d'une nouvelle révolution scientifique.

## 4 Renormalisation et émergence

### 4.1 Le « miracle » de la renormalisation

La technique de la renormalisation permet, avons-nous dit, de lever la difficulté des divergences qui empêchent le développement en série de puissance du paramètre de couplage des éléments de matrice de la matrice  $S$  (les amplitudes physiques dont le module au carré est relié aux probabilités des événements de réaction provoqués dans les expériences de collisions). Ce développement, appelé développement perturbatif, permet, s'il est possible, c'est-à-dire si les coefficients des puissances de la constante de couplages sont finis, et si la constante de couplage est petite, d'obtenir une approximation convenable de ces amplitudes.

Le calcul des coefficients du développement perturbatif se fait à l'aide des diagrammes et amplitudes de Feynman. Un diagramme de Feynman permet de visualiser les processus virtuels partiels qui contribuent à l'intégrale de chemins. Les éléments constitutifs des diagrammes de Feynman sont les *propagateurs* associés à la propagation des quanta d'énergie des champs impliqués dans l'interaction et les *vertex* associés aux couplages locaux des champs en interaction. À chaque diagramme de Feynman est associée une amplitude de Feynman. L'amplitude Feynman associée à un diagramme comportant  $N$  vertex contribue au coefficient de la  $N$ ème puissance du paramètre de couplage dans le développement perturbatif. Les amplitudes associées aux diagrammes « en arbre », c'est-à-dire qui ne comportent pas de boucles, contribuent à l'ordre le plus bas du développement perturbatif, elles fournissent l'approximation quasi-classique des amplitudes de transition.

Les amplitudes associées aux diagrammes comportant une ou plusieurs boucles représentent les effets des *fluctuations quantiques*. À chaque boucle dans un diagramme de Feynman correspond une intégration quadridimensionnelle dans l'amplitude associée. C'est dans le calcul de ces « intégrales de boucles » que surviennent les divergences qui risquent de mettre en échec le programme de la TQC appliquée à la physique des interactions fondamentales. Ces divergences sont dues à la contribution, dans l'intégrale de chemin, de processus virtuels impliquant des transferts d'énergie arbitrairement élevée. Elles sont la trace d'un problème fondamental lié au conflit entre la

---

<sup>4</sup> Elle est comprise entre 98% et 108% de la densité critique

<sup>5</sup> Il s'agit de la matière ordinaire, constituée d'atomes dont les noyaux sont constitués de protons et de neutrons

nécessaire localité de l'interaction (produit de champs évalués au même point d'espace-temps) et les inégalités de Heisenberg.

La technique de la renormalisation qui permet de lever la difficulté des divergences comporte trois étapes :

- Dans un premier temps on *régularise* les intégrales qui interviennent dans les coefficients du développement perturbatif, par exemple<sup>6</sup>, à l'aide d'un paramètre de coupure (« cut-off ») ce qui reviendrait à supprimer purement et simplement les contributions responsables des divergences qui impliquent un transfert d'énergie supérieure au paramètre de coupure
- Ensuite, on dédouble le paramètre de couplage en une constante de couplage « nue », qui serait sa valeur s'il n'y avait pas d'interaction et une constante de couplage « renormalisée » par l'interaction à une certaine énergie, dite « énergie de renormalisation ». On développe en série de puissance de la constante nue, la constante renormalisée ainsi que les amplitudes physiques à l'aide de développements perturbatifs « régularisés », c'est-à-dire dont les coefficients sont rendus finis par l'intermédiaire du paramètre de coupure. Ce développement n'aurait évidemment aucun sens si le paramètre de coupure était envoyé à l'infini puisque les intégrales divergeraient.
- Enfin, on inverse le développement de la constante de couplage, c'est-à-dire que l'on développe la constante nue en série de puissances de la constante renormalisée, ce qui permet d'éliminer la constante nue et de développer les amplitudes physiques en série de puissances de la constante renormalisée. *Le « miracle » de la renormalisation réside dans le fait que les coefficients de ce dernier développement perturbatif tendent vers des valeurs finies lorsque l'on fait tendre vers l'infini le paramètre de coupure.* Une théorie est dite renormalisable si ce miracle se produit à tous les ordres du développement perturbatif et pour toutes les amplitudes physiques.

À la réflexion, il apparaît que ce résultat ne tient pas vraiment du miracle : il n'est pas surprenant que des divergences apparaissent lorsque l'on s'essime à exprimer la constante renormalisée (qui est physique) et les éléments de matrice de la matrice S (qui sont physiques) en fonction de la constante nue, qui n'est pas physique. Il est par contre raisonnable d'espérer que les relations entre quantités physiques soient exemptes de divergences. Mais le remplacement de la constante nue par la constante renormalisée n'a de sens physique que si l'on connaît l'énergie à laquelle est évaluée la constante renormalisée, qui n'est donc pas une vraie constante mais une constante « effective », fonction de cette énergie de renormalisation. Le choix de cette énergie est *subjectif* : c'est essentiellement l'énergie à laquelle est étudiée l'interaction dans des conditions expérimentales données. Mais si l'on considère que ce qui décrit de manière *objective* l'interaction, c'est la constante nue, celle qui apparaît dans le lagrangien de l'interaction, qui ne dépend pas de ce choix, même si elle n'est pas accessible expérimentalement, il est raisonnable d'imposer que la dépendance de la constante renormalisée dans l'énergie de renormalisation soit telle que les observables physiques n'en dépendent pas. Les équations du groupe de renormalisation sont les équations différentielles qui expriment cette contrainte. Tant et si bien qu'une théorie renormalisable peut être prédictive bien que le paramètre qui mesure l'interaction au niveau élémentaire dépende de l'énergie, car cette dépendance est prédictible grâce aux équations du groupe de renormalisation.

Dans une théorie renormalisable, la constante de couplage *effective*, c'est-à-dire la solution dépendant de l'énergie des équations du groupe de renormalisation, peut être approchée à l'aide d'un développement perturbatif. Dans le cas de QED et de QCD, on trouve, à l'ordre le plus bas de ce développement perturbatif, que le carré de la constante courante se comporte comme l'inverse d'un logarithme :

$$\alpha(Q^2) \equiv g^2(Q^2) = \frac{g^2(\mu^2)}{1 + 2\kappa g^2(\mu^2) \text{Ln}(Q^2 / \mu^2)} \quad (1)$$

---

<sup>6</sup> Le schéma de régularisation dénature la théorie que l'on veut utiliser pour décrire une interaction. Il est arbitraire. On le choisit en fonction des propriétés que l'on souhaite néanmoins préserver. Si la technique de la renormalisation réussit, il faudra s'assurer qu'en fine, la description physique obtenue ne dépend pas du choix de ce schéma de régularisation

où, (en unités où la vitesse de la lumière et la constante de Planck sont égales à 1)  $Q$  désigne l'énergie (inverse de la distance) à laquelle est sondée l'interaction,  $\mu$  désigne l'énergie de renormalisation,  $g$  la constante supposée connue expérimentalement à l'énergie  $\mu$  et où  $\kappa$  est une constante numérique qui ne dépend que du lagrangien de l'interaction. Il peut être utile de réécrire cette équation en faisant apparaître l'énergie  $\Lambda$  à laquelle le dénominateur s'annule, et, donc, la constante de couplage devient infinie :

$$1 + 2\kappa g^2(\mu^2) \text{Ln} \frac{\Lambda^2}{\mu^2} = 0 \quad (2)$$

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp\left(-\frac{1}{2\kappa g^2(\mu^2)}\right)$$

$$\alpha(Q^2) = \frac{1}{2\kappa \text{Ln}(Q^2 / \Lambda^2)}.$$

La valeur et le signe de la constante  $\kappa$ , l'ordre de grandeur de l'énergie  $\Lambda$  changent quand on passe de QED à QCD :

- En QED,  $\Lambda$  est très élevée (supérieure même à l'énergie de Planck) et  $\kappa$  est négative, ce qui signifie que  $\alpha(Q^2)$  (ce qu'en QED on appelle la constante de structure fine) est une fonction croissante de l'énergie : elle croît de 1/137 à une énergie égale à la masse de l'électron à 1/128 à une énergie égale à la masse du boson intermédiaire  $Z$ .
- En QCD,  $\Lambda$  est de l'ordre de la centaine de MeV, et  $\kappa$  est positive, ce qui signifie qu'à des énergies nettement supérieures à  $\Lambda$ , la constante de couplage de QCD décroît avec l'énergie et s'annule asymptotiquement, (c'est la propriété de « liberté asymptotique »).

#### 4.2 Le confinement des quarks et des gluons, phénomène émergent en QCD

Lorsqu'en physique quantique on s'intéresse à l'état quantique d'un certain système on a pris l'habitude d'appeler « vide » l'état fondamental, d'énergie minimale du système en question, et comme l'énergie est toujours définie à une constante additive près, il est raisonnable, et c'est en accord avec ce que suggère la terminologie, de poser à zéro l'énergie de cet état fondamental. En théorie quantique des champs, le vide quantique est l'état fondamental commun à tous les espaces de Fock engendrés par les champs impliqués dans l'interaction : c'est l'état à zéro quantum d'énergie. Mais d'après les inégalités de Heisenberg, lorsque le nombre de quanta d'énergie est bien défini (dans le vide ce nombre est strictement égal à zéro pour tous les champs impliqués), l'état spatio-temporel des champs est complètement indéterminé. Le vide quantique peut être considéré comme un milieu complexe, siège de fluctuations des champs dont les moyennes statistiques peuvent avoir des effets observables qu'il est légitime de qualifier de phénomènes émergents. Ainsi, en QED, la valeur moyenne dans le vide du champ électromagnétique est nulle, mais pas celle de son carré, une circonstance à l'origine de l'effet Casimir<sup>7</sup> qui a pu être observé expérimentalement.

L'image heuristique du vide quantique comme milieu complexe siège de fluctuations permet de donner une interprétation physique éclairante du comportement des constantes de couplage effectives en QED et en QCD. Dans ces deux théories, une fluctuation typique pouvant affecter le vide quantique consiste en l'apparition suivie de la disparition d'une paire particule-antiparticule.

<sup>7</sup> Il s'agit d'une force attractive quantitativement calculable en QED, s'exerçant entre deux plateaux placés dans le vide (au sens ordinaire du terme), qui a pu être mesurée expérimentalement avec une précision du pourcent. (Voir Bertrand Duplantier ; Introduction à l'effet Casimir, séminaire Poincaré (Paris, 9 mars 2002), publié dans : Bertrand Duplantier et Vincent Rivasseau (Eds.) ; Poincaré Seminar 2002, Progress in Mathematical Physics 30, Birkhäuser (2003), ISBN 3-7643-0579-7.)

- En QED comme la constante de couplage n'est autre que la charge électrique, on peut dire que l'équation (1) exprime la façon dont la constante  $g(\mu)$ , égale à la charge électrique de l'électron est transformée en charge effective par le milieu auquel est assimilé le vide quantique. Comme les fluctuations de ce milieu (des paires transitoires lepton-antilepton et quark-antiquark) sont électriquement neutres, elles ont tendance à atténuer (on dit « écranter ») la charge électrique. Le vide quantique de QED se comporte donc comme un diélectrique de constante diélectrique ou de permittivité électrique supérieure à 1.
- En QCD, la situation s'inverse : le changement de signe de la constante  $\kappa$  montre que les fluctuations ont tendance à accroître la charge « chromo-électrique ». Ceci est dû au fait que dans une théorie de jauge non abélienne, comme l'est QCD, les bosons de jauge (en l'occurrence, les gluons) ne sont pas neutres (alors que le photon l'est) et donc que les paires particule-antiparticule transitoirement produite lors des fluctuations du vide quantique, ne sont pas toutes « chromo-électriquement » neutres : les paires quark-antiquark le sont, mais pas les paires gluon-antigluon. L'effet d'anti-écranage des paires gluon-antigluon surpasse l'effet d'écranage des paires quark-antiquark. À grande distance (c'est-à-dire à basse énergie), la charge croît, la constante de permittivité « chromo-électrique » est inférieure à 1, voire s'annule à partir d'une distance égale à  $1/\Lambda$ .

Cette propriété émergente du vide quantique en QCD est à l'origine du modèle phénoménologique des *cordes hadroniques* qui rend compte de manière heuristique du confinement des quarks et des gluons<sup>8</sup>. En électromagnétisme classique, si, dans un milieu de permittivité électrique  $\eta$  supérieure à 1, on forme une cavité de vide (au sens ordinaire !) dans laquelle on place une charge électrique  $\varepsilon$  d'un certain signe, l'effet d'écranage exercé par le milieu induira sur la surface interne de la cavité une distribution de charge de signe opposé à celui de  $\varepsilon$  qui, par l'attraction entre charges de signes opposés, tendra à faire disparaître la cavité. Si, dans un milieu (fictif) de permittivité égale à 0 (ce que l'on appellerait un diélectrique parfait), on essaie d'introduire une charge  $\varepsilon$ , il s'y formera une cavité dans la surface interne de laquelle la distribution de charge induite sera de même signe que  $\varepsilon$ , et à cause de la répulsion entre charges de même signe, la cavité ne pourra pas disparaître ; pour la faire disparaître totalement on aura à dépenser une énergie infinie ! Mutatis mutandis, le vide quantique de QCD est analogue à ce milieu fictif, c'est un « chromo-diélectrique » parfait, dans lequel il en coûterait une énergie infinie de placer un quark ou un gluon isolé. Si par contre, on y introduit un hadron neutre de couleur, comme un méson état lié quark-antiquark, on peut concevoir que s'établira un équilibre stable entre la masse du hadron et l'énergie de la cavité subissant la pression du milieu extérieur. Supposons maintenant que nous essayions de séparer le quark et l'antiquark du méson d'une distance  $r$ . Comme tout le champ chromo-électrique émis par le quark et absorbé par l'antiquark est confiné par le milieu extérieur, l'énergie nécessaire à cette séparation sera proportionnelle à l'accroissement du volume de la cavité, un accroissement qui, à grand  $r$ , sera proportionnel à  $r$ . Le champ chromo-électrique prendra alors la forme d'une corde dont les extrémités sont le quark et l'antiquark, et dont la tension de corde (gradient du potentiel proportionnel à la longueur) sera une constante universelle du monde hadronique, ne dépendant que du lagrangien de QCD. Ce hadron excité en forme de corde sera instable : sa désintégration se fera par fragmentation de la corde due à l'apparition de nouvelles paires quark-antiquark.

### 4.3 Mécanisme de Higgs, brisure de la symétrie électrofaible et émergence des masses

L'unification des interactions électromagnétique et faible à l'aide d'une théorie renormalisable à invariance de jauge n'est a priori possible que si les bosons de jauge et tous les fermions impliqués sont de masse nulle. Comme ni les bosons intermédiaires de l'interaction faible, ni les quarks, ni les leptons chargés ne sont sans masse, il a fallu pour, aboutir à la théorie prédictive du modèle standard de l'interaction électrofaible, imaginer un mécanisme dit de *brisure spontanée de la symétrie*

<sup>8</sup> T.D. Lee, *Particle Physics and Introduction to Field Theory* pp. 391-405, Harwood academic publishers Chur, London, New York (1981)

*électrofaible*, susceptible de rendre massifs ces particules, mais qui préserve la renormalisabilité de la théorie.

Un tel mécanisme existe, c'est le mécanisme de Higgs<sup>9</sup> qui consiste à rajouter aux champs de matière (quarks et leptons) en interaction électrofaible, un champ scalaire chargé, le champ de Higgs, qui, outre l'interaction électrofaible est impliqué dans une auto-interaction. Le potentiel ad hoc de cette auto-interaction est concocté de telle sorte :

- que l'état à zéro quantum d'énergie, de charge électrofaible nulle, dans lequel la valeur moyenne du champ de Higgs serait nulle ne puisse pas être utilisé comme vide, car il serait instable (en fait il correspondrait à un maximum de l'énergie),
- et qu'en revanche, il existe un ensemble d'états dégénérés d'énergie minimum, de charge électrofaible non nulle, dans lesquels la valeur moyenne du champ de Higgs est différente de zéro. Le modèle standard de l'interaction électrofaible a pu être bâti à partir du choix de l'un de ces états comme vide. Il est qualifié d'« état fondamental d'énergie nulle ».

Le mécanisme de Higgs induit donc une certaine brisure de l'invariance de jauge de l'interaction électrofaible, mais cette brisure, qui n'est due qu'au choix d'un vide non symétrique, n'affecte pas la dynamique proprement dite de l'interaction : le lagrangien de la théorie est symétrique, tous ses aspects attrayants, conséquence de l'invariance locale de jauge, sont sauvegardés, y compris son caractère renormalisable<sup>10</sup>. Quant au mécanisme proprement dit par lequel, lors d'une telle brisure de symétrie, les particules deviennent massives, une analogie inspirée de la physique de l'émergence peut permettre de le faire comprendre. À cause des fluctuations quantiques qui l'affectent, le vide peut être assimilé à un milieu devenu visqueux en traversant une transition de phase lors de la brisure de la symétrie : dans ce milieu, les particules qui se mouvaient initialement à la vitesse de la lumière parce qu'elles étaient de masse nulle sont ralenties par la viscosité, c'est-à-dire qu'elles deviennent massives.

La signature essentielle du mécanisme de Higgs est l'existence d'une particule nouvelle, le boson de Higgs, non encore découverte, mais activement recherchée (cette recherche est l'objectif prioritaire assigné au LHC qui devrait commencer à fonctionner avant la fin de l'année 2009). Quoiqu'il en soit du succès de cette recherche, la leçon de l'élaboration du modèle standard de l'interaction électrofaible, c'est que pour avoir une théorie prédictive (renormalisable) de cette interaction, il faut accepter l'idée qu'*une propriété essentielle des particules élémentaires, à savoir leur masse inertielle, soit émergente*, et que, dans le cadre de la cosmogonie scientifique évoquée en introduction, *cette émergence se produise dans le temps* : avant la transition de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, déclenchée par le mécanisme de Higgs quelques  $10^{-12}$  seconde après le big bang, aucune<sup>11</sup> particule n'avait de masse, mais après, les quarks, les leptons chargés et les bosons intermédiaires sont *devenus* massifs, alors que le photon et les gluons sont restés sans masse.

## 5 Le modèle standard de la physique de l'émergence

### 5.1 Théories renormalisables et phénomènes critiques

L'intégrale de chemins de Feynman (IC) qui a joué un rôle décisif en théorie quantique des champs, présente une remarquable analogie avec la fonction de partition (FP) de Boltzmann Gibbs, l'outil essentiel de la thermodynamique statistique. En réalité, il s'agit d'une correspondance mathématique

---

<sup>9</sup> P.W. Higgs, Phys. Lett. **12**, 132 (1964) ; F. Englert, R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964)

<sup>10</sup> La renormalisabilité des théories à invariance de jauge, avec ou sans brisure spontanée de symétrie a été prouvée en 1972 par G. 't Hooft et M.T. Veltman (Nucl. Phys. Ser B 50, 318) et par B.W. Lee et J. Zinn-Justin (Phys. Rev. D 5, 3121)

<sup>11</sup> Le modèle standard s'accommode de neutrinos de masse nulle. La mise en évidence expérimentale de masses non nulles pour les neutrinos est probablement l'indice d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard. L'hypothèse la plus couramment adoptée par les théoriciens est que les neutrinos seraient devenus massifs bien avant la transition de brisure de la symétrie électrofaible, lors de la brisure de la symétrie de grande unification, quelques  $10^{-35}$  seconde après le big bang, l'instant supposé de la fin de l'inflation.

stricte plutôt que d'une simple analogie<sup>12</sup>. À la somme sur tous les chemins dans IC, la correspondance associe la somme sur toutes les configurations dans FP ; à la constante de Planck dans IC, elle associe la température (dans un système d'unités où la constante de Boltzmann est posée à 1) dans FP ; à l'intégrale d'action dans IC, elle associe le hamiltonien dans FP ; à  $i$  fois le temps dans IC, elle associe une quatrième dimension d'espace dans FP ; à l'approximation quasi-classique de IC (contribution des amplitudes associées aux diagrammes en arbre) elle associe l'approximation dite de champ moyen dans FP ; au développement perturbatif dans IC, elle associe le traitement perturbatif des fluctuations statistiques dans FP.

Appliquée aux théories de jauge renormalisables du modèle standard de la physique des interactions fondamentales, cette correspondance peut conduire à un schéma de régularisation selon lequel le paramètre de coupure est remplacé par une discrétisation de l'espace à quatre dimensions de FP : l'intégrale de chemins de la théorie de jauge est donc mise en correspondance avec la fonction de partition d'un réseau périodique de pas fini à quatre dimensions de spins couplés aux plus proches voisins. Avec un tel schéma de régularisation on sacrifie (voir le § 4.1) l'invariance de Lorentz, par contre, il est possible d'imposer une invariance locale de jauge avec un choix adéquat d'interaction entre proches voisins. On peut alors, comme nous allons maintenant l'expliquer, enrichir le dictionnaire de la correspondance entre TQC et physique statistique au moyen d'une nouvelle entrée : *l'intégrale de chemins d'une théorie renormalisable est mise en correspondance avec la fonction de partition d'un réseau quadridimensionnel de spins sujet à une transition de phase de second ordre.*

Lors d'une transition de phase du second ordre, on observe nombre de phénomènes que l'on peut qualifier d'émergents :

- la longueur de corrélation tend vers l'infini
- Les fluctuations statistiques sont importantes à toutes les échelles
- Le système revêt un aspect auto-similaire (fractal) : ainsi, par exemple, au point critique dans la transition liquide-vapeur, on observe des gouttes de liquide contenant des bulles de vapeur, contenant des gouttes de liquide, contenant des bulles de vapeur, etc.

Les méthodes analogues à la méthode perturbative en TQC sont en échec d'une manière analogue à ce qui se produit dans une TQC avant renormalisation. La méthodologie des *blocs de spins* imaginée par Kadanoff<sup>13</sup> débouche sur une solution de cette difficulté qui peut être mise en correspondance avec la renormalisation en TQC<sup>14</sup>.

Les fluctuations statistiques sont moyennées par récurrence :

- On moyenne les valeurs des spins sur chaque maille élémentaire du réseau
- Sur un réseau de pas double, on attribue à chaque spin la valeur moyenne ainsi calculée
- On redimensionne le réseau ainsi obtenu au même pas que le réseau initial
- À chaque itération on redéfinit le hamiltonien. À chaque itération on effectue ainsi ce qu'on appelle une opération *du groupe de renormalisation*, notée  $\mathcal{T}$

$$\mathbf{H}_{2^n a}(S) = \mathcal{T}(\mathbf{H}_{2^{n-1} a}(S))$$

- On réitère la procédure indéfiniment pour calculer la moyenne sur toutes les configurations

L'auto-similarité (ou fractalité) spécifique des phénomènes critiques se traduit dans le fait que quand le nombre d'opérations du groupe de renormalisation tend vers l'infini, on obtient l'équation de *point fixe du groupe de renormalisation*

$$\mathbf{H}_{2^n a}(S) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} \mathbf{H}^*(S)$$

$$\mathbf{H}^*(S) = \mathcal{T}(\mathbf{H}^*(S))$$

<sup>12</sup> E. Brezin, *Fluctuations statistiques et fluctuations quantiques* in *Prédiction et probabilité dans les sciences*, ouvrage collectif édité par E. Klein et Y. Sacquin, pp. 29-36, Éditions Frontières (1998)

<sup>13</sup> L.P. Kadanoff, *Physics* (Long Island City, N.Y.) 2, 263.

<sup>14</sup> J. Zinn-Justin, *Renormalisation et groupe de renormalisation : les infinis en physique microscopique contemporaine*, in *L'Élémentaire et le Complexe*, Édité par Michel Crozon et Yves Sacquin, pp.87-113, EDP Sciences (1999)

Dans la correspondance entre la TQC et la physique statistique, les équations de point fixe pour une transition de phase du second ordre sont équivalentes aux équations du groupe de renormalisation pour une TQC renormalisable. On dit de la TQC renormalisable et de la transition de phase du second ordre obéissant aux mêmes équations du groupe de renormalisation (GR), qu'elles appartiennent à la même *classe d'universalité*. En physique statistique, la difficulté rencontrée dans les transitions de phase du second ordre est comparable aux divergences qui, en TQC, empêchent d'appliquer les méthodes perturbatives : la présence de fluctuations à toutes les échelles indique que le comportement du système semble dépendre des détails de l'interaction au niveau microscopique, de même que la régularisation en TQC semble faire dépendre la physique de paramètres arbitraires comme le paramètre de coupure. Près d'un point fixe du GR, le phénomène critique (émergent !) *oublie* le pas du réseau, de même que dans une TQC renormalisable, on peut sans inconvénient faire tendre vers l'infini le paramètre de coupure nécessaire à la régularisation. Les comportements émergents des deux systèmes en correspondance sont universels, en ce sens qu'ils ne dépendent que d'un petit nombre de paramètres ou degrés de liberté dits *pertinents*, tous les autres paramètres ou degrés de liberté pouvant être considérés comme *marginaux*.

## 5.2 Les théories de jauge sur réseau

La correspondance quantitative entre les théories de champs renormalisables et la physique des phénomènes critiques permet de mettre au point un *véritable modèle standard de la physique de l'émergence* : des phénomènes émergents comme le confinement des quarks et des gluons en QCD qui, jusque là n'étaient abordables qu'au travers de modèles phénoménologiques comme celui que nous avons évoqué plus haut peuvent maintenant être l'objet de calculs quantitatifs et prédictifs. Il est en effet possible de *simuler* QCD au moyen d'un réseau quadridimensionnel de spins sujet à une transition de phase de second ordre et appartenant à sa classe d'universalité. Il se trouve qu'il existe des algorithmes (connus sous le nom d'algorithmes de Monte Carlo) qui permettent d'évaluer numériquement la sommation sur toutes les configurations du réseau (l'équivalent de l'intégrale de chemins en TQC) sans avoir à utiliser un développement perturbatif, c'est-à-dire, même dans le domaine où le paramètre de couplage n'est pas petit. C'est ainsi que l'on a pu valider, en quelque sorte « expérimentalement », au moyen « d'expériences numériques », le modèle heuristique du confinement en termes de cordes hadroniques (voir § 4.2) : la tension de corde, la constante universelle du monde hadronique, un paramètre ajustable de la phénoménologie des interactions fortes devient calculable en théorie de jauge sur réseau, et la valeur obtenue pour ce paramètre est en bon accord avec les données expérimentales. S'il est vrai que cette méthode de résolution des équations de la chromodynamique présente quelques limites, liées par exemple à la puissance des ordinateurs, ou à la difficulté d'inclure des fermions (quarks) dans le schéma, les résultats obtenus, outre la détermination de la tension de corde, sont encourageants : détermination des masses de « gluonia », des hadrons entièrement constitués de gluons, prédiction de l'existence d'une transition de phase en chromodynamique quantique à température finie. L'existence de cette transition, dite de « déconfinement » était suspectée à partir d'un modèle phénoménologique aussi inspiré de l'image du chromo-diélectrique parfait (voir § 4.2), le modèle du « sac de quarks et gluons » auquel est assimilée la cavité où se meuvent quarks et gluons faiblement couplés. Il est en effet tentant d'imaginer que dans une collision de haute énergie entre deux ions lourds (des atomes d'éléments lourds épluchés de leurs électrons) on puisse atteindre des conditions de pression et de température telles que tous les nucléons en forme de sac fusionnent en un grand sac rempli de quarks et gluons libres (déconfinés), un nouvel état de la matière, *le plasma de quarks et gluons*. Les premières expériences de collisions d'ions lourds de haute énergie semblant aller dans le sens de cette hypothèse, et les calculs de QCD sur réseau semblant la valider, l'une des expériences programmées auprès du collisionneur LHC, l'expérience ALICE, a été conçue pour explorer les propriétés de ce nouvel état de la matière.

## 5.3 La méthodologie des théories effectives

La méthodologie des théories effectives<sup>15</sup> permet de s'adapter au constat qu'à toutes les échelles de distances, il y a des phénomènes physiques intéressants ; elle revient à diviser l'espace des paramètres en régions différentes dans chacune desquelles il y a une *théorie effective* qui est une description *appropriée* de la physique *importante*. Importante, la physique décrite par une théorie effective l'est parce que les processus physiques à considérer diffèrent d'une région à l'autre, et la description est appropriée car il n'y a pas de description unique qui soit utile partout dans l'espace des paramètres.

L'idée de base des théories effectives est que s'il y a des paramètres très grands ou très petits par rapport aux quantités physiques d'intérêt (de même dimension), on peut obtenir une description approchée plus simple de la physique en mettant à zéro les paramètres très petits et à l'infini les paramètres très grands. Les effets finis de ces paramètres sont alors traités en perturbation par rapport à ce point de départ approximatif.

En physique des particules, le paramètre pertinent est l'échelle de distance. La stratégie des théories quantiques des champs effectives (TQCE) consiste à mettre à zéro les aspects de la physique qui impliquent des distances petites devant l'échelle de distance considérée. L'intérêt de cette stratégie réside dans le fait que parmi les aspects qui peuvent être ignorés, se trouvent les particules trop lourdes pour pouvoir être produites.

Une théorie effective dépend de l'énergie  $E$  et d'un degré de précision  $\varepsilon$ . L'effet de la physique de haute énergie sur la physique à l'échelle  $E$  est décrit par une « tour d'interactions » dont les couplages ont une dimension (en unité d'énergie ou de masse)  $k$ . Il y a un nombre fini d'interactions dont le couplage est de dimension  $k$ . Les paramètres de couplage de ces interactions sont de l'ordre  $1/M^k$  où  $M$  est une masse supérieure à  $E$ , indépendante de  $k$ .

La contribution d'une interaction non renormalisable de dimension  $k$  est proportionnelle à  $(E/M)^k$ . Pour obtenir la précision  $\varepsilon$  on n'inclura que les interactions de dimension  $k_\varepsilon$  tel que

$$\left(\frac{E}{M}\right)^{k_\varepsilon} \sim \varepsilon \Rightarrow k_\varepsilon \sim \frac{\text{Ln}(1/\varepsilon)}{\text{Ln}(M/E)}$$

La croissance de  $k_\varepsilon$  lorsque l'on monte en énergie signale que l'on s'approche d'une nouvelle physique, et qu'il va falloir changer de théorie effective. Dans la nouvelle théorie effective, impliquant une échelle de masse  $M'$  plus élevée que  $M$ , les interactions non-renormalisables de la première théorie effective auront disparu et apparaîtront comme renormalisables. Les théories effectives successives sont raccordées l'une à l'autre grâce aux équations du groupe de renormalisation.

Comment une telle procédure peut-elle se terminer ? Une première possibilité est qu'au delà d'une certaine échelle très élevée, toutes les interactions non-renormalisables aient disparu et que l'on se retrouve avec une bonne théorie renormalisable au sens usuel du terme. Ceci semble peu probable compte tenu des difficultés liées à la gravitation. Une autre possibilité est que l'on soit amené à changer radicalement de cadre théorique (comme par exemple avec une théorie de cordes). Il est aussi possible que le processus soit sans fin, avec toujours de nouvelles échelles d'énergies de plus en plus élevées.

« Who knows? Who cares? » dira Georgi, et de conclure : « Quoiqu'il en soit, les TQCE nous permettent de nous poser toutes les questions réellement scientifiques sans avoir à nous engager dans une description de ce qui peut survenir à des énergies arbitrairement élevées. »

## 6 Conclusion : émergence et affleurement du fondamental au travers de l'effectif

Quelle conclusion tirer de ce tour d'horizon de la physique de l'émergence ? Contrairement à ce qu'affirme Laughlin, je ne pense pas que de l'universalité de la physique de l'émergence on puisse en déduire la possibilité de se libérer de la « tyrannie » de la quête du fondamental : « The tendency of nature to form a hierarchical society of physical laws is much more than an academic debating point.

<sup>15</sup> H. Georgi, *Effective Field Theory*, Ann. Rev. Nucl. Sci. **43**, 209 (1993)

It is why the world is knowable. It renders the most fundamental laws, whatever they are, irrelevant and protects us from being tyrannized by them. It is the reason why we can live without understanding the ultimate secrets of the universe<sup>16</sup>. » Je pense plutôt que la méthodologie des théories effectives qui, dans la perspective cosmogonique évoquée en introduction, a une portée réellement universelle, permet de rendre quantitative et prédictive la physique de l'émergence, car dans chaque domaine où existe une physique intéressante, elle vise à déterminer les paramètres et degrés de liberté pertinents, c'est-à-dire ceux par lesquels *affleure le fondamental*, et, à l'aide du fil d'Ariane des équations du groupe de renormalisation, elle peut, au moins en principe, nous conduire de proche en proche au niveau le plus fondamental.

---

<sup>16</sup> « La tendance de la nature de former une société hiérarchique de lois physiques est beaucoup plus qu'un point scolaire de discussion. C'est la raison pour laquelle le monde est connaissable. Elle rend les lois les plus fondamentales, quelles qu'elles soient, non pertinentes et nous protège contre le fait d'être tyrannisés par elles. C'est la raison pour laquelle nous pouvons vivre sans comprendre les secrets ultimes de l'univers. » R.B. Laughlin, *A different Universe- Reinventing physics from the bottom down* – p. 8, Basic Books, New-York (2005)