

Physique des particules

Introduction aux concepts et au formalisme
du modèle standard

Benoît Clément



Physique des particules

Introduction aux concepts et au formalisme
du modèle standard

3^e ÉDITION

DUNOD

Illustration de couverture : © pixelparticle - Shutterstock.com

<p>Le pictogramme qui figure ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, particulièrement dans le domaine de l'édition technique et universitaire, le développement massif du photocopillage.</p> <p>Le Code de la propriété intellectuelle du 1^{er} juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements</p>		<p>d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres et de revues, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée.</p> <p>Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, de la présente publication est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris).</p>
--	--	--

© Dunod, 2013, 2017, 2023
11, rue Paul Bert, 92240 Malakoff
www.dunod.com
ISBN 978-2-10-084792-1

Le Code de la propriété intellectuelle n'autorisant, aux termes de l'article L. 122-5, 2° et 3° a), d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective » et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale ou partielle faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause est illicite » (art. L. 122-4).

Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles L. 335-2 et suivants du Code de la propriété intellectuelle.



Table des matières

Avant-propos	VII
Chapitre 1 Particules et interactions	1
1. La matière ordinaire	1
2. Outils formels	4
3. D'autres particules	5
4. Le modèle standard	10
L'essentiel	14
Entraînez-vous	15
Chapitre 2 Notions de physique moderne	17
1. Relativité restreinte	17
2. Mécanique analytique	24
3. Mécanique quantique	30
L'essentiel	37
Entraînez-vous	38
Chapitre 3 Seconde quantification	41
1. Ensemble de particules identiques	41
2. Représentation des états d'occupation	44
3. Opérateurs de création et d'annihilation	45
4. Construction d'opérateurs	48
5. Opérateurs de champ	50
L'essentiel	53
Entraînez-vous	54
Chapitre 4 Champs quantiques libres	55
1. Champ scalaire	56
2. Champ spinoriel	59
3. Champ vectoriel	61
4. Spin et représentations	63
5. Quantification du champ	65
L'essentiel	68
Entraînez-vous	69

Chapitre 5	Champs en interaction	73
1.	Interaction de jauge	73
2.	Brisure spontanée de symétrie	76
3.	Le lagrangien du modèle standard	80
	L'essentiel	86
	Entraînez-vous	87
Chapitre 6	Diagrammes de Feynman	89
1.	Processus de diffusion	89
2.	Calcul des éléments de matrice	94
3.	Règles et diagrammes de Feynman	98
4.	Les vertex du modèle standard	102
5.	Renormalisation	105
	L'essentiel	109
	Entraînez-vous	110
Chapitre 7	Le zoo des hadrons	113
1.	Classification des hadrons	113
2.	Modèle des quarks	120
3.	Chromodynamique quantique	124
	L'essentiel	128
	Entraînez-vous	129
Chapitre 8	Oscillations de neutrinos	131
1.	Caractéristiques des neutrinos	131
2.	Mécanisme d'oscillation	133
3.	Oscillations à trois familles	136
	L'essentiel	139
	Entraînez-vous	140
	Au-delà du modèle standard	141
	Quelques particules	147
	Solutions	155
	Bibliographie	179
	Index	181

Avant-propos

La physique des particules est une science récente. La première particule, au sens moderne du terme, fut l'électron découvert en 1897 et le formalisme théorique permettant de décrire correctement les différentes observations expérimentales n'a trouvé sa forme actuelle que dans les années 1970 comme une extension à la fois de la théorie quantique et de la relativité restreinte.

Cet ouvrage vise à présenter une vision moderne de la physique des particules de manière abordable mais sans occulter les concepts formels sur lesquels elle repose. L'exposé présuppose que le lecteur soit familier avec les concepts de la mécanique analytique, de la mécanique quantique et de la relativité, qui seront brièvement rappelés au chapitre 2. Nous décrirons ainsi les lagrangiens pour des particules libres (chapitres 3 et 4), le principe d'invariance de jauge conduisant au lagrangien d'interaction ainsi que le mécanisme de brisure spontanée de symétrie, introduisant le mécanisme de Higgs (chapitre 5). À chaque étape, nous nous limiterons au cas le plus simple, ce qui nous permettra de nous affranchir des concepts de théorie des groupes et de calcul tensoriel. Avec ce formalisme allégé nous pourrions néanmoins illustrer les principaux concepts théoriques. L'extension au modèle standard complet serait formellement plus complexe mais ne repose sur aucune nouvelle idée. Le chapitre 6 se consacrera aux principes du calcul des observables physiques dans les processus de diffusion, toujours en se limitant au cas le plus simple pour illustrer les concepts. Enfin les deux derniers chapitres traiteront de deux aspects particuliers de la physique des particules : les états liés de l'interaction forte au chapitre 7 et la physique des neutrinos au chapitre 8.

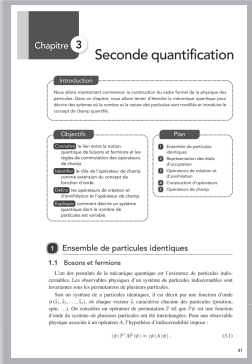
L'essentiel du contenu de cet ouvrage repose sur des cours donnés en première et seconde années de master de physique fondamentale à l'Université Joseph Fourier de Grenoble. Il n'existerait pas sans la contribution de nombreux collègues du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC). Je tiens particulièrement à remercier Arnaud Lucotte qui a patiemment relu ce document, ainsi que Michael Klasen, Ingo Schienbein et Yannick Arnoud.

À la découverte de votre livre

1 Ouverture de chapitre

Elle donne :

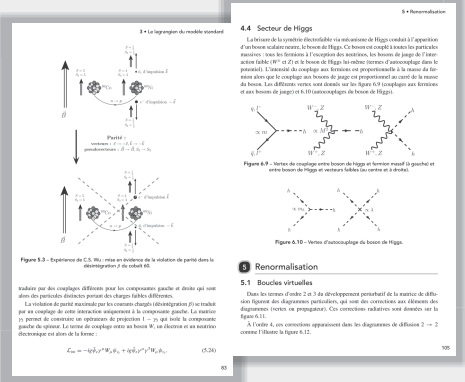
- une **introduction** aux sujets et aux problématiques abordés dans le chapitre
- un **rappel des objectifs** pédagogiques
- le **plan** du chapitre



2 Le cours

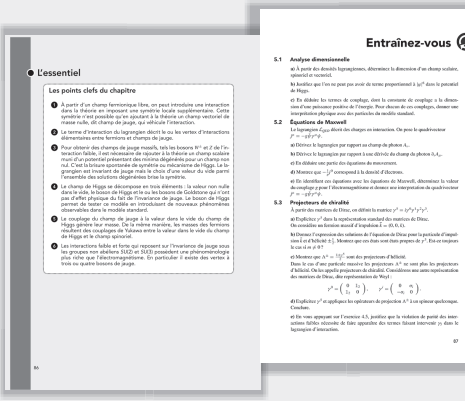
Le cours concis et structuré, expose le programme. Il donne :

- un rappel des **définitions** clés
- des **schémas** pour maîtriser le cours



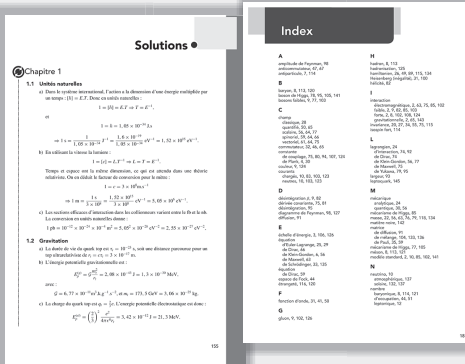
3 En fin de chapitre

- **L'essentiel** : les **points clés** pour réviser les connaissances essentielles
- Des **exercices** pour tester ses connaissances et s'entraîner



4 En fin d'ouvrage

- Des **annexes**
- Les **corrigés** des exercices
- Une **bibliographie**
- Un **index**



Introduction

Dans toute étude physique, il est essentiel de commencer par définir le système à décrire. Dans notre cas, il s'agit de définir ce que sont les particules et leurs interactions. La nature du système physique va également imposer le cadre formel dans lequel un modèle théorique pourra être développé. En partant de la structure de la matière ordinaire et en ajoutant d'autres particules découvertes tout au long du XX^e siècle, nous allons ainsi tracer les contours du modèle standard de la physique des particules.

Objectifs

- Connaître** les particules et interactions du modèle standard.
- Identifier** le cadre théorique dans lequel décrire la physique des particules.
- Définir** le système physique étudié ainsi que le système d'unités approprié.
- Expliquer** la construction historique de la physique des particules.

Plan

- 1 La matière ordinaire
- 2 Outils formels
- 3 D'autres particules
- 4 Le modèle standard

1 La matière ordinaire

1.1 Particules et interactions

La matière qui nous entoure est composée d'atomes en interaction les uns avec les autres. Il existe une centaine d'espèces chimiques différentes et cette multiplicité s'explique par une sous-structure : au cœur de l'atome le noyau est composé de protons, chargés positivement, et de neutrons, neutres comme leur nom l'indique. Ce noyau est entouré d'un cortège d'électrons, chargés négativement, en même nombre que les protons pour assurer la neutralité électrique de l'atome. Toute la matière ordinaire est ainsi composée de trois briques fondamentales : p , n et e^- . Elles possèdent toutes un moment cinétique intrinsèque de spin $J = \frac{1}{2}$. Ce sont donc des fermions qui vérifient le principe d'exclusion de Pauli. Ce principe postule que deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique et permet ainsi d'assurer l'existence de matière.

L'essentiel de la physique de la matière (physique atomique, physique de la matière condensée, chimie) est gouvernée par une unique interaction, l'électromagnétisme. Dans sa formulation classique cette interaction est décrite par un champ électromagnétique dont l'évolution suit les équations de Maxwell. La théorie quantique unifie les concepts classiques de particule et de champ, en un unique objet que nous continuerons d'appeler « particule » par la suite. Ainsi, la quantification du champ électromagnétique se traduit sous la forme d'une nouvelle particule, le photon γ . C'est une particule de spin $J = 1$, soit un boson.

La physique nucléaire, qui s'intéresse aux propriétés du noyau atomique, nécessite d'introduire deux interactions (ou forces) supplémentaires :

- L'interaction nucléaire forte assure la cohésion du noyau. Ce dernier étant composé uniquement de charges électriques positives et nulles devrait naturellement se dissocier sous l'effet de la répulsion coulombienne. La stabilité du noyau (et donc de la matière) ne peut alors s'expliquer que s'il existe une autre interaction attractive entre neutrons et protons. Cette force doit avoir une intensité supérieure à celle de l'interaction électromagnétique, d'où son nom d'interaction forte.
- L'interaction nucléaire faible est responsable de la désintégration de certains noyaux. Cette désintégration change un proton en neutron et inversement, ce qui n'est possible ni par interaction électromagnétique ni par interaction forte. Il faut donc une troisième force, l'interaction faible, pour décrire ces phénomènes.

Ces deux interactions n'ont aucune influence, ni à l'échelle macroscopique ni même à l'échelle atomique. Ce sont des interactions à courte portée (de l'ordre de la taille du noyau, voire plus petite), alors que l'interaction électromagnétique a une portée infinie.

Une dernière interaction décrit la dynamique des corps massifs : la gravitation. En se limitant à une approche classique, on peut comparer les forces électromagnétique et gravitationnelle entre deux électrons de masse $m_e = 9,11 \times 10^{-31}$ kg et de charge $q_e = -1,6 \times 10^{-19}$ C :

$$\frac{F_{\text{gravitation}}}{F_{\text{électrique}}} = \frac{\frac{Gm_e^2}{r^2}}{\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}} = \frac{G m_e^2 4\pi\epsilon_0}{q^2} \approx 4 \times 10^{-42}, \quad (1.1)$$

où $G = 6,67 \times 10^{-11}$ N.m².kg⁻² est la constante de gravitation de Newton et $\frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0} \approx \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine, qui caractérise l'intensité de l'interaction électromagnétique. L'intensité de la force électromagnétique est 42 ordres de grandeur plus forte que celle de la gravitation. Aux échelles d'énergie qui concernent la physique des particules, les effets gravitationnels sont complètement négligeables.

Le modèle standard de la physique des particules que nous allons présenter dans cet ouvrage se limitera donc à la description des interactions électromagnétique, faible et forte entre particules élémentaires. Ce modèle est incomplet puisqu'il n'inclut pas

la gravitation. Cette dernière est décrite par la théorie de la relativité générale dont le formalisme est incompatible avec celui de la mécanique quantique.

1.2 Longueur, énergie et élémentarité

L'étude expérimentale d'un objet et la mesure de ses propriétés requièrent l'usage d'une sonde dont la longueur d'onde est comparable à la dimension de l'objet étudié. La sonde la plus couramment utilisée est la lumière ou plus généralement l'onde électromagnétique. On peut remonter à la forme et aux propriétés d'une structure en observant la diffusion de la lumière, l'application première étant bien entendu la vision qui reconstruit une image à partir de la lumière visible diffusée. Ce principe se généralise sans difficulté à d'autres échelles de distance et d'autres sondes (électrons, protons, ...). Pour pouvoir étudier une structure avec une sonde donnée il faudra :

- que l'énergie de la sonde ou sa longueur d'onde soit comparable à la dimension caractéristique de l'objet étudié ;
- que la sonde puisse interagir avec la structure étudiée afin qu'il y ait diffusion.

À toute échelle de longueur λ , on peut associer une échelle d'énergie caractéristique E à partir de la relation de de Broglie :

$$E = \frac{\hbar c}{\lambda}. \quad (1.2)$$

Pour étudier des objets physiques de taille $\lambda = 10^{-15}$ m (rayon classique du proton), il faut disposer d'une sonde d'énergie au moins égale à 3×10^{-11} J ≈ 200 MeV. On utilise généralement comme unité d'énergie l'électronvolt (eV) défini comme l'énergie acquise par une charge élémentaire sur une distance $L = 1$ m dans un champ électrique uniforme $E = 1$ V.m. On a alors :

$$E = \frac{qV}{L} \Rightarrow 1 \text{ eV} = \frac{1,6 \times 10^{-19} \text{ C} \times 1 \text{ V.m}}{1 \text{ m}} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (1.3)$$

En physique des particules, on sonde l'infiniment petit en réalisant des expériences de diffusion à haute énergie, soit en envoyant un faisceau de particules (électrons, protons, photons) de grande énergie cinétique sur une cible, soit en collisionnant deux faisceaux. Dans ce dernier cas, la sonde et la structure sondée peuvent avoir la même nature et la différenciation n'a plus de sens.

La notion d'élémentarité d'une particule n'a de sens que relativement à l'échelle d'énergie du processus : une particule est élémentaire dans une diffusion si son énergie caractéristique est grande devant celle du processus. Par exemple, lors d'une désintégration α , l'énergie échangée est de l'ordre de 5 MeV alors que la particule α a un diamètre classique d'environ 2 fm soit $E \approx 90$ MeV : la particule α peut être considérée comme élémentaire. Les particules que l'on va considérer comme élémentaires en physique des particules sont celles qui n'ont pas de structure connue à ce jour, c'est-à-dire pour lesquelles il n'y a aucune évidence de l'existence de sous-structure aux échelles d'énergie accessibles en laboratoire. À titre indicatif, l'accélérateur de particules de plus haute

énergie atteint une énergie de 10 TeV dans le centre de masse, correspondant à une longueur caractéristique d'environ 10^{-20} m.

La physique des particules s'intéresse à la description des objets physiques plus petits que le noyau atomique. Ceci concerne deux échelles de taille. La première, autour de 10^{-15} m, est celle des constituants du noyau (le proton et le neutron) auxquels viendront s'ajouter toute une zoologie de nouvelles particules de courte durée de vie. La seconde, plus petite que 10^{-16} m, est celle des particules élémentaires, c'est-à-dire celle dont on ne connaît aucune sous-structure interne. On verra ainsi que neutrons et protons sont composés de quarks, alors que l'électron est déjà élémentaire. Là encore de nouvelles particules similaires mais instables viendront s'ajouter aux briques de la matière ordinaire.

2 Outils formels

2.1 Unités naturelles

La mécanique quantique et la relativité restreinte font chacune intervenir une constante fondamentale qui intervient dans la plupart des équations : la constante de Planck \hbar et la célérité de la lumière c . Dans les unités du système international :

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05457148 \times 10^{-34} \text{ J.s} \text{ et } c = 2,99792458 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}. \quad (1.4)$$

Ces constantes sont des caractéristiques de notre univers. Elles relient entre elles des grandeurs ayant des dimensions différentes : temps, espace, énergie et quantité de mouvement :

$$\begin{array}{ccc} \text{Énergie, } E & \overset{\hbar}{\longleftrightarrow} & \text{Pulsation, } \omega \sim \frac{1}{T} \\ & E = \hbar\omega & \\ c \quad \updownarrow & E = pc & c \quad \updownarrow \quad \lambda = \frac{c}{\omega} \\ \text{Impulsion, } p & \overset{\hbar}{\longleftrightarrow} & \text{Longueur d'onde, } \lambda \\ & p = \frac{\hbar}{\lambda} & \end{array}$$

L'existence de ces constantes fondamentales semble indiquer que ces grandeurs (ou leur inverse) auraient la même dimensionnalité. Il n'y aurait alors besoin que d'une unique dimension. De même, la valeur numérique de ces constantes ne résulte que d'un choix arbitraire d'un système d'unités.

Le système d'**unités naturelles** est celui où ces deux constantes valent 1 et n'ont pas de dimension. Dans ce système d'unités les équations sont simplifiées puisque les facteurs c ou \hbar disparaissent. À partir d'une analyse dimensionnelle on montre que :

$$[\hbar] = E.T = 1 \Rightarrow T = E^{-1}, \quad (1.5)$$

$$[c] = LT^{-1} \Rightarrow L = T. \quad (1.6)$$

Le temps et l'espace ont la même dimension, ce qui semble naturel puisque la relativité va traiter le temps comme une quatrième coordonnée. De plus, toutes les dimensions

s'expriment en unités naturelles comme des puissances de l'énergie. Ainsi temps et espace ont la dimension inverse de l'énergie. À partir des valeurs de \hbar et c dans les deux systèmes d'unités, on détermine les facteurs de conversion pour le mètre et la seconde (voir exercice 1.1) :

$$1 \text{ m} = 5,07 \times 10^6 \text{ eV}^{-1} \text{ et } 1 \text{ s} = 1,52 \times 10^{15} \text{ eV}^{-1}. \quad (1.7)$$

Une autre grandeur utile pour les conversions entre systèmes d'unités est $\hbar c \approx 197 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$.

2.2 Contexte théorique

Une théorie de la physique des particules doit pouvoir décrire des interactions où la nature et le nombre des particules varient : ceci n'est pas possible dans le cadre usuel de la mécanique quantique où la fonction d'onde, associée à une probabilité de présence dans l'espace, ne peut pas décrire de tels systèmes. C'est le formalisme de la seconde quantification et de l'espace de Fock qui permet de traduire ce type de phénomènes. Il sera décrit au chapitre 3.

Les particules étudiées peuvent avoir une vitesse très élevée, proche ou égale à celle de la lumière, ce qui implique que la théorie de la physique des particules doit intégrer la relativité restreinte.

Enfin, on souhaite une théorie qui intègre l'électromagnétisme et donc le concept de champ. L'approche formelle de l'électromagnétisme passe par la théorie des champs, qui est une extension de la mécanique analytique. La théorie des champs classique de l'électromagnétisme inclut naturellement la relativité restreinte qui permet un traitement quasi identique des coordonnées d'espace et de temps dans les équations. En revanche la mécanique quantique décrit l'évolution temporelle d'une fonction d'onde, normalisée sur l'espace. L'unification de ces deux théories, qui présentent des approches radicalement différentes de l'espace-temps, n'est pas aisée. Une simple théorie de mécanique quantique relativiste fait rapidement apparaître des incohérences qui ne peuvent se résoudre que dans un formalisme plus vaste, celui de la théorie quantique des champs. Nous donnerons, dans les chapitres 3 à 6, un aperçu de ce formalisme et de son application à la physique des particules.

3 D'autres particules

En plus des particules de la matière ordinaire, d'autres objets sont venus s'ajouter à la liste, parfois comme découverte expérimentale qu'il faut inclure dans le modèle, parfois en tant que conséquence des modèles théoriques qui prévoient de nouveaux objets. Ces particules sont par nature instables puisqu'absentes de la matière ordinaire.

3.1 Interaction et bosons massifs

L'interprétation du champ électromagnétique en tant que particule est le photon. L'interaction, c'est-à-dire l'échange d'énergie ou d'impulsion entre deux charges, s'opère par l'échange d'un photon de masse nulle. Le potentiel pour une source statique est solution de l'équation de Laplace¹ :

$$\Delta V = 0 \implies V = \frac{g}{r}, \quad (1.8)$$

où r est la distance à la source et g une constante numérique qui va quantifier l'intensité de l'interaction. La portée d'une telle interaction est infinie, avec une décroissance inverse à l'éloignement des charges en interaction.

Les interactions faible et forte devraient également faire intervenir un équivalent au photon. Néanmoins, pour prendre en compte la courte portée de ces interactions, ces « photons » doivent être massifs. L'émission d'une telle particule par une charge statique viole la conservation de la masse, mais est autorisée en mécanique quantique tant que le principe d'incertitude d'Heisenberg n'est pas satisfait ($\Delta E \Delta t \leq \hbar$), c'est-à-dire tant que le temps d'interaction τ est inférieur à $\frac{m}{\hbar c^2}$, le phénomène n'est pas observable et donc autorisé. Cette durée limitée se traduit par une portée limitée de l'interaction de l'ordre de $\lambda = \frac{m}{\hbar c}$.

Ceci peut se formuler plus rigoureusement en quantifiant la relation relativiste entre énergie et impulsion (voir également chapitre 4) :

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \xrightarrow[\substack{E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \vec{p} \rightarrow i\hbar \vec{\nabla}}]{\text{Quantification}} \square \psi + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi = 0. \quad (1.9)$$

On obtient l'équivalent relativiste de l'équation de Schrödinger : l'équation de Klein-Gordon. Pour un système statique et un boson sans masse, on retrouve l'équation de Laplace. On remarque, dans ce cas, que la fonction d'onde du photon dans l'équation de Klein-Gordon correspond au potentiel électrostatique. Pour un vecteur d'interaction massif, le potentiel statique devient solution de l'équation :

$$\Delta U = \frac{mc^2}{\hbar} U. \quad (1.10)$$

Pour un potentiel ne dépendant que de la coordonnée radiale, $U(r)$, on résout cette équation en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) = \frac{mc^2}{\hbar} U \implies U(r) = \frac{g}{r} e^{-r/R}, \quad (1.11)$$

1. On rappelle quelques opérateurs différentiels usuels : l'opérateur vectoriel nabla ou gradient $\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$, le laplacien $\Delta = \vec{\nabla}^2$ et le d'alembertien $\square = \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} - \Delta$.

où $R = \frac{\hbar}{mc}$ est la portée de l'interaction. Ce potentiel, dit potentiel de Yukawa, tombe rapidement à zéro pour des distances supérieures à quelques R à cause du facteur exponentiel. Un « photon » massif va permettre de décrire une interaction de courte portée, cette portée étant égale à l'inverse de la masse du « photon ».

La portée caractéristique de l'interaction forte dans le noyau est de l'ordre du fermi (10^{-15} m, taille du noyau). La masse du vecteur doit alors être de l'ordre de la centaine de MeV. Il existe effectivement trois particules, les pions, qui sont des bosons de masse $m_\pi \approx 140$ MeV correspondant au boson prédit par Yukawa. Nous discuterons par la suite du fait que ce pion n'est pas le véritable équivalent du photon pour l'interaction forte.

Pour l'interaction faible, la durée de vie de certaines particules appelées hypérons, qui ne peuvent se désintégrer que par interaction faible (voir chapitre 7), donne une indication de la masse du vecteur de l'interaction faible. Cette durée de vie est de l'ordre de 10^{-12} s, soit une masse de l'ordre de la centaine de GeV. C'est effectivement la masse des bosons W^+ , W^- et Z qui véhiculent l'interaction faible.

3.2 Antiparticules

L'équation relativiste de Klein-Gordon, décrite au paragraphe précédent, découle d'une relation quadratique entre énergie, masse et impulsion. De ce fait, la résolution de cette équation conduit à deux types de solutions en onde plane d'impulsion \vec{k} de la forme :

$$\psi(\vec{x}, t) \propto e^{\pm i\omega_k t - i\vec{k}\vec{x}}, \quad \omega_k = \sqrt{k^2 + m^2}, \quad (1.12)$$

avec des énergies positive et négative respectivement. Les solutions d'énergie négative n'ont *a priori* aucun sens physique. Ce résultat avait été dérivé par Erwin Schrödinger, qui n'avait alors publié que l'équation non relativiste qui porte son nom. Paul Dirac apporta une solution à ce problème en interprétant ces solutions négatives comme des antiparticules. L'astuce mathématique consiste à absorber le signe "-" du $-\omega_k t$ dans le temps plutôt que dans ω_k . Ainsi une antiparticule est équivalente à une particule qui remonte le temps, avec une énergie positive. Une antiparticule possède la même masse et le même spin que la particule correspondante, mais tous ses nombres quantiques additifs ou charges sont inversés.

3.3 Rayons cosmiques

À ce stade de notre exposé, il est utile de faire un petit historique de la découverte des premières particules. L'électron fut la première particule subatomique observée par Thompson en 1897. Suivirent le proton (1912) puis le neutron (Chadwick, 1932). L'observation de particules ne composant pas la matière ordinaire s'avérera plus délicate. Nous verrons par la suite que pour fabriquer de telles particules il faut réaliser des collisions mettant en jeu une énergie cinétique au moins égale à l'énergie de masse ($E = mc^2$) de la particule à produire. De telles collisions sont réalisées naturellement

par le rayonnement cosmique. En 1912, à l'aide d'un ballon, Victor Hess démontra que l'ionisation de l'atmosphère augmentait avec l'altitude. Il en conclut que l'atmosphère terrestre subissait un bombardement constant de particules provenant de l'espace. Ces particules constituent le rayonnement cosmique primaire, dont on sait aujourd'hui qu'il est composé à 99% de protons (90%), de noyaux d'hélium et d'électrons. Les particules primaires, en interagissant avec l'atmosphère, sont susceptibles de produire ces nouvelles particules, que l'on peut détecter au niveau du sol.

C'est ainsi que l'antiélectron ou positron fut mis en évidence comme une particule de même masse que l'électron mais ayant une charge opposée (tournant dans le sens inverse d'un électron dans un même champ magnétique), confirmant ainsi l'interprétation des solutions d'énergie négative des équations de la mécanique quantique relativiste.

En 1936 une particule de masse $m = 105$ MeV et de charge électrique ± 1 fut identifiée dans le rayonnement cosmique. Elle fut un temps assimilée au pion du modèle de Yukawa (« photon » massif de l'interaction forte) Néanmoins, si la masse semblait correspondre, cette particule interagissait très peu avec les noyaux, au contraire de ce qui est attendu pour le pion. Cette particule ressemblait en tout point à un électron ou un positron, en plus massif : il s'agit du muon (μ^-) et de l'antimuon (μ^+).

Les véritables pions π^\pm ainsi qu'un troisième état neutre π^0 furent également identifiés par la suite dans le rayonnement cosmique.

Deux types de découvertes apparaissent ici : d'une part des particules qui étaient attendues dans le cadre des théories de l'époque (positron, pion) confirmant ces modèles, d'autre part des particules inattendues (muon) qui viennent s'ajouter à un bestiaire en pleine expansion.

3.4 Hadrons, quarks et interaction forte

À la suite de la découverte du pion, de nombreuses autres particules liées à l'interaction forte, **les hadrons**, furent observées, principalement en réalisant des collisions proton-proton ou pion-proton. L'étude des différentes interactions entre hadrons a mis en évidence une grandeur additive conservée, le nombre baryonique B . Ainsi, parmi les hadrons on distingue :

- **les baryons** de spin demi-entier (fermions) tels le proton et le neutron qui ont un nombre baryonique $B = 1$;
- **les mésons** de spin entier (bosons) tels les pions (π^\pm, π^0) qui ont un nombre baryonique $B = 0$.

Avec trois particules élémentaires (neutron, proton et électron) on peut expliquer la grande multiplicité d'atomes et de noyaux ainsi que leurs propriétés physiques et chimiques. Par analogie, le grand nombre de hadrons découverts semble indiquer une nature composite : soit il existe quelques hadrons fondamentaux, les autres étant alors des états liés excités de ces hadrons, soit tous les hadrons sont composés de briques élémentaires plus petites. C'est cette dernière solution qui s'avère correcte.

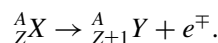
Ces composants, les **quarks**, sont au nombre de six. Trois quarks dits de type *up* (up u , charm c et top t) possèdent une charge électrique $\frac{2}{3}$, les trois autres dits de type *down* (down d , strange s et bottom b) ont une charge $-\frac{1}{3}$. Les hadrons sont des états liés de quarks, trois quarks pour les baryons, un quark et un antiquark pour les mésons. Seuls les deux quarks les plus légers, u et d , composent la matière ordinaire. En regardant la charge électrique, un proton est un état lié uud et un neutron correspond à udd . Les propriétés des hadrons et des quarks seront discutées plus en détail au chapitre 7.

L'interaction forte entre quarks se décrit par un formalisme voisin de l'électromagnétisme. Au lieu d'une unique charge électrique, les quarks portent une charge dite de couleur (généralement rouge, vert ou bleu) et les antiquarks, la charge d'anticouleur correspondante. Il existe donc trois quarks u différents, un par couleur. La théorie de l'interaction forte porte le nom de chromodynamique quantique ou QCD. L'équivalent du photon est le gluon, mais ce dernier porte la charge de l'interaction forte. Il existe de fait huit types de gluons portant couleur et anticouleur. Le gluon étant chargé, il peut également interagir avec lui-même, entraînant une phénoménologie très différente de l'électromagnétisme. En particulier, l'intensité de l'interaction croît avec la distance (l'électromagnétisme décroît en $\frac{1}{r^2}$). Pour cette raison, les quarks ne peuvent exister que dans des états liés globalement neutres et il est impossible d'observer un quark libre. Les hadrons sont donc des objets neutres de couleur obtenus en combinant soit couleur et anticouleur (rouge et antirouge, par exemple) pour les mésons, soit chacune des trois couleurs pour les baryons. L'interaction nucléaire forte, décrite par l'échange de pion dans le modèle de Yukawa, n'est en fait qu'un effet résiduel de l'interaction entre quarks, à l'image des liaisons électromagnétiques de van der Waals entre atomes neutres.

Puisqu'il ne peut pas exister de quark libre (à l'exception du quark top), la masse d'un quark n'est pas un objet très bien défini. Néanmoins, on estime que la masse des quarks u et d est de l'ordre de quelques MeV. Le proton et le neutron ayant une masse d'environ 940 MeV, on en déduit que plus de 98% de la masse de la matière ordinaire résulte de l'énergie de liaison entre quarks.

3.5 Interaction faible

La désintégration β d'un noyau de numéro atomique Z (nombre de protons) et contenant A nucléons (nombre de protons et de neutrons) vers un noyau plus léger transforme un neutron en proton (β^-) ou un proton en neutron (β^+), avec émission respectivement d'un électron ou d'un positron. On observe ainsi :



Ni l'interaction électromagnétique, ni l'interaction forte ne sont susceptibles de changer la nature des particules. Il faut donc imaginer une troisième interaction, l'interaction nucléaire faible, qui n'a pas d'influence à longue distance. Selon le modèle de Yukawa, ceci est possible avec des vecteurs massifs, les bosons W^+ et W^- .

En plus de ces nouveaux bosons, il faut également considérer un fermion supplémentaire pour expliquer les désintégrations β . Dans une désintégration à deux corps, l'électron doit être monoénergétique du fait de la conservation de la l'énergie et de l'impulsion. Or c'est un spectre continu en énergie qui est mesuré, allant de 0 à l'énergie attendue pour une désintégration à deux corps. Ceci est caractéristique d'une désintégration à trois corps, avec une troisième particule de masse nulle (ou négligeable devant la masse de l'électron). La conservation de la charge électrique impose que cette troisième particule soit neutre. Puisqu'elle n'est pas détectée, cette particule n'interagit pas par interaction forte, mais uniquement par interaction faible. On ajoute donc un neutrino dans la désintégration β^+ et un antineutrino pour β^- . Ce sont les caractéristiques du neutrino proposé par Wolfgang Pauli en 1933. La désintégration β devient alors :

$$\beta^+ : {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e, \quad \beta^- : {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Au niveau fondamental, l'échange d'un boson W^\pm transforme :

$$u \rightarrow dW^+, \quad d \rightarrow uW^-, \quad e \rightarrow \nu_e W^-, \quad \nu_e \rightarrow e^- W^+.$$

On parle d'interaction faible par courants chargés, puisque les bosons W^\pm portent une charge électrique.

Pour décrire l'interaction faible dans un formalisme similaire à l'interaction électromagnétique ou à l'interaction forte, il est nécessaire d'introduire un troisième boson faible massif, de charge électrique nulle, le Z. On parle alors d'interaction par courants neutres, qui fut mis en évidence en 1973 par l'observation de la diffusion d'un neutrino sur un électron $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ dans la chambre à bulles Gargamelle au CERN, près de Genève.

4 Le modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules est un modèle théorique décrivant l'interaction entre différents fermions par l'échange de bosons médiateurs des interactions électromagnétique, faible et forte. Ce modèle repose sur le formalisme de la théorie quantique des champs. Les interactions entre fermions sont introduites au moyen de l'invariance de jauge locale en imposant des symétries particulières aux équations du mouvement. La masse des particules résulte d'un mécanisme de brisure d'une partie des ces symétries : le mécanisme de Higgs. Les chapitres 3 à 6 vont donner une description des principales idées de ces théories, avant de présenter de manière plus complète la compréhension moderne du modèle standard. Nous nous contentons ici de lister les particules composant ce modèle, ainsi que leurs propriétés.

4.1 Les bosons

Les médiateurs des trois interactions sont des particules de spin 1. L'interaction électromagnétique a pour médiateur le photon γ . L'interaction faible est véhiculée par deux types de particules : les bosons W^\pm qui sont chargés électriquement et le boson Z qui est neutre. Ces bosons sont massifs, ce qui explique la très courte portée de l'interaction faible. Enfin, les bosons de l'interaction forte sont les huit gluons qui sont sans masse et portent la charge de couleur. Les propriétés de ces bosons sont résumées dans la table 1.1. On remarquera qu'il y a une différence entre le fait de porter une charge et de

Tableau 1.1 – Les bosons élémentaires du modèle standard.

Nom		Masse (GeV)	Interaction transmise	Charge		
				Forte	Faible	EM
Photon	γ	0	EM	non	non	non
Boson faible W	W^+, W^-	80,4	Faible	non	oui	oui
Boson faible Z	Z	90,2	Faible	non	oui	non
Gluon	g	0	Forte	oui	non	non
Boson de Higgs	h	~ 125	aucune	non	oui	non

transmettre une interaction : un photon ne porte aucune charge et ne peut donc pas interagir avec un autre photon. En revanche les bosons W^\pm portent une charge électrique ainsi que la charge de l'interaction faible et peuvent donc se coupler au photon, au Z ou à un autre W . De même il existe des couplages entre gluons, porteurs de la charge de couleur, qui sont responsables du confinement. La charge faible n'a pas été discutée jusqu'à présent car contrairement aux charges électriques ou de couleur, on ne peut la décrire sans faire appel à la théorie des groupes. On se contentera ici de signaler que les particules portent une telle charge, sans en spécifier la nature.

Le modèle reste incomplet si on n'ajoute pas un boson massif de spin 0, le boson de Higgs. Ce dernier apparaît lorsqu'on veut décrire correctement la présence de bosons massifs dans l'interaction faible. Le mécanisme de Higgs sera présenté au chapitre 5.

À ces bosons, peut s'ajouter un hypothétique boson de spin 2, le graviton, qui décrirait l'interaction gravitationnelle. Il n'existe cependant pas de modèle satisfaisant d'une théorie quantique de la gravitation.

4.2 Les fermions

Les fermions du modèle sont tous des particules de spin $\frac{1}{2}$. Ils constituent les briques élémentaires de la matière et sont listés dans la table 1.2.

Il existe plusieurs classifications de ces fermions. La première sépare les fermions en **quarks**, qui participent à l'interaction forte, et en **leptons**. Parmi les leptons, il existe trois leptons chargés (électromagnétiquement) : l'électron, le muon et le lepton tau ; ainsi que trois leptons neutres : les neutrinos. Le nombre de quarks et le nombre de leptons est toujours conservé. Pour modéliser ce phénomène, on ajoute deux nombres quantiques

Tableau 1.2 – Les fermions élémentaires du modèle standard.

Nom		Masse (GeV)	Charges			Nombres	
			Forte	EM	Faible	B	L
Leptons							
Électron	e^-	511×10^{-6}	non	oui	oui	0	1
Neutrino e	ν_e	0	non	non	oui	0	1
Muon	μ^-	0,105	non	oui	oui	0	1
Neutrino μ	ν_μ	0	non	non	oui	0	1
Tau	τ^-	1,777	non	oui	oui	0	1
Neutrino τ	ν_τ	0	non	non	oui	0	1
Quarks							
Down	d	$\sim 0,005$	oui	oui	oui	$\frac{1}{3}$	0
Up	u	$\sim 0,002$	oui	oui	oui	$\frac{1}{3}$	0
Strange (étrange)	s	$\sim 0,1$	oui	oui	oui	$\frac{1}{3}$	0
Charm (charmé)	c	$\sim 1,5$	oui	oui	oui	$\frac{1}{3}$	0
Bottom (beau)	b	$\sim 4,7$	oui	oui	oui	$\frac{1}{3}$	0
Top	t	173,5	oui	oui	oui	$\frac{1}{3}$	0

additifs conservés : le nombre baryonique B pour les quarks et le nombre leptonique L pour les leptons.

Les fermions sont aussi classés en trois familles ou générations, composées chacune de deux quarks (un de type *up*, l'autre de type *down*), d'un lepton chargé et d'un lepton neutre. La première famille est composée des quarks u et d , de l'électron et du neutrino électronique. C'est la seule à intervenir dans la composition de la matière ordinaire. Les deux autres familles sont composées de particules plus massives et instables. Ces familles sont donc :

$$(u, d, e^-, \nu_e), \quad (c, s, \mu^-, \nu_\mu), \quad (t, b, \tau^-, \nu_\tau).$$

Lors d'interaction entre particules, les nombres quantiques additifs sont tous conservés : le nombre baryonique, le nombre leptonique ainsi que les charges électrique, de couleur et faible. Tous les nombres quantiques des antiparticules sont inversés relativement à la particule correspondante. Pour voir si une interaction ou une désintégration est possible, il faut vérifier la conservation de toutes les charges entre l'état initial et l'état final, de même que la conservation de l'énergie et de l'impulsion (ce dernier point sera approfondi au paragraphe 1.4).

La nature des différents quarks est parfois appelée leur saveur (*up*, *down*,...). De même on parle également des différentes saveurs des leptons. Les interactions forte

et électromagnétique conservent la saveur des particules, de même que l'interaction faible par courants neutres. Seule l'interaction faible par courants chargés, correspondant à l'échange d'un boson W^\pm , peut modifier la charge électrique et donc la saveur des particules. Ces couplages par courants chargés peuvent s'opérer entre différentes familles de quarks. On pourra, par exemple, observer la désintégration du quark s via $c \rightarrow dW^+ \rightarrow de^+\nu_e$ ou encore $c \rightarrow sW^+ \rightarrow se^+\nu_e$.

En revanche, un tel mélange entre familles n'apparaît pas dans le secteur des leptons. Ainsi dans les exemples précédents, seul un neutrino électronique peut être associé au positron. De même, le neutrino ν_μ est toujours associé au muon et le neutrino ν_τ au lepton τ . Les différents couplages autorisés entre particules du modèle standard seront discutés plus en détail au chapitre 6.

● L'essentiel

Les points clefs du chapitre

- 1 La physique des particules est le domaine de la physique qui s'intéresse à la description des interactions de base entre particules élémentaires.
- 2 Le modèle standard décrit les interactions électromagnétique, faible et forte entre une douzaine de fermions (quarks et leptons) via l'échange de bosons vecteurs (photon, W^+ , Z , gluons).
- 3 La gravitation est exclue de ce modèle car son effet est infime aux énergies concernées.
- 4 La description de ce système nécessite un formalisme qui inclut à la fois la mécanique quantique et la relativité restreinte : la théorie quantique des champs.
- 5 En conséquence de la nature relativiste de la théorie, chaque particule se voit associée une antiparticule de même masse, de même spin et de charges opposées.



1.1 Unités naturelles

En physique des particules, on utilise le système d'unités naturelles tel que $\hbar = c = 1$ (sans dimension). En général on choisit le MeV ou le GeV comme unité d'énergie.

- Quelle est la dimension d'un temps dans ce système d'unités ? Déterminez la valeur d'une seconde.
- Même question pour une longueur et un mètre.
- Les sections efficaces sont données en barns ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Que vaut 1 pb en unités naturelles ?

1.2 Gravitation

Le quark top est la particule élémentaire la plus massive connue. Nous allons comparer classiquement l'énergie potentielle gravitationnelle et électrostatique pour un système de deux quarks top.

- On considère une paire de quarks top séparés d'une longueur correspondant à leur durée de vie. Déterminez cette longueur.
- Calculez l'énergie potentielle gravitationnelle d'un des quarks dans le potentiel du second.
- Même question pour l'énergie potentielle électrostatique. Comparez avec le résultat précédent.

1.3 Échelle de Plank

Les effets quantiques de la gravitation ne sont plus négligeables quand l'énergie gravitationnelle et l'énergie de masse deviennent comparables.

- Rappelez l'échelle de longueur associée à une masse m .
- En déduire l'échelle d'énergie, appelée masse de Plank ou échelle de Plank, à partir de laquelle une théorie quantique de la gravitation devient indispensable.

1.4 Quelques processus

Classez les processus suivants selon le type d'interaction : forte, électromagnétique ou faible. Si plusieurs couplages sont possibles, déterminez le processus dominant.

- $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$,
- $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$,
- $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$,
- $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$,
- $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$,
- $\tau^- \rightarrow \pi^+ + \nu_\tau$,
- $D^- \rightarrow K^+ + \pi^- + \pi^-$,
- $\Lambda + p \rightarrow K^- + p + p$.

1.5 Collisions de protons

Le LHC est un collisionneur de protons installé au CERN qui a atteint en 2011 une énergie dans le centre de masse $E = 8 \text{ TeV}$.

- a) Quelle est la longueur d'onde caractéristique (en unité SI) associée à cette énergie $E = 8 \text{ TeV}$?
- b) Comparez cette longueur à la dimension typique d'un proton (1 fm). Quelles particules collisionnent effectivement ?

Notions de physique moderne

Introduction

Dans ce chapitre, nous discuterons rapidement des principaux piliers de la physique moderne : la mécanique analytique, la relativité restreinte et la mécanique quantique. L'objectif ne sera ni la rigueur, ni l'exhaustivité mais une simple discussion des concepts qui seront nécessaires pour suivre le reste de l'exposé. Le lecteur intéressé par ces sujets pourra se référer à l'abondante littérature francophone et anglophone traitant de ces sujets¹.

Objectifs

- Connaître** les concepts de base de la relativité restreinte, de la mécanique analytique et de la mécanique quantique.
- Définir** la transformation de Lorentz et les invariants associés.
- Définir** la densité lagrangienne et les équations d'Euler-Lagrange.
- Définir** la fonction d'onde et son interprétation probabiliste.
- Expliquer** les outils théoriques qui permettront de construire une théorie quantique des champs.

Plan

- 1 Relativité restreinte
- 2 Mécanique analytique
- 3 Mécanique quantique

1 Relativité restreinte

1.1 Transformation de Lorentz et principe de relativité

Un événement se réalise en un point de l'espace $\vec{x} = (x, y, z)$ et à un instant t donné. Le principe de relativité, énoncé à l'origine par Galilée, affirme que les lois de la physique sont les mêmes dans tous les référentiels inertiels, c'est-à-dire qu'il est

1. Une liste non exhaustive d'ouvrages de référence est donnée à la fin de cet ouvrage.