Le modèle standard

"Les plus importantes lois et les plus importants faits fondamentaux de la physique ont tous été découverts et ils sont maintenant si fermement établis que la possibilité de les voir infirmés par de nouvelles découvertes est extrêmement faible. Nos futures découvertes ne devraient avoir un impact que sur la sixième décimale."

A.A Michelson, discours inaugural du Ryerson Physical Laboratory à l'université de Chicago en 1894.

Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie qui décrit les particules élémentaires de la matière, ainsi que leurs interactions. Elle s'est bâtie tout un long du vingtième siècle, avec la découverte des particules (de l'électron en 1897 au neutrino tauique en 2000) auprès d'accélérateurs de plus en plus puissants, et avec la formulation théorique des interactions durant les années 1950 à 1970. Jusqu'à ce jour, cette théorie a permis de décrire toutes les observations très précisément. On pense néanmoins que le Modèle Standard ne serait qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale, et qu'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard pourrait apparaître à l'échelle du TeV. Après une brève introduction des particules élémentaires dans la section 1.1, on verra comment le Modèle Standard est décrit en termes de théories de jauge au paragraphe 1.2. Enfin, on verra dans la section 1.3 les performances et les limites de cette théorie.

1.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires, que l'on peut voir sur la figure 1.1, sont composées de bosons et de fermions, qui vont être décrits ici.

1.1.1 Les bosons médiateurs des interactions

Dans le cadre du Modèle Standard, les interactions sont décrites en termes d'échange de bosons (particules de spin entier).

- Le photon γ est le boson médiateur de l'interaction électromagnétique. C'est une particule de masse et de charge nulles, qui interagit avec toutes les particules chargées électriquement. La portée de l'interaction électromagnétique est infinie. A l'échelle microscopique,



Figure 1.1 – Tableau des particules élémentaires de matière et des bosons de jauge des quatre interactions fondamentales.

elle est décrite par l'électrodynamique quantique (ou QED), avec une constante de couplage de 1/137.

- Les bosons de jauge W^{\pm} et Z sont les bosons médiateurs de l'interaction faible. Ils ont une masse de l'ordre de la centaine de GeV, et la portée de l'interaction est par conséquent très faible, de l'ordre du millième de fermi. Ils interagissent avec tous les fermions via leur nombre leptonique, et la constante de couplage de l'interaction faible est la constante de Fermi G_F , de $1.2.10^{-5}$ GeV⁻².
- Les 8 gluons sont les bosons médiateurs de l'interaction forte. Ils interagissent avec les quarks, mais pas avec les leptons. Ils sont de masse nulle, mais la portée de l'interaction forte est de l'ordre du fermi (la taille d'un noyau) comme on le verra par la suite. La constante de couplage de cette force est comprise entre 0.1 et 1.

Interaction	Electromagnétique	Forte	Faible	
Portée	∞	$\sim 1 \text{ fm}$	$\sim 10^{-3} { m fm}$	
Intensité	$\alpha = \frac{1}{137}$	0.1 à 1	10^{-12} à 10^{-5}	
Section efficace	$\sim \mu b$	$\sim 10^{-3}$ à 100 b	$\sim 10 \text{ fb}$	
caractéristique				
Vie moyenne	10^{-20} à 10^{-15} s	10^{-23} à 10^{-21} s	$> 10^{-11} \text{ s}$	
caractéristique				
Vecteur	photons	gluons	W^{\pm}, Z^0	

Le tableau 1.1 résume quelques grandeurs caractéristiques de ces forces.

 Tableau 1.1 – Grandeurs caractéristiques des processus liés aux 3 interactions fondamentales.

1.1.2 Les particules constituantes de la matière

Il existe 12 fermions élémentaires regroupés au sein de trois familles, comme on peut le voir dans la figure 1.1. La première famille contient les quarks up (charge +2/3.e) et down (charge

-1/3.e) et deux leptons : l'électron (charge e) et son neutrino associé (charge nulle). Les particules des deux autres familles ont les mêmes propriétés que leur correspondante de la première famille, mais sont de plus en plus massives. La deuxième famille contient les quarks *strange* et *charm*, ainsi que les leptons μ (aussi appelés muons) et neutrino muonique. La troisième famille contient les quarks *bottom* (aussi appelé *beauty*) et *top*, ainsi que les leptons τ et neutrino tauique. Les expériences sur la largeur du pic du boson Z^0 au LEP [1] et des observations cosmologiques ont montré qu'il n'existait que trois familles de particules (de masse inférieure à celle du Z^0).

Les quarks ont des charges électriques et sont donc sensibles à l'interaction électromagnétique. Ils possèdent des charges non entières. Cependant, comme on le verra au paragraphe 1.2.3, les quarks n'apparaissent que liés au sein de hadrons : soit 3 quarks (les baryons), soit un quark et un anti-quark (les mésons); la charge des hadrons est donc entière. Ils sont également sensibles aux interactions faibles et fortes.

Les leptons de type électron sont de charge $\pm e$, alors que les neutrinos sont dépourvus de charge électrique. Ils sont sensibles à l'interaction faible, mais pas à l'interaction forte. Le tableau 1.2 résume ces propriétés.

Fermion	Force	Interaction	Interaction	
	électromagnétique	faible	forte	
quarks u,c,t	oui	oui	oui	
quarks d,s,b	oui	oui	oui	
leptons e, μ,τ	oui	oui	non	
neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ	non	oui	non	

Tableau 1.2 – Particules élémentaires, et interactions auxquelles elles sont sensibles.

1.2 Le modèle standard, une théorie de jauge

La construction du modèle standard débute avec le désir d'unification des deux grandes théories du début du XX^e siècle : la mécanique quantique et la relativité restreinte. Il s'agit d'une théorie invariante de jauge (c'est-à-dire invariante sous des opérations de symétrie dépendant du point d'espace-temps), et renormalisable, basée sur le groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, et qui décrit les interactions forte et électrofaible.

1.2.1 Exemple d'invariance de jauge : l'électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique, ou description de l'électromagnétisme dans un cadre à la fois relativiste et quantique, représente un bon exemple de théorie de jauge, et a servi de base à la construction des autres théories du Modèle Standard.

Si on appelle Ψ le champ quantique lié à un électron, le lagrangien d'un fermion libre satisfait à l'équation de Dirac :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\Psi \tag{1.1}$$

Or, ce champ est défini à une phase près. Si on change localement la phase de ce champ,

associé au groupe de symétrie $U(1)_Q$:

$$\Psi \to \Psi' = e^{iQ\theta(x)}\Psi$$

$$\bar{\Psi} \to \bar{\Psi'} = e^{-iQ\theta(x)}\bar{\Psi}$$

(1.2)

on veut que le lagrangien soit invariant, ce qui est équivalent à postuler la conservation de la charge électrique. Or, le lagrangien se transforme ainsi :

$$\partial_{\mu}\Psi \to e^{iQ\theta(x)}(\partial_{\mu} + iQ\partial_{\mu}\theta(x))\Psi \tag{1.3}$$

Pour que cette équation soit invariante lors du changement de phase, il faut introduire la dérivée covariante :

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} + ieQA_{\mu} \tag{1.4}$$

où A_{μ} est un champ de jauge qui se transforme en $A'_{\mu} = A_{\mu} - \frac{1}{e}\partial_{\mu}\theta$. On peut montrer que ce champ correspond à un boson de spin 1 qui a toutes les propriétés du potentiel électromagnétique $(V, -A_x, -A_y, -A_z)$ et que l'on retrouve les champs électriques \vec{E} et \vec{B} dans le tenseur de Faraday $F^{\mu\nu} = \partial_{\mu}A^{\nu} - \partial_{\nu}A^{\mu}$. On a donc fait apparaître une force reliant les électrons et les positrons, dont la particule médiatrice est le photon. Le lagrangien de l'interaction électromagnétique devient alors :

$$\mathcal{L} = \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{Cinétique du photon}} + \underbrace{\bar{\Psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\Psi}_{\text{Cinétique du fermion}} - \underbrace{A_{\mu}}_{\text{Champ de photon Courant électromagnétique}} \underbrace{eQ(\bar{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi)}_{\text{Vertex fermion-photon}}$$
(1.5)

avec un propagateur et un vertex (figure 1.2). Les lagrangiens pour les autres interactions pourront aussi se mettre sous cette forme.



Figure 1.2 – Vertex electron-photon apparaissant dans le lagrangien de l'électrodynamique.

On peut de plus montrer que le photon est sans masse, car si l'on voulait mettre un terme de masse au photon dans le lagrangien, il serait de la forme $\frac{1}{2}m_{\gamma}^2 A^{\mu}A_{\mu}$, qui n'est pas un invariant de jauge. On a donc forcément $m_{\gamma} = 0$, et une portée infinie de l'interaction électromagnétique.

Une des conséquences de l'électrodynamique quantique est la polarisation du vide. On ne peut en effet jamais voir une charge "nue" : même dans le vide, des paires électron-positron se forment et s'annihilent sans cesse autour de l'électron, produisant un effet d'écrantage. Ainsi, la constante de structure fine α (=1/137) que l'on mesure loin de l'électron (ou à basse énergie) a une valeur qui augmente lorsque l'on augmente l'énergie. Par exemple, à 100 GeV, elle vaut 1/128.

1.2.2 La théorie électrofaible

L'interaction faible se démarque des autres au premier abord par différents faits. Tout d'abord, sa portée est très faible (10^{-18} m) , ce qui fait que dans la théorie de Fermi, l'interaction est considérée comme ponctuelle. Si donc on veut la décrire en terme d'échanges de bosons médiateurs, ceux-ci doivent être très massifs. De plus, cette interaction viole la parité, c'est-à-dire la symétrie par rapport à l'origine des coordonnées, et la conjugaison de charge, c'est-à-dire la symétrie des réactions entre particules et anti-particules. Enfin, on peut décomposer le spineur qui décrit les fermions en 2 composantes dites droites et gauchesⁱ. Or, on n'a jamais observé que des neutrinos gauches (ou anti-neutrinos droits) : le boson W, qui est responsable par exemple de la réaction $d \to ue^- \bar{\nu}_e$ ne couple qu'aux leptons gauches.

On a donc introduit le groupe d'isospin faible $SU(2)^{ii}$. Dans ce groupe, les fermions droits sont des singulets (e_R) d'isopin faible $T_3 = 0$, alors que les fermions gauches sont regroupés dans des doublets (ν, e_L^-) et $(u_L, d'_L)^{iii}$ d'isospin faible $T_3 = 1/2$ (+1/2 pour ν et u_L , -1/2 pour e_L et d'_L).

Glashow, Salam et Weinberg sont allés plus loin en développant la théorie électrofaible [2, 3, 4], qui unifie les forces électromagnétique et faible à une énergie supérieure à la masse du boson W (80 GeV). Cette théorie, qui leur a valu le prix Nobel en 1979, est basée sur le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le groupe $U(1)_Q$ de l'électrodynamique n'est alors qu'un sous-groupe de $U(1)_Y$, et on est amené à introduire l'hypercharge qui est définie par $Y = 2(Q - T_3)$.

La théorie de jauge introduit les champs sans masse W^1_{μ} , W^2_{μ} , W^0_{μ} (pour $SU(2)_L$) et B_{μ} (pour $U(1)_Y$), dont les constantes de couplage sont nommées g et g' respectivement. Les champs physiques W^+ et W^- pour les courants chargés sont une combinaison linéaire des deux premiers champs :

$$W^{\pm}_{\mu} = \frac{1}{2} (W^{1}_{\mu} \mp W^{2}_{\mu})$$
(1.6)

alors que les champs physiques pour les courants neutres sont le boson Z^0 et le photon, et sont des combinaisons linéaires des deux champs neutres introduits :

$$A_{\mu} = W^{0}_{\mu} \sin \theta_{W} + B_{\mu} \cos \theta_{W}$$

$$Z^{0}_{\mu} = W^{0}_{\mu} \cos \theta_{W} - B_{\mu} \sin \theta_{W}$$
(1.7)

où θ_W est l'angle de Weinberg, et est tel que $\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z}$.

Cependant, dans ces théories, tous les bosons sont de masse nulle, alors que l'on sait que les bosons W^{\pm} et Z^0 ont une masse de l'ordre de la centaine de GeV. Pour résoudre ce problème, dans le cadre du Modèle Standard, on postule qu'il existe un champ scalaire (dit champ de Higgs) qui se couple aux bosons de jauge massifs [5, 6, 7]. Ce champ ϕ est un doublet sous SU(2), et est décrit par le lagrangien :

$$\mathcal{L} = (D^{\mu}\phi)^{\dagger}(D^{\mu}\phi) - V(|\phi|)$$
(1.8)

où V est un potentiel de la forme :

$$V(|\phi|) = -\mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^{4 \text{ iv}}$$
(1.9)

i. A haute énergie, ces spineurs droits et gauches sont des états propres de l'hélicité qui est définie par $\lambda = \vec{S} \cdot \vec{p} / \|\vec{p}\|$ où \vec{S} est le spin et \vec{p} est l'impulsion de la particule.

ii. groupe des matrices unitaires de dimension 2 et de déterminant 1

iii. La notation utilise les fermions de la première famille, mais la théorie est valable pour les deux autres.

iv. Ce type de potentiel se retrouve en mécanique du solide pour décrire par exemple le ferromagnétisme [8] ou la supraconductivité [9]

avec μ et $\lambda > 0$, et dont on peut voir une représentation sur la figure 1.3. Ce potentiel est à sa valeur minimale pour $|\phi|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$, où l'on nomme v la valeur du champ de Higgs dans le vide (ou vev, pour vacuum expectation value). On choisit une orientation particulière de l'état fondamental, brisant ainsi spontanément la symétrie initiale : $\langle \phi \rangle = \left(\frac{0}{v/\sqrt{2}}\right)$. En étudiant le lagrangien du champ de Higgs dans de petites variations autour de $\langle \phi \rangle$, des termes quadratiques apparaissent dans le lagrangien pour les bosons W et Z : $M_W^2 = \frac{g^2}{4}v$ et $M_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2)}{2}v$, alors que le photon reste sans masse. Le boson de Higgs possède lui aussi une masse $M_H = \sqrt{2\lambda}v$. Mais si la valeur du champ de Higgs dans le vide peut être calculée à partir de la masse du boson W et vaut 246 GeV [10], la valeur de λ n'est pas contrainte par la théorie. On verra les contraintes sur la masse et l'état des recherches du boson de Higgs au paragraphe 2.3.2.



Figure 1.3 – Potentiel de Higgs du Modèle Standard dans le plan complexe.

Dans le lagrangien de la théorie électrofaible les différents vertex entre particules apparaissent :

- les couplages entre fermions et bosons de jauge : $f\bar{f}Z$, $\ell\bar{\ell}\gamma$, $q\bar{q}\gamma$, $\ell^{\pm}\nu_{\ell}W^{\pm}$, $q_u\bar{q}_dW^+$, $\bar{q}_uq_dW^-$ (figure 1.4 *a* et *b*);
- les auto-couplages entre trois [11] : $\gamma W^+ W^-$, ZW^+W^- (figure 1.4 c), ou quatre : $W^+W^-W^+W^-$, $W^+W^-\gamma\gamma$, W^+W^-ZZ (figure 1.4 d) bosons de jauge;
- les couplages entre le boson de Higgs et les bosons de jauge : ZZH, WWH, ZZHH, W^+W^-HH (figure 1.4 $e \ge h$).



Figure 1.4 – Vertex apparaissant dans le lagrangien de la théorie électrofaible.

Les termes de masse, qui apparaissent naturellement dans le lagrangien pour les bosons de jauge, doivent être introduits à la main pour les fermions, par l'intermédiaire de couplages de Yukawa avec le boson de Higgs. Dans ces couplages, on a observé que les courants chargés pouvaient changer la saveur des quarks. L'amplitude de l'interaction pour une paire de quarks ij donnée est un élément V_{ij} d'une matrice unitaire 3×3 dite CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [12, 13]. Elle peut être paramétrisée par 3 angles et une phase (qui est responsable de la violation de la symétrie CP par l'interaction faible), et sa forme, ainsi que les valeurs mesurées dans le cadre du Modèle Standard [10], est :

$$V_{CLM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97419 & 0.2257 & 0.00359 \\ 0.2256 & 0.97334 & 0.0415 \\ 0.00874 & 0.0407 & 0.999133 \end{pmatrix}$$

1.2.3 La chromodynamique quantique

Historiquement, dans les années 60, on connaissait plusieurs centaines de particules sensibles à l'interaction forte, les hadrons, ce qui était difficilement explicable. Parmi elles, les baryons de spin demi-entier (1/2 ou 3/2) et les mésons de spin entier (0 ou 1). De plus, des expériences de diffusion d'électrons sur des nucléons (proton ou neutron) montraient une nature composite de ses derniers. La théorie des quarks, développée par Gell-Mann [14] et Zweig [15, 16], propose une explication et prédit l'existence d'autres particules qui ont été observées par la suite, assurant le succès de cette théorie. En se basant sur des considérations de spin demi-entier des baryons, on a fait l'hypothèse qu'ils sont constitués de 3 fermions de spin 1/2, les quarks. On a appelé "up" le quark de charge électrique +2/3, et "down" le quark de charge électrique -1/3. A partir de cela, on peut reconstituer une grande partie des baryons connus; par exemple, le proton correspond à un état uud de charge électrique +1, alors que le neutron correspond à un état udd de charge électrique nulle. Cependant, l'existence du baryon Δ^{++} de charge +2 implique une composition en quarks *uuu*, ce qui est incompatible avec le principe de Pauli. On attribue alors aux quarks trois degrés de liberté nommés "couleur" (d'où par extension la chromodynamique quantique), traditionnellement rouge, bleu et vert. On n'observe jamais de multiplets de couleur, mais seulement des singlets de couleur : les baryons qui sont constitués de 3 quarks ou 3 anti-quarks : $q^i_{\alpha}q^j_{\beta}q^k_{\gamma}$ ou $\bar{q}^i_{\alpha}\bar{q}^j_{\beta}\bar{q}^k_{\gamma}$ et les mésons qui sont constitués d'une paire quark/anti-quark : $q_{\alpha}^{i} \bar{q}_{\beta}^{j}$, avec i, j, k = u, d, s, c, b et $\alpha, \beta, \gamma = R, B, V$.



Figure 1.5 – Vertex apparaissant dans le lagrangien de la chromodynamique quantique.

On a aussi montré que l'état des hadrons était invariant dans toutes les redéfinitions des couleurs. On peut multiplier l'état de couleur d'un quark par une matrice du groupe SU(3) de couleur, qui est le groupe de symétrie pour l'interaction forte. On construit ainsi une théorie de jauge locale qui comporte 8 champs G_a^{μ} nommés gluons, et dont l'interaction est la même pour tous les quarks quelle que soit leur saveur. Comme le photon, ces gluons sont de masse nulle, mais contrairement au photon qui est de charge électrique nulle, ils portent eux-mêmes une charge de couleur, donc peuvent interagir entre eux. Le lagrangien de la chromodynamique

quantique contient donc des vertex quarks-gluons, mais aussi des auto-couplages à 3 ou 4 gluons (figure 1.5).



Figure 1.6 – Constante de couplage forte α_S en fonction de l'échelle d'énergie Q, mesurée pour différents types d'expériences [17].

Ceci a des conséquences importantes sur les propriétés de l'interaction. En effet, comme pour l'électrodynamique quantique, des paires de quark/anti-quarks se forment et s'annihilent autour d'un quark en ayant un effet d'écrantage, mais aussi des paires de gluons. La constante de couplage de l'interaction forte α_S est donc une fonction croissante (décroissante) de la distance (l'énergie), contrairement à la force électromagnétique qui décroît en $1/r^2$. Ainsi, lorsque l'on est à une distance inférieure à 1 fm (la taille du noyau), α_S tend vers 0; c'est ce que l'on appelle la liberté asymptotique et qui permet d'observer des quarks "libres" à l'intérieur du noyau et de faire des calculs perturbatifs. A l'inverse, cette constante α_S est supérieure à 1 pour des distances supérieures à 1 fm. On peut le voir sur la figure 1.6 la décroissance de α_S avec l'énergie. C'est ce qui explique le confinement des quarks à l'intérieur du noyau, et pourquoi des quarks ou des gluons libres vont se fragmenter pour former des jets.

1.3 Réussites et limites du modèle standard

Toutes les particules prédites par le Modèle Standard (sauf le boson de Higgs) ont maintenant été découvertes, et leurs propriétés sont calculées et mesurées très précisément. Ainsi, dès l'établissement de la théorie électrofaible, en 1967, la masse du boson Z était prédite supérieure à 80 GeV [4], et la masse du quark top était de la même manière contrainte avec une précision d'environ 10% par les mesures du LEP [18] avant même sa découverte au Tevatron en 1995. La figure 1.7 montre différentes mesures de précision électrofaibles des expériences auprès du LEP, du SLC et du Tevatron, leur prédiction par le Modèle Standard, ainsi que la différence entre les mesures et les prédictions (avec comme unité l'erreur de mesure totale). On peut y voir un très bon accord, meilleur que 1 σ dans la plupart des cas, et toujours inférieur à 3 σ [19].

	Measurement	Fit	lO ^m	^{eas} –O 1	^{fit} /σ ^m 2	eas 3
$\Delta \alpha_{had}^{(5)}(m_Z)$	0.02758 ± 0.00035	0.02768				
m _z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	91.1874				
Г _z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	2.4959				
$\sigma_{\sf had}^0$ [nb]	41.540 ± 0.037	41.479				
R _I	20.767 ± 0.025	20.742		-		
A ^{0,I} _{fb}	0.01714 ± 0.00095	0.01645		•		
A _I (P _τ)	0.1465 ± 0.0032	0.1481	-			
R _b	0.21629 ± 0.00066	0.21579		•		
R _c	0.1721 ± 0.0030	0.1723				
A ^{0,b} _{fb}	0.0992 ± 0.0016	0.1038				
A ^{0,c} _{fb}	0.0707 ± 0.0035	0.0742				
A _b	0.923 ± 0.020	0.935				
A _c	0.670 ± 0.027	0.668				
A _I (SLD)	0.1513 ± 0.0021	0.1481				
$sin^2 \theta_{eff}^{lept}(Q_{fb})$	0.2324 ± 0.0012	0.2314		-		
m _w [GeV]	80.399 ± 0.023	80.379	_	-		
Г _w [GeV]	2.085 ± 0.042	2.092	•			
m _t [GeV]	173.3 ± 1.1	173.4	•			
July 2010			0	1	2	3

Figure 1.7 – Mesures de paramètres du Modèle Standard avec les expériences du LEP, du SLC et du Tevatron, les valeurs prédites par le Modèle Standard, et la différence, en unités de l'erreur de mesure totale σ , entre les deux (valeurs de juillet 2010).

Cependant, plusieurs éléments tendent à montrer que le Modèle Standard n'est pas une théorie finale. En effet, plusieurs choses ne sont pas expliqués par le Modèle Standard en luimême : pourquoi il n'existe que 3 familles de particules, pourquoi utiliser le groupe de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, pourquoi il y a une différence de 5 ordres de grandeur entre les masses des différents quarks. De plus, cette théorie n'inclut pas la gravité. Cette théorie contient également 19 paramètres libres : les masses des quarks et des leptons (9 paramètres), les paramètres de la matrice CKM (4 paramètres), les constantes de couplages α , α_S et G_F , et les masses des bosons W, Z et de Higgs. De plus, plusieurs faits laissent à penser que le Modèle Standard n'est valable qu'à basse énergie. Théoriquement, le Modèle Standard n'est pas naturel à haute énergie, puisque les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs divergent à haute énergie, et les constantes de couplages fortes et électrofaibles ne convergent pas à haute énergie. Plusieurs faits expérimentaux entrent en contradiction avec le Modèle Standard, comme par exemple l'observation de l'oscillation des saveurs des neutrinos (chap. 13 de [10]) montre que ceux-ci ont une masse, ce qui n'est pas prévu par le Modèle Standard, ou une violation de la symétrie CP par certaines particules supérieure à celle contenue dans la matrice CKM [20]. Tous ces faits laissent à penser qu'il existe une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard, qui devrait apparaître à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV.