La physique des particules

La physique des particules est une des branches de la physique fondamentale. Elle étudie les constituants élémentaires de la matière, leurs propriétés fondamentales, ainsi que la nature des forces qui les gouvernent. Ces connaissances théoriques sont regroupées sous la théorie du nom de "modèle standard".

1.1 Le modèle standard

1.1.1 Particules et interactions

Le modèle standard décrit les trois interactions fondamentales : la force électromagnétique et les forces nucléaires forte et faible (la gravitation n'est pas prise en compte) dans le cadre de la théorie quantique des champs dans lequel les particules sont modélisées par des champs. Cette théorie est basée sur le principe d'invariance de jauge avec le groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui décrit trois des interactions fondamentales (forte, faible et électromagnétique) et prévoit l'unification des constantes de couplage de ces trois interactions à haute énergie ($10^{14} - 10^{15}$ GeV). De plus, dans le modèle standard trois types de particules (champs) apparaissent :

- les fermions :
 - Ce sont des particules de spin 1/2 qui constituent la matière (tableau 1.1);
- les bosons de jauge :
 - Ce sont des particules de spin 1 et l'échange de boson de jauge permet de transmettre les forces (tableau 1.2);
- le boson de Higgs :
 - La particule de spin nul qui réalise l'unification électrofaible et la génération des masses.

QUARKS			LEPTONS			
nom	charge	masse $\times c^2$	nom	nom		masse $\times c^2$
u	$+\frac{2}{3}$	1,5 - 4,5 MeV	électron	e^-	-1	$0.511~{ m MeV}$
d	$-\frac{1}{3}$	5 - 8,5 MeV	neutrino d'électron	$ u_e$	0	$\leq 3 \text{ eV}$
c	$+\frac{2}{3}$	1 - 1,4 GeV	muon	μ^-	-1	$105{,}658~\mathrm{MeV}$
S	$-\frac{1}{3}$	80 - 155 MeV	neutrino de muon	$ u_{\mu}$	0	$\leq 0.19~{ m MeV}$
t	$+\frac{2}{3}$	$174,3\pm 5,1~{\rm GeV}$	tau	au	-1	$1776,99^{+0,25}_{-0,26} \text{ MeV}$
b	- 1 3	4 - 4,5 GeV	neutrino de tau	$ u_{ au}$	0	$\leq 18.2~{ m MeV}$

Tableau 1.1 – Les douze fermions constituant la matière [PDG02].

forces	bosons	particules	masses	intensité	portée
	médiateurs	sensibles	(GeV/c^2)	relative	(cm)
nucléaire forte	gluons (g)	quarks, gluons	0	1	$\leq 10^{-14}$
nucléaire faible	W^{\pm}	quarks, leptons	$80,423\pm0.039$	$\simeq 10^{-6}$	$\leq 10^{-14}$
	Z^0		$91,1876\pm0.0021$		
électromagnétique	photon (γ)	particules chargées	0	$\simeq 10^{-2}$	∞
gravitation	graviton (G)	particules massives	0	$\simeq 10^{-39}$	∞

Tableau 1.2 – Les quatre forces fondamentales [PDG02].

1.1.2 Les symétries

L'une des idées les plus fécondes en physique est que les lois sont liées à des principes de symétries et vice versa :

- conservation de l'énergie
- ↔ l'invariance par translation dans le temps
- conservation de la quantité de mouvement
- \leftrightarrow l'invariance par translation dans l'espace
- conservation du moment angulaire \leftrightarrow l'invariance par rotation dans l'espace

D'autres lois associées à la dynamique des interactions sont reliées à des transformations discrètes telles que :

- La conjugaison de charge C qui transforme une particule en son antiparticule (la particule de charge opposée par exemple);
- La parité P qui transforme le vecteur d'espace \vec{r} en son opposé $-\vec{r}$;
- Le renversement du temps T qui inverse le sens de l'écoulement du temps.

Les symétrie C, P et T et leur produit CP est conservé par la force nucléaire forte et la force élsectromagnétique. La force nucléaire faible viole les symétries C et P. Jusqu'en 1964 et la découverte de la violation de CP dans un système de mésons étranges K^0 , il est admis que la force nucléaire faible viole aussi les symétries CP et T. En revanche, la symétrie CPT est conservée par toutes les forces.

1.1.3 Les paramètres libres du modèle standard

Le modèle standard, bien qu'il décrive les forces fondamentales, est loin d'être satisfaisant. En effet, il n'explique pas la hiérarchie des masses et possède 18 paramètres libres :

- g_1 , g_2 et α_s , les trois constantes de couplages des groupes de jauge (électromagnétique, faible et forte);
- $-M_H$ et v la masse du boson de Higgs et sa valeur moyenne dans le vide;
- les masses des neuf fermions : six pour les quarks et trois pour les leptons (les neutrinos sont considérés de masse nulle);
- les quatre paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa de mélange des quarks V_{CKM} (paragraphe 1.4.1).

1.2 La physique du boson de Higgs

La compréhension du mécanisme à l'origine des masses des particules est l'un des enjeux de la physique du LHC. L'explication théorique actuelle repose sur le mécanisme de Higgs qui met en jeu une particule expérimentalement inobservée.

1.2.1 Mécanisme de Higgs-Brout-Englert

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ du secteur de l'interaction électrofaible confére une masse aux bosons W^{\pm} et Z^0 ainsi qu'aux particules décrivant la matière (tableau 1.1). Cette brisure de symétrie est provoquée par le mécanisme de Higgs: il doit exister au moins une particule neutre de spin nul, le boson de Higgs, qui permet l'identification d'une particule grâce à sa masse, l'amplitude de l'interaction avec le champ de Higgs étant proportionnelle à cette masse.

La masse du boson de Higgs est un paramètre arbitraire de la théorie, mais une limite supérieure a pu être fixée à 1 TeV/c^2 [GRO00]. La limite inférieure actuelle expérimentale est de 114,1 GeV/c^2 (pour un niveau de confiance de 95%) [EPS01] et si le boson de

Higgs n'est pas découvert au Tevatron (RUN II⁽¹⁾), cette limite sera poussée à environ $120 \ GeV/c^2$. D'autre part, l'ajustement global de l'ensemble des mesures de précision des observables électrofaibles privilégie un boson de Higgs de masse inférieure à $300 \ GeV/c^2$ (pour un niveau de confiance de 99%).

Pour espérer découvrir le boson de Higgs, il faut tenir compte des faibles sections efficaces de production attendues et des taux d'embranchement de ses différents canaux de désintégration. Il devient impératif d'utiliser un collisionneur doté d'une luminosité élevée et permettant de couvrir ce large domaine de masse. Dans ce but, la construction d'un nouveau grand accélérateur de protons : le LHC (chapitre 2.2) au CERN (chapitre 2.1) a été décidée.

1.2.2 Modes de production du boson de Higgs

Il est intéressant de savoir comment le boson de Higgs est produit parmi les 800 millions de collisions par seconde prévues au LHC. Le boson de Higgs n'apparaîtra que dans une collision sur 70 000 milliards, soit une fois toutes les 90 s. Les cinq principaux modes de production du boson de Higgs (H) au LHC sont : [DEN95]

- le processus par fusion de gluons : $qq \to H$ donnant une boucle de quark (figure 1.1).

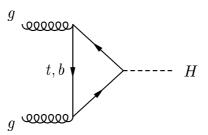


Figure 1.1 – Production du boson de Higgs par la fusion des gluons au premier ordre.

– le processus par fusion des bosons W^{\pm} et Z^{0} (figure 1.2) : $qq \rightarrow qqW^{\pm(\star)}W^{\mp(\star)} \rightarrow qqH$ et/ou $qq \rightarrow qqZ^{0(\star)}Z^{0(\star)} \rightarrow qqH$

¹Collision $p - \bar{p}$ avec une énergie de 2 TeV dans le centre de masse et $2, 10^{32}~cm^{-2}s^{-1}$ de luminosité.

où Z^* représente un boson virtuel de Z hors de sa couche de masse.

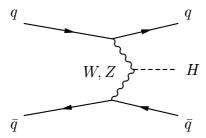


Figure 1.2 – Production du boson de Higgs par la fusion des bosons W^\pm et Z^0 au premier ordre.

– le processus de production en association avec une paire $q\bar{q}, q\bar{q} \to Hq\bar{q}$ où les quarks de l'état initial sont majoritairement légers (figure 1.3).

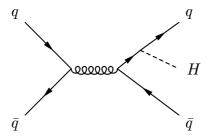


Figure 1.3 – Production du boson de Higgs en association avec une paire $q\bar{q}$ au premier ordre (les quarks légers).

– le processus de production en association avec une paire $q\bar{q}, gg \to Hq\bar{q}$ produit majoritairement des quarks lourds (figure 1.4).

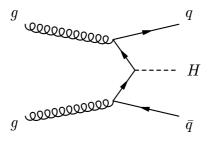


Figure 1.4 – Production du boson de Higgs en association avec $q\bar{q}$ au premier ordre (quarks lourds).

– le processus de production en association avec un boson de jauge W^{\pm} , Z^0 (figure 1.5) : $q\bar{q} \to W^{\pm\star} \to W^{\pm}H$ et/ou $q\bar{q} \to Z^{0\star} \to Z^0H$.

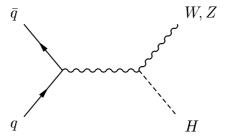


Figure 1.5 – Production du boson de Higgs en association avec un boson de jauge W^{\pm} , Z^0 au premier ordre.

Le processus par fusion de gluons : $gg \to H$ est le mode dominant jusqu'à environ 1 TeV (figure 1.6) et sa section efficace au premier ordre est plus importante que la section efficace du processus de production en association avec un boson de jauge W^{\pm} , Z^0 de deux ordres de grandeur pour une masse $M_H = 200$ GeV. Malgré cela, ce processus est à considérer dans la région de masse intermédiaire grâce à la présence d'un W ou d'un Z associé et identifié (l'étiquetage ou le "tagging") plus facilement détectable.

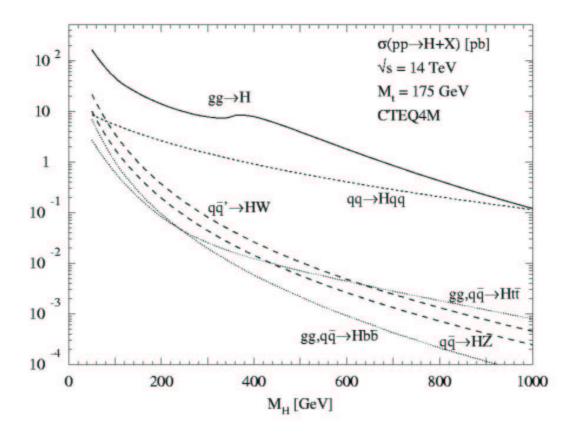


Figure 1.6 – Section efficace de production du boson de Higgs au premier ordre.

Le mode de production du boson de Higgs par la fusion des bosons W^{\pm} et Z^0 devient de plus en plus important par rapport au mode de production du boson de Higgs par la fusion des gluons au fur et à mesure que la masse du Higgs augmente, pour atteindre des sections efficaces similaires pour $m_H \simeq 1$ TeV. Ce processus mène à la signature très distinctive de 2 jets de particules émis à petit angle par rapport à l'axe du faisceau. La section efficace de la production du boson de Higgs avec une paire de $t\bar{t}$ (processus 1.4) ou un boson W^{\pm} ou Z^0 (processus 1.5) est bien plus faible mais donne néanmoins des états finaux qui sont relativement faciles à extraire du bruit de fond⁽²⁾ grâce à la signature supplémentaire provenant de la desintégration des particules accompagnantes.

Néanmoins, un calcul à l'ordre supérieur de la section efficace, c'est-à-dire en tenant compte des corrections QCD (ChromoDynamique Quantique), nous donne une section efficace environ 15 à 40 % plus importante [SPI97].

²Le bruit de fond est l'ensemble des autres processus donnant le même état final.

1.2.3 Modes de désintégration du boson de Higgs

Comme l'observation du boson de Higgs au LHC ne peut être directe, on étudie les modes de désintégration de ce boson. Les couplages du boson de Higgs aux fermions sont proportionnels à la masse des fermions tandis que les couplages du boson de Higgs aux bosons W^{\pm} et Z^0 sont proportionnels au carré de la masse de ces derniers. Cette loi se reflète dans les rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration en fonction de la masse du boson de Higgs (M_H) présentés sur la figure 1.7 [GIA00].

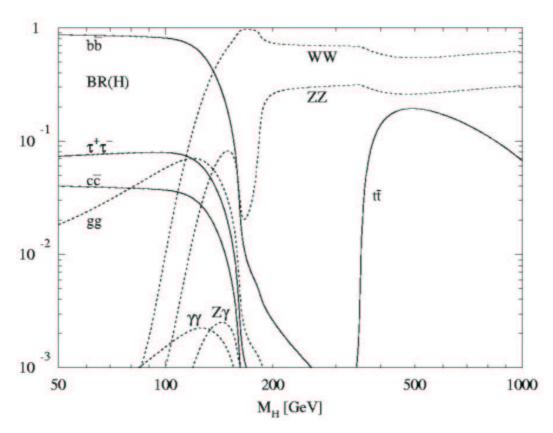


Figure 1.7 – Rapport d'embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs.

Les événements complètement hadroniques sont les états finaux les plus souvent issus de la production et de le désintégration d'un boson de Higgs du modèle standard, mais ce sont des canaux avec d'importants bruits de fond. On leur préfère les canaux avec les leptons et des photons même avec un rapport d'embranchement bien plus faible.

Les modes les plus facilement détectables peuvent être résumés de la façon suivante : [SPI98]

- $-M_H < 130~GeV/c^2: H \rightarrow \gamma\gamma$
 - Malgré un faible rapport d'embranchement ($\simeq 10^{-3}$), ce canal a l'avantage d'avoir un rapport signal sur bruit ($\simeq 10^{-2}$) beaucoup plus favorable que les autres canaux (celui du canal $b\bar{b}$ est de $\simeq 10^{-5}$). L'état final de ce canal est de deux photons ayant une grande impulsion transverse ($\simeq 50 \text{ GeV/c}$) et avec une masse invariante compatible avec la masse du boson de Higgs. Mais malgré cette signature simple, c'est l'un des canaux les plus contraignant à cause de grands bruits de fond : $qq \to \gamma\gamma$, $gg \to \gamma\gamma$ et un signal en γj où le jet j simule l'interaction d'un photon.
- $-130 < M_H < 2m_Z : H \to ZZ^* \to 2l^+2l^-$
 - Ce canal donne lieu à une signature caractéristique en quatre leptons (électrons ou muons) dont la masse invariante devrait contribuer à un pic de masse dont la valeur centrale serait compatible avec la masse du boson de Higgs. Mais les bruits de fond sont importants : en plus du bruit de fond irréductible $pp \to ZZ^* \to 2l^+2l^-$, on en a deux autres réductibles $t\bar{t} \to 2l^+2l^- + X$ et $Zb\bar{b} \to 2l^+2l^- + X$.
- $-M_H > 2m_Z : H \to ZZ \to 2l^+2l^-$
 - C'est la meilleure région pour découvrir un signal de boson de Higgs au LHC car ce canal donne lieu a une signature "en or" (presque sans bruit de fond).
- $M_H > 500~GeV/c^2: H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu},$ $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-jj$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l^{\pm}\nu jj$

Ces canaux ont de grands rapports d'embranchement qui peuvent compenser la diminution de la section efficace de production.

1.3 La supersymétrie

La SUperSYmétrie (SUSY) est l'un des scénarios les mieux motivés pour la physique au-delà du modèle standard se basant sur une symétrie entre les fermions et les bosons. Chaque particule du modèle standard a un partenaire supersymétrique dont le spin diffère de 1/2 unité par rapport à celui de son partenaire (tableau 1.3).

Particules MS	Particules SUSY	exemples d'états physiques	
quarks	squarks	$ ilde{u},\ ilde{d},\ ilde{c},\ ilde{s},\ ilde{t},\ ilde{b}$	
leptons	sleptons	$ ilde{e},\ ilde{\mu},\$	
gluons	gluinos	$ ilde{g}$	
Bosons W	winos	mélanges en deux charginos	
Bosons de Higgs chargés	Higgsinos chargés	$\chi^{\pm}_{1,2}$	
Boson Z	zino	mélanges en quatre neutralinos	
photon	photino	$\chi^0_{1,2,3,4}$	
Bosons de Higgs neutres	Higgsinos neutres	, , ,	

Tableau 1.3 – Les partenaires SUSY des particules du modèle standard.

De plus, SUSY permet d'expliquer la hiérarchie des masses ou l'unification des forces fondamentales à une echelle de 10^{16} GeV (figure 1.8), ce que le modèle standard ne peut faire.

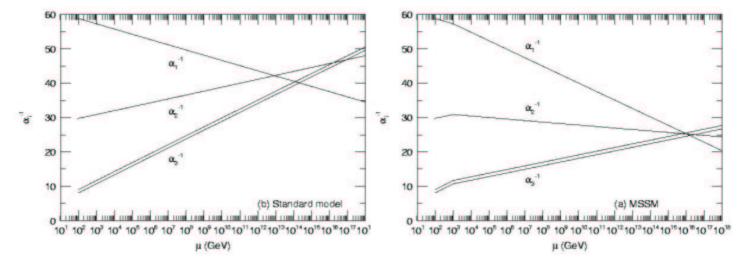


Figure 1.8 – Evolution des constantes de couplage des trois interactions fondamentales : l'interation électromagnétique (α_1^{-1}) , l'interation nucléaire faible (α_2^{-1}) , l'interation nucléaire forte (α_3^{-1}) pour le modèle standard (à gauche) et pour SUSY (à droite).

L'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM) est le modèle théorique introduisant le minimum de nouvelles particules et possède 124 paramètres indépendants dont 19 provenant du modèle standard. Le MSSM prédit l'existence de cinq bosons de Higgs (h, H, A, H^+, H^-) .

La masse de ces particules supersymétriques n'est pas prédite, néanmoins les charginos et les neutralinos devraient être plus légers que les squarks et les gluinos. La particule supersymétrique la plus légère (LSP: Lightest Supersymetric Particle), identifiée dans la

plupart des modèles comme le neutralino le plus léger χ_0^1 , est stable et non détectable directement. Cette particule ne peut donc être détectée que par la mesure de l'énergie transverse manquante (comme pour le neutrino).

Aucune évidence expérimentale de SUSY n'a été observée jusqu'à présent. Mais comme SUSY à basse énergie prévoit un spectre complet de nouvelles particules ayant des masses de l'ordre de 1 TeV ou inférieures, le LHC pourrait être capable de valider ou d'exclure cette classe de théories.

1.4 La physique de la beauté

La violation de la symétrie CP, prédite en 1956 [YAN56] et découverte dans un système de kaons neutres (K^0 et $\overline{K^0}$) en 1964 [CHR64], est l'un des phénomènes les plus intrigants en physique des particules, mais c'est aussi l'une des propriétés du modèle standard la moins testée : la violation dans un système de mésons B ($B^0 - \overline{B^0}$) a été observée à l'été 2001 (expérience BABAR et Belle) [AUB01].

1.4.1 La matrice CKM

Dans le modèle standard, la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), unitaire et complexe, intervient dans l'expression des amplitudes de transition correspondant au changement de saveur d'un quark par émission d'un boson W.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Une paramétrisation phénomènologique de cette matrice est celle de Wolfenstein qui exploite le fait empirique que les éléments de matrice deviennent plus petits en s'éloignant de la diagonale :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^3 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4)$$

Les termes diagonaux sont d'ordre 1. Les désintégrations avec saut de génération sont plus faibles d'un facteur λ pour les quarks légers et d'un facteur λ^2 pour les quarks lourds. Le fait que le paramètre η soit différent de zéro entraı̂ne la brisure de la symétrie CP.

1.4.2 Le triangle de l'unitarité

Plusieurs relations découlent de l'unitarité de la matrice V_{CKM} dont la relation suivante où les trois termes sont du même ordre de grandeur :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

Cette équation dans le plan (ρ, η) est représentée sous la forme d'un triangle (figure 1.9) dont tous les paramètres (longueurs des côtés, angles) sont liés aux éléments de la matrice V_{CKM} et à des observables physiques.

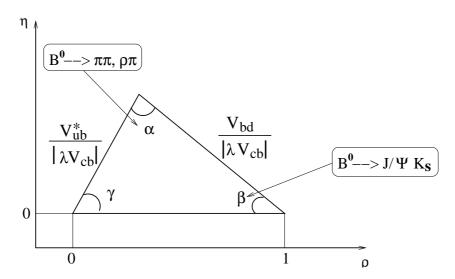


Figure 1.9 – Le triangle d'unitarité.

1.4.3 La physique de la beauté au LHC

La forte production des quarks b et t au LHC ($\sim 10^{12}$ paires de b \bar{b} par an) va permettre de mener une étude plus précise des deux quarks les plus massifs de la troisième famille des fermions. Avec une statistique plus importante, leur masse et leurs modes de désintégration seront mesurés avec une meilleure précision. On devrait mettre en évidence expérimentalement une violation de la symétrie CP au LHC dans le cadre de la physique des mésons B.

Durant les premières années de fonctionnement du LHC, la luminosité sera de 10^{33} $cm^{-2}s^{-1}$ (basse luminosité) et le nombre d'interactions proton-proton produites par croisement se réduit à 2 ou 3 au lieu de 25 à $1,4\times 10^{34}$ $cm^{-2}s^{-1}$ de luminosité (haute luminosité). Cette période sera donc favorable à des études en physique de la beauté et du top grâce à des sections efficaces de production élevées et à l'isolation des particules issues de la décroissance des hadrons. Le programme de physique du quark top se concentre sur la

mesure précise de sa masse et l'étude des ses modes de désintégration. Par ailleurs, le programme de physique du quark b concerne essentiellement l'étude de la violation de CP.

Une étude précise du quark b peut être menée au LHC grâce à certaines caractéristiques :

- pour une année à basse luminosité, le taux de production est de 5×10^{12} paires de b, ce qui permet l'étude des désintégrations rares des mésons B (comme $B_s^0 \to J/\psi K_s^0 \to \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$);
- tous les types de mésons B seront accessibles, ce qui permet d'étudier à la fois les B étranges, les mésons B excités (comme le méson B^{**}) et les B charmés (comme le méson B B_c);
- l'excellente résolution spatiale des impulsions apportée par le trajectographe de l'expérience CMS compense le fait que CMS ne peut pas identifier directement ces particules (comme $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$).

Le programme de physique des mésons B offre la possibilité de tester le modèle standard par différentes voies et qui permettraient de confirmer ou d'infirmer le modèle standard :

- la violation CP, dans le cadre de la théorie du "Big-Bang", pourrait expliquer l'absence d'anti-matière dans l'Univers - mais le taux de violation de la symétrie CP observé pourrait être trop faible.
- dans le cadre de la théorie QCD de l'interaction forte, un terme supplémentaire dans le lagrangien QCD permettrait d'induire la violation du nombre baryonique B au LHC. Mais un tel terme contribuerait au moment dipolaire électrique du neutron et celui-ci n'a pas été observé à ce jour. La violation de la symétrie CP devrait être assez importante dans un système de mésons B au LHC pour (peut-être) lever l'ambiguïté.

1.5 La physique des ions lourds

Avec les collisions d'ions lourds, un autre domaine de la physique s'ouvre, celui de la recherche du plasma quarks-gluons (QGP). Le QGP est un état de la matière où les quarks ne sont plus confinés dans les hadrons. La densité d'énergie disponible dans les collisions au LHC est alors supérieure à la densité d'énergie seuil à laquelle est prévue une transition de phase entre la matière hadronique et le QGP. Le dispositif expérimental de CMS permettra de rechercher deux types de signatures de la formation de QGP dans la collision d'ions lourds. Le premier type de signature réside dans la mesure du taux de désintégrations en deux muons des résonances, ce qui permet d'étudier la suppression relative des Υ' et des Υ' par rapport aux Υ . La seconde signature de la formation de plasma quarks-gluons consiste en une diminution de l'énergie des jets. En effet, les jets produits aux premiers instants de la collision vont se propager dans le plasma et interagir fortement avec les constituants.