REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK BEN YAHIA – JIJEL

FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET INFORMATIQUE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Série : …………….

Mémoire présenté pour obtenir le diplôme de Master en physique

Spécialité : Physique Théorique

Par
BOUZERAIB Fatiha

Intitulé

Phénoménologie et calcul de précision dans les modèles supersumétrique : Production de squark au LHC

Soutenue le : …/**10/2020** devant le jury :

Président	kh. NOUICER
Rapporteur	M. S. ZIDI
Examinateurs	Z. BELGHOBSI

Remerciements

D'abord et avent tout, Nous remercions Allah quel que soit le cas.
Noue tenons à remercier notre superviseur Pr, M.S.zidi pour soutien et effort continu jusqu'à la dernière minute de notre travail dans cette thème, nous ne sais comment le remercions pour sa grand patience, son esprit crituque et sa rigueur.Et nous remercier de la meme façon ,nos professeurs Pr,Kh.Nouisser et Pr,Z.Belghobsi, et tou qui ont contribue à notre réussite scolaire au cours des années.
Nous remercions égalment tous les camarades de classe de la Physique théorique, pour les milleures moments au cours des dernières années.
En fin ,nous tiens à remercier notre fammilles qui m'a toujours soutenu et en couragé.

Table des matières

Chapitre 1

Introduction Générale

Aujourd'hui, nous savons que le modèle cosmologique actuel qui décrit l'evolution de notre univers est le BigBang qu' est une singularité de l'espace à une température et energie très élevés, après le BigBang beaucoup de choses ont été crées; l'espace, le temps, l'energie et la matière. Nous pouvons dire que la théorie de BigBang on contient toutes la physique moderne, commela cosmologie, la thermodynamique,...etc. Cette théorie attire l'attention des physiciens, qu' ils ont posé des questions très intéressantes, parmi ces questions:Quel sont les éléments constitutifs les plus fondamentales de la matière et comment ils interagissent les unes avec les autres ou entre elle?

Beaucoup des théories ont essayé de répondre à ces questions, la physique des particules est la mieux pour répondre à ces questions.

La physique des particules est la branche de la physique qui décrit les particules élémentaires de la matière et leurs propriétés ainsi que leurs interactions, elle est basée sur deux éléments nécessaires; les détecteurs qui sont les particles élémentaires et les collisionneurs comme le LHC, ILC...... etc.Le modèle actuel qu'elle physique des particules se base est le modèle standard, elle vise à expliquer de quoi la matière est faite et comment ses constituants interagissent, Il existe deux catégories des particules élémentaires dans ce modèle et qu'ils sont; les fermions, proposés comme des contituants de la matière de spin demi-entier et les bosons de jauge proposées comme des médiateurs des forces avec spin entier. Les prédictions faites par ce modèle, ont des succées récents, comme la découverte de l'antiparticule de neutrino éléctronique en 1956, la découverte des bosons Z et W en 1983, la confirmation du mécanisme de Higgs le 4 juillet 2012 dans le collisionneur LHC et pour cette découverte Englert et Peter Higgs ont obtenus le prix de Nobel en 2013.

Malgrès les nombreux succés du modèle standard, il existe des questions sans réponses, comme la dificulté d'expliquer la matière noire et l'energie noire, le problème hiérarchie, les divergences quadratiques de la masse de Higgs, aussi le problème d'unification des forces; bien qu'il existe quatre types des forces et qu'elles sont la force éléctromagnétique, forte, faible et la force gravitationnelle. Le modèle standard a essayé de l'unifier en une seule théorie ou un seul modèle, cependant il existe un problème avec la gravitation, donc le modèle standard a pu unifier juste les trois autres forces. Ces problèmes conduisent les physiciens à chercher des modèles ou des théories au-delà du modèle standard, comme le modèle de la grande unification GUT, la supersymétrie .

La supersymétrie est une symétrie hypothétique entre les fermions et les bosons, elle associe à chaque fermion un super partenaire de spin entier et à chaque boson un super partenaire de spin demi-entier. Les théories supersymétriques ont eu plusieurs succèes depuis leurs inventions dans les années 1970, Parmi ces succées elle a résolu le problème de la hiérarchie et les divergences quadratiques dans la masse de Higgs.

Dans ce travail, on s'intéresse à l'étude de l'extension supersymétrie minimale du modèle standard(MSSM). Dans le premier chapitre, On donne une introduction sur le modèle standard. Dans le deuxième chapitre,étudie la supersymétrie en générale et le modèle MSSM en particulier. Dans le troisième chapitre, On étudie la production d'une paire de squark au LHC. Dans la quatrième chapitr On étudie la production d'une paire de squark avec un jet.

Chapitre 2

Modèle standard

Le Modèle standard (SM) est une théorie fondamentale de la physique des particules, elle permet de décrire et d'expliquer tous les phénomènes de la physique des hautes énergie. Elle unifie les deux interactions fondamentale: électromagnétique et faible. Le SM est une théorie de jauge non-abélienne basé sur le groupe de jauge $SUC(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$[1, 2].

2.1 Particule du SM et leurs interactions

Il existe deux types de particules élémentaires en modèle standard, les bosons de jauge et les fermions:

- Les bosons sont des particules de spin entier. Ils obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Ils jouent le rôle des médiateurs des interactions. Voici les bosons de jauge du SM: photon γ, les trois bosons faibles W^+, W^- et Z, les 8 gluons g. Il existe un autre boson qui n'est pas un boson de jauge, c'est le boson de Higgs. Ce dernier est responsable de la génération des masses des bosons de jauge.

- Les fermions sont des particules de spin demi-entier, ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Il existe deux variétés de fermions, les 6 quark (u, d, c, s, t, b) et les leptons et leurs neutrinos associés $(e, \mu, \tau, \nu_e,\ \nu_\mu, \nu_\tau)$. Ces particules constituent la matière ordinaire notamment les fermions de la première génération (u, d et e).

Les bosons de jauge sont les médiateurs des interactions fondamentales, entre les fermions. Chaque interaction fondamentale implique des fermions et des bosons de jauge bien précis:

- L'interaction forte est portée par les gluons, elle est lie quarks entre eux à l'intérieur des hadrons, et également les protons et neutrons dans le noyau.

- L'interaction électromagnétique est véhiculée par le photon, elle lie les électrons au noyau des atomes et permet aux atomes de former des molécules.

- L'interaction faible est portée par les bosons $W^\pm$ et Z, elle est responsable de la radioactivité β, elle permet à un quark u de se transformer en un quark d par échange d'un boson W. Il existe deux type d'interaction faible: interaction à courant chargé via l'échange des bosons $W^\pm$ et interaction à courant neutre via l'échange d'un bosons Z.

2.2 Théories de jauge

2.2.1 Électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique ou QED est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie abélien $U(1)$. Cette théorie explique l'interaction entre toutes les particules électriquement chargées par l'échange (émission ou absorption) d'un photon. En QED les fermions sont représentés par des spineurs de Dirac à 4 dimensions (ψ), dont la densité lagrangienne est donnée par [6]:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \overline{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \tag{2.1}$$

avec

$$F_{\mu_\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{2.2}$$

où le premier terme à droite dans l'éq. (2.1) est le terme cinétique du champ de jauge (qui est le photon dans ce cas) et le deuxième terme dans la même équation est le lagrangiene de Dirac.

La densité lagrangienne $\mathcal{L}$ est invariante sous la transformation de jauge globale du groupe $U(1)$: $U = \exp(ie\alpha)$. Mais cette même densité lagrangienne n'est pas invariante sous la transformation locale du groupe $U(1)$: $U(x) = exp(ie\alpha(x))$. On peut facilement montrer que le terme de masse reste invariant, mais le terme cinétique du champ de Dirac et le terme cinétique du champ de jauge ne sont pas invariants à cause de la dérivée ∂_μ. Pour résoudre ce problème nous devons remplacer la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante D_μ, alors,

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

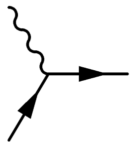
$$A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \alpha(x)$$

Après la quantification, la densité lagrangienne devient:

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}) + \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi - \frac{1}{2\alpha}(\partial^\mu A^a_\mu)^2. \tag{2.3}$$

où $\frac{1}{2\alpha}(\partial^\mu A^a_\mu)^2$ est le terme de fixation de jauge.

Finalement, le vertex décrivant l'interaction entre deux fermions chargés et le photon est le suivant:



$$-\, i\, e\, \gamma^\mu$$

2.2.2 Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique ou QCD est une théorie quantique des champs et une théorie de jauge non-abélienne basée sur le groupe $SU(3)$. Elle décrit l'interaction entre les quarks et les gluons à l'intérieur des hadrons. Les quarks et les gluons possèdent une échange de couleur qui leurs permet d'interagir fortement [7]. La densité lagrangienne pour un quark libre est:

$$\mathcal{L} = \overline{q}(i\partial_\mu \gamma^\mu - m)q. \tag{2.4}$$

La densité lagrangienne $\mathcal{L}$ est invariante sous la transformation de jauge globale du groupe $SU(3)$

$$U = \exp(-i\theta_a T^a)$$

où θ_a (pour $a = 1, \cdots, 8$) sont les paramètres du groupe, T^a sont les générateurs du groupe ($T^a = \frac{\lambda_a}{2}$, λ_a sont les matrices de Gellmann. Les générateurs vérifient:

$$[T^a, T^b] = if_{abc}T^c$$

où f_{abc} sont les constantes de structure).

La densité lagrangienne $\mathcal{L}$ n'est pas invariante sous la transformation du jauge locale $U(x) = \exp(-i\theta(x)T^a)$. Pour la rendre invariante, il faut qu'on remplace la dérivé ∂_μ par la dérivé covariante D_μ, avec

$$D^\mu = \partial_\mu - igT^a A^a_\mu$$

où g est une constante de couplage.

Alors, la densité lagrangienne de Dirac devient:

$$\mathcal{L} = \overline{q}(i\gamma^\mu D_\mu - m)q \tag{2.5}$$

Notons que pour que $\mathcal{L}$ soit invariant sous la transformation de jauge locale, il faut que les champs A^a_μ se transforment de la manière suivante:

$$A^{a\prime}_\mu = A^a_\mu + f^{abc}\alpha^b(x)A^c_\mu - \frac{1}{g}(\partial_\mu \alpha^a(x)) \tag{2.6}$$

Nous devons rajouter un terme cinématique pour les champs de jauge pour que la théorie soit complète, alors la densité lagrangienne classique (avant la quantification) de la QCD est :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} + \sum_{i=1}^{N_f} \bar{\psi}_i(i \not{D} - m)\psi_i \tag{2.7}$$

$$i = u, d, c, s, t, b \tag{2.8}$$

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + g f_{abc} A^b_\mu A^c_\nu \tag{2.9}$$

Après la quantification, la densité lagrangienne s'écrit:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_{FP} + \mathcal{L}_f \tag{2.10}$$

avec

- $\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu}$ (lagrangien de Jauge).
- $\mathcal{L}_D = \overline{\psi}_i(i \not{D} - m)\psi_i$ (lagrangien de Dirac).
- $\mathcal{L}_f = -(\partial_\mu A^a_\mu)\frac{1}{2\alpha}$ (lagrangien de fixation de Jauge).
- $\mathcal{L}_{FP} = (\partial^\mu \chi^*)D^{ab}_\mu \chi^b$ (lagrangien de Fadeev-Papov (ou lagrangien des ghosts).

2.2.3 Théories de Yang-Mills

Une théorie de Yang-mills est une théorie de Jauge non-abélienne basée sur le groupe $SU(N)$ (est une généralisation de la QED pour $N > 1$). La densité lagrangienne totale (avant quantification) est donnée par:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F^{a\mu\nu} + \sum_{i=1}^{N_f} \bar{\psi}_i(i \not{D} - m)\psi_i \tag{2.11}$$

$$\tag{2.12}$$

avec

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \vdots \\ \psi_N \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

et

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + g f_{abc} A^b_\mu A^c_\nu \tag{2.14}$$

la dérivée covariante

$$D^\mu = \partial_\mu - igT^a A^a_\mu \tag{2.15}$$

où $a = N^2 - 1$.

La densité lagrangienne de cette théorie est invariante sous la transformation de jauge locale (et globale):

$$U(x) = \exp(-i\theta_a(x)T^a) \tag{2.16}$$

avec

$$A_\mu^{a\prime} = A_\mu^a + f^{abc}\alpha^b(x)A_\mu^c - \frac{1}{g}(\partial_\mu \alpha^a(x)) \tag{2.17}$$

Remarque: On ne peut pas rajouter un terme de masse pour les champs de jauge dans les théories de Yang Mills car il brise l'invariance de jauge. Pour introduire les termes de masse pour les bosons de jauge massifs comme le W et Z, on doit briser spontanément la symétrie à l'aide du mécanisme du Higgs.

2.2.4 Modèle de Fermi

Pour expliquer la désintégration β ($n \longrightarrow p + e + \bar{\nu}_e$), Fermi a développé sa théorie qui est basée sur l'interaction ponctuelle à 4-points (ou interaction courant-courant). La densité lagrangienne du modèle est donnée par [7]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} G_F(\overline{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n \overline{\psi}_e \gamma_\mu \psi_\nu + \overline{\psi}_n \gamma^\mu \psi_p \overline{\psi}_\nu \gamma_\mu \psi_e) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} G_f J^\mu_{had} J_{\mu_l ep} \end{aligned} \tag{2.18}$$

où J_μ est le courant, G_f est la constante de couplage de Fermi.

La théorie de Fermi n'est pas renormalisable car la constante de couplage a une dimension ($[G_f] = -2$). la section efficace de cette théorie augmente d'une manière très rapide et viole la condition d'unitarité à haut énergie ($\sigma = \frac{G_f^2}{\pi} s$). Donc, cette théorie n'est pas le modèle parfait pour décrire interaction faible.

Plusieurs tentatives pour améliorer cette théorie ont été faites au cours des années mais aucune n'a ressui à résoudre tous les problèmes de ce modèle, On cite par exemple l'introduction d'un boson de jauge massife (W) intermédiaire pour décrire l'interaction faible.

2.3 Modèle standard

Le Modèle de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) est une théorie de jauge non-abélienne qui unifie l'interaction électromagnétique et faible. Il est basé sur le groupe de symétrie $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. D'habitude on rajoute l'interaction forte à ce modèle, dans ce cas la théorie est basée sur le groupe $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. On ne peut pas parler d'une vraie unification mais il est possible d'intégrer les trois force dans un même cadre mathématique que l'on appelle le modèle standard.

2.3.1 Modèle de Glashow-Weinberg-Salam

Les leptons de chiralité gauche sont représente sous forme de doublets du groupe $SU(2)$ et les leptons de chiralité droite sont représentés sous forme de singlets du même groupe [4, 7]:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \qquad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \qquad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \tag{2.19}$$

et

$$e_R \qquad \mu_R \qquad \tau_R \tag{2.20}$$

Rappelons qu'un spineur de Dirac s'exprime en fonction de chiralité gauche et droite comme suit:

$$\psi = \psi_R + \psi_L \tag{2.21}$$

avec

$$\psi_R = P_R\psi \qquad\qquad \psi_L = P_L\psi \tag{2.22}$$

où les projecteurs de chiralité sont définis par: $P_R = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)$ et $P_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)$.

Le modèle GWS est basé sur les hypothèses suivantes:

- Tous les fermions sont massifs sauf les neutrinos.
- les parties gauches des leptons et les parties droites des anti-leptons sont sensibles à l'interaction faible.

Ainsi, les courants chargés sont donnés par:

$$J_\mu^+ = \frac{1}{2}\bar{L}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu_L = \bar{L}_L\gamma_\mu L_L \tag{2.23}$$

$$J_\mu^- = \frac{1}{2}\bar{\nu}_L\gamma_\mu(1-\gamma_5)L_L = \bar{\nu}_{LL}\gamma_\mu L_L \tag{2.24}$$

Ce modèle est invariant sous les transformations des groupes $SU_L(2)$ et $U_Y(1)$. Voici ces transformations sont pour chaque groupe:

$$SU_L(2): \qquad L' = \exp(-i\alpha(x)I_i)L, \quad R' = R \tag{2.25}$$

$$U_Y(1): \qquad L' = \exp(\frac{i}{2}Y\beta(x))L, \quad R' = exp(\frac{i}{2}Y\beta(x))R \tag{2.26}$$

où I (opérateurs isospin) sont les générateurs du groupe $SU_L(2)$, et Y (hypercharge) sont les générateurs du groupe $U_Y(1)$.

La densité lagrangienne du modèle de GWS est donnée par:

$$\mathcal{L}_{GWS} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_G \tag{2.27}$$

$$\mathcal{L}_f = \bar{L}i\gamma^\mu(\partial_\mu - ig\frac{\vec{\sigma}}{2}\vec{W}_\mu + \frac{i}{2}g'B_\mu)L + \bar{R}i\gamma^\mu(\partial_\mu + ig'B_\mu)R \tag{2.28}$$

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}F^i_{\mu\nu}F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{2.29}$$

où W_μ sont les champs de jauge associés au groupe $SU(2)$, g est la constante de couplage du groupe $SU_L(2)$, B_μ est le champ de jauge associé au groupe $U_Y(1)$, g' est la constante de couplage du groupe $U_Y(1)$. On a aussi

$$F^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\mu - \partial_\nu W^i_\mu + g\varepsilon_{ijk}W^j_\mu W^k_\nu \tag{2.30}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{2.31}$$

Rappelons que $\mathcal{L}_{GWS}$ est invariant sous la transformation $SU_L(2)\otimes U_Y(1)$ en absence des masses.

2.3.2 Mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs est un mécanisme qui permet de briser spontanément de la symétrie (BSS) $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ en son sous groupe $U_Q(1)$. Ce phénomène (brisure spontanée de la symétrie) permet de générer les masses des bosons de jauge.

Considérons la densité lagrangienne de Higgs [5, 7]:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi^\dagger)(\partial^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \tag{2.32}$$

avec

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \qquad \lambda > 0 \tag{2.33}$$

où ϕ est un champ scalaire complexe. On peut montrer facilement que $\mathcal{L}$ est invariant sous le groupe $U(1)$.

On introduit les nouveaux champs Φ_1 et Φ_2 de la manière suivante:

$$\phi = \frac{\Phi_1 + i\Phi_2}{\sqrt{2}} \qquad \phi^\dagger = \frac{\Phi_1 - i\Phi_2}{\sqrt{2}} \tag{2.34}$$

où Φ_1 et Φ_2 sont des champs scalaires réels. Alors, le potentiel de Higgs V devient:

$$V(\phi^\dagger \phi) = V(\Phi_1^2 + \Phi_2^2) \tag{2.35}$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu \Phi_1 \partial^\mu \Phi_1 + \frac{1}{2}\partial_\mu \Phi_2 \partial^\mu \Phi_2 - V(\Phi_1^2 \Phi_2^2) \tag{2.36}$$

La transformation $U(1)$ est équivalente à $O(2)$(rotation), donc $\mathcal{L}$ est invariant sous la transformation suivant:

$$\begin{pmatrix} \varphi_1' \\ \varphi_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \tag{2.37}$$

pour trouvée l'état d'énergie la plus basse de l'état fondamentale, il faut calculer ϕ_0 qu est appelé le VeV (valeur moyenne dans le vide), cette dernière correspond à:

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi_1} = 0 \qquad \frac{\partial V}{\partial \Phi_2} = 0 \tag{2.38}$$

On distingue deux cas:

- Pour $\mu^2 > 0 \longrightarrow \frac{\partial v}{\partial \Phi_1} = \frac{\partial v}{\partial \Phi_2} = 0$ dans ce cas la symétrie existe: phase de Wigner, voir Fig.(2.1).

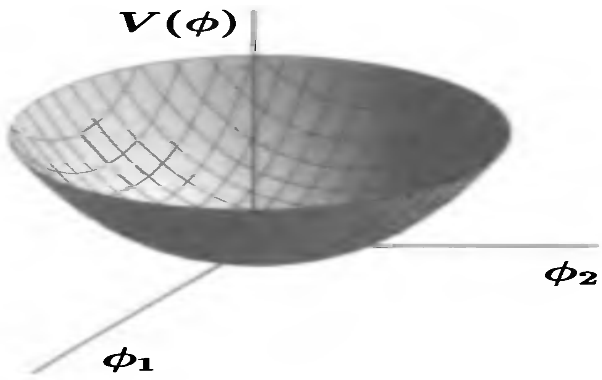


Figure 2.1: la solution symétrique et stable

- pour $\mu^2 < 0$, on a

$$\Phi_1^2 + \Phi_2^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \tag{2.39}$$

$$\|\phi_0\|^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \tag{2.40}$$

ϕ^0 prend plusieurs valeur à l'état fondamental (cercle de rayon ν), donc l'état du vide n'est pas unique (phase de Numbo Goldstone), voir Fig. (2.2).

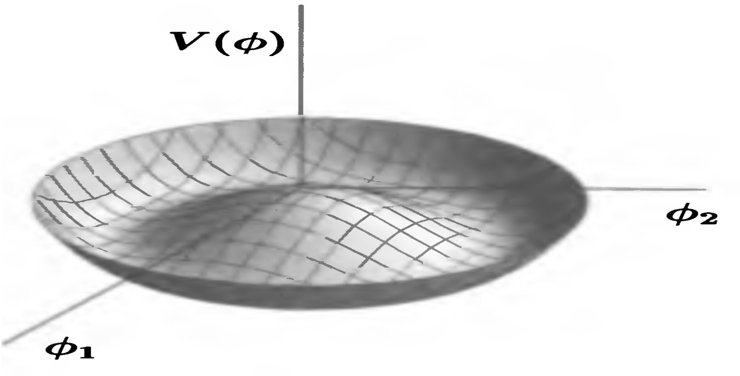


Figure 2.2: Brisure spontané de la symétrie (BBS)

Après BBS, on obtient un champ scalaire (Φ_1') massif et un champs scalaire (Φ_2') de masse nulle (appelé boson de Goldstone).

On fixe l'état fondamental comme suit:

$$\langle 0 |\phi| 0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}}) \end{pmatrix} \tag{2.41}$$

où $v = \frac{\mu}{\sqrt{2}}$.

Calculons, maintenant, l'isospin et l'hypercharge de cet éta. On a donc,

$$\begin{aligned} I_3 &= \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 & \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &= -\frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & \frac{-v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &= -\frac{1}{2}\phi_0 \end{aligned} \tag{2.42}$$

$$\exp(-i\alpha I_3)\phi_0 = (1 - i\alpha I_3 + \cdots)\phi_0 \neq \phi_0 \tag{2.43}$$

$$Y\phi_0 = \phi_0 \exp(i\beta\frac{Y}{2})\phi_0 = (1 - i\beta\frac{Y}{2} + \cdots)\phi_0 \neq \phi_0 \tag{2.44}$$

On voit que I_3 et Y ne sont pas nulle donc l'isospin et l'hypercharge sont des générateurs brisés. Mais l'opérateur charge électrique n'est pas brisé car:

$$\begin{aligned} Q\phi_0 &= (I_3 + \frac{Y}{2})\phi_0 \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\phi_0 \qquad = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = 0 \end{aligned} \tag{2.45}$$

On écrit, maintenant, le doublet du Higgs comme suit:

$$\phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \exp(i\frac{1}{2v}\sigma_i\xi_i)\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.46}$$

$$\phi' = U(\xi)\phi = \frac{1}{2v}\chi \tag{2.47}$$

$$\exp(-i\sigma_i\xi_i)\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\chi \tag{2.48}$$

$$\chi = \begin{pmatrix} 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.49}$$

où ξ est le boson de Goldstone, H est le boson de Higgs. On peut écrire la densité lagrangienne de Higgs comme:

$$\mathcal{L}_\phi = (D'_\mu\phi)(D'^\mu\phi) - v(\phi^{+\prime}\phi') \tag{2.50}$$

où:

$$\begin{aligned}(D_\mu\phi)' &= (\partial_\mu - ig\vec{\sigma}\vec{A}'_\mu\frac{1}{2} - g'B'_\mu\frac{i}{2})U(\xi)\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\partial_\mu - ig\vec{\sigma}\vec{A}'\frac{1}{2} - g'B'_\mu\frac{i}{2})(v+H)\chi \end{aligned} \tag{2.51}$$

$$\vec{A}'_\mu = U(\xi)\vec{A}_\mu U^{-1}(\xi) - \frac{i}{g}(\partial_\mu U(\xi))U^+(\xi) \tag{2.52}$$

$$B'_\mu = B_\mu \tag{2.53}$$

Le premier terme de $\mathcal{L}_\phi$ représente le terme de masse, il s'écrit sous la forme:

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{v^2}{2}\chi^+(g\vec{\sigma}\vec{A}'_\mu\frac{1}{2} + \frac{1}{2g'}B'_\mu)(g\frac{1}{2}\vec{\sigma}\vec{A}'_\mu + \frac{1}{2}g'B'_\mu)\chi \tag{2.54}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{masse} &= \frac{v^2}{8}(g^2\vec{A}'_\mu\cdot\vec{A}'^\mu + g'^2B'_\mu B'^\mu - 2gg'B'_\mu A^{\mu 3}) \\ &= \frac{v^2}{8}(g^2(A'_\mu)^1A'^{1\mu} + g^2(A'_\mu)^2A'^{2\mu} + (g(A'_\mu)^3 - g'(B'_\mu)^3)^2)\end{aligned} \tag{2.55}$$

Les champs associés aux bosons de jauge chargé sont donnés par la relation suivantes:

$$(W_\mu)^\pm = \frac{(A'_\mu)^1 \pm i(A'_\mu)^2}{\sqrt{2}} \tag{2.56}$$

Les champs associes aux bosons de jauge neutre:

$$\frac{v^2}{8}((A'_\mu)^3B'_\mu)\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} (A'_\mu)^3 & B'_\mu \end{pmatrix} \tag{2.57}$$

On peut écrit, comme après la diagonalisation:

$$\frac{v^2}{8}\begin{pmatrix} z_\mu & A_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g^2+g'^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} z'_\mu & A'_\mu \end{pmatrix} = \frac{v^2}{8}(g^2+g'^2)z_\mu z'_\mu + 0A_\mu A'_\mu \tag{2.58}$$

On introduit la transformation:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_w & -\sin\theta_w \\ \sin\theta_w & \cos\theta_w \end{pmatrix}\begin{pmatrix} (A'_\mu)^3 \\ B'_\mu \end{pmatrix} \tag{2.59}$$

Alors,

$$Z_\mu = A^{3\prime}_\mu\cos\theta_w - B'_\mu\sin\theta_w \tag{2.60}$$

$$A_\mu = A^{3\prime}_\mu\sin\theta_w + B'_\mu\cos\theta_w \tag{2.61}$$

où $\theta_w$est l'angle de Weinberg

$$\tan\theta_w = \frac{g'}{g} \qquad \cos\theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}} \qquad \sin\theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 g'^2}} \tag{2.62}$$

Donc, les masse des bosons de jauge sont données par:

$$\begin{aligned} M_w &= \frac{1}{2}gv \\ &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2+g'^2}\cos\theta_w && (2.63) \\ M_\gamma &= 0 && (2.64) \\ M_z &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2+g'^2} && (2.65) \end{aligned}$$

Après BSS, le potentiel de Higgs devient:

$$\begin{aligned} V(\phi^*\phi)' &= -\mu^2 \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} U^+(\xi)U(\xi) + \lambda(\begin{pmatrix} 0 & \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix})^2 (U^+(\xi)U(\xi))^2 && (2.66) \\ &= -\mu^2\frac{v^2}{4} + \frac{1}{2}(2\mu^2)H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4}H^4 && (2.67) \end{aligned}$$

à partir de cette relation on peut déduire la masse du bosons de Higgs:

$$M_H = \sqrt{2\mu^2} \tag{2.68}$$

donc le lagrangienne de Higgs devient:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{1}{2}M_H^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 + \frac{g^2}{8}(H^2 + 2Hv) \\ \times (\frac{Z_\mu Z^\mu}{\cos^2\theta_w} + 2w_\mu^+ w^{-\mu}) + M_w^2 w_\mu^+ w^{-\mu} + M_z^2 z_\mu z^\mu && (2.69) \end{aligned}$$

2.3.3 Interaction de Yukawa

Pour décrit l'interaction entre les fermions et le Higgs nous devons rajouter un terme appelé le terme de Yukawa. Ce dernier s'écrit:

$$\mathcal{L}_y = -G_e(\bar{L}_i\phi R_i + \bar{R}_i\phi^+ L_i) + h.c \tag{2.70}$$

où G_e est la constante de couplage de Yukawa.

Après la transformation de jauge unitaire, il devient:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_y &= -G_e(\bar{L}_i'\phi R_i' + \bar{R}_i'\phi^+ L_i') + h.c \\ &= -\frac{G_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L'(v+H)e_R' + \bar{e}_R'(v+H)e_L') + h.c \\ &= -\frac{G_e}{\sqrt{2}}(v\bar{e}'e' + H\bar{e}'e') && (2.71) \end{aligned}$$

Le premier terme donne la masse de l'électron ($M_e = \frac{G_e}{\sqrt{2}}v$) et le deuxième terme décrit l'interaction entre l'électron et le boson de Higgs.

Donc la densité lagrangienne totale de SM est:

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_y \tag{2.72}$$

avec $\mathcal{L}_{QCD}$ est le lagrangien de la chromedynamique quantique, $\mathcal{L}_{jauge}$ est le lagrangien des bosons de jauge, $\mathcal{L}_\phi$ est le lagrangien de Higgs et $\mathcal{L}_y$ est le lagrangien de Yukawa.

2.4 Les problèmes du modèle standard

le modèle standard n'est pas parfait,il est plusieurs problèmes [9, 10]:

  - La gravité: le MS est unifie les 3 interaction fondamentale (faible, forte, électromagnétique)dans une seul théorie mais il n'explique pas la gravité.

  - La matière noire: Elle est composé une grande parti d'univers mais le Ms n'inclut pas la matière noire.

  - La masse de neutrino: selon le modèle standard les sont des particules sans masse par contre dans les expérience de l'oscillation des neutrinos montre que les neutrinos sont massif ceci conduit des problèmes .

  - La symétrie matière anti-matière: L'univers est principalement constitué de matière et anti-matière en quantité égale, d'après le modèle standard. Mais en réalité la quamtité de matière est plus grand que la quantité de l'anti$_{m}atière.$
    $LaviolationCPd'interactionfaible.$

- Le problème d'hiérarchie.
- L'énergie noire: Le MS n'a pas expliquer l'origine de l'énergie noire.

Chapitre 3

Introduction au MSSM

La supersymétrie (Susy) est une symétrie hypothétique entre les fermions et les bosons. Elle associé à chaque fermion un super partenaire de spin entier et à chaque boson un super partenaire de spin demi-entier (les degrés de liberté bosoniques et fermioniques sont égaux).

La susy élargit le modèle standard en ajoutant des classes de symétries supplémentaires au lagrangien, Ce genre de symétrie prédit l'existence de particules supersymétries appelées aussi *sparticules*, on cite par exemple les sleptons, squarks, neutralinos et les charginos. Ces particules hypothétiques sont beaucoup plus lourdes que les particules ordinaires.

Dans ce chapitre, on donne une présentation rapide de la supersymétrie et les modèles supersymétriques en se concentrant sur l'extension supersymétrique minimale du modèle standard ou le modèle MSSM.

3.1 Supersymétrie

Les théories supersymétriques ont eu plusieurs succés depuis leurs inventions dans les années 1970. Le plus grand succès de Susy est qu'elle résout le problème de la hiérarchie et les divergences quadratiques dans le masse du Higgs. Les théories supersymétriques font plusieurs prédictions, par exemple, plusieurs modèles prédisent la valeur du sinus de l'angle de Weinberg $\sin^2(\theta_W)$. Elles unifient aussi les trois interactions fondamentales forte, faible et électromagnétique à l'échelle 10^{16} GeV, ...etc. Dans cette section, on présente les ingrédients nécessaires pour construire un modèle supersymétrique comme le groupe de Poincaré, les spineurs à deux composantes, les super-champs, l'algèbre de Grassmann, ...[13]

3.1.1 Groupe de Lorentz

Le groupe de Lorentz est un groupe de symétrie classique dans l'espace-tempe qui garde le produit scalaire de deux 4-vecteurs invariants dans tous les référentiels Galiléens, c'est$_{\grave{a}dire}$x$^\mu y_\mu = x^{\mu\prime} y'_\mu$ (où x^μ et y_μ appartiennent au référentiel R et $x^{\mu\prime}$ et y'_μ appartiennent au référentiel R'). Un 4-vecteur (4-vecteur position) se transforme sous la transformation de Lorentz dans deux référentiel Galiléen de la manière suivante [8, 10, 11]:

$$\begin{aligned} x^\mu &: \longrightarrow x^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^{\nu\prime} \\ x_\mu &: \longrightarrow x'_\mu = (\Lambda^{-1})^\nu_\mu x_\nu \end{aligned} \tag{3.1}$$

où Λ est la matrice de Lorentz et $(\Lambda^{-1})^\nu_\mu = \Lambda^\nu_\mu$.

L'ensemble des transformations de Lorentz forme le groupe $SO(1,3)$. On peut exprimer la matrice Λ sous la forme exponentielle suivante:

$$\Lambda = \exp\left(-\frac{i}{2} w^{\rho\sigma} M_{\rho\sigma}\right) \tag{3.2}$$

où $w^{\rho\sigma}$ sont les paramètres du groupe (réels et anti-symétriques), et $M_{\rho\sigma}$ sont les générateurs du groupe. Les $M_{\rho\sigma}$ sont donnés par:

$$M_{\rho\sigma} = x_\rho p_\sigma - x_\sigma p_\rho \tag{3.3}$$

avec $p_\sigma = i\partial_\sigma$.

Pour $w^{\rho\sigma}$ très petit (transformation infinitésimale), on a:

$$\begin{aligned} x^{\mu\prime} &= \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu} \\ &= \exp(-i w^{\mu}_{\nu} M^{\mu}_{\nu}/2) x^{\nu} \\ &= x^{\nu} - \frac{i}{2} w^{\mu}_{\nu}(i x^{\nu} - i x^{\mu} \delta^{\nu}_{\mu}) \\ &= (\delta^{\mu}_{\nu} + w^{\mu}_{\nu}) x^{\nu} \end{aligned} \tag{3.4}$$

On introduit deux nouveaux paramètres qui s'exprime en fonction de w^{μ}_{ν} comme suit:

$$w^{i} = (\frac{1}{2})\varepsilon^{ijk} w_{jk} \qquad \xi^{i} = w^{0i} \qquad i, j, k = 1, 2, 3 \tag{3.5}$$

On définit le moment cinétique de la manière suivante:

$$\begin{aligned} J^{i} &= \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk} M_{jk} \\ &= (\vec{x} \wedge \vec{p})^{i} \end{aligned} \tag{3.6}$$

et l'opérateur boost de Lorentz:

$$K^{i} = M^{0i} = x^{0} p^{i} - x^{i} p^{0} \tag{3.7}$$

Alors, l'argument de l'exponentielle (3.2) s'exprime en fonction de J^{i} et K^{i} comme suit:

$$\frac{1}{2} w^{\rho\sigma} M_{\rho\sigma} = \frac{1}{2}(w^{00} + w^{0i} + w^{jk})(M_{00} + M_{0i} + M_{jk}) \tag{3.8}$$

$$= \vec{w} \cdot \vec{J} + \vec{\varepsilon} \cdot \vec{k} \tag{3.9}$$

où $\vec{\varepsilon}$ est l'accélération (lie à la vitesse $\vec{\beta}$ avec $\beta_{i} = \frac{1}{2}(J_{i} - iK_{i})$).

on à

$$x^{\mu\prime} = \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu} \tag{3.10}$$

pour $\mu = 0$

$$\begin{aligned} x^{0\prime} &= \exp(-\frac{1}{2} w^{0\nu} M_{0\nu}) x^{\nu} \\ &= x^{0} - \beta^{i} x^{i} \end{aligned} \tag{3.11}$$

pour $\mu = i$

$$\begin{aligned} x^{i\prime} &= \exp(-\frac{1}{2} W^{i\nu} M_{i\nu}) x^{\nu} \\ &= x^{i} - (\vec{W} \wedge \vec{x})^{i} - \beta^{i} x^{0} \end{aligned} \tag{3.12}$$

3.1.2 Groupe de Poincaré

Le groupe de Poincaré est l'extension du groupe de Lorentz, La transformation associée à ce groupe s'écrit sous la forme [8, 10, 11]:

$$\exp(i a^{\rho} P_{\rho}) \exp(i w^{\rho\sigma} M_{\rho\sigma}/2) \tag{3.13}$$

Rappelons que l'opérateur translation dans l'espace de Minkowski est défini par:

$$\begin{aligned} x^{\sigma\prime} &= T x^{\sigma} \\ &= \exp(i a^{\rho} P_{\rho}) x^{\sigma} \\ &= x^{\sigma} - a \end{aligned} \tag{3.14}$$

$$\Longrightarrow x' = x - a \tag{3.15}$$

Un champ Φ sous la la transformation T se transforme comme suit:

$$\begin{aligned}\Phi(x) &= \exp(ia^\rho P_\rho)\Phi(x)\exp(-ia^\rho P_\rho)\\ &= \exp(ia^\rho P_\rho)\exp(-ia^\rho P_\rho)\Phi((1-ia^\rho P_\rho)x)\\ &= \Phi(x+a)\\ &= \Phi(T^{-1}x)\end{aligned} \tag{3.16}$$

On utilise la relation de commutation $[x_\rho, P_\sigma] = -ig_{\rho\sigma}$ pour obtenir tous les commutateur de l'algèbre de Lie du groupe de Poincaré. On a donc,

$$[P_\mu, P_\nu] = 0 \tag{3.17}$$

$$[M_{\mu\nu}, P_\rho] = -i(g_{\mu\rho}P_\nu - g_{\nu\rho}P_\mu) \tag{3.18}$$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = i(g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho} + g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} - g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho} - g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma}) \tag{3.19}$$

A l'aide des ces relations, on peut dériver les de commutateurs entre les opérateur J^i et K^i. On a alors,

$$[J^i, J^j] = i\varepsilon^{ijk}J^k \tag{3.20}$$

$$[K^i, J^i] = i\varepsilon^{ijk}K_k \tag{3.21}$$

$$[K^i, K^j] = -i\varepsilon^{ijk}M_{ij} \tag{3.22}$$

où:

$$[J_+^i, J_-^j] = 0 \tag{3.23}$$

$$[J_-^i, J_-^j] = i\varepsilon_{ijk}J_-^k \tag{3.24}$$

$$[J_+^i, J_+^j] = i\varepsilon_{ijk}J_+^k \tag{3.25}$$

$$[J_\pm^i, J_\pm^j] = i\varepsilon_{ijk}J_\pm^k \tag{3.26}$$

on à: $J_\pm^i = \frac{1}{2}(J^i \pm iK^i)$

$$\vec{J}_+^2 = j_+(j_+ + 1) \tag{3.27}$$

$$\vec{J}_-^2 = j_-(j_- + 1) \tag{3.28}$$

$$j_\pm = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \cdots \tag{3.29}$$

Il existe plusieurs représentations du groupe de Lorentz, on note chaque représentation par $\Lambda(j_+, j_-)$. Un champ Φ se transforme dans une représentation quelconque comme suit:

$$\Phi'(x) = \Lambda(j_+, j_-)\Phi(\Lambda^{-1}x) \tag{3.30}$$

Voici quelques représentations particulières de Λ

$$\Lambda_{(1/2,0)} = \exp\left(i\vec{w}.\frac{\vec{\sigma}}{2} + \vec{\xi}.\frac{\vec{\sigma}}{2}\right) \tag{3.31}$$

$$\Lambda_{(0,1/2)} = \Lambda_{(1/2,0)}^{-1+} \tag{3.32}$$

$$\Lambda_{(1/2)^*,0} = \Lambda_{(1/2,0)}^{-1T} \tag{3.33}$$

$$\begin{aligned}\Lambda_{(0,(1/2)^*)} &= \Lambda_{(1/2,0)}^{*}\\ &= \Lambda_{(1/2,0)}^{+T}\end{aligned} \tag{3.34}$$

3.1.3 Notation spinorielle à 2 composantes

On définit les spineurs de chiralité gauche et droite comme suit[10]:

$$\psi_L = P_L\psi = \frac{1-\gamma^5}{2}\psi \tag{3.35}$$
$$\psi_R = P_R\psi = \frac{1+\gamma^5}{2}\psi \tag{3.36}$$

Donc, un spineur ψ est vu comme un bispineur (ou spineur à deux composantes) des spineurs de Weyl ψ_L et ψ_R. On écrit alors,

$$\psi = \begin{pmatrix}\psi_L \\ \psi_R\end{pmatrix} \tag{3.37}$$

On introduit, maintenant, une nouvelle notation. On note le spineur gauche par ξ et le droit par $\bar{\eta}$. On écrit donc,

$$\psi_L = \xi \tag{3.38}$$
$$\psi_R = \bar{\eta} \tag{3.39}$$
$$\psi_L^c = \xi^c \tag{3.40}$$
$$\psi_R^c = \bar{\eta}^c \tag{3.41}$$

En terme des composantes, on a:

$$\psi_{L\alpha} = \xi_\alpha \qquad \psi_{R\alpha} = \bar{\eta}^{\dot{\alpha}} \qquad \alpha = 1,2 \tag{3.42}$$

Les spineurs η et $\bar{\eta}$ se transforment dans les représentation $(\frac{1}{2},0)$ et $(0,\frac{1}{2})$, respectivement.

$$\xi_\alpha \longrightarrow M_\alpha^\beta \xi_\beta \tag{3.43}$$
$$\bar{\eta}^{\dot{\alpha}} = (M^{-1+})^{\dot{\alpha}}_{\dot{\beta}}\bar{\eta}^{\dot{\beta}} \tag{3.44}$$
$$M_\alpha^\beta \equiv (\Lambda_{(1/2,0)})_{\alpha\beta} \tag{3.45}$$
$$(M^{-1\dagger})^{\dot{\alpha}}_{\dot{\beta}} \equiv (\frac{1}{2}\Lambda^{-1\dagger})_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \tag{3.46}$$

on à:

$$\begin{aligned}\varepsilon^{\alpha\beta} &= -\varepsilon_{\alpha\beta} \\ &= -\varepsilon^{\beta\alpha}\end{aligned} \tag{3.47}$$
$$\alpha,\beta = 1,2 \tag{3.48}$$

pour: $\alpha = 1$
$\beta = 2$ on à:
$\varepsilon^{12} = -\varepsilon_{12} = 1$
de meme pour $\varepsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}}$

$$\varepsilon^{\alpha\gamma}\varepsilon_{\gamma\beta} = -\varepsilon^{\alpha\gamma}\varepsilon_{\beta\gamma} \qquad = \delta^\alpha_\beta \tag{3.49}$$
$$\xi^\alpha = \varepsilon^\beta_\alpha \xi_\beta \tag{3.50}$$
$$\bar{\eta}_{\dot{\alpha}} = \varepsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}}\bar{\eta}^{\dot{\beta}} \tag{3.51}$$

pour :$((\frac{1}{2})^*,0)$et$(0,(\frac{1}{2})^*)$on à:

$$\xi^\alpha \longrightarrow \xi^\beta (M^{-1})^\alpha_\beta \tag{3.52}$$
$$\bar{\eta}_{\dot{\alpha}} \longrightarrow \bar{\eta}_{\dot{\beta}}(M^+)^{\dot{\beta}}_{\dot{\alpha}} \tag{3.53}$$

On peut montrer que

$$[\xi_1, \xi_2] = 0 \tag{3.54}$$
$$[\bar{\eta}_1, \bar{\eta}_2] = 0 \tag{3.55}$$
$$\tag{3.56}$$

donc ξ_1, ξ_2, $\bar{\eta}_1$ et $\bar{\eta}_2$ sont des scalaires de Lorentz. Les conjugués hermitiens sont:

$$\bar{\xi}_{\dot{\alpha}} = (\xi_\alpha)^+ \tag{3.57}$$
$$\eta^\alpha = (\bar{\eta}^{\dot{\alpha}})^+(\eta\xi)^+ \tag{3.58}$$

Le terme de masse $\bar{\psi}\psi$ s'écrit en fonction de ξ et η comme suit:

$$\bar{\psi}\psi = \psi_L^+\psi_R + \psi_R^+\psi_L = \bar{\xi}\bar{\eta} + \eta\xi \tag{3.59}$$

Pour 2 spineur de Dirac $\psi_1$et$\psi_2$on à:

$$\bar{\psi}_{1L}\psi_{2R} = \bar{\xi}_1\bar{\eta}_2 \tag{3.60}$$
$$\bar{\psi}_{1R}\psi_{2L} = \eta_1\xi_2 \tag{3.61}$$

La forme vectoriel bi-linéaire est:

$$\begin{aligned}\bar{\eta}\bar{\sigma}^\mu\xi &= \bar{\eta}_{\dot{\alpha}}(\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\beta}\xi_\beta \\ &= (\bar{\xi}\bar{\sigma}^\mu\eta)^+\end{aligned} \tag{3.62}$$

$$\begin{aligned}\xi\sigma^\mu\bar{\eta} &= \xi^\alpha\sigma^\mu_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\eta}^{\dot{\beta}} \\ &= (\eta\sigma^\mu\bar{\xi})^+\end{aligned} \tag{3.63}$$

ξ et $\bar{\eta}$ sont des spineurs arbitraires et,

$$(\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\beta} = \varepsilon^{\dot{\alpha}\dot{\delta}}\varepsilon^{\beta\gamma}\sigma^\mu_{\gamma\dot{\delta}} \tag{3.64}$$
$$\sigma^\mu_{\alpha\dot{\beta}} = \varepsilon_{\alpha\gamma}\varepsilon_{\dot{\beta}\dot{\delta}}\bar{\sigma}^{\dot{\delta}\gamma} \tag{3.65}$$
$$\bar{\eta}\bar{\sigma}^\mu\xi = -\xi\sigma^\mu\bar{\eta} \tag{3.66}$$

Alors, la forme bi-linéaire se transforme comme un 4-vecteur de Lorentz:

$$\bar{\eta}\bar{\sigma}^\mu\xi \longrightarrow \bar{\eta}M^+\bar{\sigma}^\mu M\xi \tag{3.67}$$

avec

$$M^+\bar{\sigma}^\mu M = \lambda^\mu_\nu\bar{\sigma}^\nu \tag{3.68}$$

On peut écrire le courant de la QED, en fonction de ξ et η, sous la forme:

$$\bar{\psi}_{1L}\gamma^\mu\psi_{2L} = \Psi_{1L}^+\bar{\sigma}^\mu\Psi_{2L} = \bar{\xi}_1\bar{\sigma}^\mu\xi_2 \tag{3.69}$$
$$\bar{\psi}^{1R}\gamma^\mu\psi_{1R} = \Psi_{1R}\sigma^\mu\Phi^{2R} = \eta_1\sigma^\mu\bar{\eta}^2 = -\bar{\eta}_2\bar{\sigma}^\mu\eta_1 \tag{3.70}$$

La densité lagrangienne de la QED en fonction de ces spineurs s'écrit:

$$\mathcal{L} = \bar{\xi}\bar{\sigma}^\mu(i\partial_\mu + eA_\mu)\xi + \eta\sigma^\mu(i\partial_\mu + eA_\mu)\bar{\eta} - m(\bar{\xi}\bar{\eta} + \eta\xi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{3.71}$$

On peut écrire le terme $\eta\sigma^\mu(i\partial_\mu + eA_\mu)\bar{\eta}$ sous la forme $\bar{\eta}\bar{\sigma}^\mu(i\partial_\mu - eA_\mu)\eta$.

On réécrit le terme de courant sous la forme:

$$\bar{\psi}_{1L}\sigma^{\mu\nu}\psi_{2R} = \qquad = 2\eta_1 S^{\mu\nu}\xi_2 \tag{3.72}$$

avec

$$S^{\mu\nu} = \frac{i}{4}(\sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu - \sigma^\nu\bar{\sigma}^\mu) \quad (3.73)$$
$$\bar{S}^{\mu\nu} = \frac{i}{4}(\bar{\sigma}^\mu\sigma^\nu - \bar{\sigma}^\nu\sigma^\mu) \quad (3.74)$$
$$S^{0i} = -\bar{S}^{-0i} = -i\frac{\sigma^i}{2} \quad (3.75)$$
$$S^{ij} = \bar{S}^{ij} = \frac{1}{2}\varepsilon_{ijk}\sigma^k \quad (3.76)$$
$$(3.77)$$

Transformation de ψ sous les opérations C (conjugaison de charge), P (parité) et T (réflexion dans l'espace):

$$\psi = (\xi\bar{\eta}) \longrightarrow C \longrightarrow \psi^C \qquad = (\eta\bar{\xi}) \quad (3.78)$$
$$\psi^c = (\eta\bar{\xi}) \longrightarrow P \longrightarrow \psi^C \qquad = -(\bar{\xi}\eta) \quad (3.79)$$
$$\psi = (\xi\bar{\eta}) \longrightarrow P \longrightarrow (\bar{\eta}\xi) \quad (3.80)$$
$$\psi = (\xi_\alpha\bar{\eta}^\beta) \longrightarrow T \longrightarrow i(\xi^\alpha - \bar{\eta}_{\dot{\beta}}) \quad (3.81)$$
$$\psi = (\xi\bar{\eta}) \longrightarrow cp \longrightarrow (\bar{\xi}\eta) \quad (3.82)$$
$$\psi = (\xi\bar{\eta}) \longrightarrow cPT \longrightarrow i(-\bar{\xi}_{\dot{\alpha}}\eta^\beta) \quad (3.83)$$

On voit que:

$$P\xi^\alpha P^{-1} = -\bar{\eta}_{\dot{\alpha}} \quad (3.84)$$
$$P\xi_\alpha P^{-1} = \bar{\eta}^{\dot{\alpha}} \quad (3.85)$$
$$\xi^C = \eta \quad (3.86)$$
$$\eta^c = \xi \quad (3.87)$$
$$(3.88)$$

Donc on peut écrire,

$$P\bar{\psi}_{1L}\psi_{2_R}P^{-1} = \bar{\psi}_{1R}\psi_{2L} \quad (3.89)$$
$$\longleftrightarrow$$
$$P\bar{\xi}_1\bar{\eta}_2P^{-1} = \eta_1\xi_2 \quad (3.90)$$
$$P\bar{\psi}_{1L}\gamma^\mu\psi_{2L}P^{-1} = \bar{\psi}_{1R}\gamma_\mu\psi_{2R} \quad (3.91)$$
$$\longleftrightarrow \quad (3.92)$$
$$P\bar{\xi}_1\bar{\sigma}^\mu\xi_2P^{-1} = \eta_1\sigma_\mu\bar{\eta}_2C\bar{\psi}_{1L}\psi_{2R}C^{-1} \qquad = \bar{\psi}^C_{1L}\bar{\psi}^c_{2R} \quad (3.93)$$
$$= \bar{\psi}_{2l}\psi_{1R} \quad (3.94)$$
$$\longleftrightarrow \quad (3.95)$$
$$C\bar{\xi}_1\bar{\eta}_2C^{-1} = \bar{\eta}_1\bar{\xi}_2 \quad (3.96)$$
$$= \bar{\xi}_2\bar{\eta}_1c\bar{\psi}_{1L}\gamma^\mu\psi_{2L}C^{-1} \qquad = \bar{\psi}^c_{1-L}\gamma^\mu\psi^c_{2L} = -\bar{\psi}_{2R}\gamma^\mu\psi_{1R} \quad (3.97)$$
$$\longleftrightarrow \quad (3.98)$$
$$C\bar{\xi}_1\bar{\sigma}^\mu\xi_2C^{-1} = \bar{\eta}_1\bar{\sigma}^\mu\eta_2 \quad (3.99)$$
$$= -\eta_2\sigma^\mu\bar{\eta}_1 \quad (3.100)$$

On a les relations suivantes:

$$\psi^{c+}_{aL}\psi^{c}_{bR} = \psi^{+}_{bR}\psi_{aR} \tag{3.101}$$
$$\psi^{c+}_{aL}\bar{\sigma}^{\mu}\psi^{c}_{bL} = -\psi^{+}_{bL}\sigma^{\mu}\psi_{aR}(\psi^{+}_{aL}\bar{\sigma}^{\mu}\psi_{bL}) \tag{3.102}$$
$$(\psi_{cL}\bar{\sigma}_{\mu}\psi_{dL}) = 2(\psi^{c+}_{bR}\psi_{dL})(\psi^{+}_{cL}\psi^{c}_{aR})(\psi^{+}_{aR}\sigma^{\mu}\psi_{bR}) \tag{3.103}$$
$$(\psi^{+}_{cL}\bar{\sigma}_{\mu}\psi_{dL}) = -2(\psi^{+}_{aR}\psi_{dL})(\psi^{+}_{cL}\psi_{bR}) \tag{3.104}$$

Les 2 dernières relations deviennent:

$$(\bar{\xi}_1\bar{\sigma}^{\mu}\xi_2)(\bar{\xi}_3\bar{\sigma}_{\mu}\xi_4) = (\bar{\xi}_1\bar{\sigma}^{\mu}\xi_4)(\bar{\xi}_3\bar{\sigma}_{\mu}\xi_2) \tag{3.105}$$
$$= 2(\xi_2\xi_4)(\bar{\xi}_3\bar{\xi}_1)(\eta_1\sigma^{\mu}\bar{\eta}_2)(\bar{\xi}_3\bar{\sigma}_{\mu}\xi_4) \tag{3.106}$$
$$= -2(\eta_1\xi_4)(\bar{\xi}_3\bar{\eta}_2) \tag{3.107}$$

Donc on peut écrire les fermions et le potentiel de Majorana comme:

$$\psi_M = \begin{pmatrix}\psi_{L\alpha}\\ \psi^{c}_{R\beta}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\xi_\alpha\\ \bar{\xi}^{\dot{\beta}}\end{pmatrix} \tag{3.108}$$
$$v_m = (\begin{pmatrix}\xi\\ \bar{\xi}\end{pmatrix})^T \tag{3.109}$$

La densité lagrangienne pour une particule libre est :

$$\mathcal{L} = \bar{\xi}i\bar{\sigma}^{\mu}\partial_{\mu}\xi - \frac{m_T}{2}(\bar{\xi}\bar{\xi} + \xi\xi) \tag{3.110}$$

3.1.4 Algèbre supersymétrique

Les tenseurs anti-symétrique $\sigma^{\mu\nu}$ sont des produits des matrices de Pauli, ils sont des générateur de groupe $SL(2, C)$. Un spineur Q_a se transforme sous le groupe $SL(2, c)$ comme suit[10]:

$$\begin{aligned} Q'_\alpha &= \exp(-\frac{i}{2}w_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu})^{\beta}_{\alpha}Q_\beta \\ &= (1 - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu})^{\beta}_{\alpha}Q_\beta \\ &= Q_\alpha - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}(\sigma^{\mu\nu})^{\beta}_{\alpha}Q_\beta \end{aligned} \tag{3.111}$$

Le spineur Q_α se transforme sous le groupe de Lorentz comme suit:

$$\begin{aligned} Q'_\alpha &= U^{+}Q_\alpha U \\ &= exp(\frac{i}{2}w_{\mu\nu}M^{\mu\nu})Q_\alpha exp(-\frac{i}{2}w_{\mu\nu}M^{\mu\nu}) \\ &= Q_\alpha + \frac{i}{2}w_{\mu\nu}M^{\mu\nu}Q_\alpha - \frac{i}{2}Q_\alpha w_{\mu\nu}M^{\mu\nu} + 0(w^2) \\ &= Q_\alpha - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}(Q_\alpha M^{\mu\nu} - M^{\mu\nu}Q_\alpha) \end{aligned} \tag{3.112}$$

D'après les équations (5.3) et (5.4), on déduit:

$$(Q_\alpha M_{\mu\nu} - M_{\mu\nu}Q_\alpha) = (\sigma_{\mu\nu})^{\beta}_{\alpha}Q_\beta \tag{3.113}$$
$$[Q_\alpha, M_{\mu\nu}] = (\sigma_{\mu\nu})^{\beta}_{\alpha}Q_\beta \tag{3.114}$$

de même on trouve:

$$[\bar{Q}^{\dot{\alpha}}, M_{\mu\nu}] = (\bar{\sigma}^{\mu\nu})^{\dot{\alpha}}_{\dot{\beta}}\bar{Q}^{\dot{\beta}} \tag{3.115}$$

On utilise le fait que $M^{\mu\nu} = x_\mu P_\nu - x_\nu P_\mu$, on montre que:

$$[Q_\alpha, P^\mu] = c(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{Q}^{\dot{\alpha}} \tag{3.116}$$
$$[\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P^\mu] = c^*(\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\beta}Q_\beta \tag{3.117}$$

Pour déterminer les valeur de c et c^*, on emploie l'identité de Jacobi sur P^μ et Q_β. On a donc,

$$[P^\mu, [P^\nu, Q_\alpha]] + [P^\nu, [Q_\alpha, P^\mu]] + [Q_\alpha, [P^\mu, P^\nu]] = 0 \tag{3.118}$$
$$-c(\sigma^\nu)_{\alpha\dot{\alpha}}[P^\mu \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] + c(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}[p^\nu, \bar{Q}^{\dot{\alpha}}] = 0 \tag{3.119}$$
$$|c|^2 (\sigma^\nu)^{\alpha\dot{\alpha}}(\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\beta}Q_\beta - |c|^2 (\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}}(\bar{\sigma}^\nu)^{\dot{\alpha}\beta}Q_\beta = 0 \tag{3.120}$$
$$|c|^2 (\sigma^\nu\bar{\sigma}^\mu - \sigma^\mu\bar{\sigma}^\nu)^\beta_\alpha Q_\beta = 0 \tag{3.121}$$
$$\Longrightarrow |c|^2 = 0 \tag{3.122}$$
$$\Longrightarrow c = 0 \tag{3.123}$$
$$\Longrightarrow [Q_\alpha, P^\mu] = [\bar{Q}_\alpha, P^\mu] = 0 \tag{3.124}$$

$$Q'_\alpha = Q_\alpha - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}(\sigma^{\mu\nu})^\beta_\alpha Q_\beta \tag{3.125}$$
$$Q'_\beta = Q_\beta - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}(\sigma^{\mu\nu})^\alpha_\beta Q_\alpha \tag{3.126}$$
$$\Longrightarrow \tag{3.127}$$
$$Q'_\alpha Q'_\beta = Q_\alpha Q_\beta - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}(\sigma^{\mu\nu})^\alpha_\beta Q^2_\alpha - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}(\sigma^{\mu\nu})^\beta_\alpha Q^2_\beta \tag{3.128}$$
$$Q'_\alpha = Q_\alpha - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}(Q_\alpha M^{\mu\nu} - M^{\mu\nu}Q_\alpha) \tag{3.129}$$
$$Q'_\beta = Q_\beta - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}(Q_\beta M^{\mu\nu} - M^{\mu\nu}Q_\beta) \tag{3.130}$$
$$\Longrightarrow \tag{3.131}$$
$$Q'_\alpha Q'_\beta = Q_\alpha Q_\beta - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}M^{\mu\nu}\{Q_\alpha, Q_\beta\} - \frac{i}{2}w_{\mu\nu}\{Q_\beta, Q_\alpha\}M^{\mu\nu} \tag{3.132}$$
$$3.128 = 3.132$$
$$\{Q_\alpha, Q\beta\} = 0 \tag{3.133}$$

de même pour

$$\{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \tag{3.134}$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = t(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}}P_\mu$$
$$t = 2$$
$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}}P_\mu \tag{3.135}$$

3.1.5 Variables de Grassmann

En supersymétrie, on élargit la notion de l'espace temps en *superespace* en le renforçant par deux variables de Grassmann $\theta_\alpha(\alpha = 1, 2)$ et leurs complexes conjugués $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}} = (\theta_\alpha)^+$. Les variables de Grassmann vérifient les relations suivantes:[10]

$$\theta_\alpha\theta_\beta\theta_\gamma = 0 \tag{3.136}$$
$$\theta_\alpha\theta_\alpha = 0 \tag{3.137}$$
$$\theta^2 = \theta^\alpha\theta_\alpha \qquad = -2\theta_1\theta_2 \tag{3.138}$$
$$\bar{\theta}^2 = \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \qquad = 2\bar{\theta}^{\dot{1}}\bar{\theta}^{\dot{2}} \tag{3.139}$$

Les variables de Grassmann sont intégrée comme:

$$\int d\theta_\alpha = 0 \tag{3.140}$$

$$\int d\theta_\alpha \theta_\beta = \delta_{\alpha\beta} \tag{3.141}$$

$$\int d\theta_\alpha \bar{\theta}_{\dot{\beta}} = 0 \tag{3.142}$$

$$\begin{aligned}\int d\theta_\alpha \theta^2 &= \int d\theta_\alpha (\theta^\alpha \theta_\beta) \\ &= \int d\theta_\alpha (\varepsilon^{\beta\gamma} \theta_\gamma \theta_\beta) \\ &= \varepsilon^{\beta\gamma} \delta_{\alpha\gamma} \theta_\beta + \varepsilon^{\beta\gamma} \theta_\gamma \delta_{\alpha\beta} \\ &= \varepsilon^{\beta\alpha} \theta_\beta + \varepsilon_{\alpha\gamma} \theta_\gamma \\ &= 2\theta^\alpha \end{aligned} \tag{3.143}$$

$$d^2\theta = -\frac{1}{4} d\theta^\alpha d\theta_\alpha \tag{3.144}$$

$$d^2\bar{\theta} = -\frac{1}{4} d\bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} d^4 \qquad = d^2\bar{\theta} d^2\theta \tag{3.145}$$

$$\int d^2\theta\theta^2 = \int d^2\bar{\theta}\bar{\theta}^2 \tag{3.146}$$

$$\int d^4\theta^2\bar{\theta}^2 = 1 \tag{3.147}$$

3.2 Exemple d'un modèle supersymétrique simple

Dans cette section, on donne la version supersymétrique de la théorie scalaire. La densité lagrangienne s'écrit:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^+ (\partial^\mu \phi) + i\bar{\xi}\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \xi + F^+ F \tag{3.148}$$

Le premier terme repésent lagrangien de Klein-Goordon pour un champ scalaire complexe (sans masse),et le deuxième terme repésent lagrangien de Dirac pour le champ de chiralité gauche ξ (sans masse), F n'est pas physique

Chaque champs se transforme de la manière suivante:

$$\phi' = \phi + \delta\phi \tag{3.149}$$

$$\xi' = \xi + \delta\xi \tag{3.150}$$

$$F' = F + \delta F \tag{3.151}$$

Pour que la transformation soit de type supersymétrique, il faut que ϕ se transforme en ξ et vise versa et que l'action reste invariante. Le choix suivant vérifient ces conditions:

$$\delta\phi = \sqrt{2}\varepsilon\xi \tag{3.152}$$

$$\delta\xi = \sqrt{2}\varepsilon F - i\sqrt{2}\sigma^\mu \bar{\varepsilon} \partial_\mu \phi \tag{3.153}$$

$$\delta F = -i\sqrt{2}\bar{\varepsilon}\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \xi \tag{3.154}$$

3.3 Extension supersymétrique du modèle standard

Dans cette section, on considère l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (ou MSSM). Cette extension est appelée minimale car elle élargit le spectre des particules par un nombre de particules supersymétrique petit par rapport aux autres extension supersymétriques.

3.3.1 Particules de MSSM

il y à 3 générations du quarks et leptons qui sont[12] :

$$Q = \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}, U^c, D^c \tag{3.155}$$

$$L = \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}, N^c, E^c \tag{3.156}$$

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix} \tag{3.157}$$

$$H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \tag{3.158}$$

- Les neutralinos

- Les charginos: il y a deux charginos qui sont fermions et sont chargées électriquement,il sont généralement étiqués$C_{\pm 1}, C_{\pm 2}$,le chargino le plus lourd peut se dégrader à un autre plus léger(désintégration z_0),et les deux peuvent se désintégrer par un$W_{\pm}$ à neutralino

- Squarks sont les superpartenaires scalaires des quarks ,ils peuvent etre produit par des interactions fortes et sont donc faciles à produire hadronique,ils se désintègrent à quarks ,neutralinos ou charginos,il y a deux générations des squarks doivent etre la meme masse donc ne sont pas donnés des noms distincts ,les superpartenaires du quark haut et en bas peuvent etre séparés des squarks plus légers et sont appelés "arret" et "sbottom"

- Gluino: sont des Majorana partenaires fermions du gluon ,ils sont leurs et très forts,ils peuvent produit de manière signification LHC, les gluino se désintègrent soit un quark et anti-squark ou un anti-quark et squark avec un probabilité égale

- Lepton: sont les partenaires scalaires des leptons du modèle standard ,ils sont se trouve habituellement dans les désintégrations d'un charginos et neutralinos si elles sont assez légers pour etre un produit de désintégration

3.4 Le lagrangienne du MSSM

lagrangien du MSSM soft est donné par

$$\mathcal{L}_{soft}^{MSSM} = \mathcal{L}_{SMT}^{MSSM} + \mathcal{L}_{GMT}^{MSSM} + \mathcal{L}_{int}^{MSSM} \tag{3.159}$$

où $\mathcal{L}_{SMT}^{MSSM}$est le terme du masse scalaire donné par :

$$\mathcal{L}_{SMT}^{MSSM} = -\sum_{i,j=1}^{3}((M_L^2)_{ij}\bar{L}_i^+\bar{L}_j + (M_l^2)_{ij}\bar{l}_i^{+c}\tilde{l}_j^c + (M_Q^2)_{ij}\tilde{Q}_i^+\tilde{Q}_j + (M_u^2)_{ij}\tilde{u}_i^{+c}\tilde{Q}_j^c + (M_d^2)_{ij}\tilde{d}_i^{+c}\tilde{d}_j^c + M_1^2 H_1^+ H_1 + M_2^2 H_2 \tag{3.160}$$

où $M_L^2, M_l^2, M_Q^2, M_U^2$ sont des matrices $3 * 3$ réels et hermitiennes
$\mathcal{L}_{GMT}^{MSSM}$est le terme de masse de jaugeino où:

$$\mathcal{L}_{GMT}^{MSSM} = -\frac{1}{2}(M_3\sum_{a=1}^{3}\lambda_G^a\lambda_G^a + M\sum_{i=1}^{3}\lambda^i\lambda^i + M^{prime}\lambda\lambda) \tag{3.161}$$

où M_3, M, M^{prime}sont des matrices $3*3$ complexes et hermitiennes
$\mathcal{L}_{int}^{MSSM}$ est le terme d'interaction:

$$\mathcal{L}_{int}^{MSSM} = -M_{12}(H_1H_2) + \sum_{i,j,k=1}^{3}(A_{ij}^E f_{ij}^l (H_1\tilde{L}_i)\tilde{l}_j^c + A_{ij}^D f_{ij}^d (H_1\tilde{Q}_i)\tilde{d}_j^c + A_{ij}^u f_{ij}^u (H_2\tilde{u}_i)\tilde{u}_j^c) + \hbar \quad (3.162)$$

on peut écrire lagrangienne de susy sous la forme:

$$\mathcal{L}_{susy} = \mathcal{L}_{susy}^{chiral} + \mathcal{L}_{susy}^{chiral} \quad (3.163)$$

où:

$$\mathcal{L}_{susy}^{chiral} = \mathcal{L}_{leptons} + \mathcal{L}_{quark} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{sup} \quad (3.164)$$

et:

$$\mathcal{L}_{leptons} = \int d^4\theta \sum_{i=1}^{3}(K(\hat{L}_i exp(2g\hat{v}) + g^{prime}(\frac{-1}{2})\hat{v}^{prime}, \hat{l}_i) + K(\hat{L}_i^c exp(g^{prime}\hat{v}^{prime}), \hat{L}_i^c)) \quad (3.165)$$

$$\mathcal{L}_{quark} = \int d^4\theta \sum_{i=1}^{3}(K(\hat{\hat{Q}}_i exp(2g_s\hat{v}_c + 2g\hat{v} + g^{prime}(\frac{1}{6})\hat{v}^{prime}), \hat{Q}_i) + K(\hat{\hat{u}}_i^c exp(g^{prime}\hat{v}^{prime}(\frac{-1}{2}) + 2g_s\hat{v}_c), \hat{u}_i^c) + \quad (3.166)$$

et

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \int d^4(K(\hat{\hat{H}}_1 exp(g^{prime}\hat{v}^{prime}(\frac{-1}{2}) + 2g\hat{v}), \hat{H}_1)) + K(\hat{\hat{H}}_2 exp(g^{prime}\hat{v}^{prime}(\frac{1}{2}) + 2g\hat{v}), \hat{H}_1))) \quad (3.167)$$

$$\mathcal{L}_{sup} = \int d^2\theta W + \int d^2\bar{\theta} W \quad (3.168)$$

et

$$\mathcal{L}_{susy}^{chiral} = \frac{1}{4}(\int d^4\theta(\sum_{a=1}^{8} W_s^{a\alpha} W_{s\alpha}^a + \sum_{i=1}^{3} W^{i\alpha} W_\alpha^i + w^{\alpha\prime} W_\alpha')) + hc \quad (3.169)$$

donc lagrangien total de MSSM est donné par:

$$\mathcal{L}^{MSSM} = \mathcal{L}_{susy} + \mathcal{L}_{soft}^{MSSM} \quad (3.170)$$

3.5 Les règles de Feynman

Les propagateur Les vertex

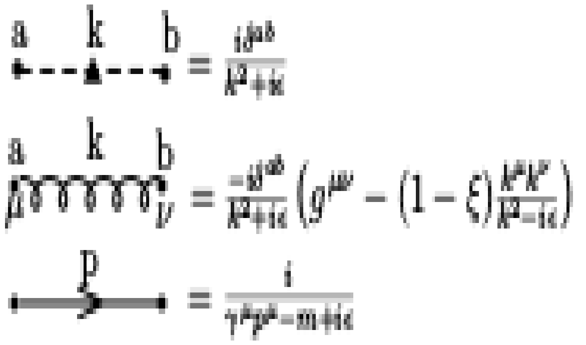


Figure 3.1: Les propagateurs

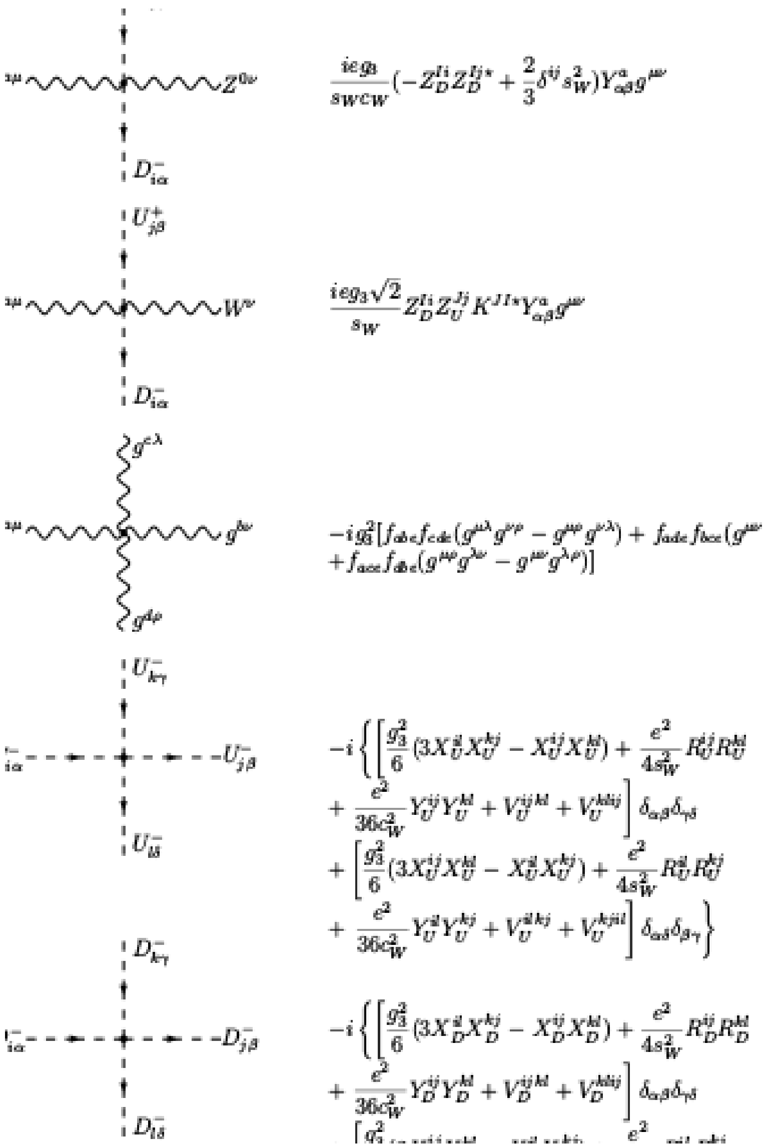
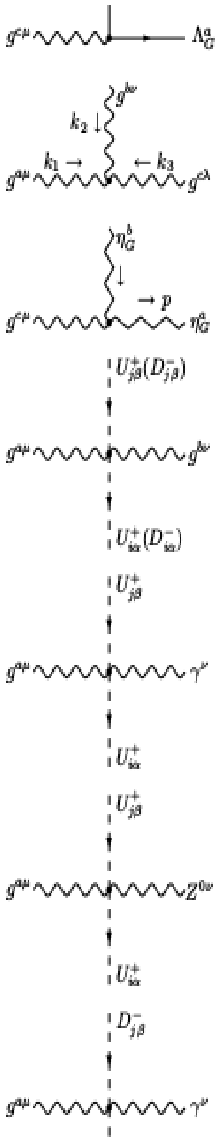


Figure 3.2: Les vertexs



$$-g_3 f_{abc}[g^{\mu\nu}(k_1-k_2)^\lambda + g^{\nu\lambda}(k_2-k_3)^\mu + g^{\mu\lambda}(k_3-k_1)^\nu]$$

$$g_3 f_{abc} p^\mu$$

$$i g_3^2 (Y^a Y^b + Y^b Y^a)_{\alpha\beta} g^{\mu\nu} \delta^{ij}$$

$$\frac{4}{3} i e g_3 Y^a_{\alpha\beta} g^{\mu\nu} \delta^{ij}$$

$$\frac{i e g_3}{s_W c_W}(Z_U^{Ii*} Z_U^{Ij} - \frac{4}{3}\delta^{ij} s_W^2) Y^a_{\alpha\beta} g^{\mu\nu}$$

$$-\frac{2}{3} i e g_3 Y^a_{\alpha\beta} g^{\mu\nu} \delta^{ij}$$

Figure 3.3: Les Les vertexs

Chapitre 4

Production d'une paire de squarks bottom en MSSM

Dans ce chapitre, on étudie la production d'une paire de squark de type bottom dans le grand collisionneur hadronique LHC. On calcule analytiquement la section efficace partonique en employant le package `hip`. On calcule numériquement la section efficace hadronique et les distributions différentielles à l'aide des programme `MadGraph` et `MadAnalysis`.

4.1 Section efficace partonique

Dans cette section, on calcule analytiquement les amplitudes de diffusions et les sections efficaces partonique associés aux sous processus suivants:

$$q + \bar{q} \longrightarrow \tilde{b}_1 + \bar{\tilde{b}}_1 \tag{4.1}$$

$$g + g \longrightarrow \tilde{b}_1 + \bar{\tilde{b}}_1 \tag{4.2}$$

Quelques diagrammes de Feynman décrivant ces processus sont représentés dans les figures (4.1) et (4.1).

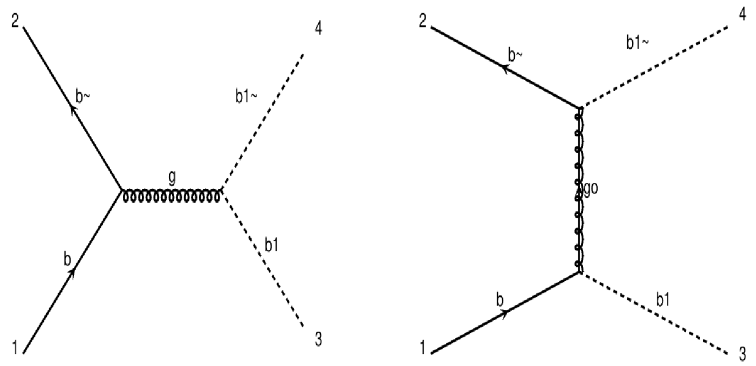


Figure 4.1: Sous-processus $q\bar{q} \rightarrow \tilde{b}_1\bar{\tilde{b}}_1$

La section efficace est une mesure de la probabilité d'un processus de diffusion. Par analogie avec les processus classiques, elle correspond à la surface perpendiculaire au flux des projectiles qui décrit la zone d'interaction autour de la cible. Si l'interaction entre les particules est plus importante, la zone d'interaction (la section efficace) augmente et vise versa. L'unité de section efficace utilisée au niveau subatomique est le barn, où $1barn = 10^{-24}cm^2 = 10^{-28}m^2$(dans système d'unités naturelles), $1barn = 2568GeV^{-2}$. A haute énergie, on utilise souvent le picobarn ($pb = 10^{-40}m^2$) et le fermtobarn ($fb = 10^{-43}m^2$). La forme générale de la section efficace partonique est:

$$\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \int \frac{d^3\vec{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \cdots \frac{d^3\vec{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n}$$
$$\times (2\pi)^4 \delta^4(p_3 + p_4 + ... + p_n - p_1 - p_2) \overline{\sum} |M|^2 \tag{4.3}$$

où $p_3, \cdots, p_n$ sont les quadri-impulsions des particules de l'état finale, $\overline{\sum}|M|^2$ est le carré de l'amplitude sommée et moyennée sur les spins et les couleurs et la fonction $\delta^4(p_3+p_4+...+p_n-p_1-p_2)$ est introduite pour assurer la conservation de l'énergie impulsion.

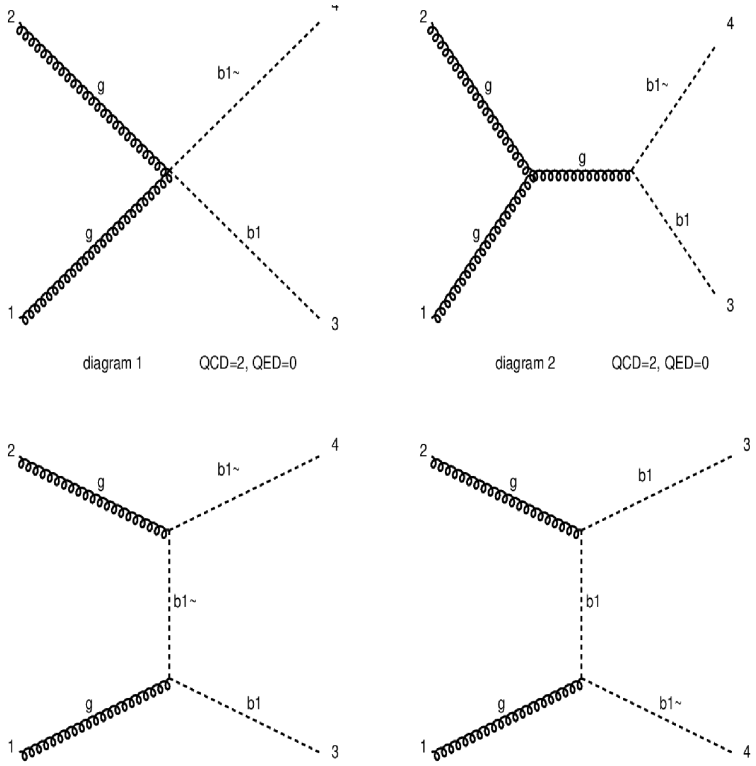


Figure 4.2: Sous-processus $gg \to \tilde{b}_1\bar{\tilde{b}}_1$

4.1.1 Calcul des carrés des amplitudes

4.1.1.1 Sous processus $q\bar{q} \to \tilde{b}_1\bar{\tilde{b}}_1$

On note les amplitudes associés au diagrammes de la Fig. (4.1) M_1 et M_2, respectivement. Alors,

$$\begin{aligned} M_1 &= \bar{v}_j(p_2)(-ig_s\gamma^\mu T^a_{ji})u_i(p_1)(\frac{ig_{\mu\nu}\delta^{ab}}{(p_1+p_2)^2}(-ig_sT^b_{kl}(p_3^\nu - p_4^\nu))1_k1_l \\ &= \frac{-ig_s^2}{(p_1+p_2)^2}T^a_{ji}T^a_{kl}\bar{v}_j(p_2)\gamma^\mu u_i(p_1)(p_{3\mu} - p_{4mu})1_k1_l \end{aligned} \tag{4.4}$$

Son complexe conjugué est

$$\bar{M}_1 = \frac{ig_s^2}{(p_1+p_2)^2}T^{a'}_{i'j'}T^{a'}_{l'k'}\bar{u}_{i'}(p_1)\gamma^{\mu'}v_{j'}(p_2)(p_{3\mu'} - p_{4\mu'})1_{k'}1_{l'} \tag{4.5}$$

Le carré sommé et moyenné sur les spins et les couleurs est:

$$\sum |M_1|^2 = \frac{g_s^4}{4N^2(p_1+p_2)^2}tr[T^aT^{a'}]tr[T^aT^{a'}]tr[p_2\gamma^\mu p_1\gamma^{\mu'}](p_{3\mu}p_{3\mu'} - p_{3\mu}p_{4\mu'} - p_{4\mu}p_{3\mu'} + p_{4\mu}p_{4\mu'}) \tag{4.6}$$

$$tr[T^aT^{a'}]tr[T^aT^{a'}] = \frac{\delta^{aa'}\delta^{aa'}}{4} = \frac{N^2-1}{4} \tag{4.7}$$

$$\begin{aligned} tr[p_2\gamma^\mu p_1\gamma^{\mu'}] &= p_{2\alpha}p_{1\beta}tr[\gamma^\alpha\gamma^\mu\gamma^\beta\gamma^{\mu'}] \\ &= 4[p_2^{\mu'}p_1^\mu + p_2^\mu p_1^{\mu'} - g^{\mu\mu'}p_1\cdot p_2] \end{aligned} \tag{4.8}$$

On utilise les variables de Mandelstam,

$$s = (p_1+p_2)^2 = 2m^2_{b_1} + 2p_3\cdot p_4 \tag{4.9}$$

$$t = (p_1-p_3)^2 = m^2_{b_1} - 2p_1\cdot p_3 = m^2_{b_1} - 2p_2\cdot p_4 \tag{4.10}$$

$$u = (p_1-p_4)^2 = m^2_{b_1} - 2p_1\cdot p_4 = m^2_{b_1} - 2p_2\cdot p_3 \tag{4.11}$$

et la constante

$$C_F = \frac{N^2 - 1}{2N} \tag{4.12}$$

Finalement, le carré de l'amplitude s'écrit:

$$\sum |M_1^2| = \frac{g_s^4 c_f}{4Ns^2}(s^2 - (t-u)^2 - 4sm_{sq}^2) \tag{4.13}$$

4.1.1.2 Sous processus $gg \to \tilde{b}_1\bar{\tilde{b}}_1$

On note les amplitudes associées aux diagrammes de Feynman de la Fig. (4.1) M_3, M_4, M_5 et M_6. L'amplitude M_3 s'écrit:

$$\begin{aligned} M_3 &= \varepsilon_\mu^a(p_1)\varepsilon_\nu^b(p_2)1_i1_j(ig_s g^{\mu\nu}(T^aT^b + T^bT^a)_{ij}) \\ &= ig_s\varepsilon_\mu^a(p_1)\varepsilon^{b\nu}(p_2)1_i1_j(T^aT^b + T^bT^a)_{ij} \end{aligned} \tag{4.14}$$

son complexe conjugué

$$\bar{M}_3 = -ig_s\varepsilon_{\mu'}^{a'}(p_1)\varepsilon^{b'\nu'}(p_2)1_{i'}1_{j'}(T^{a'}T^{b'} + T^{b'}T^{a'})_{j'i'} \tag{4.15}$$

Le carré de l'amplitude s'écrit:

$$\begin{aligned} \sum |M_3|^2 &= (\frac{g_s^2}{4(N^2-1)})g_{\mu\mu'}g^{\mu\mu'}\delta^{aa'}\delta^{bb'}\delta_{ii'}\delta_{jj'}(T^aT^b + T^bT^a)_{ij}(T^{b'}T^{a'} + T^{a'}T^{b'})_{j'i'} \\ &= (\frac{g_s^2}{(N^2-1)^2})(T^aT^b + T^bT^a)_{ij}(T^bT^a + T^aT^b)_{ji} \\ &= \frac{-g_s^2}{N(N^2-1)^2} \end{aligned} \tag{4.16}$$

Où on a utilisé:

$$tr[T^aT^bT^aT^b] = \frac{\delta^{ab}\delta^{ab}}{4N} = \frac{-(N^2-1)^2}{4N} \tag{4.17}$$

$$1_i1_{i'} = \delta_{ii'} \tag{4.18}$$

L'amplitude M_4 s'écrit:

$$\begin{aligned} M_4 &= -\varepsilon_\mu^a(p_1)\varepsilon_\nu^b(p_2)g_s f_{abc}(g^{\mu\nu}(p_1-p_2)^\lambda + g^{\nu\lambda}(p_2-p)^\mu + g^{\mu\lambda}(p-p_1)^\nu)(\frac{-ig_{\lambda\rho}\delta^{cd}}{(p_1+p_2)^2})(-ig_s(p_3-p_4)_\rho T_{ij}^c)1_i1_j \\ &= (\frac{g_s^2}{(p_1+p_2)^2})\varepsilon_\mu^a(p_1)\varepsilon_\nu^b(p_2)f_{abc}(g^{\mu\nu}(p_1-p_2)^\lambda - g^{\nu\lambda}p_1^\mu + g^{\mu\lambda}p_2^\nu)(p_3-p_4)^\lambda T_{ij}^c1_i1_j \end{aligned} \tag{4.19}$$

son complexe conjugué est:

$$\bar{M}_4 = \frac{g_s^2}{(p_1+p_2)^2}\varepsilon_{\mu'}^{a'}(p_1)\varepsilon_{\nu'}^{b'}(p_2)f_{a'b'c'}(g^{\mu'\nu'}(p_1-p_2)^{\lambda'} - g^{\nu'\lambda'}p_1^{\mu'} + g^{\mu'\lambda'}p_2^{\nu'})(p_3-p_4)^{\lambda'}T_{j'i'}^{c'}1_{i'}1_{j'} \tag{4.20}$$

Le carré d'amplitude M_4 sommé sur spin et couleur est:

$$\begin{aligned} \sum |M_4|^2 &= (\frac{g_s^4}{4(N^2-1)^2(p_1+p_2)^4})g_{\mu\mu'}g_{\nu\nu'}\delta^{aa'}\delta^{bb'}\delta_{cc'}\delta_{ii'}\delta_{jj'}f_{abc}f_{a'b'c'}(g^{\mu\nu}(p_1-p_2)^\lambda - g^{\nu\lambda}p_1^\mu \\ &+ g^{\mu\lambda}p_2^\nu)(g^{\mu\nu}(p_1-p_2)^\lambda - g^{\nu\lambda}p_1^\mu + g^{\mu\lambda}p_2^\nu)(p_3-p_4)^\lambda T_{ij}^c1_i1_j(p_3-p_4)^\lambda T_{ij}^c1_i1_j \\ &= \frac{5g_s^4N}{32s^2}(t-u)^2 \end{aligned} \tag{4.21}$$

car:

$$f_{acd}d_{bcd} = 0 \tag{4.22}$$
$$f_{acd}f_{bcd} = N\delta_{ab} \tag{4.23}$$

Pour le diagramme 5, l'amplitude M_5 est donnée par:

$$\begin{aligned}M_5 &= \varepsilon^a_\mu(p_1)1_i(\frac{i}{(p_1-p_3)^2})(-ig_s(p-p_3)_\mu T^a_{ik})(-ig_s(p-p_4)_\nu T^b_{kj})\varepsilon^b_\nu(p_2)1_j \\ &= \frac{-ig_s^2}{(p_1-p_3)^2}T^a_{ik}T^b_{kj}1_i1_j\varepsilon^a_\mu(p_1)\varepsilon^b_\nu(p_2)(p_{1\mu}p_{2\nu}-2p_{1\mu}p_{4\nu}-2p_{3\mu}p_{2\nu}+4p_{3\mu}p_{4\nu})\end{aligned} \tag{4.24}$$

son complexe conjugué est:

$$\bar{M}_5 = \frac{ig_s^2}{(p_1-p_3)^2}T^{a'}_{k'i'}T^{b'}_{j'k'}1_{i'}1_{j'}\varepsilon^{a'}_{\mu'}(p_1)\varepsilon^{b'}_{\nu'}(p_2)(p_{1\mu'}p_{2\nu'}-2p_{1\mu'}p_{4\nu'}-2p_{3\mu'}p_{2\nu'}+4p_{3\mu'}p_{4\nu'}) \tag{4.25}$$

Le carré d'amplitude M_5 sommé sur spin et couleur est:

$$\begin{aligned}\sum|M_5|^2 &= \frac{g_s^4}{4(N^2-1)^2(p_1-p_3)^4}T^a_{ik}T^b_{kj}T^{a'}_{k'i'}T^{b'}_{j'k'}\delta_{ii'}\delta_{jj'}\delta_{kk'}\delta^{aa'}\delta^{bb'}g_{\mu\mu'}g_{\nu\nu'}(p_{1\mu}p_{2\nu}-2p_{1\mu}p_{4\nu} \\ &\quad -2p_{3\mu}p_{2\nu}+4p_{3\mu}p_{4\nu})(p_{1\mu'}p_{2\nu'}-2p_{1\mu'}p_{4\nu'}-2p_{3\mu'}p_{2\nu'}+4p_{3\mu'}p_{4\nu'}) \\ &= (\frac{g_s^4}{4N(N^2-1)^2t^2})(-m_{sq}^4-t^2-2m_{sq}^2t)\end{aligned} \tag{4.26}$$

L'amplitude M_6 s'écrit:

$$\begin{aligned}M_6 &= \varepsilon^a_\mu(p_1)1_i(\frac{i}{(p_1-p_4)^2})(-ig_s(p-p_4)_\mu T^a_{ik})(-ig_s(p-p_3)_\nu T^b_{kj})\varepsilon^b_\nu(p_2)1_j \\ &= \frac{-ig_s^2}{(p_1-p_4)^2}T^a_{ik}T^b_{kj}1_i1_j\varepsilon^a_\mu(p_1)\varepsilon^b_\nu(p_2)(p_{1\mu}p_{2\nu}-2p_{1\mu}p_{3\nu}-2p_{4\mu}p_{2\nu}+4p_{4\mu}p_{3\nu})\end{aligned} \tag{4.27}$$

son complexe conjugué

$$\bar{M}_6 = \frac{ig_s^2}{(p_1-p_4)^2}T^{a'}_{k'i'}T^{b'}_{j'k'}1_{i'}1_{j'}\varepsilon^{a'}_{\mu'}(p_1)\varepsilon^{b'}_{\nu'}(p_2)(p_{1\mu'}p_{2\nu'}-2p_{1\mu'}p_{3\nu'}-2p_{4\mu'}p_{2\nu'}+4p_{4\mu'}p_{3\nu'}) \tag{4.28}$$

Le carré d'amplitude M_6 sommé sur spin et couleur est:

$$\begin{aligned}\sum|M_6|^2 &= \frac{g_s^4}{4(N^2-1)^2(p_1-p_4)^4}T^a_{ik}T^b_{kj}T^{a'}_{k'i'}T^{b'}_{j'k'}\delta_{ii'}\delta_{jj'}\delta_{kk'}\delta^{aa'}\delta^{bb'}g_{\mu\mu'}g_{\nu\nu'}(p_{1\mu}p_{2\nu}-2p_{1\mu}p_{3\nu} \\ &\quad -2p_{4\mu}p_{2\nu}+4p_{4\mu}p_{3\nu})(p_{1\mu'}p_{2\nu'}-2p_{1\mu'}p_{3\nu'}-2p_{4\mu'}p_{2\nu'}+4p_{4\mu'}p_{3\nu'}) \\ &= (\frac{g_s^4}{4N(N^2-1)^2u^2})(-m_{sq}^4-u^2-2m_{sq}^2u)\end{aligned} \tag{4.29}$$

On calcule, maintenant, les termes d'interférence. On rappelle que le carré de l'amplitude totale s'écrit

$$\begin{aligned}\overline{\sum}|M_3+M_4+M_5+M_6|^2 &= \overline{\sum}|M_3|^2+\overline{\sum}|M_4|^2+\overline{\sum}|M_5|^2+\overline{\sum}|M_6|^2 \\ &\quad +2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum}M_3\bar{M}_4\right)+2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum}M_3\bar{M}_5\right)+2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum}M_3\bar{M}_6\right) \\ &\quad +2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum}M_4\bar{M}_5\right)+2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum}M_4\bar{M}_6\right) \\ &\quad +2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum}M_5\bar{M}_6\right)\end{aligned} \tag{4.30}$$

$$2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum} M_3\bar{M}_4\right) = 2ig_s\varepsilon^a_\mu(p_1)\varepsilon^b_\nu(p_2)1_i1_j(T^aT^b+T^bT^a)_{ij}(\frac{g_s^2}{(p_1+p_2)^2})\varepsilon^{a'}_{\mu'}(p_1)\varepsilon^{b'}_{\nu'}(p_2)f_{a'b'c'}$$
$$\times((g^{\mu'\nu'}(p_1-p_2)^{\lambda'} - g^{\nu'\lambda'}p_1^{\mu'} + g^{\mu'\lambda'}p_2^{\nu'})(p_3-p_4)^{\lambda'}T^{c'}_{j'i'}1_{i'}1_{j'})$$
$$= 3g_s^3 f_{abc}(d^{abc}+f^{abc})\frac{u-t}{s}$$
$$= 3g_s^3 N(N^2-1)\frac{u-t}{s} \tag{4.31}$$

$$2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum} M_3\bar{M}_5\right) = 2ig_s\varepsilon^a_\mu(p_1)\varepsilon^b_\nu(p_2)1_i1_j(T^aT^b+T^bT^a)_{ij}(\frac{ig_s^2}{(p_1-p_3)^2}T^{a'}_{k'i'}T^{b'}_{j'k'}1_{i'}1_{j'}\varepsilon^{a'}_{\mu'}(p_1)\varepsilon^{b'}_{\nu'}(p_2)$$
$$\times(p_{1\mu'}p_{2\nu'} - 2p_{1\mu'}p_{4\nu'} - 2p_{3\mu'}p_{2\nu'} + 4p_{3\mu'}p_{4\nu'}))$$
$$= (\frac{-2g_s^2}{(p_1-p_3)^2})(2tr[T^aT^b+T^bT^a])g_{\mu\mu'}g_{\mu\nu'}(p_{1\mu'}p_{2\nu'} - 2p_{1\mu'}p_{4\nu'}$$
$$-2p_{3\mu'}p_{2\nu'} + 4p_{3\mu'}p_{4\nu'})$$
$$= (\frac{g_s^2(N^2-1)}{Nt})(\frac{5}{2}s - 6m_{sq}^2 + 2u) \tag{4.32}$$

$$2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum} M_4\bar{M}_5\right) = 2\frac{g_s^2}{(p_1+p_2)^2}\varepsilon^a_\mu(p_1)\varepsilon^b_\nu(p_2)f_{abc}(g^{\mu\nu}(p_1-p_2)^\lambda - g^{\nu\lambda}p_1^\mu + g^{\mu\lambda}p_2^\nu)(p_3-p_4)^\lambda T^c_{ij}1_i1_j$$
$$\times(\frac{ig_s^2}{(p_1-p_3)^2}T^{a'}_{k'i'}T^{b'}_{j'k'}1_{i'}1_{j'}\varepsilon^{a'}_{\mu'}(p_1)\varepsilon^{b'}_{\nu'}(p_2)(p_{1\mu'}p_{2\nu'} - 2p_{1\mu'}p_{4\nu'} - 2p_{3\mu'}p_{2\nu'} + 4p_{3\mu'}p_{4\nu'}))$$
$$= \frac{g_s^4}{2su}f_{abc}(d^{abc}+f^{abc})(-8m_{sq}^4 - \frac{5st}{2} - 2t^2 + \frac{su}{2} + tu + u^2m_{sq}^2(2s+7t+u))$$
$$= \frac{g_s^4}{2su}N(N^2-1)(-8m_{sq}^4 - \frac{5st}{2} - 2t^2 + \frac{su}{2} + tu + u^2m_{sq}^2(2s+7t+u)) \tag{4.33}$$

$$2\mathrm{Re}\left(\overline{\sum} M_5\bar{M}_6\right) = (\frac{-ig_s^2}{(p_1-p_3)^2}T^a_{ik}T^b_{kj}1_i1_j\varepsilon^a_\mu(p_1)\varepsilon^b_\nu(p_2)(p_{1\mu}p_{2\nu} - 2p_{1\mu}p_{4\nu} - 2p_{3\mu}p_{2\nu} + 4p_{3\mu}p_{4\nu}))$$
$$\times(\frac{ig_s^2}{(p_1-p_4)^2}T^{a'}_{k'i'}T^{b'}_{j'k'}1_{i'}1_{j'}\varepsilon^{a'}_{\mu'}(p_1)\varepsilon^{b'}_{\nu'}(p_2)(p_{1\mu'}p_{2\nu'} - 2p_{1\mu'}p_{3\nu'} - 2p_{4\mu'}p_{2\nu'} + 4p_{4\mu'}p_{3\nu'}))$$
$$= 2g_s^4(m_{sq}^2+u)^2 \tag{4.34}$$

4.1.2 Calcules de la section efficace partonique

L'expression de le section efficace est:

$$\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(p_1\cdot p_2)^2 - m_1m_2}}(\int\prod^{N_f} d^3P_i\frac{1}{\prod^{N_F}(2\pi)^3 2E_i}(2\pi)^4\delta^{(4)}(p_3+p_4-p_2-p_1)\sum|M|^2) \tag{4.35}$$

Dans notre cas, les processus sont de type $2 \longrightarrow 2$, dans le référentiel centre de masse (CM), les 4-impulsions des particules initiales s'écrivent:

$$\vec{p_1} = \begin{pmatrix}0\\0\\p_{z1}\end{pmatrix} \qquad \vec{p_2} = \begin{pmatrix}0\\0\\-p_{z1}\end{pmatrix} \tag{4.36}$$

où $\vec{p_1}+\vec{p_2} = 0$ et $|\vec{p_1}| = |\vec{p_2}|$.

On utilise la relation de la conservation de l'énergie-impulsion, on montre que

$$E_1 = E_2 = \sqrt{s}/2. \tag{4.37}$$

Les variables de MandelStam t et u s'écrivent en fonction de s et θ,

$$t = (1 - \cos\theta)\frac{s}{4} \qquad u = (1 + \cos\theta)\frac{s}{4} \tag{4.38}$$

Donc l'expression de la section efficace devient:

$$\sigma = \frac{1}{32\pi\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1 m_2}} \int d\cos\theta d|\vec{P_3}|\delta(E_3 + E_4 - E_1 - E_2)\delta^{(3)}(\vec{p_3} + \vec{p_3} - \vec{p_1} - \vec{p_2}) \sum |M|^2 \tag{4.39}$$

pour $\vec{p_4} = \vec{p_1} + \vec{p_2} - \vec{p_3}$

$$\sigma = \frac{1}{32\pi\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1 m_2}} \int d\cos\theta d|\vec{p_3}|\delta(\sqrt{s} - 2|\vec{p_3}|) \sum |M|^2 \tag{4.40}$$

Pour linéariser l'argument de la fonction δ, on utilise la relation:

$$\begin{aligned} \delta(g(x)) &= \sum \frac{\delta(x - x_i)}{|g'(x_i)|} \\ g(\vec{p_3}) &= \sqrt{s} - 2\,|\vec{p_3}| \Longrightarrow |\vec{p_0}| \\ &= \frac{\sqrt{s}}{2} && (4.41) \\ g' &= 2 && (4.42) \\ \delta(\sqrt{s} - 2\vec{p_3}) &= \frac{\delta(|\vec{p_3}| - \frac{\sqrt{s}}{2})}{2} && (4.43) \end{aligned}$$

La section efficace différentielles (sur $\cos(\theta)$) s'écrit sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos} &= \frac{\sum |M|^2}{64\pi\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2}} \\ &= \frac{\sum |M|^2}{64\pi s} && (4.44) \end{aligned}$$

4.2 Section efficace hadronique

Dans les collisions hadronique, la section efficace hadronique est très importante car elle donne la probabilité de produire des particules dans ces collision. Elle dépend de la section efficace partonique et les fonctions de distribution partonique, elle s'écrit sous la forme:

$$\sigma^{had} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \hat{\sigma}_{ij} \tag{4.45}$$

où $\hat{\sigma}$ est la section efficace partonique, elle décrit l'interaction entre les partons à langue portée; $f_i(x_1)$ et $f_j(x_2)$ sont les fonctions de distribution partonique, elles contient les informations sur la distribution des partons à l'intèrieur du proton et décrivent la physique à langue portée.

Dans cette section, on étudie la variation de la section efficace hadronique en fonction de la masse des squarks bottom et en fonction de l'échelle de factorisation. On produit aussi les distributions différentielles sur l'impulsion transverse des squarks $p_T(\tilde{b}_1)$ et $p_T(\bar{\tilde{b}}_1)$ et la masse invariante $M(\tilde{b}_1\bar{\tilde{b}}_1)$.

On utilise `MadGraph` pour produire ces quantités (et `MadAnalysis` pour les tracer). Pour générer le code qui calcule la section efficace hadronique par `MadGraph`, on suit les étapes suivantes:

- Lancer MadGraph: ./bin/mg5-aMC
- Importer le modèle MSSM: Import model MSSMatNLO-UFO
- Générer le processus $pp > b_1 b_1$: generate $pp > b_1 b_1$
- Créer les amplitudes et le code qui calcule la sectio efficace: output pp-sqsqbar
- Pour changer les paramètres externes comme la masse, l'énergie,l'echelle, on utilise la commande Set comme set ebeam pour l'énergie (ou on échange la dirèctement dans le ficher card/run-card.dat et card/parap-card.dat)
- Les résultat sont stokés dans Events

On suppose que les échelles de renormalisation et de factorisation égales à la masse du squark ($\mu_F = \mu_R = m_{sq}$). Voici quelques valeurs de la section efficace hadronique pour une énergie du centre de masse ($\sqrt{s} = 14$) TeV et pour différentes valeur de la masse du squark.

$\sigma(pb)$	M_{b1} GeV
$54,77 \pm 0,13$	200
$0,4954 \pm 0,00092$	500
$0,006527 \pm 1,2.10^{-5}$	1000
$0,0002802 \pm 6.6.10^{-7}$	1500
$5,24.10^{-5} \pm 1,2.10^{-7}$	1800
$1,797.10^{-5} \pm 3,9.10^{-8}$	2000
$1,335.10^{-6} \pm 3,4.10^{-9}$	2500
$2,912.10^{-7} \pm 7,4.10^{-10}$	2800
$1,068.10^{-7} \pm 2,9.10^{-10}$	3000

La section efficace varie aussi en fonction de l'énergie. Par exemple, pour $m_{sq} = 500$ GeV, la section efficace hadronique de la production d'une paire de squark prend les valeurs suivantes pour $\sqrt{s} = 13, 8, 7$ TeV:

$\sigma(pb)$	$\sqrt{s}TeV$
$54,77$	14
$46,11$	13
$13,45$	8
$9,279$	7

La section efficace dépend aussi de l'échelle de factorisation. Pour $m_{sq} = 200$ GeV, $\sqrt{s} = 14$ TeV et pour $\mu_F \in [200, 3000]$ GeV, elle prend les valeurs suivantes:

$\sigma(pb)$	$\mu_f GeV$
$0,7668 \pm 0,0014$	200
$0,4959 \pm 0,0009$	500
$0,366 \pm 0,00076$	1000
$0,3109 \pm 0,00062$	1500
$0,2888 \pm 0,00047$	1800
$0,2769 \pm 0,00051$	2000
$0,254 \pm 0,00049$	2500
$0,2439 \pm 0,00066$	2800
$0,2377 \pm 0,00044$	3000

On utilise le programme Origine pour tracer les résultats:

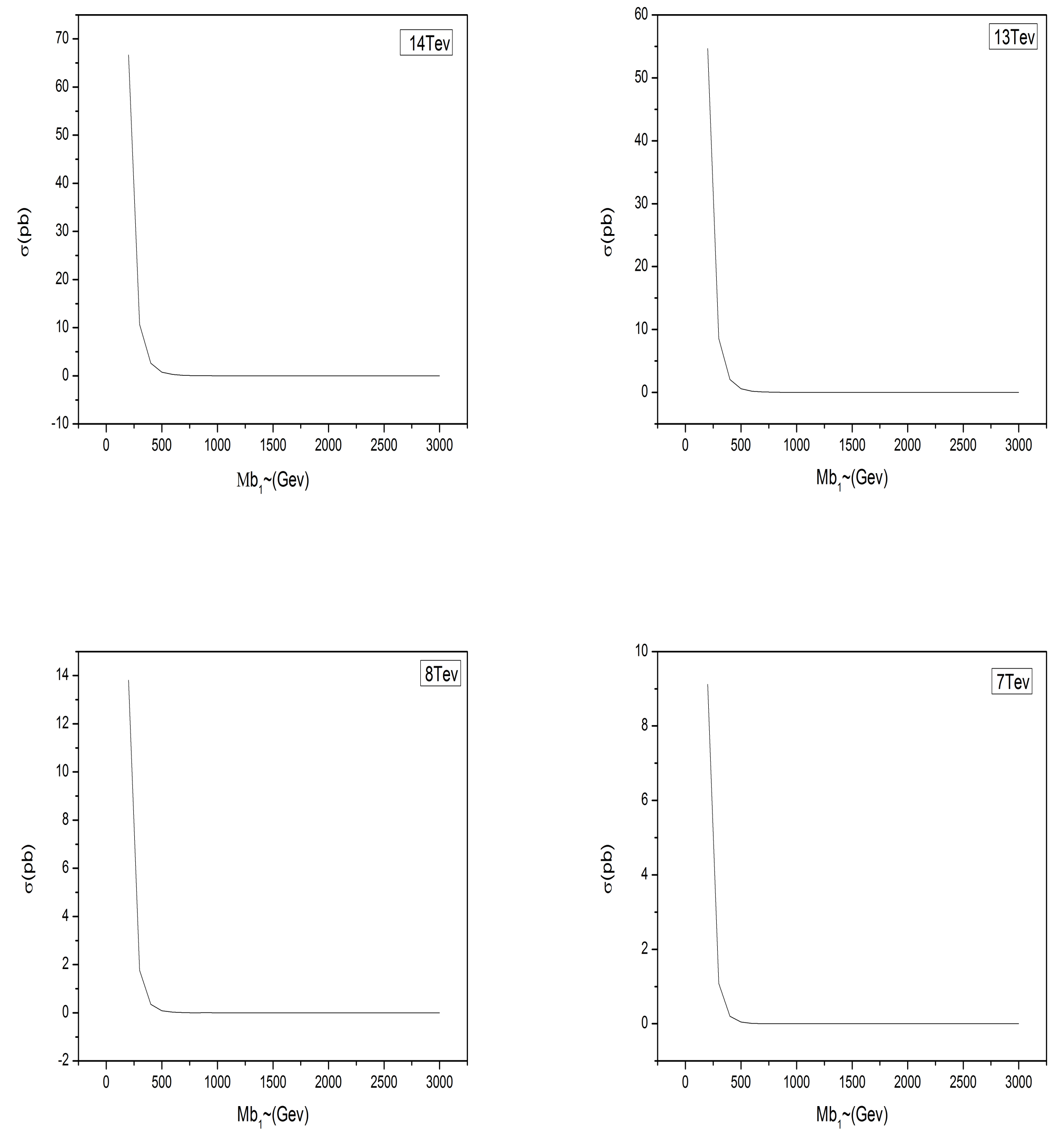


Figure 4.3: Variation de section efficace en fonction de la masse de sbottom pour $\sqrt{s} = 14, 13, 8, 7$ TeV

Les figures (5.3) représentent la Variation de section efficace en fonction de la masse. On voit que la section efficace diminue lorsque la masse augmente, elle s'annule pour des masses très grandes.

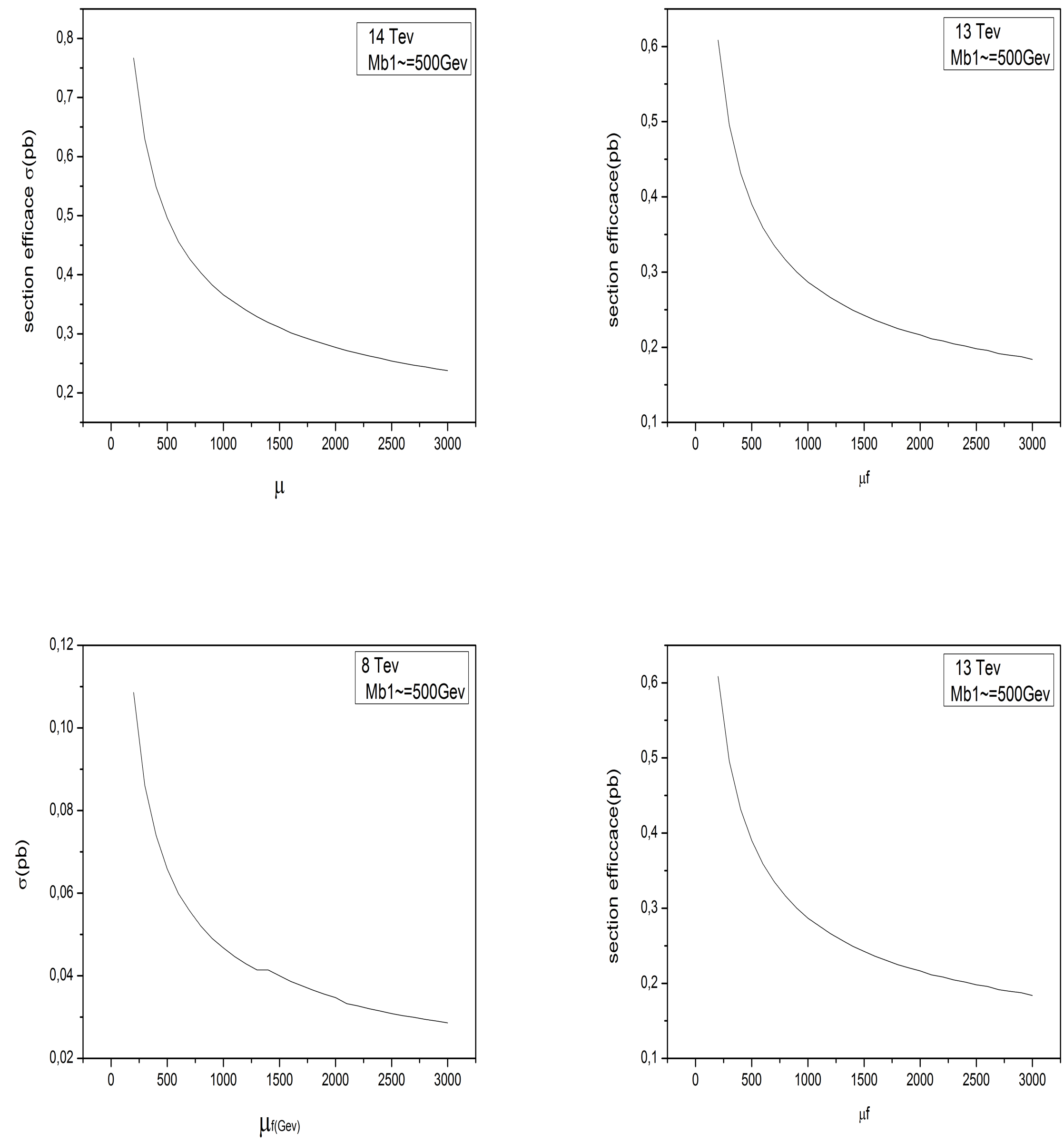
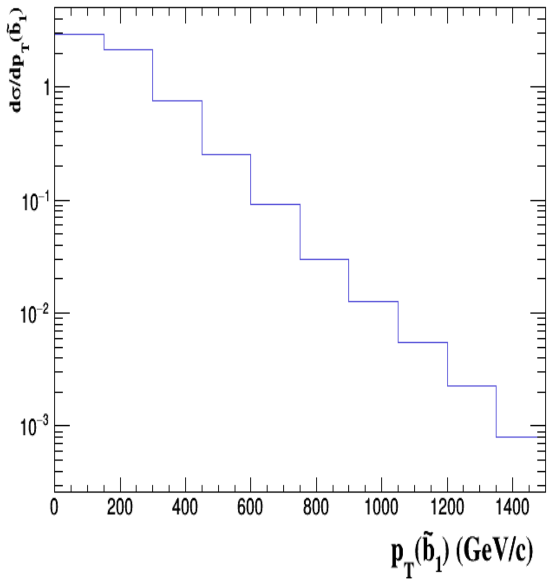


Figure 4.4: Variation de section efficace en fonction d'échelle μ_F pour une masse fixée $m_{sq} = 500Gev$

Les figures (5.4)représentent la Variation de la section efficace en fonction de l'échelle. On voit que la section efficace diminue lorsque l'échelle augmente, elle devient presque stable pour des échelles très grandes.

4.3 La section efficace différentielles



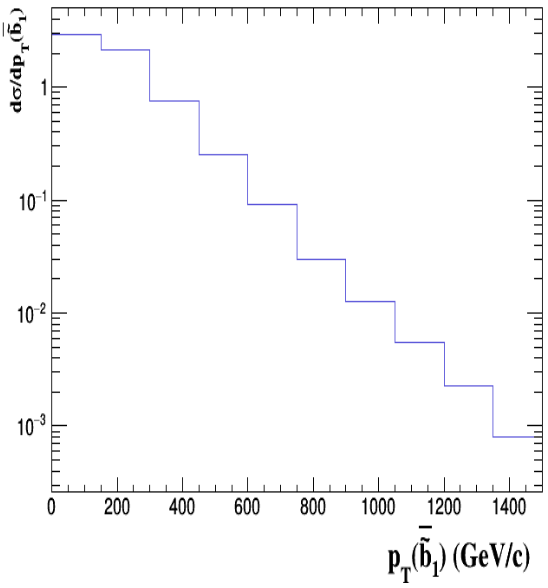


Figure 4.5: Sections efficaces différentielles en fonction de $P_T(\tilde{b}_1)$ et $P_T(\bar{\tilde{b}}_1)$ pour $m_{b_1} = 300$ GeV.

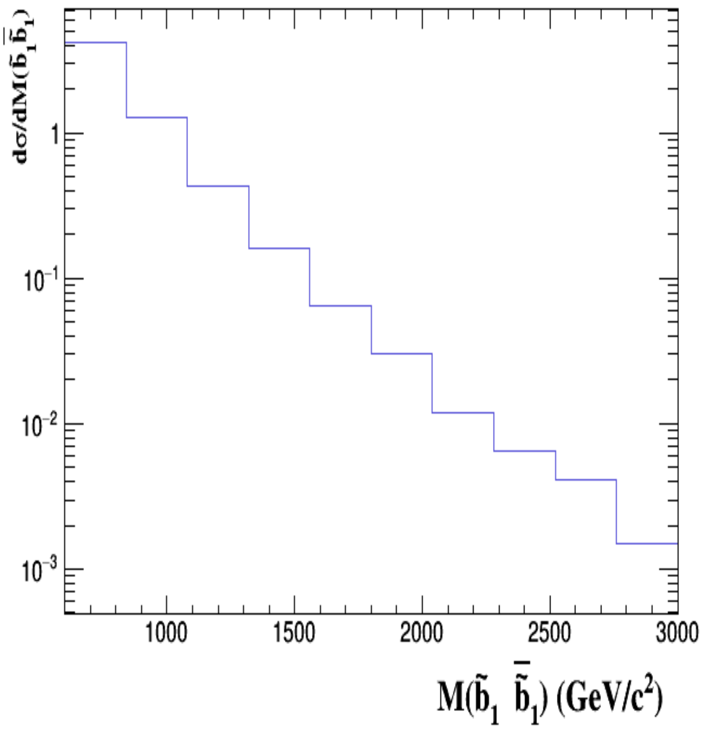


Figure 4.6: Section efficace différantielle en $M_T(b_1\bar{b_1})$ pour $m_{b_1} = 300$ GeV.

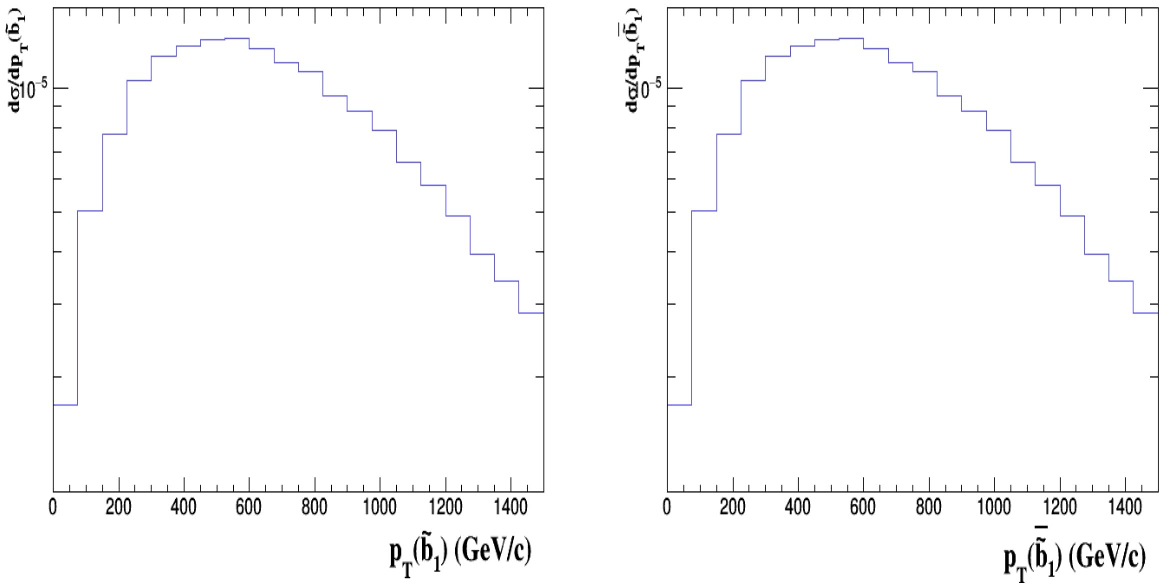


Figure 4.7: Sections efficaces différentielles en fonction de $P_T(\tilde{b}_1)$ et $P_T(\bar{\tilde{b}}_1)$ pour $m_{b_1} = 1500$ GeV.

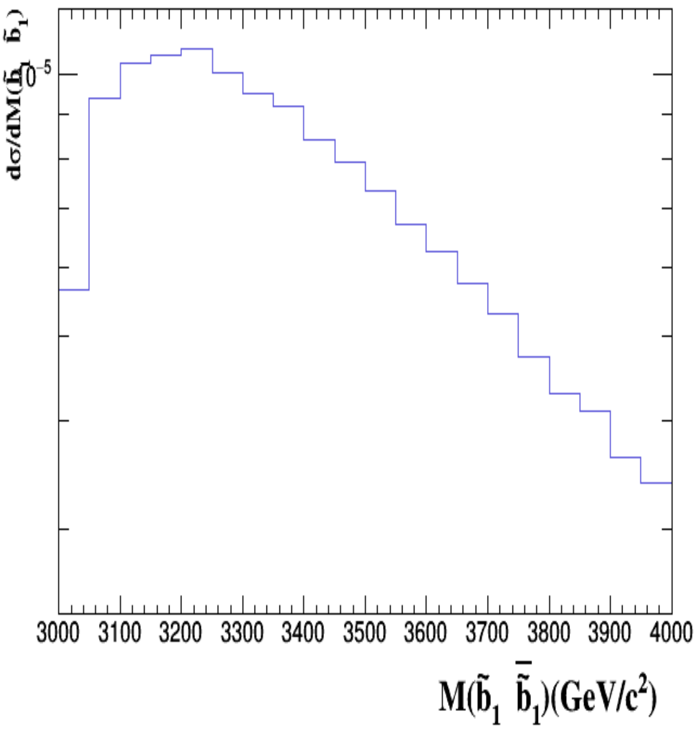


Figure 4.8: Section efficace différantielle en $M_T(b_1\bar{b_1})$ pour $m_{b_1} = 1500$ GeV.

Chapitre 5

Production d'une paire de squark avec un jet

Dans ce chapitre, on étudie la production d'une paire de squarks avec un jet au LHC,

$$pp \longrightarrow \tilde{b}_1 + \bar{\tilde{b}}_1 + j \tag{5.1}$$

5.1 Jets su LHC

Dans les expériences de collision hadroniques, lorsque deux hadrons entrent en collision, toutes les particules produites sont vu comme un jet d'énergie, elle se combinent en hadrons formant des jets, qui sont ensuite détectés expérimentalement[14]. Un jet donc peut être cosidéré comme un parton dur, mou ou colinéaire. On utilise les jets à la fois pour tester la validité de la chromodynamique quantique à haut énergie, et pour identifier la structure partonique dur de désintégrations des particules massives comme $W^{\pm}, Z^0$.

Variables cinématiques

- L'impulsion transverse P_T est définit par:

  $$P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \tag{5.2}$$

  P_x^2, P_y^2 sont des composants orthogonale de la quantité du mouvement.

- La masse transverse M_T est une quantité invariant sous trasformetion de Lorentz, elle est donnée par:

  $$M_T = \sqrt{m^2 + P_T^2} \tag{5.3}$$

  m est la masse invariante

- La rapidité $y = \frac{1}{2} \lg \frac{E+p_z}{E-p_z}$

- Psoudo-rapidité $\eta = -\lg \tan \frac{\theta}{2}$

- La masse de jet $M_j = \sqrt{(P_3 + \sum_{i \in jet} K_i)^2}$
  où $0 < \phi < 2\pi$ et

  $$K = K_T(\cosh \eta_i, \cos \phi, \sin \phi, \sinh \eta_i) \tag{5.4}$$
  $$P_3 = P_T(\cosh \eta, 0, 0, \sinh \eta) \tag{5.5}$$

- L'impulsion de parton $P^{\mu} = (\sqrt{m^2 + P_T^2} \cosh \eta, P_T \cos \phi, P_T \sin \phi, \sqrt{m^2 + P_T^2} \sinh \eta)$

- La masse invariante jet-jet $M^{jj} = 2P_T \cosh(y^*)$
  où $y^* = y_3 - y_{boot}$

- $\triangle R = \sqrt{(\triangle y)^2 + (\triangle \phi)^2}$

- $x_T = \frac{2P_T}{\sqrt{s}}$

- L'énergie transverse E_T

5.2 L'algorithme de jet

Un algorithme de jet est un ensemble entièrement spécifié de règles pour projeter des informations à partier d'un grand nombre d'objets de hadrons comme sur un petit nombre d'objets parton, il est travailler à tous les niveaux d'énergie afin de permettre des comparaisons juste et directes entre les donnée et la théorie.
Il existe deux classe principales de'algorithme de jet qui sont algorithmes de cone et algorithmes de recombinaison séquantielle[18]

5.2.1 Algorithme de cone:

on prend une particule initiale de graine i, habituellement le plus dur, et on résume les moment de toutes les particules j, l'intèrieur d'un cone de rayon R envirn i en angle azimutal ϕ et Psoudo-rapidité η, Donc toutes les particules j avec $\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 < R$, et utiliser leur pour déterminer les propiétés du cone:

$$P^c = (E^c, p^c) \tag{5.6}$$

$$\bar{y^c} = \frac{1}{2} \ln \frac{E^c + p_x^c}{E^c - p_x^c} \tag{5.7}$$

$$\bar{\phi^c} = \tan^{-1}(\frac{p_y^c}{p_x^c}) \tag{5.8}$$

Si $y^c = \bar{y^c}$ et $\phi^c = \bar{\phi^c}$, le cone identfie comme "stable" care la somme des impulsions de toutes les particules à l'intèrieur de points de cone est dans la meme direction, si le cone n'est pas stable, l'étape de classification est répétée en utilisent le neuveau centroide, ce processus est répété jusqu'à ce que tous les cones intérativement identfiés sont stable

5.2.2 Les Algorithme de recombinaison séquantielle

On peut etre considéré le développement d'un jet commr une conséquance derépétition $1 \longrightarrow 2$ de branchement de quarks et de qluons au sein de QCD, li est défini la paire de particulesà combiner à chaque étapr et la façon de déterminer quand la fin du processus à été atteint, à chaque étape, les particules de combiner les meilleurs sont ceux qui sont en quelque sorte "le plus proche" à l'autre; une métrique pour déterminer la distence entre chaque paire de particule doit donc etre définie

$$d_{ij}^2 = min(P_{T,i}^{2p}, P_{T,j}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \tag{5.9}$$

$$d_{iB} = P_{T,i}^{2p} \tag{5.10}$$

d_{ij}^2 représent la distance entre les particules i et j,d_{iB} la dietance entre la particule i et les reste du faisceau
Les différents types d'algorithmes de recombinaison peuvent etre distinguées par la valeur de p qu'ils utilisant

1. Si ceci est de l'ensemble d_{ij} objet alors i et j sont combinés.

2. Si elle est de l'ensemble d_{iB}, alors i est identfié comme un jet et retiré de la liste des objets;

3. Ce processusest réoété de manière jusqu'à ce qu'il n'ya pas d'objets laissés.

Cette type d'algorithme garantie que tous les jets seront séparés par une distance d'au moins R sur plan $y - \phi$

- L'algorithme combridge/Aachen est l'algorithme la plus simple de recombinaison, il regroupement hiérarchie qui ne dépend que de l'angle

- L'algorithme de K_T forme des clusters de paires de particule à faible P_T, En combinant des particules de cette manière

- L'algorithme anti-k_t forme des clusters de paire de particule à haute-P_T

5.3 Production d'une paire de squarks b à l'ordre LO

Les deux sous-processus sont:

$$q\bar{q} \longrightarrow b_1 + \bar{b_1} + j \tag{5.11}$$
$$gg \longrightarrow b_1 + \bar{b_1} + j \tag{5.12}$$

Voici quelque exemple de diagrammes de Faynman décrivant ces processus:

Calcule de d'amplitude et la section efficace partonique

L'amplitude du diagramme 4 de $gg > b_1 b_1 j$

$$\begin{aligned}
M &= \varepsilon_\mu^a(P_1)(-g_s f_{abc}(g^{\mu\nu}(P_1 - P_2)^\sigma + g^{\nu\sigma}(P_2 - P)^\mu + g^{\mu\sigma}(P - P_1)^\nu)) && (5.13)\\
&\varepsilon_\nu^b(P_2)\frac{ig_{\sigma\lambda}\delta^{cd}}{(P_1+P_2)^2}(ig_s^2(T^dT^e + T^eT^d)_{ij}g^{\sigma\rho})\varepsilon_\rho^e(P_5)1_i1_j \\
&= \frac{g_s^3}{(P_1+P_2)^2}(T^dT^e + T^eT^d)_{ij}\varepsilon_\mu^a(P_1)\varepsilon_\nu^b(P_2)\varepsilon_\rho^e(P_5)1_i1_j && (5.14)\\
&\times f_{abc}(g^{\mu\nu}P_1^\sigma - g^{\mu\nu}P_2^\sigma - g^{\nu\sigma}P_2^\mu + g^{\mu\sigma}P_2^\nu) && (5.15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{M} &= \frac{g_s^3}{(P_1+P_2)^2}(T^{d'}T^{e'} + T^{e'}T^{d'})_{i'j'}\varepsilon_{\mu'}^{a'}(P_1)\varepsilon_{\nu'}^{b'}(P_2)\varepsilon_{\rho'}^{e'}(P_5)1_{i'}1_{j'} && (5.16)\\
&\times f_{a'b'c'}(g^{\mu'\nu'}P_1^{\sigma'} - g^{\mu'\nu'}P_2^{\sigma'} - g^{\nu'\sigma'}P_2^{\mu'} + g^{\mu'\sigma'}P_2^{\nu'}) && (5.17)
\end{aligned}$$

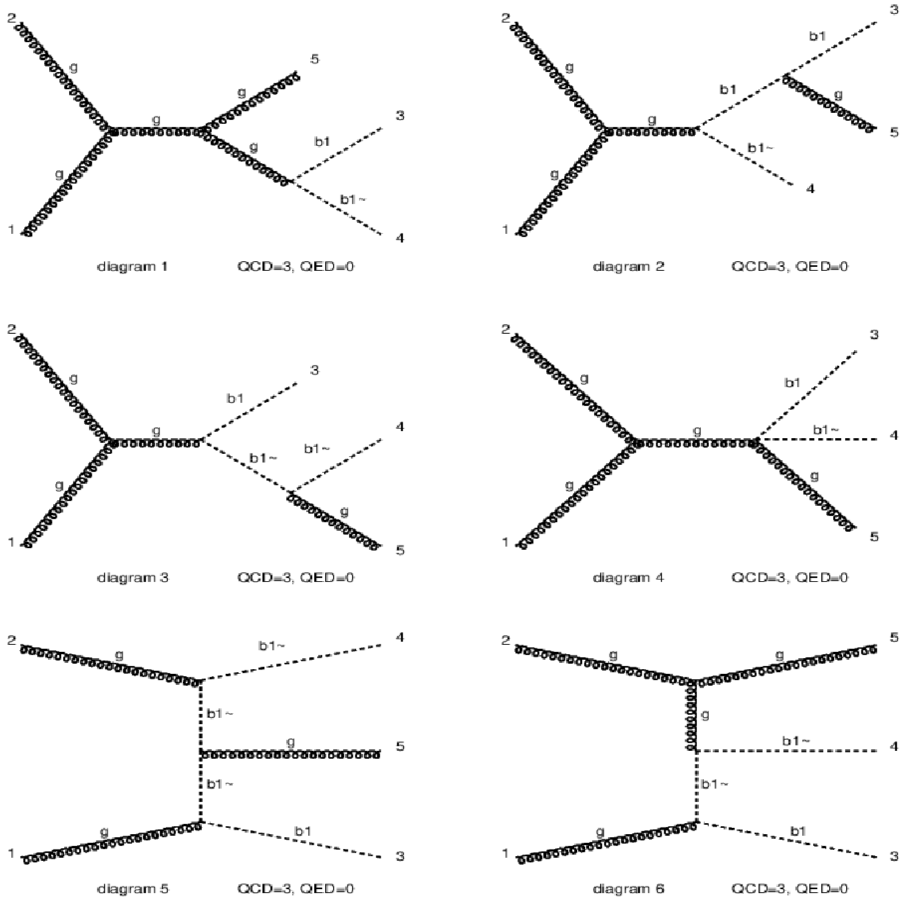


Figure 5.1: Sous-procesus $gg > b_1 b_1 j$

Le carré d'amplitude sommé sur spin et couleur est:

$$\sum |M|^2 = \frac{3g_s^6}{2s(N^2-1)} \tag{5.18}$$

L'amplitude du diagramme 2 de $qq > b_1 b_1 j$

$$M = \bar{v}_j(p_2)(-ig_s\gamma^5 T^a_{ji})u_i(p_2)(\frac{ig_{\mu\nu}\delta^{ab}}{(p_1+p_2)^2})(-ig_s T^b_{kl}(p_3-p_4)^\nu) \tag{5.19}$$

$$1_k 1_l(-ig_s T^c_{kn}(p_3-p)^\sigma)\varepsilon_{\substack{d\\\lambda}(p_5)1_n}$$

$$= \frac{-g_s^3}{(p_1+p_2)^2} T^a_{ji} T^b_{kl} T^c_{kn} \bar{v}_j(p_2)\gamma^5 u_i(p_2) \tag{5.20}$$

$$(p_3-p_4)^\nu (p_3-p)^\sigma)\varepsilon_{\substack{d\\\lambda}1_n 1_k 1_l} \tag{5.21}$$

$$\bar{M} = \frac{-g_s^3}{(p_1+p_2)^2} T^{a'}_{j'i'} T^{b'}_{k'l'} T^{c'}_{k'n'} \bar{v}_{j'}(p_2)\gamma^5 u_i(p_2) \tag{5.22}$$

$$(p_3-p_4)^{\nu'}(p_3-p)^{\sigma'})\varepsilon_{\substack{d'\\\lambda'}1_{n'}1_{k'}1_{l'}} \tag{5.23}$$

Le carré de cette impulsion est:

$$\sum |M|^2 = \frac{g_s^6}{8N^2s^2}(tu - m_{sq}^2 s - s - \frac{t^2+u^2}{2}) \tag{5.24}$$

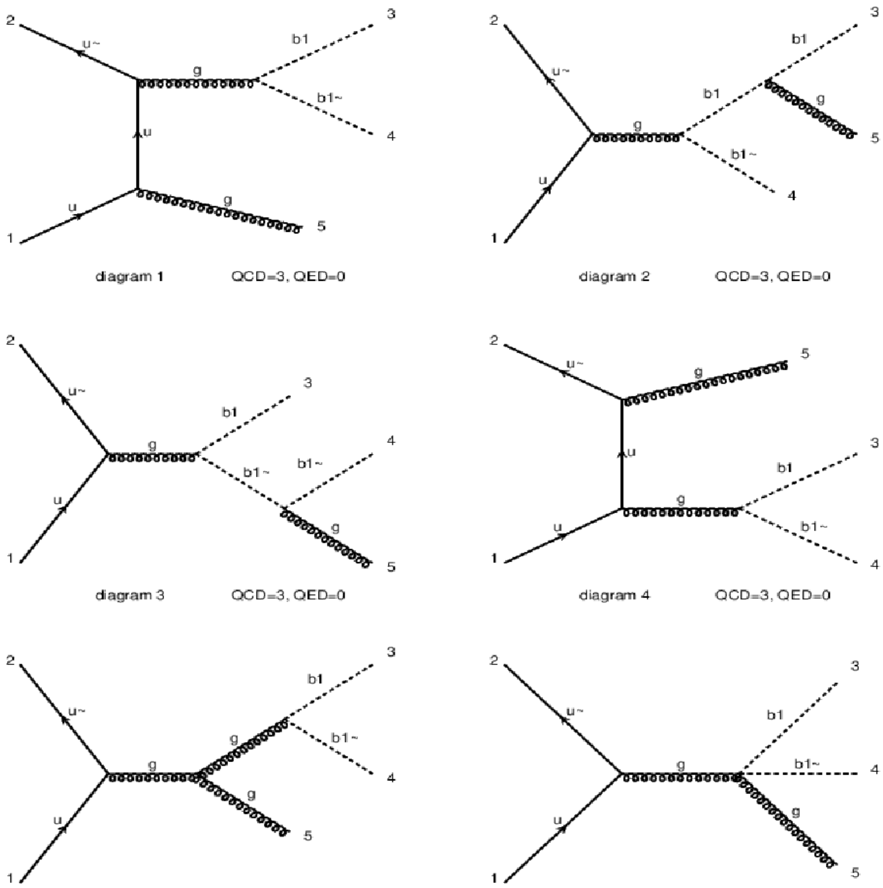


Figure 5.2: Sous-processus $q\bar{q} \to \tilde{b}_1\bar{\tilde{b}}_1 j$.

l'amplitude du diagramme 6 de $qq > b_1 b_1 j$

$$M = \bar{v}_j(p_2)(-ig_s\gamma^5 T^a_{ji})u_i(p_2)(\frac{ig_{\mu\nu}\delta^{ab}}{((p_1+p_2)^2)} \tag{5.25}$$

$$\varepsilon^c_\sigma(p_5)(ig_s g_{\mu\nu}(T^bT^c + T^cT^b)_{kl}) \tag{5.26}$$

$$\bar{M} = \bar{u}_{i'}(p_2)(-ig_s\gamma^5 T^{a'}_{j'i'})v_{j'}(p_2)(\frac{ig_{\mu'\nu'}\delta^{a'b'}}{((p_1+p_2)^2)} \tag{5.27}$$

$$\varepsilon^{c'}_{\sigma'}(p_5)(ig_s g_{\mu'\nu'}(T^{b'}T^{c'} + T^{c'}T^{b'})_{k'l'}) \tag{5.28}$$

Le carré du cette impulsion

$$\sum |M|^2 = \frac{-g_s^4(N^2-1)^2}{N^2 s} \tag{5.29}$$

5.4 Section efficace hadronique

Dans cette section, on calcule la section efficace hadronique pour une énergie fixé ($\sqrt{s} = 14$ TeV) en fonction de la masse du squark où on pose à chaque fois $\mu_f = m_{sq}$. On utilise MadGraph pour la calculer numériquement.

$\sigma(pb)$	$M_{b1}\ Gev$
$66,68 \pm 0,24$	200
$0,773 \pm 0,0024$	500
$0,01037 \pm 3,3.10^{-5}$	1000
$0,0004395 \pm 1,5.10^{-6}$	1500
$7,988.10^{-5} \pm 2,3.10^{-7}$	1800
$2,67.10^{-5} \pm 9,5.10^{-8}$	2000
$1,851.10^{-6} \pm 5,5.10^{-9}$	2500
$3,809.10^{-7} \pm 1,1.10^{-9}$	2800
$1,33.10^{-7} \pm 4,2.10^{-10}$	3000

Variation de la section efficace totale en fonction de M_{b1} pour $\sqrt{s} = 14$ TeV et $\mu_F = m_{b_1}$
Pour $\mu_F = m_{sq} = 200GeV$ et pour $\sqrt{s} = 13, 8, 7$ TeV, on trouve:

$\sigma(pb)$	$\sqrt{s}Tev$
$66,68$	14
$54,67$	13
$13,81$	8
$9,123$	7

Variation de la section efficace en fonction de l'échelle

$\sigma(pb)$	$\mu_f Gev$
$1,532 \pm 0,0056$	200
$0,8616 \pm 0,0029$	500
$0,5796 \pm 0,0017$	1000
$0,4676 \pm 0,0016$	1500
$0,4262 \pm 0,0013$	1800
$0,404 \pm 0,0013$	2000
$0,3591 \pm 0,0011$	2500
$0,3409 \pm 0,0011$	2800
$0,3299 \pm 0,00096$	3000

Variation de la section efficace en fonction d'échelle pour $\sqrt{s} = 14Tev$ et $m_{sq} = 200Gev$

Les figures (5.3) représentent la Variation de section efficace en fonction de la masse, on voit que la section efficace diminue lorsque la masse augmente, elle s'annule pour des grandes valeurs de la masse.

Les figures (5.4) représentent la variation de section efficace en fonction d'échelle, on voit que la section efficace diminue lorsque l'échelle augmente, elle devient presque stable pour des grandes valeurs de l'échelle.

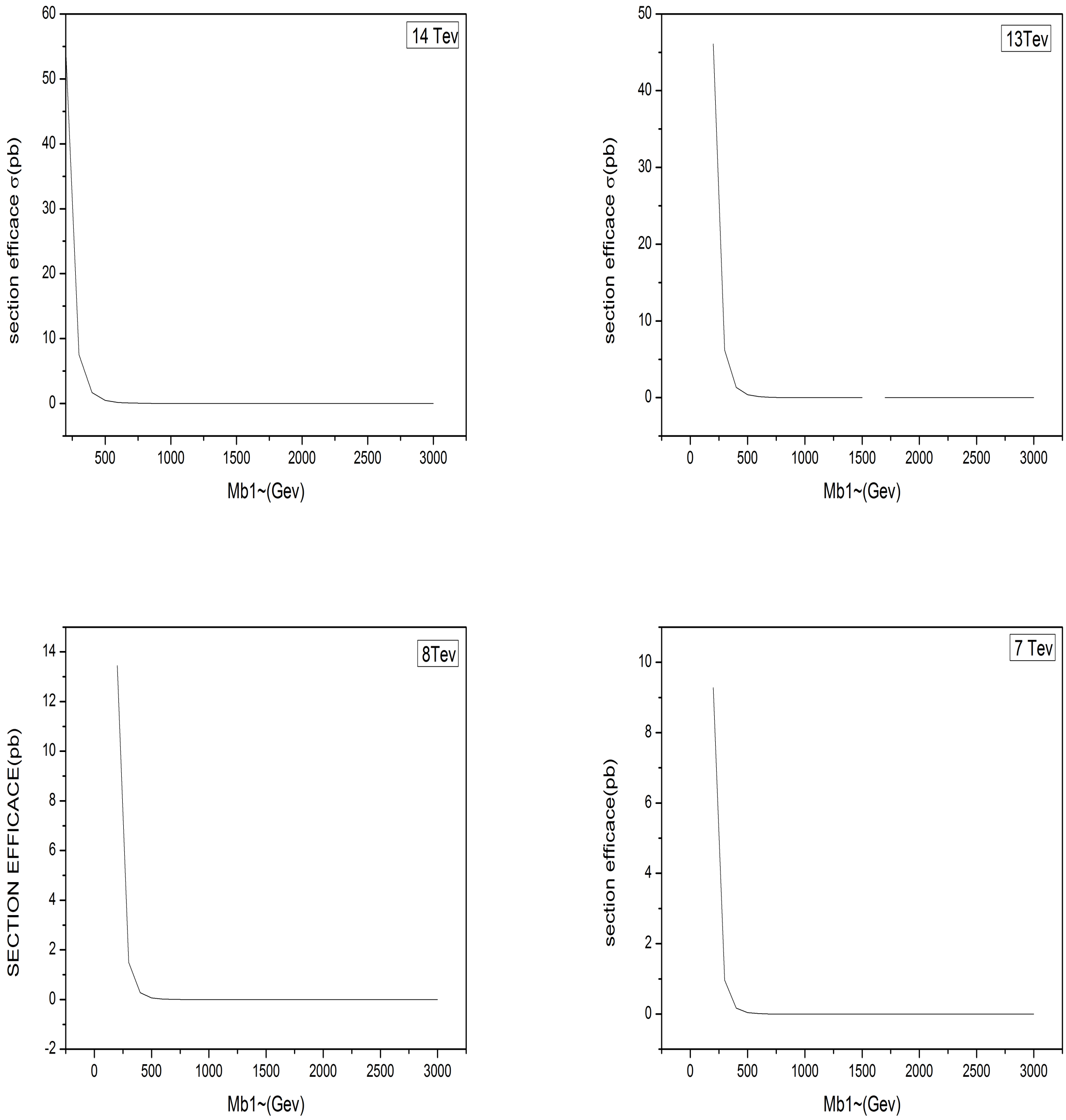
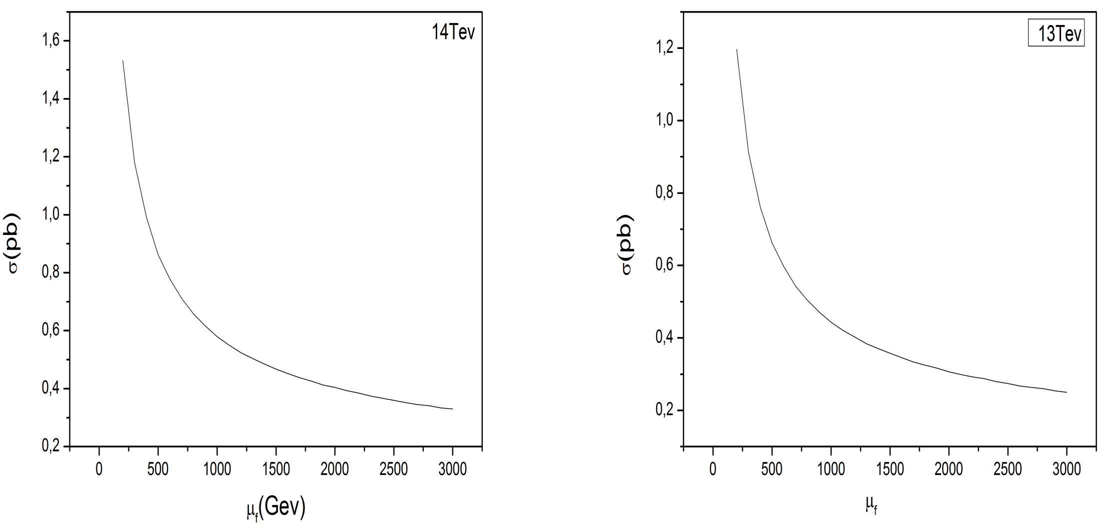


Figure 5.3: Variation de section efficace en fonction de la masse de sbottom pour $pp > b_1 b_1 j$



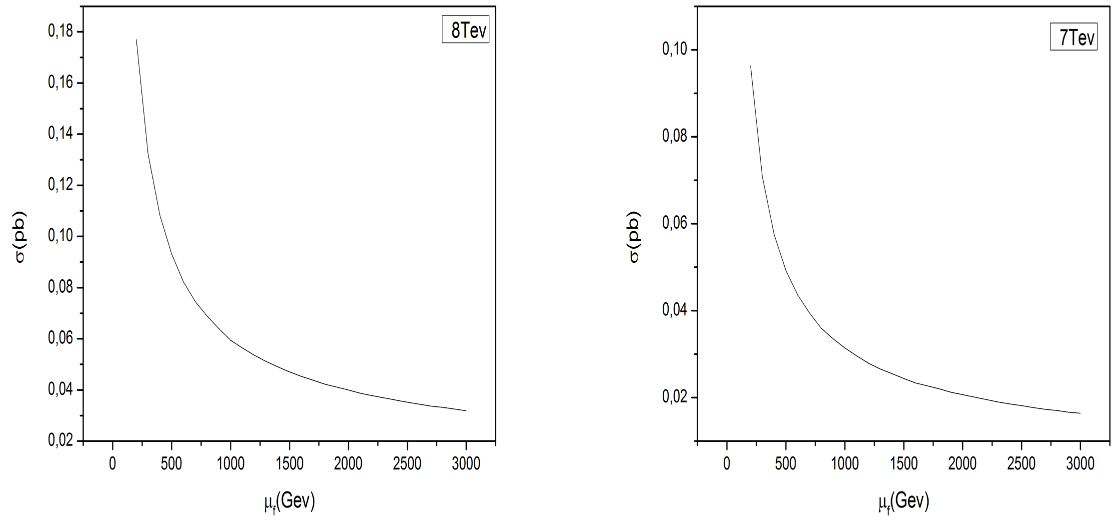


Figure 5.4: Variation de section efficace en fonction d'échelle μ_f pour une masse fixée $m_{sq} = 500Gev$ pour $pp > b_1 b_1 j$

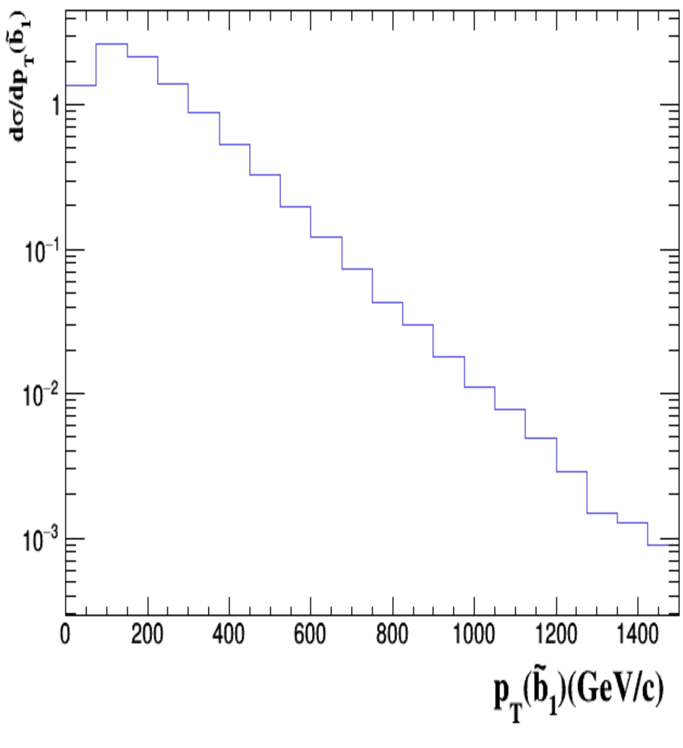


Figure 5.5: Variation de section efficace différantielle en $P_T(b_1)$ pour $m_{sq} = 300Gev$

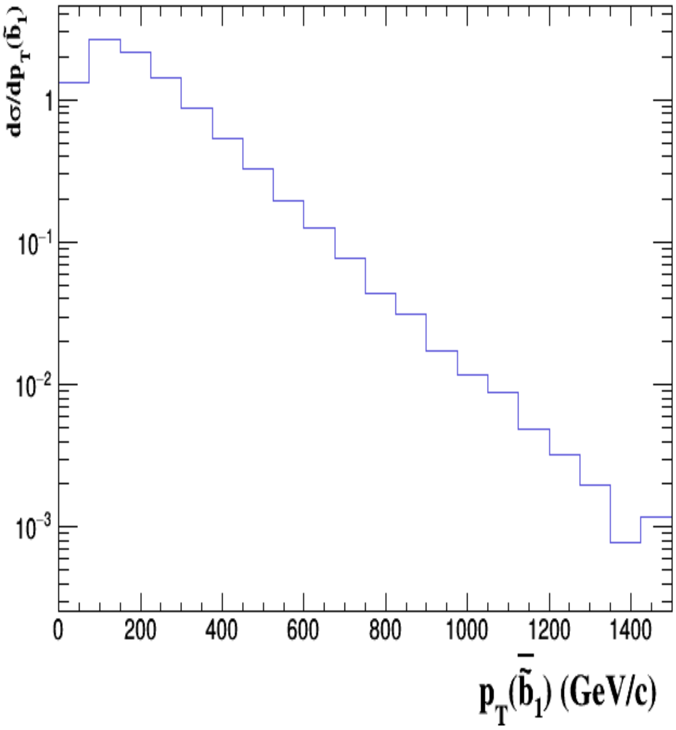


Figure 5.6: Variation de section efficace différantielle en $P_T(\bar{b_1})$ pour $m_{sq} = 300Gev$

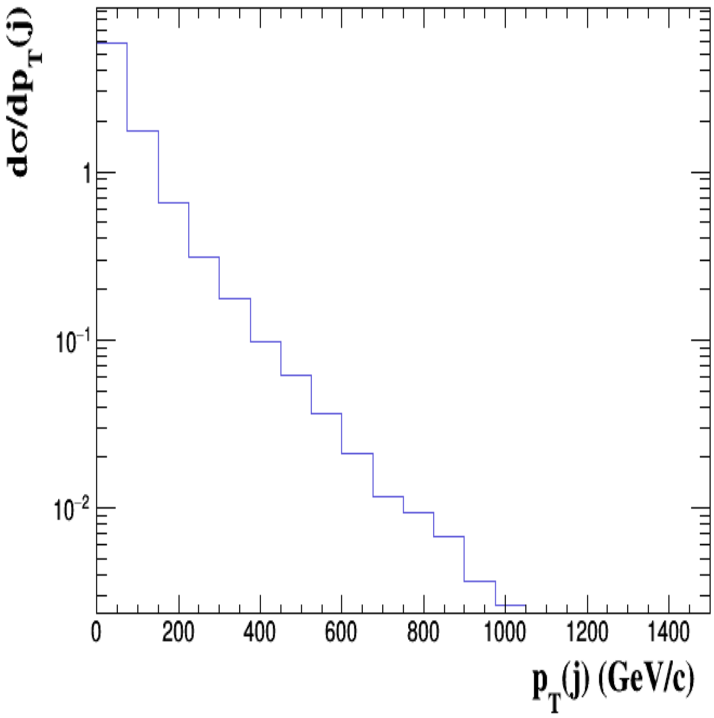


Figure 5.7: Variation de section efficace différantielle en $P_T(j)$ pour $m_{sq} = 300Gev$

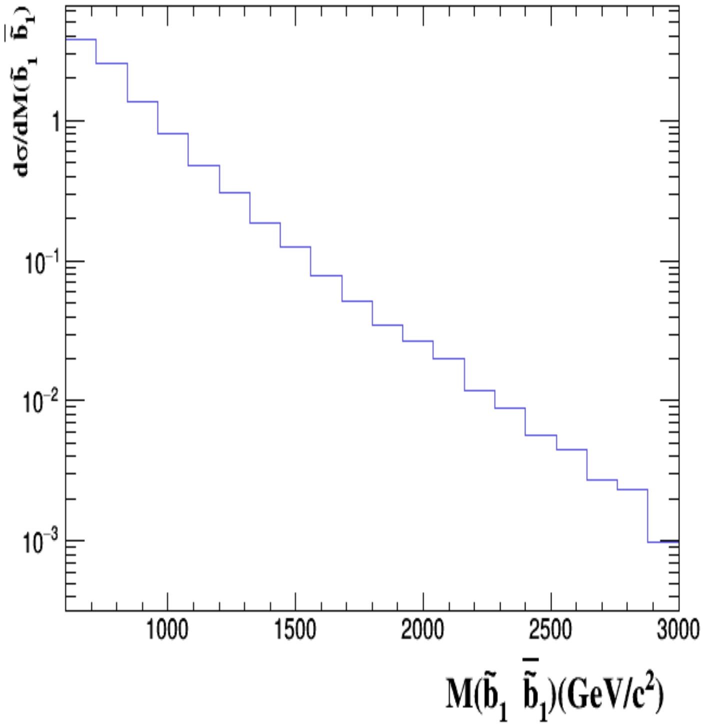


Figure 5.8: Variation de section efficace différantielle en $M_T(b_1\bar{b_1})$ pour $m_{sq} = 300Gev$

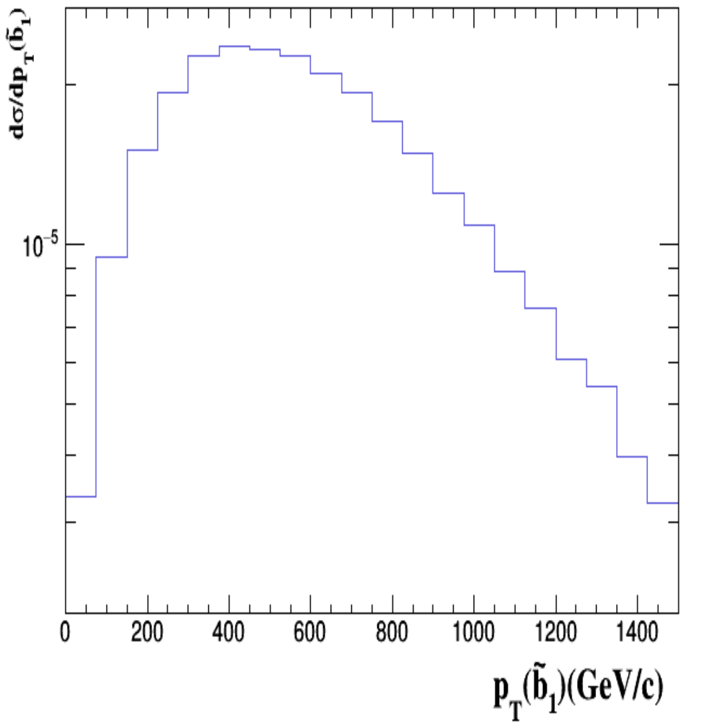


Figure 5.9: Variation de section efficace différantielle en $P_T(b_1)$ pour $m_{sq} = 1500Gev$

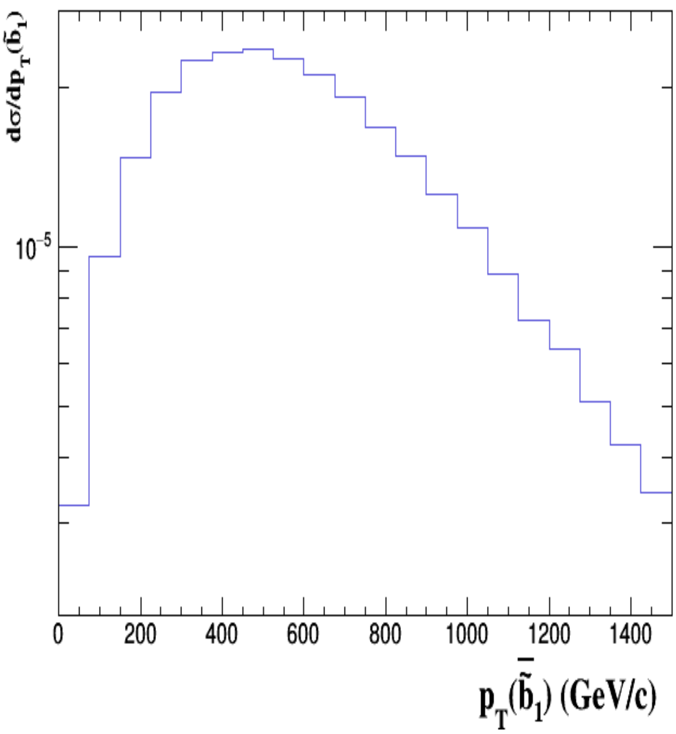


Figure 5.10: Variation de section efficace différantielle en $P_T(\bar{b_1})$ pour $m_{sq} = 1500Gev$

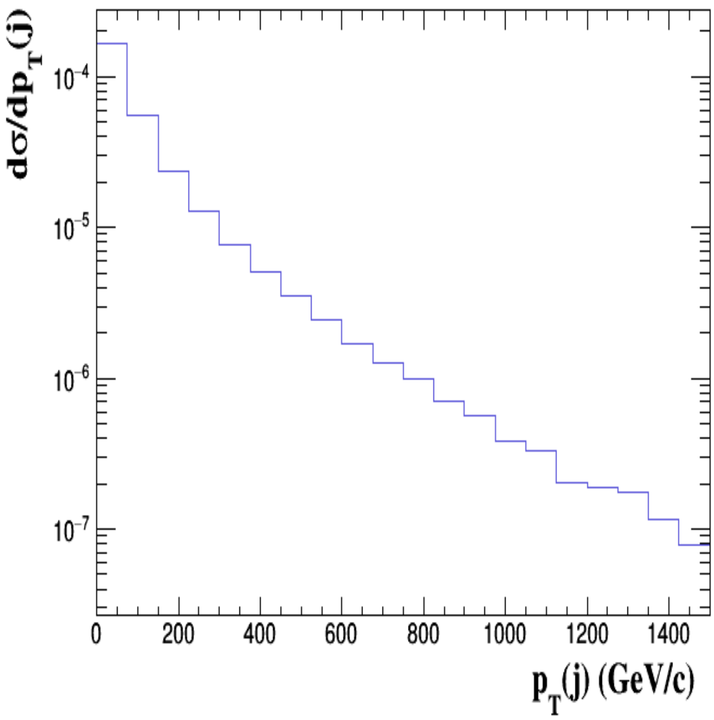


Figure 5.11: Variation de section efficace différantielle en $P_T(j)$ pour $m_{sq} = 1500Gev$

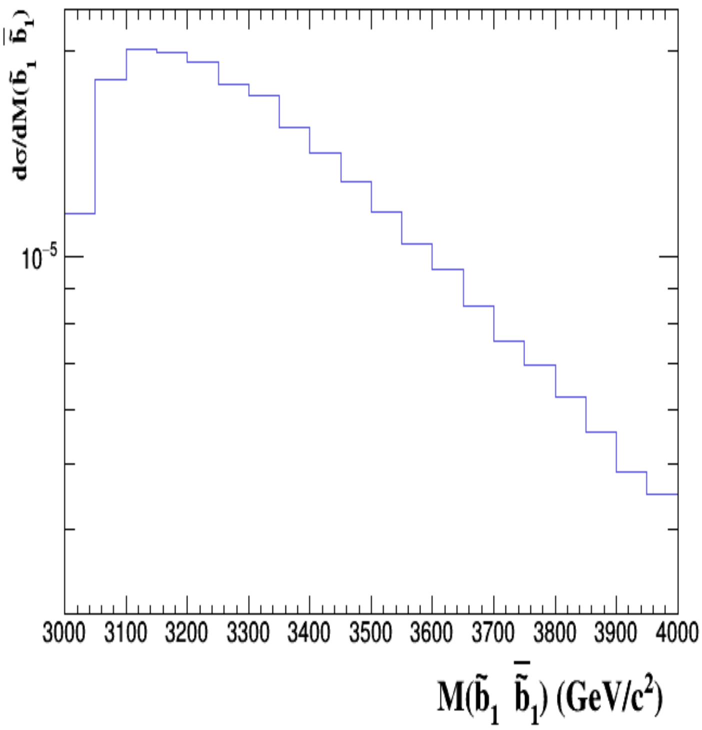


Figure 5.12: Variation de section efficace différantielle en $M_T(b_1\bar{b_1})$ pour $m_{sq} = 1500Gev$

Chapitre 6

Conclusion Générale

Dans ce travail, j'ai étudié la production d'une paire de squarks avec et sans jet dans le modèle standard supersymétrique minimal MSSM, dans le grand collisionneur hadronique LHC. J'ai étudié la variation de la section efficace hadronique en fonction des masses des squarks et l'échelle de factorisation, et les section efficace différentielles en fonction de la masse invariante des squarks, l'impulsion transverse des squarks, l'impulsion transverse des jets. Pour produire ces résultats, j'ai utilisé le programme du calcule automatique `MadGraph`. Pour tracer les section efficaces hadronique et les distributions différentielles, j'ai utilisé `MadAnalysis` et `Origin`.

Bibliographie

[1] Nicolas Bernal,Théorie et phénoménologie du MSSMavec des scalaires lours.Physique des hautes énergie-Expérience[hep-ex].Université Piere et Marie curie.Paris VI,2008,France.

[2] François Lemay.Photoproduction et désintégration du quark Top dans le modèle standard et le modèle suresymétrique minimal.Sep 1995,Université du Quédec.

[3] Vincent Bizouard. Les particules du MS: calcule de précision dans un modèles Supersymétrique non minimal, Université Gronoble Alpes,2015.France.

[4] Marleau, L. (2000), introduction a la physique des particules.

[5] Jean Iliopoulos, Relativité et intéraction fondamentale, le modèle standard une théorie géométrique des interaction fondamentales ,Laboratoire de physique théorique, CNRS/Ecole Normale supérieurs.

[6] T.Muta, Fandation of quantum chramodynamices ,Hiroshima University.

[7] T. Morii Kobe University, Japan C. S. Lim Kobe University, Japan S. N. Mukherjee Banaras Hindu University, India,The Physics of the Standard Model and Beyon World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.5 Toh Tuck Link, Singapore 596224.

[8] F.Quavedo,Cambridge lectures on supersymmetry and extra diamensions, 8 nov 2010.arxiv:1011.1491v1[hep-th].

[9] Michel Raush de Traubenberg, Supersymétrie-le MSSM: Une introduction. 26 mars 2008.

[10] Paul Langacker.The stander model and Beyond.

[11] Introduction à la supersymétrie. Rémi Pasquier Romain Defranoux.2019.

[12] S.Frixione, B.Fuks, V.Hirschi, K.Mawatari, H.Sheng Shoo, M.P.A.Suder and M.ZaroAutomated Simulations bayond the standard modèl.supersymmetry.2019.

[13] M.C.Rodriguez, The minimale supersymétrie standard model(MSSM) and general singlet extenssion of the MSSM (GSEMSSM) short review. arxiv: 1911.13043v1[hep-ph] 29 nev 2019.

[14] Stephen. P. Martin, A supersymmetry primer. Departement eg Physics, Northern Illinois university,Dekalb IL 60115. arxiv. hep/9709356v7 jan 2016.

[15] Janusy Rosiek, Complete set of Feynman rules for the MSSM erratum.Warsaw university. Poland. arxiv. hep-ph/9511250v3 23 sep 2002.

[16] W.Beenekker,R.Hopker,M.Spira and M.Zerwas, Squark and gluiono production at hadron colliders. arxiv. hep/9610490v1 25 oct 1996.

[17] Simone Marzani,Gregory Soyez and Michel Spannawsky, Looking inside jets: an introduction to jet substructure and boosted-object phenomenology. arxiv. /1901.10342v3[hep-ph]17 Feb 2020.

[18] R. K. Ellis, W.J.String, QCD and collider physics Fermi National Acceleration Laboratory

الملخص

يعد النمودج القياسي من أنجع النظريات في فزياء الجسيمات، إذ لاقى الإستحسان من قبل الكثير من الفزيائيين، و رغم النجاحات التي حققها إلا أنه لم يستطع الإجابة على كل التساؤلات المطروحة، لذا ذهب الكثير من العلماء للبحث في نظريات اخرى لمعالجة المشاكل، كنظرية التناظر الفائق، ونحن بدورنا سنقوم بمعالجة بعض المشاكل المطروحة في هذا العمل باستخدام هذه .النظرية

Résumé

Le modèle standard est considéré comme l'une des théories les plus efficaces en physique des particules. Malgré les succès qu'il a obtenus, il n'a pas pu répondre à toutes les questions posées . De nombreux scientifiques ont recherché d'autres théories ou extention pour traiter les problèmes de ce modèles, comme la théorie de la supersymétrie. Nous étudions dans ce mémiore l’éxtension supersymétrique minimale de SM .

Abstract

The standard model is considered as one of the most effective theories in particle physics. It was well received by many physicists, and despite it s successes, it could not answer all the open questions . In this work, we study the minimal supersymetric extension of the SM.