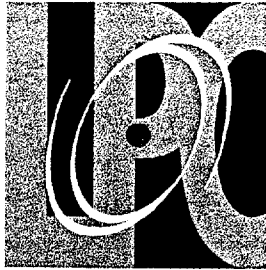


AC



Laboratoire de Physique Corpusculaire
de Clermont-Ferrand

Comparaison des conventions utilisées dans certains modèles usuels de SuperSymétrie

M.B. Causse, G. Montarou

Laboratoire de Physique Corpusculaire
IN2P3/CNRS, Université Blaise Pascal
F-63177 AUBIERE Cedex

G. Moutaka, E. Nuss

LPM Montpellier
USTL
Place Eugène Bataillon
Montpellier II
F-34095 MONTPELLIER Cedex 05



swy826

PCCF RI 9801

Comparaison des conventions utilisées dans certains modèles usuels de SuperSymétrie

M.B. Causse, G. Montarou
LPC Clermont
Université BLAISE PASCAL
F-63177 Aubiere Cedex

G. Moutaka, E. Nuss
LPM Montpellier
USTL
Place Eugène Bataillon
Montpellier II
F-34095 Montpellier Cedex 05

Abstract

Dans ce rapport nous faisons une comparaison entre les différents résultats, déjà parus dans la littérature, en ce qui concerne la production de charginos, neutralinos dans le canal $u\bar{d} \rightarrow \chi_2^0 \chi_1^+$ à l'ordre le plus bas dans le MSSM. Cette comparaison a été faite dans le but d'élaborer un générateur (FEYNMSSM) qui tiendra compte des corrections radiatives de QCD à une boucle pour la production de charginos et neutralinos.

1 Introduction

L'idée de base est de calculer les corrections radiatives de QCD à une boucle au processus de production de paires neutralino-chargino dans le canal $u\bar{d} \rightarrow \chi_2^0\chi_1^+$. Pour ce faire un programme de calcul symbolique, basé sur FeynArt et FeynCalc a été élaboré spécifiquement pour ce canal. Ce programme, appelé GMAJO, ne contient que des couplages génériques relatifs à l'extension supersymétrique du modèle standard dans la jauge de T'Hooft-Feynmann, suivant les conventions de Haber-Kane [4]. Le générateur FeynMSSM, en cours d'élaboration, permet d'obtenir les différents diagrammes de Feynmann à l'ordre le plus bas, ainsi qu'à une boucle, de même que les amplitudes associées dans les différentes voies du processus. Le calcul pour le processus de production de paires neutralino-chargino a été testé à l'ordre le plus bas, et a permis d'obtenir l'expression de la section efficace différentielle de production de paire $\chi_2^0\chi_1^+$. Cette expression a été comparée aux différentes expressions que l'on trouve dans la littérature et notamment à celle de Dawson et al. [3] ou à celle de Baer et al. [1],[2]. Lors de cette comparaison nous avons constaté que l'expression de la section efficace différentielle obtenue avec FeynMSSM a la même forme que celle utilisée par Baer et al dans le générateur ISAJET, mais possède un terme d'écart, en voie S, dans l'expression donnée par Dawson et al. [3]. Par ailleurs nous avons remarqué que, bien que ces différents auteurs se réfèrent à l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (basée sur les modèles de supergravité à basse énergie), la nomenclature varie, en ce qui concerne les paramètres du modèle, de même que le modèle permettant de déterminer les états propres de masse dans le secteur des fermions de Higgs et les fermions de jauge. Nous présentons dans ce rapport la comparaison que nous avons établie au cours de notre test. Ainsi, dans la section 2, nous exposons le formalisme de Baer et al. ([1],[2]) ainsi que l'expression de la section efficace différentielle qui se trouve dans le générateur ISAJET. Ensuite, dans la section 3 se trouvent, d'une part les conventions utilisées par Haber et al. ([4],[5],[6],[7]) qui ont servi à définir les couplages génériques du programme FeynMSSM, et d'autre part l'expression de la section efficace différentielle obtenue à partir de FeynMSSM. Pour finir, dans la section 4 se trouve un résumé des paramètres du modèle, de même que l'expression de la section efficace donnée par Dawson et al. [3].

2 Formalisme de Baer

Ce formalisme est la base du générateur ISAJET, les deux articles fondamentaux sont:

- Phys. Rev. D35, 5 (1987) 1598
- Phys. Rev. D36, 1 (1987) 96

Ce formalisme est basé sur le modèle de SUGRA minimal ($N = 1$).

Le secteur fermionique de Higgs-Jauge d'une théorie effective de basse énergie, provenant d'un modèle de SUGRA minimal, peut être paramétrisé au moyen de 3 paramètres :

- $2m_1$ le terme de masse du fermion de Higgs supersymétrique.
- $m_{\tilde{g}}$ la masse du gluino qui détermine les masses des gauginos de la brisure soft de SUSY.
- le rapport v'/v des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs h ($v = \langle h \rangle$) et h' ($v' = \langle h' \rangle$) qui donnent les masses aux fermions $T_{3L} = \frac{1}{2}$ et $T_{3L} = -\frac{1}{2}$ respectivement.

2.1 Détermination des termes de masse

Les fermions de jauge de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sont notés λ , λ_0 , et les fermions de Higgs: h et h' (dont les partenaires scalaires donnent les masses aux quarks $T_{3L} = \frac{1}{2}$ et $T_{3L} = -\frac{1}{2}$)

2.1.1 Secteur chargé

Les termes de masse s'écrivent comme suit:

$$(\bar{\lambda}_-, \bar{\chi}_-)(M_{chargé}P_L + M_{chargé}^T P_R) \begin{bmatrix} \lambda_- \\ \chi_- \end{bmatrix}$$

où $\lambda_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\lambda_1 + i\lambda_2)$ (λ_1, λ_2 étant les partenaires fermioniques associés aux bosons W^+, W^-)

et $\chi_- = P_L h' - P_R h$ (P_L, P_R étant les projecteurs de chiralité gauche et droit).

La matrice $M_{chargé}$ s'écrit :

$$M_{chargé} = \begin{bmatrix} \mu_2 & gv' \\ gv & 2m_1 \end{bmatrix}$$

où $2m_1$ est le terme de masse des mélanges des fermions de Higgs, et μ_2, μ_1 sont les masses des gauginos $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ de la brisure soft de SUSY.

2.1.2 Secteur neutre

Comme dans le cas du secteur chargé, les termes de masse prennent la forme suivante:

$$\frac{1}{2}(\bar{h}^0 \bar{h}'^0 \lambda_3 \bar{\lambda}_0)(M_{neutre}P_L + M_{neutre}P_R) \begin{bmatrix} h^0 \\ h'^0 \\ \lambda_3 \\ \lambda_0 \end{bmatrix}$$

où h^0, h'^0 sont les fermions de higgs neutres; λ_3 est le fermion associé au Z , et λ_0 est le fermion associé à γ

La matrice de masse M_{neutre} s'écrit:

$$M_{neutre} = \begin{bmatrix} 0 & -2m_1 & +\frac{1}{\sqrt{2}}gv & -\frac{1}{\sqrt{2}}g'v \\ -2m_1 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}gv' + \frac{1}{\sqrt{2}}g'v' \\ +\frac{1}{\sqrt{2}}gv & -\frac{1}{\sqrt{2}}gv' & \mu_2 & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}g'v + \frac{1}{\sqrt{2}}g'v' & 0 & 0 & \mu_1 \end{bmatrix}$$

Dans une théorie grande unifiée avec une masse commune pour le gaugino, on a :

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W$$

où

μ_1, μ_2 sont les masses des gauginos $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ de la brisure soft de SUSY.

2.2 Diagonalisation

Afin d'obtenir les états propres de masse, il est nécessaire de diagonaliser les matrices M_{neutre} et $M_{chargé}$

2.2.1 Diagonalisation du secteur chargé

La matrice $M_{chargé}$ est diagonalisée en faisant une rotation des composantes R et L des champs, par des angles γ_R et γ_L ($0 \leq \gamma_L, \gamma_R \leq 180^\circ$). Les masses m_- et m_+ des états propres \bar{W}_-, \bar{W}_+ sont :

$$\begin{aligned} m_+ &= \theta_x \theta_y [\cos \gamma_R (\mu_2 \cos \gamma_L - gv' \sin \gamma_L) - \sin \gamma_R (gv \cos \gamma_L - 2m_1 \sin \gamma_L)] \\ m_- &= \sin \gamma_R [\mu_2 \sin \gamma_L + gv' \cos \gamma_L] + \cos \gamma_R [gv \sin \gamma_L + 2m_1 \cos \gamma_L] \end{aligned}$$

Le carré de ces masses peut être obtenu comme les valeurs propres de la matrice $M_{(chargé)} M_{(chargé)}^T$:

$$m_{\pm}^2 = \frac{1}{2} (4m_1^2 + 2M_W^2 + \mu_2^2 \pm \xi)$$

avec :

$$\xi^2 = (4m_1^2 - \mu_2^2)^2 + 4M_W^2 (M_W^2 \cos^2 2\alpha + 4m_1^2 + \mu^2) + 4m_1 \mu_2 \sin 2\alpha$$

et

$$tg \alpha = \frac{v'}{v}$$

Les états propres de masse pour les composants gauche et droite des charginos sont :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \widetilde{W}_+ \\ \widetilde{W}_- \end{bmatrix}_L &= \begin{bmatrix} \theta_x \cos \gamma_L & -\theta_x \sin \gamma_L \\ \sin \gamma_L & \cos \gamma_L \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \lambda \\ \chi \end{pmatrix}_L \\ \begin{bmatrix} (-1)^{\theta_+} \widetilde{W}_+ \\ (-1)^{\theta_-} \widetilde{W}_- \end{bmatrix}_R &= \begin{pmatrix} \theta_y \cos \gamma_R & -\theta_y \sin \gamma_R \\ \sin \gamma_R & \cos \gamma_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda \\ \chi \end{pmatrix}_R \end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned} X_- &= \frac{(4m_1^2 - \mu_2^2 - 2M_W^2 \cos 2\alpha) - \xi}{M_W(\mu_2 \sin \alpha + 2m_1 \cos \alpha) \times 2\sqrt{2}}, \\ Y_- &= \frac{(4m_1^2 - \mu_2^2 + 2M_W^2 \cos 2\alpha) - \xi}{2\sqrt{2}M_W(\mu_2 \cos \alpha + 2m_1 \sin \alpha)}, \\ \theta_x &= \text{sgn}(X_-) \quad , \quad \theta_y = \text{sgn}(Y_-) \end{aligned}$$

Pour certaines valeurs de μ_2 et m_1 , les masses m_{\pm} peuvent être négatives, auquel cas, on utilise $\gamma_5 \widetilde{W}$ plutôt que \widetilde{W} quand on calcule les couplages.

2.2.2 Diagonalisation du secteur neutre

La matrice est difficile à diagonaliser, on obtient tous les vecteurs propres et toutes les valeurs propres numériquement pour des valeurs données de $2m_1$, v'/v et μ_1 , μ_2 . Les états propres courants peuvent être écrits en terme d'état propre de masse \widetilde{Z}_i

$$\begin{bmatrix} h^0 \\ h'^0 \\ \lambda_3 \\ \lambda_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_1^{(1)} & v_1^{(2)} & v_1^{(3)} & v_1^{(4)} \\ v_2^{(1)} & v_2^{(2)} & v_2^{(3)} & v_2^{(4)} \\ v_3^{(1)} & v_3^{(2)} & v_3^{(3)} & v_3^{(4)} \\ v_4^{(1)} & v_4^{(2)} & v_4^{(3)} & v_4^{(4)} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} (-i\gamma_5)^{\theta_1} \widetilde{Z}_1 \\ (-i\gamma_5)^{\theta_2} \widetilde{Z}_2 \\ (-i\gamma_5)^{\theta_3} \widetilde{Z}_3 \\ (-i\gamma_5)^{\theta_4} \widetilde{Z}_4 \end{bmatrix}$$

avec

$$\begin{aligned} \theta_i &= 0 \text{ si } m_{\widetilde{Z}_i} > 0 \\ \theta_i &= 1 \text{ si } m_{\widetilde{Z}_i} < 0 \end{aligned}$$

Les couplages des champs h , h' , λ et λ^0 sont tous fixés par $SU(2) \times U(1)$ et la SUSY. Ainsi les couplages concernant les états propres de masse peuvent être facilement obtenus.

2.3 Expression de la section efficace différentielle

2.3.1 Termes dépendants des couplages

Avant toute chose, nous donnons l'expression des différents termes de la section efficace qui dépendent des couplages.

$$g = e/\sin(\theta_W) ; g' = g[\sin^2(\theta_W)/(1 - \sin^2(\theta_W))]^{1/2},$$

$$\theta(+, -) = 0 \text{ pour } m_{+,-} > 0, \quad \theta(+, -) = 1 \text{ pour } m_{+,-} < 0,$$

$$X_- = \frac{(4m_1^2 - \mu_2^2 - 2M_W^2 \cos 2\alpha) - \xi}{M_W(\mu_2 \sin \alpha + 2m_1 \cos \alpha) \times 2\sqrt{2}},$$

$$Y_- = \frac{(4m_1^2 - \mu_2^2 + 2M_W^2 \cos 2\alpha) - \xi}{2\sqrt{2}M_W(\mu_2 \cos \alpha + 2m_1 \sin \alpha)},$$

$$\tan(\gamma_L) = 1/X_-, \quad \tan(\gamma_R) = 1/Y_-,$$

$$\theta_x = \text{sgn}(X_-), \quad \theta_y = \text{sgn}(Y_-),$$

$$\xi^2 = (4m_1^2 - \mu_2^2)^2 + 4M_W^2(M_W^2 \cos^2 2\alpha + 4m_1^2 + \mu_2^2 + 4m_1\mu_2 \sin 2\alpha),$$

$$x = 1/2(\theta_x \sin \gamma_L \cos \gamma_L - \theta_y \sin \gamma_R \cos \gamma_R),$$

$$y = 1/2(\theta_x \sin \gamma_L \cos \gamma_L + \theta_y \sin \gamma_R \cos \gamma_R),$$

$$A_{Zi}^\mu = (i)^{\theta_i-1}(-1)^{\theta_i+1}[g/(2)^{1/2} v_3^{(i)} + g'/3(2)^{1/2} v_4^{(i)}],$$

$$A_{Zi}^d = (i)^{\theta_i-1}(-1)^{\theta_i+1}[-g/(2)^{1/2} v_3^{(i)} + g'/3(2)^{1/2} v_4^{(i)}],$$

$$B_{Zi}^\mu = 4/3(i)^{\theta_i-1}g'/(2)^{1/2} v_4^{(i)}, \quad A_{\omega-}^d = ig(-1)^{\theta-} \sin \gamma_R,$$

$$B_{Zi}^d = -2/3(i)^{\theta_i-1}g'/(2)^{1/2} v_4^{(i)}, \quad A_{\omega+}^d = i(\theta_y)g(-1)^{\theta+} \cos \gamma_R,$$

$$A_{\omega-}^\mu = ig \sin \gamma_L, \quad A_{\omega+}^\mu = ig\theta_x \cos \gamma_L,$$

$$X^j(-) = 1/2[(-1)^{\theta-+\theta_j}[\cos \gamma_R/(2)^{1/2} v_1^{(j)} + \sin \gamma_R v_3^{(j)}]$$

$$- \cos \gamma_L/(2)^{1/2} v_2^{(j)} + \sin \gamma_L v_3^{(j)}]$$

$$X_{(+)}^{(j)} = 1/2[(-1)^{\theta_+ + \theta_j} \theta y [-\sin \gamma_R / (2)^{1/2} v_1^{(j)} + \cos \gamma_R v_3^{(j)}] \\ + \theta x [\sin \gamma_L / (2)^{1/2} v_2^{(j)} + \cos \gamma_L v_3^{(j)}]]$$

$Y^j(+, -)$ est obtenu en mettant un signe $(-)$ à droite du premier crochet gauche (dans le cas qui nous intéresse $i = 2, j = 2$, états propres de neutralinos).

2.3.2 Expression de la section efficace différentielle pour $u\bar{d} \rightarrow \chi_1^+ \chi_2^0$

Les masses du quark u et de l'anti-quark d , mu et md , sont considérées comme étant nulles, ici :

$$g^4 = 16\pi^2 \alpha^2 / \sin^2 \theta_W$$

Nous notons en abréviation les termes suivants :

$$U = (m_{\tilde{\omega}_{1+}}^2 - u)(m_{\tilde{Z}_2}^2 - u), \quad T = (m_{\tilde{\omega}_{1+}}^2 - t)(m_{\tilde{Z}_2}^2 - t), \quad S = s$$

où $m_{\tilde{\omega}_{1+}}$ est la masse du chargino χ_1^+ et $m_{\tilde{Z}_2}$ la masse du neutralino χ_2^0 . u, t et s sont les variables de Mandelstam. Par ailleurs, nous exprimons les dénominateurs comme suit :

$$\mathcal{D}s = (S - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma_W^2, \quad \mathcal{D}u = (u - m_{msuL}^2), \\ \mathcal{D}'u = (u - m_{msdL}^2), \quad \mathcal{D}'t = (t - m_{msdL}^2).$$

Nous notons de manière générale les termes dépendants des constantes de couplages, présents dans la section efficace de la façon suivante :

$$\mathcal{A}s = \alpha^2 / 6x_W (X_-^{(2)2} + Y_-^{(2)2}), \quad \mathcal{A}'s = \alpha^2 / 6x_W (X_-^{(2)2} - Y_-^{(2)2}) \\ \mathcal{A}''s = \alpha^2 / 3x_W X_-^{(2)} Y_-^{(2)}, \quad \mathcal{A}t = (A_{\tilde{Z}_2}^d A_{\tilde{Z}_2}^{d*}) (A_{\tilde{\omega}_{1+}}^u A_{\tilde{\omega}_{1+}}^{u*}) / 12 \\ \mathcal{A}u = (A_{\tilde{Z}_2}^u A_{\tilde{Z}_2}^{u*}) (A_{\tilde{\omega}_{1+}}^d A_{\tilde{\omega}_{1+}}^{d*}) / 12, \quad \mathcal{A}tu = -\text{Re}[A_{\tilde{Z}_2}^u A_{\tilde{Z}_2}^d A_{\tilde{\omega}_{1+}}^{u*} A_{\tilde{\omega}_{1+}}^{d*}] / 6 \\ \mathcal{A}st = -g^2 \text{Re}(A_{\tilde{Z}_2}^{d*} A_{\tilde{\omega}_{1+}}^u (-i)^{\theta_2}) (X_-^{(2)} + Y_-^{(2)}) / 3(2)^{1/2} \\ \mathcal{A}'st = -g^2 \text{Re}(A_{\tilde{Z}_2}^{d*} A_{\tilde{\omega}_{1+}}^u (-i)^{\theta_2}) (X_-^{(2)} - Y_-^{(2)}) / 3(2)^{1/2} \\ \mathcal{A}su = g^2 \text{Re}(A_{\tilde{\omega}_{1+}}^{d*} A_{\tilde{Z}_2}^u (-i)^{\theta_2}) (X_-^{(2)} - Y_-^{(2)}) / 3(2)^{1/2} \\ \mathcal{A}'su = g^2 \text{Re}[A_{\tilde{\omega}_{1+}}^{d*} A_{\tilde{Z}_2}^u (-i)^{\theta_2}] (X_-^{(2)} + Y_-^{(2)}) / 3(2)^{1/2}$$

où $x_W = \sin^2 \theta_W$.

Ainsi l'expression de la section efficace donnée par Baer et al dans ISAJET, suivant les conventions citées ci-dessus et pour le processus considéré, est la suivante :

$$d\sigma/dt = 1/16\pi s^2 [\mathcal{A}s(U + T)/\mathcal{D}s + \mathcal{A}''s(U - T)/\mathcal{D}s]$$

$$\begin{aligned}
& +\mathcal{A}'s (m_{\tilde{\omega}_{1+}}m_{\tilde{z}_2})S/\mathcal{D}s + \mathcal{A}u U/\mathcal{D}u^2 + \mathcal{A}tT/\mathcal{D}'t^2 \\
& +\mathcal{A}st (s - m_W^2)T/(\mathcal{D}s\mathcal{D}'t) \\
& +\mathcal{A}'st m_{\tilde{\omega}_{1+}} m_{\tilde{z}_2}S(s - m_W^2)/(\mathcal{D}s\mathcal{D}'t) + \mathcal{A}su U(s - m_W^2)/(\mathcal{D}s\mathcal{D}u) \\
& +\mathcal{A}'su S m_{\tilde{\omega}_{1+}} m_{\tilde{z}_2}(s - m_W^2)/(\mathcal{D}s\mathcal{D}u) + \mathcal{A}tu S m_{\tilde{\omega}_{1+}} m_{\tilde{z}_2}/(\mathcal{D}u\mathcal{D}'t)
\end{aligned}$$

3 Le formalisme du FeynMSSM

Le formalisme utilisé dans le programme GMAJO, tient compte des conventions de Haber *et al.*. Les deux articles de base sont:

- Haber, Kane : Phys. Rep. 117, 2-4 (1985) 75-263
- Gunion, Haber : Nucl. Phys. B272 (1986) 1

Dans SUSY, les bosons de Higgs sont considérés comme des champs scalaires. Il est nécessaire d'avoir 2 doublets de Higgs pour donner une masse au quark up et down. On suppose que les termes de brisure soft de SUSY avec des coefficients arbitraires, c'est-à-dire les termes de dimension 2 ou 3 ne réintroduisent pas de divergences quadratiques à la théorie non renormalisée, ce qui est le cas des modèles de SUGRA à basse énergie. Dans les modèles de SUSY, on utilise deux doublets de champs de Higgs d'hypercharge de signes opposés : $H_1 \rightarrow y = -1$ et $H_2 \rightarrow y = 1$.

Le superpotentiel le plus général qui conserve le nombre baryonique et leptonique est :

$$\begin{aligned}
w &= h\varepsilon_{ij}H_1^iH_2^jN - \mu\varepsilon_{ij}H_1^iH_2^j - \tau N + \frac{1}{2}MN^2 + \frac{1}{3}\Lambda N^3 + W_F ; \\
H_1 &= \begin{pmatrix} H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix} \text{ de même pour } H_2
\end{aligned}$$

3.1 Détermination des termes de masse

3.1.1 Secteur chargé

Les charginos, $\tilde{\chi}_i^+$ ($i = 1, 2$) sont des fermions de Dirac à 4 composantes qui apparaissent lors du mélange des Winos : \tilde{W}^- , \tilde{W}^+ et des Higgsinos chargés \tilde{H}_1^- et \tilde{H}_2^+ . Il y a 2 mélanges indépendants : $(\tilde{W}^-, \tilde{H}_1^-)$ et $(\tilde{W}^+, \tilde{H}_2^+)$. Ainsi, nous définissons 2 matrices unitaires de mélange :

$$\begin{aligned}
\psi_j^+ &= (-i\lambda^+, \psi_{H_2^+}^+) \\
\psi_j^- &= (-i\lambda^-, \psi_{H_1^-}^-)
\end{aligned}$$

$$j = 1, 2 \text{ avec } \lambda^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(\lambda^1 \mp i\lambda^2)$$

Le terme de masse dans le lagrangien est :

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}(\psi^+\psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix}$$

et $X = \begin{pmatrix} M & m_W\sqrt{2} \sin\beta \\ m_W\sqrt{2} \cos\beta & \mu \end{pmatrix}$

M est le terme de masse de Majorana, μ est le terme de Higgs, β est égal á v_2/v_1 , et $m_W^2 = \frac{1}{2}g^2(v_1^2 + v_2^2)$ Comme précédemment on notera v_1 et v_2 les valeurs moyennes dans le vide : $v_1 = \langle H_1^1 \rangle$; $v_2 = \langle H_2^2 \rangle$

3.1.2 Secteur neutre

Dans ce secteur, il y a au moins 4 états neutres de mélange : $\lambda_\gamma, \lambda_Z, \psi_{H_1}^1, \psi_{H_2}^2$.

χ_j^0 sont les neutralinos qui sont des mélanges avec $j = 1, \dots, 4$, car dans un modèle minimal, il n'y a pas le champ N , á savoir le singulet de jauge. Les champs fermioniques à 2 composantes sont définis par ;

$$\psi_j^0 = (-i\lambda', -i\lambda^3, \psi_{H_1}^0, \psi_{H_2}^0)$$

λ^3 et λ' peuvent être exprimés en termes de photino et zino à 2 composantes, á partir des expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \lambda_Z &= \lambda^3 \cos\theta_W - \lambda' \sin\theta_W \\ \lambda_\gamma &= \lambda^3 \sin\theta_W + \lambda' \cos\theta_W \end{aligned}$$

Occasionnellement, il sera utile de définir

$$\psi_j'^0 = (-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, \psi_{H_1}^0, \psi_{H_2}^0)$$

Ainsi, le terme de masse dans le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T Y \psi^0 + hc$$

où Y est en général une matrice symétrique complexe donnée par :

$$Y = \begin{pmatrix} M' & 0 & -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \sin\theta_W \sin\beta \\ 0 & M & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta \\ -m_Z \sin\theta_W \cos\beta & m_Z \cos\theta_W \cos\beta & 0 & -\mu \\ m_Z \sin\theta_W \sin\beta & -m_Z \cos\theta_W \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

où M' est la masse de Majorana pour le bino et $m_Z^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2)$.

3.2 Diagonalisation

3.2.1 Diagonalisation du secteur chargé

Les états propres de masse χ^+ et χ^- à deux composantes sont définis par

$$\begin{cases} \chi_i^+ = V_{ij}\psi_j^+ \\ \chi_i^- = U_{ij}\psi_j^- \end{cases} \quad i, j = 1, 2$$

où U et V sont des matrices unitaires choisies telles que $U^*XV^{-1} = M_D$,

M_D est une matrice diagonale avec des entrées non négatives.

Par la même \mathcal{L} peut s'écrire :

$$\mathcal{L} = -(\chi_i^- (M_D)_{ij} \chi_j^+ + h^c)$$

Dans la notation à 4 composantes, on a :

$$\mathcal{L} = -(\overline{M}_+ \tilde{\chi}_1 \tilde{\chi}_1 + \overline{M}_- \tilde{\chi}_2 \tilde{\chi}_2)$$

où $\tilde{\chi}_1$ et $\tilde{\chi}_2$ sont des spineurs de Dirac chargés à 4 composantes :

$$\tilde{\chi}_1 = \begin{pmatrix} \chi_1^+ \\ \tilde{\chi}_1^- \end{pmatrix} ; \quad \tilde{\chi}_2 = \begin{pmatrix} \chi_2^+ \\ \tilde{\chi}_2^- \end{pmatrix}$$

Par convention, on choisit $\tilde{\chi}_1$ plus lourd que $\tilde{\chi}_2 \implies \overline{M}_+ > \overline{M}_-$

Les valeurs propres de $\tilde{\chi}$ peuvent être soit positives, soit négatives. Mais nous exigeons que M_D n'ai pas de valeurs propres négatives. Cependant il est utile de considérer le problème des valeurs propres du produit $X^\dagger X$. Les racines carrées positives des valeurs propres de $X^\dagger X$ seront les valeurs diagonales de M_D

$$M_D^2 = VX^\dagger XV^{-1} = U^*XX^\dagger(U^*)^{-1}$$

Ainsi, les matrices diagonales U^* et V peuvent être facilement obtenues en calculant les vecteurs propres correspondants aux valeurs propres $X^\dagger X$ et XX^\dagger . Il est à préciser que U et V^* à ce niveau ne sont pas uniques, mais peuvent être choisies de sorte que M_D n'ait pas de valeurs négatives. Pour plus de simplicité, nous supposons que les paramètres M et μ sont réels :

$$\overline{M}_\pm^2 = \frac{1}{2} \left\{ M^2 + \mu^2 + 2m_W^2 \pm [(M^2 - \mu^2)^2 + 4m_W^4 \cos^2 2\theta_\nu + 4m_W^2(M^2 + \mu^2 + 2M\mu \sin 2\theta_\nu)]^{1/2} \right\}$$

$$\text{alors } U = O_-, V = \begin{cases} O_+, & \det X \geq 0 \\ \sigma_3 O_-, & \det X < 0 \end{cases}$$

$$O_{\pm} = \begin{pmatrix} \cos \phi_{\pm} & \sin \phi_{\pm} \\ -\sin \phi_{\pm} & \cos \phi_{\pm} \end{pmatrix}$$

ainsi M_{\pm} qui sont les éléments diagonaux de M_D , sont positifs. Les angles ϕ_{\pm} sont :

$$\tan 2\phi_- = \frac{2\sqrt{2}m_W(\mu \cos \theta_\nu + M \sin \theta_\nu)}{(M^2 - \mu^2 + 2m_W^2 \cos 2\theta_\nu)}$$

$$\tan 2\phi_+ = \frac{2\sqrt{2}m_W(\mu \sin \theta_\nu + M \cos \theta_\nu)}{(M^2 - \mu^2 - 2m_W^2 \cos 2\theta_\nu)}$$

avec $\tan \theta_\nu = v_1/v_2$, $m_W^2 \equiv \frac{1}{4}g^2(v_1^2 + v_2^2)$

Remarque : quelques fois, il est utile d'admettre des entrées négatives pour M_D , en d'autres termes des valeurs propres de masse négatives. Dans ce cas les spineurs propres, doivent être multipliés par γ_5 .

3.2.2 Diagonalisation du secteur neutre

Nous définissons les états propres de masse en utilisant :

$$\chi_i^0 = N_{ij}\psi_j^0 \quad \text{avec } i, j = 1, \dots, 4$$

N est une matrice unitaire telle que $N^*YN^{-1} = N_D$, où N_D est la matrice diagonale de masse des neutralinos. N peut être choisie de telle façon que les éléments de N_D soient réels et non négatifs. Les neutralinos sont les états propres de masse à 4 composantes. En notation à 2 composantes, on les appelle $\tilde{\chi}_i^0$:

$$\tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix} \quad (i = 1, \dots, 4)$$

et sont des fermions de Majorana.

Comme précédemment, les interactions semblent plus simples en termes de champs à 4 composantes qui ne sont pas des états propres de masse. Ainsi on définit les spineurs de Majorana à 4 composantes :

$$\tilde{B} = \begin{pmatrix} -i\lambda' \\ i\bar{\lambda}' \end{pmatrix}, \quad \tilde{W}_3 = \begin{pmatrix} -i\lambda^3 \\ i\bar{\lambda}^3 \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}_1 = \begin{pmatrix} \psi_{H_1}^0 \\ \bar{\psi}_{H_1}^0 \end{pmatrix}, \quad \tilde{H}_2 = \begin{pmatrix} \psi_{H_2}^0 \\ \bar{\psi}_{H_2}^0 \end{pmatrix}$$

que l'on relie aux états propres de masse de la façon suivante :

$$P_L \widetilde{H}_i = P_L \sum_j N_{j,i+2}^* \widetilde{\chi}_j^0 ;$$

$$P_R \widetilde{H}_i = P_R \sum_j N_{j,i+2} \widetilde{\chi}_j^0$$

avec N unitaire et la même expression pour \widetilde{B} , \widetilde{W}_3 . Il est utile d'introduire le photino ($\widetilde{\gamma}$) et le zino (\widetilde{Z}) à 4 composantes (spineur de Majorana).

$$\widetilde{\gamma} = \begin{pmatrix} -i\lambda_\gamma \\ i\bar{\lambda}_\gamma \end{pmatrix}, \quad \widetilde{Z} = \begin{pmatrix} -i\lambda_Z \\ i\bar{\lambda}_Z \end{pmatrix}$$

qui sont reliés à \widetilde{W}_3 et \widetilde{B} . Alors, on peut exprimer $\widetilde{\gamma}$ et \widetilde{Z} en termes d'états propres de masse $\widetilde{\chi}_i$ en utilisant la matrice N' :

$$P_L \widetilde{\gamma}_i = P_L \sum_j N_{j1}^{\prime*} \widetilde{\chi}_j^0 ;$$

$$P_R \widetilde{\gamma}_i = P_R \sum_j N_{j1}' \widetilde{\chi}_j^0$$

Remarque : L'analyse faite ci-dessus suppose qu'il y a seulement 4 états de neutralino. Si nous incluons le champ N singlet de $SU(2) \times U(1)$, alors le champ higgsino (à 2 composantes) ψ_N doit être inclus. Si la valeur propre de masse est négative, on remplace $\widetilde{\chi}$ par $\gamma_5 \widetilde{\chi}$ dans le Lagrangien d'interaction.

3.3 Expression de la section efficace différentielle

3.3.1 Termes dépendants des couplages

Nous donnons l'expression, suivant les conventions de Haber et al, des couplages génériques présents dans GMAJO :

$$N_{12L} = N_{i3} U_{j2}^* / (2)^{1/2} + N_{i2} U_{j1}^*, \quad N_{12R} = -N_{i4}^* V_{j2} / (2)^{1/2} + N_{i2}^* V_{j1}$$

$$K u_{121L} = -ig U_{j1}^*, \quad K d_{122R} = -2i / (2)^{1/2} [e e_d N_{j1}' - (g / \cos \theta_W) (1/2 + e_d \sin^2 \theta_W) N_{j2}'] ,$$

$$K d_{101R} = -g V_{j1} (1 + \gamma_5) C, \quad (C \text{ est la conjugaison de charge}).$$

$$K u_{102R} = -i / (2)^{1/2} [e e_u N_{j1}' + (g / \cos \theta_W) (1/2 - e_u \sin^2 \theta_W) N_{j2}']$$

3.3.2 Expression de la section efficace

Les termes globaux, dépendants des constantes de couplage, présents dans la section efficace différentielle (pour le processus qui nous intéresse) s'écrivent de la façon suivante :

$$\mathcal{A}s = 2N_{12L}^2 + 2N_{12R}^2, \quad \mathcal{A}''s = 4[N_{12L}^2 - N_{12R}^2],$$

$$\mathcal{A}'s = 8N_{12L}N_{12R}, \quad \mathcal{A}t = K^2 d_{122R} K^2 u_{121L}, \quad \mathcal{A}u = K^2 d_{101R} K^2 u_{102R}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}tu &= -2Kd_{101R}Kd_{122R}Ku_{102R}Ku_{121L}, \quad \mathcal{A}'st = 4Kd_{122R}Ku_{121L}N_{12L}, \\
\mathcal{A}st &= 4Kd_{122R}Ku_{121L}N_{12R}, \quad \mathcal{A}su = -4Kd_{101R}Ku_{102R}N_{12R}, \\
\mathcal{A}'su &= -4Kd_{101R}Ku_{102R}N_{12L}
\end{aligned}$$

Ainsi, l'expression de la section efficace différentielle du processus considéré, trouvée avec FeynMSSM, est identique à celle qui se trouve dans ISAJET (dont nous avons donné l'expression dans la section 2).

4 Formalisme de Dawson

Ce formalisme s'intéresse à la plus simple extension supersymétrique du modèle standard : $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$. L'article de base est:

- *Phys. Rev. D vol.31, N° 7 (1985) 1581*

Les leptons et les quarks sont représentés par des spineurs à 2 composantes L et R :

$$\psi_{x,f,g} : x = L \text{ ou } R ; f = \text{saveur} ; g = \text{génération}$$

et les partenaires scalaires par : $\phi_{x,f,g}$. Les partenaires supersymétriques associés aux champs de Jauge sont notés ψ :

$$\begin{aligned}
A_\mu &\rightarrow \text{spineur de Majorana } \psi_A \\
G_\mu^a &\rightarrow \text{spineur de Majorana } \psi_G \\
W_\mu^\pm &\rightarrow \text{spineur de Majorana } \psi_{W^\pm} \\
Z_\mu &\rightarrow \text{spineur de Majorana } \psi_Z
\end{aligned}$$

Une grande classe de théories renormalisables dans lesquelles la SUSY est respectée à des énergies basses, possède une invariance globale $U(1)$ appelée la R -invariance. Donc on introduit un nouveau nombre quantique fermionique R , associé à la symétrie $U(1)$, et dont les valeurs sont $0, \pm 1$. Il n'est fait aucune supposition sur la nature de la brisure de SUSY ou sur la structure de Higgs de la théorie. Dans chaque théorie de SUSY, au moins deux doublets scalaires sont exigés pour donner des masses aux fermions avec isospin faible : $I_3 = \pm \frac{1}{2}$. Ainsi on aura des Higgs chargés et le Higgs neutre usuel. De plus, il y aura un mélange entre les fermions de jauge et les partenaires supersymétriques des bosons de Higgs (les fermions de Higgs).

4.1 Le Lagrangien effectif pour les interactions faibles

La charge des quarks ψ_{xug} , ψ_{xdg} est respectivement notée $\frac{2}{3}$ et $-\frac{1}{3}$. Les leptons sont notés par : $\psi_{x\nu g}$ et ψ_{xeg} , même notation pour les superpartenaires : ϕ_{xfg} scalaires. •

Un mélange entre les ng quarks et les ng scalaires associés, est décrit par une matrice étendue de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa $2ng \times 2ng$, c'est-à-dire :

$$Q = \begin{bmatrix} U & V \\ V' & \widehat{U} \end{bmatrix}$$

U, V, V', \widehat{U} sont 4 matrices unitaires $ng \times ng'$.

U : mélange de quarks

\widehat{U} : mélange des squarks

V et V' : 2 matrices décrivant les couplages quarks–squarks. Le mélange d'intergénération des leptons est donné par :

$$L = \begin{bmatrix} M & N \\ N' & \widehat{M} \end{bmatrix}$$

N, N' matrices décrivant les couplages leptons–sleptons

\widehat{M} : matrice de mélange des sleptons

M : Identité car pas de mélange de leptons.

Toutes ces matrices sont a priori inconnues.

Les partenaires fermioniques des Higgs scalaires sont :

$$\widetilde{H} = \begin{bmatrix} \widetilde{H}^+ \\ \widetilde{H}^0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \widetilde{H}' = \begin{bmatrix} \widetilde{H}'^0 \\ \widetilde{H}'^- \end{bmatrix}$$

Ils se mélangeront avec les gauginos pour donner les états propres de masse.

4.2 Mélange

4.2.1 Pour le secteur chargé

Le Lagrangien le plus général est :

$$\mathcal{L}_M = \mu_1 \psi_{W^+} \psi_{W^-} - \mu_2 \psi_{H'^-} \psi_{H^+} + ig_W v_1 \psi_{W^-} \psi_{H^+} + ig_W v_2 \psi_{W^+} \psi_{H'^-} + hc.$$

où μ_1, μ_2 peuvent être calculés dans des modèles spécifiques.

$v_1 = \langle H^0 \rangle$, $v_2 = \langle H'^0 \rangle$ et tous les spineurs sont écrits en notation de 2 composantes. Les termes en μ_1 et μ_2 correspondent à la brisure soft de SUSY. Les paramètres sont : μ_1, μ_2, v_1 et v_2 .

4.2.2 pour le secteur neutre

Le mélange arrive entre le photino, le zino et les fermions de Higgs neutre :

$$\mathcal{L} = \frac{\mu_1}{2} \psi_{W_3} \psi_{W_3} - \mu_2 \psi_{H^0} \psi_{H'^0} + \frac{\mu_3}{2} \psi_B \psi_B - iM_Z \cos \theta \psi_Z \psi_{H^0} - iM_Z \sin \theta \psi_Z \psi_{H'^0} + hc$$

où ψ_{W_3} et ψ_B sont les fermions de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

Les paramètres sont : μ_1 , μ_2 et $\tan \theta = -v_2/v_1$.

Il a été supposé que les termes de brisure soft de SUSY ne brisent pas la symétrie électro-faible donc μ_1 et μ_2 sont les mêmes dans les 2 secteurs.

4.2.3 Diagonalisation du secteur chargé

Quand la SUSY est brisée, 2 matrices unitaires sont nécessaires pour diagonaliser la matrice de masse. Les états propres de masse sont :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{\omega}_1^+ \\ \tilde{\omega}_2^+ \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \theta_+ & \sin \theta_+ \\ -\sin \theta_+ & \cos \theta_+ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i\tilde{W}^+ \\ \tilde{H}^+ \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \tilde{\omega}_1^- \\ \tilde{\omega}_2^- \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \theta_- & \sin \theta_- \\ -\sin \theta_- & \cos \theta_- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i\tilde{W}^- \\ \tilde{H}^- \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Les angles de mélange θ_{\pm} ($|\theta_{\pm}| \leq \frac{\pi}{2}$) peuvent être exprimés en fonction de μ_1 , μ_2 et v_1/v_2 . En termes d'états propres de masse, le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_M = -M_1 \psi_{\omega_1^+} \psi_{\omega_1^-} - M_2 \psi_{\omega_2^+} \psi_{\omega_2^-} + hc$$

Ou

$$M_{1,2} = \frac{1}{2}(\mu_1 + \mu_2) \pm \frac{1}{2}[(\mu_1 - \mu_2)^2 + 4g_W^2 v_1 v_2]^{1/2}$$

Les masses des états propres physiques sont reliées à l'angle de mélange θ_{\pm} par :

$$4M_W^2 = (M_1 + M_2)^2 \sin^2(\theta_+ - \theta_-) + (M_1 - M_2)^2 \sin^2(\theta_+ + \theta_-),$$

à cause de la structure de la brisure de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ on a:

$$M_W^2 = g_W^2 (v_1^2 + v_2^2)/2.$$

Par ailleurs, pour certain choix des paramètres, μ_1 , μ_2 , la matrice de masse pourra avoir des valeurs propres négatives, auquel cas on redéfinit les champs $\tilde{\omega}_i^-$, pour lesquels $M_i < 0$, de la façon suivante:

$$(\tilde{\omega}_i^-)' = -\tilde{\omega}_i^-$$

Remarque :

- si la SUSY est spontanément brisée, à savoir $\mu_1 = \mu_2 = 0$, on a des états propres de masse bien spécifiques.
- si la SUSY n'est pas brisée, c'est-à-dire $v_1 = v_2$, les masses sont dégénérées:

$$M_1 = M_2 = g_W \sqrt{v_1 v_2}$$

4.2.4 Diagonalisation du secteur neutre

En présence des termes de brisure soft, les états propres de masse sont des combinaisons linéaires compliquées des zinos et des fermions de Higgs neutres, ce qui peut être simplifié par un choix particulier de champs de base.

Donc en terme de combinaisons :

$$\tilde{A} = \frac{g' \tilde{W}_3 + g \tilde{B}}{(g^2 + g'^2)^{1/2}} ; \tilde{Z} = \frac{g \tilde{W}_3 - g' \tilde{B}}{(g^2 + g'^2)^{1/2}}$$

$$\text{et } \tilde{h} = \tilde{H}^0 \cos \theta + \tilde{H}'^0 \sin \theta , \tilde{h}' = \tilde{H}^0 \sin \theta - \tilde{H}'^0 \cos \theta$$

le Lagrangien devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M = & \frac{1}{2} \mathcal{M}_1 \psi_A \psi_A + \mathcal{M}_2 \psi_A \psi_Z + \frac{1}{2} \mathcal{M}_3 \psi_Z \psi_Z - i M_Z \psi_Z \psi_h \\ & - \mu_2 [\sin 2\theta \frac{(\psi_h \psi_h - \psi_{h'} \psi_{h'})}{2} + \cos 2\theta \psi_h \psi_{h'}] + hc \end{aligned}$$

où

$$\mathcal{M}_1 = \frac{g'^2 \mu_1 + g^2 \mu_3}{g^2 + g'^2}$$

$$\mathcal{M}_2 = e(\mu_1 - \mu_3)$$

$$\mathcal{M}_3 = \frac{g^2 \mu_1 + g'^2 \mu_3}{g^2 + g'^2}$$

La matrice de masse est :

$$M = \begin{bmatrix} \mathcal{M}_1 & \mathcal{M}_2 & 0 & 0 \\ \mathcal{M}_2 & \mathcal{M}_3 & -M_Z & 0 \\ 0 & -M_Z & \mu_2 \sin 2\theta & \mu_2 \cos 2\theta \\ 0 & 0 & \mu_2 \cos 2\theta & -\mu_2 \sin 2\theta \end{bmatrix}$$

Pour écrire le Lagrangien en fonction des états propres de masse $\tilde{\chi}_p$, a savoir :

$$\mathcal{L}_M = -\frac{1}{2} \sum_{p=1}^4 M_p \psi_{\chi_p} \psi_{\chi_p} + hc$$

Il est nécessaire de diagonaliser la matrice M , cependant pour le calcul des sections efficaces, il est plus pratique de travailler avec les états suivants:

$$\tilde{A}, \tilde{Z}, \tilde{H}^0, \tilde{H}'^0$$

Dans cette base, les états propres de masse sont:

$$\tilde{\chi}_p = -i\tilde{A}a_p - i\tilde{Z}b_p + \tilde{H}_0c_p + \tilde{H}'_0d_p$$

Avec la masse m_p et où

$$\begin{aligned} a_p &= \mathcal{O}_{p1} \\ b_p &= \mathcal{O}_{p2} \\ c_p &= \mathcal{O}_{p3} \cos \theta - \mathcal{O}_{p4} \sin \theta \\ d_p &= \mathcal{O}_{p3} \sin \theta - \mathcal{O}_{p4} \cos \theta \end{aligned}$$

qui fixe l'angle de mélange dans le secteur neutre. Il y a seulement 4 paramètres indépendants. Si nous les choisissons pour être les 4 masses physiques des états neutres, on peut déterminer μ_1, μ_2, μ_3 et la matrice \mathcal{O} :

$$\begin{bmatrix} \tilde{\chi}_1 \\ \tilde{\chi}_2 \\ \tilde{\chi}_3 \\ \tilde{\chi}_4 \end{bmatrix} = \mathcal{O} \begin{bmatrix} -i\tilde{A} \\ -i\tilde{Z} \\ \tilde{h} \\ \tilde{h}' \end{bmatrix}$$

où M_p est déterminée par les conditions des valeurs propres $(M - M_p I)\tilde{\chi}_p = 0$.

4.3 Expression de la section efficace différentielle

4.3.1 Termes dépendants des couplages

Comme dans les sections précédentes, nous commençons par donner les différents termes, présents dans la section efficace qui dépendent des couplages.

$$L_f = \tau_f^{(3)} - 2e_f \sin^2 \theta_W, \quad R_f = -2e_f \sin^2 \theta_W$$

où e_f est la charge électrique du fermion f et $\tau_f^{(3)} = 2$ fois isospin faible (I_3).

On pose $x_W = \sin^2 \theta_W$

$$N_j = a_j + b_j[(1 - x_W)/x_W]^{1/2}$$

$$\mathcal{L}_{qj} = a_j e_q (2)^{1/2} + b_j L_q / [2x_W(1 - x_W)]^{1/2}$$

$$a_j = \mathcal{O}_{p1} , b_j = \mathcal{O}_{p2} , c_j = \mathcal{O}_{p3} \cos \theta - \mathcal{O}_{p4} \sin \theta$$

$$d_j = \mathcal{O}_{p3} \sin \theta + \mathcal{O}_{p4} \cos \theta$$

θ est l'angle de mélange dans le secteur neutre.

$U_{qq'}$ est un élément de la matrice de mélange de quarks,

$V_{qq'}^{\sim}$ est un élément de la matrice de mélange des quarks squarks

$V_{widetilde{qq'}}^{\prime}$ est un élément de la matrice de mélange les squarks quarks.

Le processus considéré étant $u\bar{d} \rightarrow \omega 1^+ X_2^0$ donc $q = u$ et $\bar{q}' = \bar{d}$, $j = 2$.

Donc $\mathcal{L}_{q'j} = \mathcal{L}_{d2}$, $\mathcal{L}_{qj} = \mathcal{L}_{u2}$, $V_{qq'}^{\sim} = V_u^{\sim} \widetilde{dL}$, $V_{qq'}^{\prime} = V_{uL}^{\prime} \widetilde{d}$, $c_+ = \cos \theta_+$, $c_- = \cos \theta_-$.

4.3.2 Expression de la section efficace différentielle

Dans ce formalisme, les termes globaux, présents dans la section efficace différentielle s'écrivent de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}s &= (\alpha^2/12x_W)(c_+^2 + c_-^2|U_{qq'}|^2|N_j|^2, \\ 2\mathcal{A}'s &= [2\alpha^2/(6x_W)](c_+c_-)|U_{qq'}|^2|N_j|^2 \\ &\quad \text{le terme } \mathcal{A}''s \text{ est inexistant dans cette expression.} \\ \mathcal{A}t &= (\alpha^2c_-^2/12x_W)|V_u^{\sim} \widetilde{dL}|^2|\mathcal{L}_{d2}|^2, \\ \mathcal{A}u &= (\alpha^2c_+^2/12x_W)|V_{uL}^{\prime} \widetilde{d}|^2|\mathcal{L}_{u2}|^2 \\ \mathcal{A}tu &= -(\alpha^2c_+c_-/6x_W)\mathcal{L}_{uj}\mathcal{L}_{dj} \operatorname{Re}(V_u^* \widetilde{dL} V_{uL}^{\prime} \widetilde{d}) \\ \mathcal{A}'st &= -[\alpha^2c_+c_-/(3x_W(2)^{1/2})]N_2\mathcal{L}_{u2} \operatorname{Re}(U_{ud}V_u^* \widetilde{dL}) \\ \mathcal{A}st &= -[\alpha^2c_-^2/(3x_W(2)^{1/2})]N_2\mathcal{L}_{d2} \operatorname{Re}(U_{ud}V_u^* \widetilde{dL}) \\ \mathcal{A}su &= (\alpha^2c_+^2/(3x_W(2)^{1/2}))N_2\mathcal{L}_{u2} \operatorname{Re}(U_{ud}^* V_{uL}^{\prime} \widetilde{d}) \\ \mathcal{A}'su &= (\alpha^2c_+c_-/(3x_W(2)^{1/2})N_2\mathcal{L}_{u2} \operatorname{Re}(U_{ud}^* V_{uL}^{\prime} \widetilde{d}) \end{aligned}$$

A présent, nous donnons explicitement l'expression de la section efficace différentielle :

$$\begin{aligned} d\sigma/dt &= \pi/s [\mathcal{A}s(T+U)/S^2 + 2\mathcal{A}'s m_{\widetilde{\omega}_{1+}} m_{\widetilde{Z}_2} S/S^2 \\ &\quad + \mathcal{A}t T/\mathcal{D}'^2t + \mathcal{A}u U/\mathcal{D}'^2u + \mathcal{A}st T/(SD't) + \mathcal{A}'st m_{\widetilde{\omega}_{1+}} m_{\widetilde{Z}_2}/\mathcal{D}'t \\ &\quad + \mathcal{A}tu m_{\widetilde{\omega}_{1+}} m_{\widetilde{Z}_2} S/(\mathcal{D}'t \mathcal{D}u) + \mathcal{A}su U/(SDu) \\ &\quad + \mathcal{A}'su m_{\widetilde{\omega}_{1+}} m_{\widetilde{Z}_2}/\mathcal{D}u \end{aligned}$$

Nous remarquons que le terme en $\mathcal{A}''s$, présent dans les expressions des sections 2 et 3 est inexistant ici. Mais malgré cela, l'expression conserve la même forme.

5 Conclusion

Nous avons exposé les différentes conventions utilisées par les auteurs déjà cités, et nous constatons que l'expression de la section différentielle, pour le processus $u\bar{d} \rightarrow \chi_1^+ \chi_2^0$, qui se trouve dans ISAJET, est la même que celle que nous obtenons avec FeynMSSM. Cependant, ces expressions diffèrent de celle donnée par Dawson et al. dans laquelle le terme en \mathcal{A}'' s est absent.

6 Références

- [1] H. Baer *et al.* Phys. Rev. D35, 5 (1987) 1598
- [2] H. Baer *et al.* Phys. Rev. D36, 1 (1987) 96
- [3] S. Dawson *et al.* Phys. Rev. D31, 7 (1985) 1581
- [4] Haber, Kane Phys. Rep. 117, 2-4 (1985) 75
- [5] Gunion, Haber Nucl. Phys. B272 (1986)
- [6] Gunion, Haber Errata hep-ph/9301205
- [7] Gunion, Haber Errata for The Higgs Hunter's Guide SCIPP-92/58 (Dec. 92)