



Etude des contributions pingouins supersymétriques à la désintégration $b \rightarrow s\gamma$ via des masses de squarks non-universelles

M.B. Causse, Jean Orloff

► **To cite this version:**

M.B. Causse, Jean Orloff. Etude des contributions pingouins supersymétriques à la désintégration $b \rightarrow s\gamma$ via des masses de squarks non-universelles. 2000, pp.1-10. in2p3-00007891

HAL Id: in2p3-00007891

<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00007891>

Submitted on 6 Oct 2000

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Etude des contributions pingouins supersymétriques à la désintégration $b \rightarrow s\gamma$ via des masses de squarks non-universelles

M.B. Causse*et J. Orloff†
Laboratoire de Physique Corpusculaire,
Université Blaise Pascal,
F-63177 Aubière Cedex

14 septembre 2000

Résumé

Dans cette note nous donnons les expressions explicites des amplitudes, associées aux contributions supersymétriques qui contribuent au processus : $b \rightarrow s\gamma$ dans le cadre des extensions supersymétriques du MS avec des termes de brisure douce non-universels. Ainsi, grâce aux données expérimentales, nous déduisons des bornes sur les insertions de masse provenant des différentes contributions (gluinos, neutralinos et charginos).

1 Introduction

Les désintégrations rares du méson B permettent de tester la nouvelle physique par delà le Modèle Standard (MS) puisqu'elles ne sont pas affectées, de manière significative, par des incertitudes dues à des effets de longue distance. Ici, dans le cadre de la brisure spontanée de la supergravité minimale $N = 1$ [1], nous étudions les diagrammes pingouins avec des gluinos, des neutralinos et des charginos, qui sont responsables des désintégrations mésoniques radiatives $\Delta S = 1$. En particulier, nous nous intéressons au $b \rightarrow s\gamma$ [2] qui permet de donner des bornes inférieures sur la masse moyenne des squarks. Nous savons que dans le MSSM, une brisure universelle donne lieu à une grande dégénérescence dans le secteur sfermionique. Les tests de FCNC jouent un rôle important pour contraindre le spectre de masse de SUSY, en particulier dans ce secteur.

Nous voulons considérer les extensions SUSY du MS avec des termes de brisure douce non-universels [5]. Pour ce faire, nous utilisons la méthode d'insertion de masse qui permet de donner des bornes supérieures sur les termes non-diagonaux (Δ) des matrices de masse des sfermions (ayant même charge électrique mais de saveur différente). Ceci permet d'introduire un petit nombre de paramètres effectifs (δ), sans avoir besoin de prendre en considération les matrices de masse des sfermions dans leur totalité. Nous avons donc appliqué cette méthode à la contribution des gluinos dans la désintégration $b \rightarrow s\gamma$, ainsi qu'à la contribution des neutralinos et des charginos, ce qui est nouveau. Ainsi, grâce aux limites expérimentales, nous avons pu mettre des bornes supérieures sur les termes non-diagonaux des matrices de masse des squarks de type down et des squarks de type up.

Dans ce rapport nous présentons dans la section 2 des généralités sur les modèles de SUSY minimale et un rappel de la méthode d'insertion de masse. Ensuite en section 3, nous donnons les différentes amplitudes associées aux contributions des gluinos, neutralinos et charginos au processus : $b \rightarrow s\gamma$. Et pour finir en section 4, nous donnons l'expression explicite de $BR(b \rightarrow s\gamma)$ ainsi que les bornes obtenues sur les termes off-diagonaux (Δ) des matrices de masse des squarks. En annexe on trouvera les fonctions qui apparaissent dans les différentes amplitudes.

*email : mbc@wanadoo.fr

†email : orloff@in2p3.fr

2 Généralités sur les modèles de SUSY minimale et rappels sur la méthode d'insertion de masse

Les modèles de SUSY minimale [3] sont des théories de supergravité $N = 1$ brisée à la limite de basse énergie qui supersymétrisent le MS et qui possèdent les propriétés suivantes :

- symétrie de R -parité qui ne permet aucun terme violant le nombre baryonique ou leptonique dans le lagrangien,
- une métrique de Kähler plate, de telle sorte que les termes cinétiques sont canoniques.

Ces propriétés introduisent des sources supplémentaires de FCNC (flavour changing neutral current). La physique des mésons B ainsi que le $b \rightarrow s\gamma$ permettent de tester les FCNC provenant des théories supersymétriques minimales (SSM) dans lesquelles les masses des squarks de même charge électrique sont fortement dégénérées, c'est-à-dire que leur différence de masse doit être bien plus petite que leur valeur moyenne. Nous allons donc, brièvement, exposer les sources de FCNC provenant des théories SSM.

Le lagrangien de basse énergie contient :

- Le superpotentiel du SSM global pour $N = 1$

$$W = h_u Q H_1 u^c + h_d Q H_2 d^c + h_L L H_2 e^c + \mu H_2 H_1 \quad (1)$$

- les termes de brisure douce, pour les théories de supergravité minimale $N = 1$ dont la partie scalaire est :

$$L_{soft}^{scal} = m^2 \times \sum_{i=scalair} |\varphi_i|^2 + \left[Am \left(h_u \tilde{Q} H_1 \tilde{u}^c + h_u \tilde{Q} H_2 \tilde{d}^c + h_L \tilde{L} H_2 \tilde{e}^c \right) + Bm\mu H_2 H_1 + h.c \right] \quad (2)$$

où A et B sont 2 paramètres libres sans dimension des contributions scalaires bilinéaires et trinéaires ; m est l'échelle de brisure de SUSY à basse énergie.

Des équations (1) et (2), on obtient la matrice de masse 6×6 des squark down ($Q = -\frac{1}{3}$)

$$M_{d\tilde{d}^*}^2 = \begin{bmatrix} m_{d_L \tilde{d}_L^*}^2 & m_{d_L \tilde{d}_L^c}^2 \\ m_{d_L^* \tilde{d}_L^c}^2 & m_{d_L^c \tilde{d}_L^*}^2 \end{bmatrix} \quad (3)$$

où

$$m_{d_L \tilde{d}_L^*}^2 = m_{d_L^c \tilde{d}_L^c}^2 = m_d m_d^+ + m^2 \times 1 \quad (4)$$

et

$$m_{d_L \tilde{d}_L^c}^2 = Am m_d + \mu m_d \langle H_1 \rangle / \langle H_2 \rangle \quad (5)$$

avec $m_d =$ matrice de masse 3×3 des quarks D de charge $e_D = -\frac{1}{3}$.

À ce niveau, il est clair que le couplage $d_L - \tilde{d}_L^+ - \tilde{g}$ ne peut conduire à un changement de saveur (FC). En effet, si on diagonalise $m_d m_d^+$, on diagonalise en même temps $m_{d_L \tilde{d}_L^*}^2$. Par contre, ceci n'est plus vrai si l'on tient compte de la renormalisation de $m_{d_L \tilde{d}_L^*}^2$: sa valeur reste (4) à haute échelle, mais son évolution vers l'échelle M_W n'est pas diagonale à cause du terme $h_u Q H_1 u^c$ dans le superpotentiel (1). Ainsi la matrice de masse 3×3 de $m_{d\tilde{d}^*}^2$ renormalisée à l'échelle M_W s'écrit :

$$m_{d_L \tilde{d}_L^*}^2(q^2 = M_w^2) = m_d m_{d^+} + m^2 \times 1 + c m_u m_u^+ \quad (6)$$

où le coefficient c peut être calculé en résolvant les équations du groupe de renormalisation pour l'évolution des quantités SUSY. Nous voyons dans l'équation (6) que la diagonalisation simultanée de $m_{d_L \tilde{d}_L^*}^2$ et $m_d m_{d^+}$ n'est plus possible à cause du terme $c m_u m_u^+$. Le changement de saveur est donc proportionnel à c et aux angles

(CKM). Dans une base où les couplages $d_L - \widetilde{d}_L^\dagger - \widetilde{g}$ sont diagonaux en saveur, le mélange de saveur se produit uniquement dans les propagateurs de squarks. Ceci peut se résumer schématiquement de la façon suivante :

$$\begin{array}{c} \widetilde{d}_{iL} \\ \text{---} \times \text{---} \\ \widetilde{d}_{jL} \\ \Delta_{LL}^{ij} \end{array} \rightarrow \Delta_{LL}^{ij} = c(C \cdot [m_u^{diag}]^2 \cdot C^\dagger)_{ij} \quad (7)$$

Pour les transitions $L \rightarrow R$, on introduit de même :

$$\begin{array}{c} \widetilde{d}_{iL} \\ \text{---} \times \text{---} \\ \widetilde{d}_{jL}^c \\ \Delta_{LR}^{ij} \end{array} \rightarrow \Delta_{LR}^{ij} = \Delta_{LR}^{bs} \quad (8)$$

Les Δ_{ij} sont des insertions de masse reliant les saveurs i et j le long d'une ligne de propagateur de sfermion et L, R indique la chiralité du partenaire fermionique. Il existe donc trois classes de mélange de sfermions : Δ_{LL} , Δ_{RR} et Δ_{LR} . Dans le MSSM avec brisure de SUSY universelle, il existe une sorte de hiérarchie parmi les insertions de masse $(\Delta_{LL})_{ij} \gg (\Delta_{LR})_{ij} \gg (\Delta_{RR})_{ij}$. Ceci n'est plus forcément le cas si les changements de saveur sont produits par d'autres conditions initiales. Dans un tel cas on ne peut faire aucune affirmation générale sur l'importance relative de ces 3 contributions. Il est alors nécessaire d'utiliser une paramétrisation des changements de saveur et de la violation de CP qui soit indépendante du modèle SUSY pour avoir un test accessible et immédiat des variantes du MSSM.

La paramétrisation que nous avons choisie est l'approximation d'insertion de masse [6]-[8]. Dans cette méthode, on ne considère pas les contributions FCNC de SUSY provenant de la supersymétrisation des FCNC du MS, et on ne s'intéresse qu'à celles provenant des couplages FC des gluinos, neutralinos et charginos aux fermions et sfermions. Comme dit plus haut, on choisit une base pour les états de fermions et sfermions où tous les couplages de ces particules aux jauginos sont diagonaux de saveur tandis que le changement de saveur est produit par la non-diagonalité des propagateurs des sfermions provenant des termes de masse. On note donc Δ les termes non-diagonaux des matrices de masse des sfermions (pour des sfermions de même charge électrique mais de saveur différente). Les propagateurs de sfermions peuvent alors se développer en série de $\delta = \Delta/\widetilde{m}^2$ où \widetilde{m} est la masse moyenne des sfermions et l'échelle typique de brisure de SUSY. Tant que le rapport des entrées non-diagonales (Δ) sur la masse moyenne des quarks reste un petit paramètre [5], le premier terme du développement, qui est obtenu par une insertion non-diagonale de masse entre deux propagateurs de squarks diagonaux, représente une approximation acceptable. Cette méthode évite la connaissance spécifique des matrices de masse des sfermions. Nous obtiendrons les bornes supérieures sur les différents δ en les comparant avec les données expérimentales sur les FCNC.

Dans la section suivante nous donnons les expressions des différentes amplitudes associées aux contributions des gluinos, neutralinos et charginos au processus : $b \rightarrow s\gamma$ [2],[10].

3 Amplitudes contribuant au processus $b \rightarrow s\gamma$

Les règles de Feynman utilisées pour le calcul des amplitudes dans le MSSM se trouvent dans la référence [9]. Le calcul des amplitudes est effectué en utilisant d'une part ces règles de Feynman et d'autre part l'approximation d'insertion de masse. Les diagrammes pingouins supersymétriques intervenant dans le processus $b \rightarrow s\gamma$ font intervenir :

- les gluinos (pengluinos) : figures 1(a) et 1(b)
- les neutralinos (penneutralinos) : figures 2(a) et 2(b)
- les charginos (pencharginos) : figures 3(a) et 3(b) ; figures 4(a) et 4(b) ; figures 5(a) et 5(b).

Les amplitudes sont établies en ne retenant que la transition dipolaire électrique qui domine, et dont l'effet pour la transition $b \rightarrow s\gamma$, se résume par l'opérateur effectif $O_{LR} = m_b \varepsilon_\mu(q) \overline{s(p-q)} \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b(p)$, q étant l'impulsion sortante du photon.

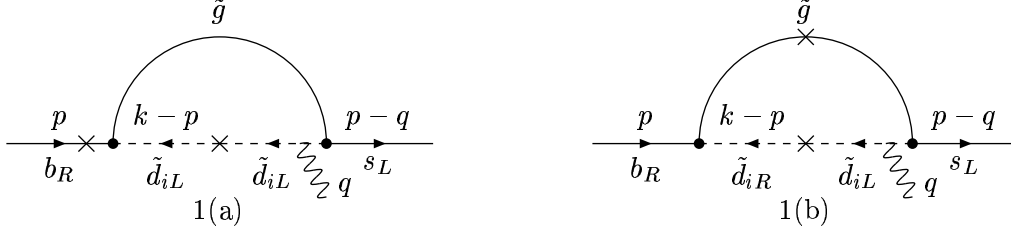


FIG. 1 – Contribution des gluinos (pengluinos).

À présent nous sommes à même de donner les expressions explicites des amplitudes associées aux diagrammes pingouins supersymétriques.

3.1 Les pengluinos

Du diagramme représenté sur la figure 1(a), on obtient

$$T'_{\widetilde{gLL}} = e_D C_2(R) \alpha_s \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha} \frac{\delta_{LL}}{M_D^2} \varepsilon_\mu(q) \overline{s(p-q)} \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R [pH(X_{\widetilde{g}}) + qH(X_{\widetilde{g}})] b(p) \quad (9)$$

où les D_i avec $i = 1, \dots, 6$ sont les états propres de masse des squarks down, e_D est la charge électrique du squark D ; $X_{\widetilde{g}} = \frac{M_{\widetilde{g}}^2}{M_D^2}$ et la fonction $H(X_{\widetilde{g}})$ est donnée en annexe; δ_{LL} est l'insertion de masse reliant la saveur b et s avec l'état d'hélicité L :

$$\delta_{LL} = \sum_{i=1}^6 \frac{(M_{Di}^2 - M_D^2) Z_D^{si*} Z_D^{bi}}{M_D^2} = \frac{\Delta_{LL}}{M_D^2}$$

dans laquelle Z_D est une matrice de mélange définie par :

$$\text{diag}(M_{D1}^2, \dots, M_{D6}^2) = Z_D^+ \begin{pmatrix} M_{LL}^2 & M_{LR}^{2+} \\ M_{LR}^2 & M_{RR}^2 \end{pmatrix} Z_D ;$$

M_D^2 est la masse moyenne des squarks down et $C_2(R) = \frac{4}{3}$ (dans représentation fondamentale). Par là même l'expression de $T'_{\widetilde{gLL}}$ devient :

$$T'_{\widetilde{gLL}} = e_D C_2(R) \alpha_s \frac{\delta_{LL}}{M_D^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha} \varepsilon_\mu(q) \overline{s(p-q)} \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R [pH(X_{\widetilde{g}}) + qH(X_{\widetilde{g}})] b(p)$$

Du diagramme (b) de la figure 1 on aboutit à

$$T'_{\widetilde{gLR}} = e_D C_2(R) \alpha_s \frac{M_{\widetilde{g}} \delta_{LR}}{M_D^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha} M_1(X_{\widetilde{g}}) \varepsilon_\mu(q) \overline{s(p-q)} \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b(p)$$

avec

$$\delta_{LR} = \sum_{i=1}^6 \frac{(M_{Di}^2 - M_D^2) Z_D^{si*} Z_D^{(b+3)i}}{M_{Di}^2} = \frac{\Delta_{LR}}{M_D^2}$$

Grâce aux limites expérimentales, il sera donc possible de donner des bornes supérieures aux différents δ , c'est à dire sur les termes non-diagonaux des matrices de masse des sfermions.

3.2 Les penneutralinos

Les penneutralinos sont représentés sur les figures 2(a) et 2(b).

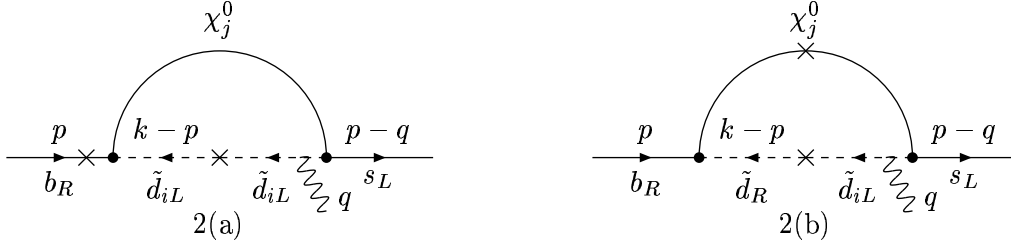


FIG. 2 – Contribution des neutralinos (penneutralinos).

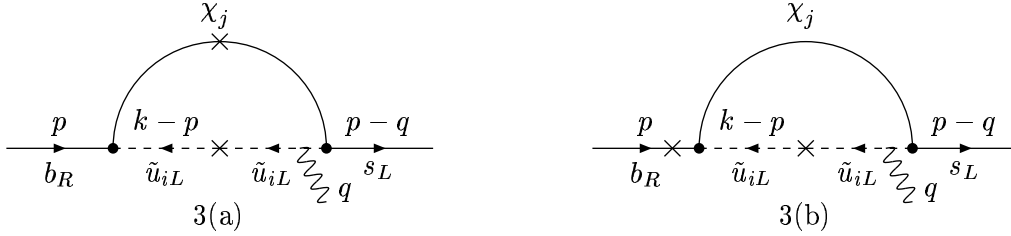


FIG. 3 – Contribution des charginos avec couplage du photon au squark up et insertion de masse LL .

– pour le diagramme (a)

$$T'_{\chi_{LLj}^0} = e_D \alpha_w \frac{\delta_{LL}}{2 \cos^2(\theta_w) M_D^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha} (z_{L\chi_j^0}) \overline{s(p-q)} \varepsilon_\mu(q) \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R [pH(X_{0j}) - qH(X_{0j})/3] b(p)$$

$j = 1 \dots 4$ indices des 4 neutralinos, $X_{0j} = \frac{M_{\chi_j^0}^2}{M_D^2}$ avec $M_{\chi_j^0}$ la masse du neutralino. et

$$z_{L\chi_j^0} = \left| \frac{1}{3} Z_N^{1j} \sin \theta_w - Z_N^{2j} \cos \theta_w \right|^2$$

Clairement, $z_{L\chi_j^0}$ ne peut dépasser 1. Dans msugra, par exemple on aura : $z_{L\chi_1^0} \approx \frac{\sin^2(\theta_w)}{9}$ car $Z_N^{11} \approx 1$ pour le neutralino le plus léger (essentiellement bino), et $z_{L\chi_2^0} \cong 0.8$ pour $Z_N^{22} \approx 1$

– pour le diagramme (b)

$$T'_{\chi_{RLj}^0} = -e_D \alpha_w \frac{\sin(\theta_w) \delta_{LR} M_{\chi_j^0}}{3 \cos^2(\theta_w) M_D^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha} (z_{R\chi_j^0}) M_1(X_{0j}) \overline{s(p-q)} \varepsilon_\mu(q) \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b(p)$$

avec

$$z_{R\chi_j^0} = \left(\frac{1}{3} Z_N^{1j*} \sin \theta_w - Z_N^{2j*} \cos \theta_w \right) Z_N^{1j}$$

À nouveau, on peut avoir $z_{R\chi_2^0} \approx 1$ dans msugra.

3.3 Les pencharginos

Le photon se couplant aux charginos, 6 diagrammes rentrent en jeu. En ce qui concerne l'insertion de masse LL , nous avons 4 diagrammes représentés dans les figures 3(a) et 3(b) et les figures 4(a-b). Lorsque

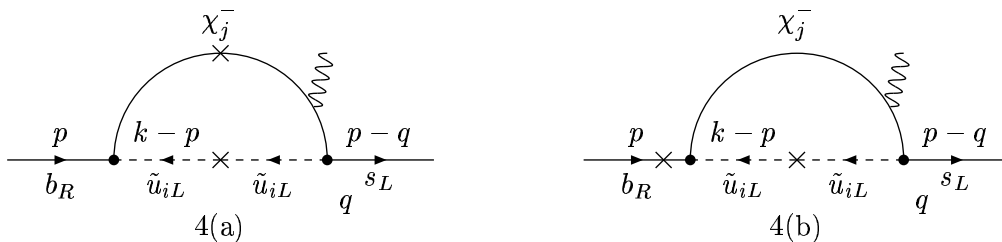


FIG. 4 – Contribution des charginos avec couplage du photon au chargino et insertion de masse LL .

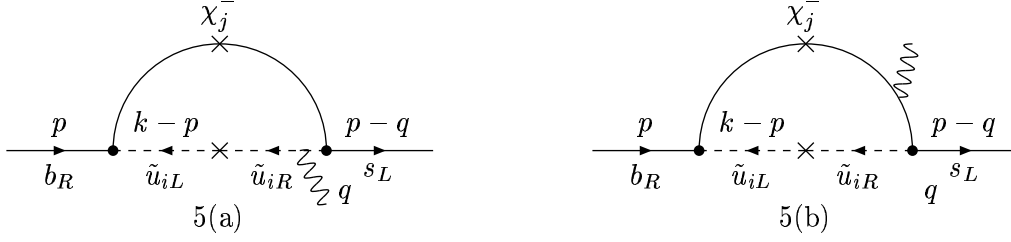


FIG. 5 – Contribution des charginos avec insertion de masse LR .

le flip d'hélicité se trouve sur la patte externe du quark b , seule la composante wino du chargino intervient (diagrammes b) contrairement au cas où le flip d'hélicité se trouve sur la ligne du chargino (les diagrammes a) : seules les composantes higgsino jouent alors un rôle. Donc les pencharginos représentés sur les figures 3(a) et 3(b), où le photon se couple aux squarks, donnent :

– pour le diagramme (a)

$$T'_{\chi_{LLj}^-} = e_u \alpha_w \frac{m_b \delta_{LL\chi_j} M_{\chi_j^-} Z_{1j}^{+*} Z_{2j}^{-*}}{M_w \cos(\beta) M_U^2 \sqrt{2\pi}} \sqrt{\alpha} M_1(X_j) \overline{s(p-q)} \varepsilon_\mu(q) \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b(p)$$

où $j = 1, 2$ sont les 2 états de chargino possibles, $X_j = \frac{M_{\chi_j^-}}{M_U^2}$ et $M_{\chi_j^-}$ est la masse du chargino j , $e_u = 2/3$ est la charge électrique des squarks de type up, M_U est la masse moyenne des squarks de type up et

–

$$\delta_{LL\chi_j} = \sum_{i=1}^6 \sum_{J=1}^3 \sum_{K=1}^3 (1 - \delta_{JK}) \frac{(M_{U_i}^2 - M_U^2)}{M_U^2} Z_U^{Ki} C^{sK} Z_U^{Ji*} C^{*bJ}$$

dans laquelle J et K sont les indices des 3 générations de squarks et U_i avec $i = 1, \dots, 6$ sont les états propres de masse des squarks de type up. Contrairement à δ_{LL} , $\delta_{LL\chi_j}$ ne reflète pas uniquement les proportions de mélange des squarks, il contient aussi des facteurs (connus) de mélange de quarks (C^{bs}).

– pour le diagramme (b)

$$T'_{\chi_{LLj}^-} = e_u \alpha_w \frac{\delta_{LL\chi_j} Z_{1j}^{+*} Z_{1j}^+}{M_U^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha s(p-q)} \varepsilon_\mu(q) \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R [pH(X_j) + qH(X_j)/3] b(p)$$

Pour le chargino le plus léger dans msugra, on a $Z_{1j}^{+*} \approx 1$ alors que $Z_{2j}^{-*} \approx 0$; dans ce cas, nous constatons que seule la contribution du diagramme (b) (c'est à dire là où seules interviennent les composantes wino du chargino) contribuera à l'amplitude.

Les pencharginos des figures 4(a) et 4(b), où le photon se couple au chargino, donnent :

– pour le diagramme (a) :

$$T'_{\chi_{LLj}^-} = -\alpha_w \frac{m_b \delta_{LL\chi_j} M_{\chi_j^-} Z_{1j}^{+*} Z_{2j}^{-*}}{M_w^2 \cos(\beta) M_U^2 \sqrt{2\pi}} \sqrt{\alpha} F(X_j) \overline{s(p-q)} \varepsilon_\mu(q) \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b(p)$$

– pour le diagramme (b)

$$T'_{\chi_{LLj}^-} = \alpha_w \frac{\delta_{LL\chi_j} Z_{1j}^{+*} Z_{1j}^+}{M_U^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha s(p-q)} \varepsilon_\mu(q) \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R [pG(X_j) + qG(X_j)/2] b(p)$$

On définit la fraction de jaugino du chargino j par : $z_{\chi Lj} = Z_{1j}^{+*} Z_{1j}^+$. Les fonctions $F(X_j)$ et $G(X_j)$ sont données en annexe 6. À nouveau, dans msugra, seul le diagramme (b) contribuera à l'amplitude. Les insertions de masse LR pour la contribution des charginos sont représentées sur les figures 5(a) et 5(b). Seules les composantes higgsino du chargino contribuent à l'amplitude. Par ailleurs à cause du couplage

$U^J Z_U^{(J+3)i} Z_{2j}^{+*} P_R C^{sJ}$, associé au $s_L - X_j^- - U_{iR}$ où $U^J \approx m_J$ est proportionnel à la masse du quark associé, seule la contribution du quark top l'emporte par rapport à celles du up et du charm.

Dans ce cas, le diagramme (a) de la figure 5 donne :

$$T'_{\chi_{LRj}^-} = -e_u \alpha_w \frac{m_t m_b \delta_{LR\chi_j} Z_{2j}^{+*} Z_{2j}^{-*} M_{\chi_j^-}}{M_W^2 \cos(\beta) \sin(\beta) M_U^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha} M_1(X_j) s(p-q) \varepsilon_\mu(q) \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b(p)$$

où

$$\delta_{LR\chi_j} = \sum_{i=1}^6 \frac{(M_{U_i}^2 - M_U^2)}{M_U^2} Z_U^{(t+3)i} Z_{2j}^{+*} C^{st} Z_U^{ti*} Z_{2j}^{-*} C^{*bt}$$

et pour finir du diagramme (b) on obtient :

$$T'_{\chi_{LRj}^-} = \alpha_w \frac{m_t m_b \delta_{LR\chi_j} z_{Rj} M_{\chi_j^-}}{2M_W^2 \cos(\beta) \sin(\beta) M_U^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{\alpha} F(X_j) s(p-q) \varepsilon_\mu(q) \sigma^{\mu\nu} q_\nu P_R b(p)$$

avec : $z_{Rj} = Z_{2j}^{+*} Z_{2j}^{-*}$ qui est la fraction higgsino dans le chargino j , valant au plus 1 et au moins $\frac{1}{2}$ pour l'un des 2 charginos. À présent nous sommes à même d'établir le taux d'embranchement du $b \rightarrow s\gamma$ et de donner les bornes supérieures sur les insertions de masse.

4 Expression de $BR(b \rightarrow s\gamma)$ et les bornes supérieures sur les insertions de masse δ

Nous nous sommes intéressés au processus $b \rightarrow s\gamma$ car nous savons que les désintégrations rares du B ne sont pas affectées de manière significative par les incertitudes dues à des effets de longues distance. Ainsi ce processus permet de tester la nouvelle physique par delà le MS.

Le taux de branchement [10] est

$$BR(b \rightarrow s\gamma) = \frac{BR(B \rightarrow X_s \gamma)}{BR(B \rightarrow X_c e \bar{\nu}_e)} = \frac{\Gamma(b \rightarrow s\gamma)}{\Gamma(b \rightarrow ce \bar{\nu}_e)}$$

où $b \rightarrow ce \bar{\nu}_e$ est dominant donc $BR(b \rightarrow s\gamma) = \Gamma(b \rightarrow s\gamma) \tau_B$. L'expression explicite de $BR(b \rightarrow s\gamma)$ obtenue à partir du calcul exposé dans la section 3 est :

$$\begin{aligned} BR(b \rightarrow s\gamma) = \frac{m_b^3 \alpha \tau_B}{16 \pi^2} & \left| \frac{m_b \alpha_s e_D C_2(R)}{M_D^2} \delta_{LL} H(X_{\tilde{g}}) \right. \\ & + \frac{\alpha_s e_D C_2(R) M_{\tilde{g}}}{M_D^2} \delta_{LR} M_1(X_{\tilde{g}}) - \frac{e_D \alpha_w M_{\chi_j^0} \sin^2(\theta_w) z_{R\chi_j^0}}{9 M_D^2} \delta_{LR} M_1(X_{0j}) \\ & + \frac{e_D \alpha_w m_b \sin^2(\theta_w) z_{L\chi_j^0}}{18 M_D^2 \cos^2(\theta_w)} \delta_{LL} H(X_{0j}) + \frac{m_b \alpha_w (G(X_j) + e_U H(X_j))}{M_U^2} \delta_{LL\chi_j} \\ & \left. + \frac{\alpha_w m_b m_t M_{\chi_j^-}}{M_w^2 \cos(\beta) \sin(\beta) M_U} \left(\frac{F(X_j)}{2} - e_U M_1(X_j) \right) \delta_{LR\chi_j^-} \right|^2 \end{aligned}$$

En exigeant que chaque terme de l'équation ci-dessus, pris séparément, ne dépasse pas en valeur absolue la valeur expérimentale de $BR(b \rightarrow s\gamma)$ à savoir $(1 - 4)10^{-4}$ (qui inclus les incertitudes du MS), nous donnons des bornes supérieures sur les différents δ .

Les valeurs que nous avons choisies pour les particules supersymétriques sont issues des résultats donnés en [12]. En outre nous avons imposé les conditions suivantes :

- masse moyenne des squarks : $M_U = M_D = M_{\tilde{g}}$.
- masse des neutralinos : nous choisissons celle de la LSP, avec $M_{\chi_1^0} \approx \frac{M_{\tilde{g}}}{6}$ (relation de grande unification)
- masse du stop le plus léger : $M_{\tilde{t}} \geq M_{\chi_1^0} + 30 \text{Gev}$

$M_{\tilde{g}}$	$X_{\tilde{g}}$	δ_{LL}	δ_{LR}	$M_{\chi_1^0}$	X_0	$\delta_{LL} z_{LX_1^0}$	$\delta_{LR} z_{RX_1^0}$
300	1 (0.36)	2.96 (8.2)	10^{-2} (2.7×10^{-2})	50	3×10^{-2} (10^{-2})	7.1 (19.7)	0.34 (0.94)
600	4 (1.44)	9.5 (26.4)	1.8×10^{-2} (4.9×10^{-2})	100	10^{-2} (4×10^{-2})	8.4 (23.25)	0.25 (0.7)
800	7 (2.56)	17.6 (48.8)	2.6×10^{-2} (7.2×10^{-2})	130	0.19 (7×10^{-2})	9.8 (27.3)	0.23 (0.64)

TAB. 1 – Limites sur les termes hors diagonaux δ_{LL} et δ_{LR} des squarks down provenant des contributions des gluinos et des neutralinos.

M_{χ^-}	X $\tan(\beta) = 2$	δ_{LLX} $M_{U=M_q}$	δ_{LRX}	δ_{LRX} $\tan(\beta) = 5$	δ_{LRX} $\tan(\beta) = 10$	δ_{LRX} $\tan(\beta) = 20$	δ_{LRX} $\tan(\beta) = 40$
100	0.1 (4×10^{-2})	0.57 (1.58)	0.08 (0.09)	0.04 (0.045)	0.02 (0.023)	0.01 (0.011)	0.0051 (0.0058)
200	0.44 (0.16)	1.23 (3.41)	1.6 (0.2)	0.76 (0.095)	0.39 (0.049)	0.2 (0.025)	0.099 (0.012)
300	1 (0.36)	2.34 (6.5)	0.3 (0.83)	0.14 (0.4)	0.075 (0.2)	0.03 (0.1)	0.019 (0.052)

TAB. 2 – Limites sur les termes hors diagonaux δ_{LL} et δ_{LR} des squarks up provenant des contributions des charginos.

– masse du chargino : $M_{\chi_1^-} \approx 2M_{\chi_1^0}$ (grande unification)

Par ailleurs nous posons $X_{\tilde{g}} = \frac{M_{\tilde{g}}^2}{M_{\tilde{q}}^2}$, $X_0 = \frac{M_{\chi_1^0}}{M_{\tilde{q}}^2}$, $X = \frac{M_{\chi^-}}{M_{\tilde{q}}^2}$. Les autres données expérimentales que nous utilisons se trouvent dans la table ci-dessous :

α_s	α	α_w	$\sin^2(\theta_w)$	$BR(b \rightarrow s\gamma)$	M_W	m_b	m_t	τ_B
0.12	1/127.9	α/s_w^2	0.2315	$1 \rightarrow 4 \cdot 10^{-4}$	80.41	4.5	170	$1.49 \cdot 10^{-4}$ s

Les résultats sont donnés, dans les tables 1 et 2, pour différentes valeurs de $\tan(\beta)$ (à savoir $\tan(\beta) = 2, 5, 10, 20$ et 40) et pour différentes valeurs de $M_{\tilde{q}}$: $M_{\tilde{q}} = 300\text{GeV}$ et $M_{\tilde{q}} = 500\text{GeV}$ (ces résultats sont entre-parenthèses dans les tables). Pour déterminer les insertions LL on impose $BR(b \rightarrow s\gamma) = (4) \times 10^{-4}$ et pour les insertions LR on impose $BR(b \rightarrow s\gamma) = (2) \times 10^{-4}$ afin d'être en accord avec la référence [6] dans le cas des gluinos. Pour la contribution des charginos nous prenons $M_U = M_{\tilde{q}}$. Des résultats obtenus nous constatons :

- en ce qui concerne la contribution du gluino, δ_{LL} est plus sensible à la masse du gluino que δ_{LR} , ce dernier étant multiplié par une puissance supplémentaire de $M_{\tilde{g}}$ qui compense partiellement la dépendance en $M_{\tilde{g}}$ de la fonction $H(X_g)$; (voir Annexe 6)
- pour le neutralino, la limite sur δ_{LL} est moins sensible à la masse du neutralino, grâce aux plus petites valeurs de X_0 entrant dans la même fonction $H(X_0)$. Cependant, même pour la valeur maximale de $z_{LX_0j} = 1$ (pour $j = 2$ par exemple), la limite ne peut concurrencer la limite du gluino que si $\frac{M_{\chi_1^0}}{M_{\tilde{g}}}$ est beaucoup plus petite que dans les modèles msugra. La limite sur δ_{LR} décroît faiblement avec l'augmentation de $M_{\chi_1^0}$, à cause d'une part de la puissance supplémentaire de $M_{\chi_1^0}$ dans l'expression et de la constance de la fonction $M_1(X_0)$ à petit X_0 (voir Annexe 6)
- la contribution du chargino est la seule permettant de contraindre les écarts entre les masses de squarks up, d'une façon dépendant du mélange de Cabbibo (voir les expressions de δ_{LLX} et δ_{LRX}). Pour δ_{LRX} , on peut factoriser cette dépendance $C^{ts}C^{tb} \approx \frac{1}{30}$, et on obtient une limite fortement sensible à $\tan(\beta)$. Nous nous intéressons aux masses des squarks up, le δ_{LLX} a la même sensibilité que dans le cas du neutralino; même remarque que précédemment pour le δ_{LRX} mais nous constatons toute fois que sa valeur décroît pendant que $\tan(\beta)$ croit.
- les limites des tableaux sont facilement extensibles à des valeurs quelconques des masses de squarks et

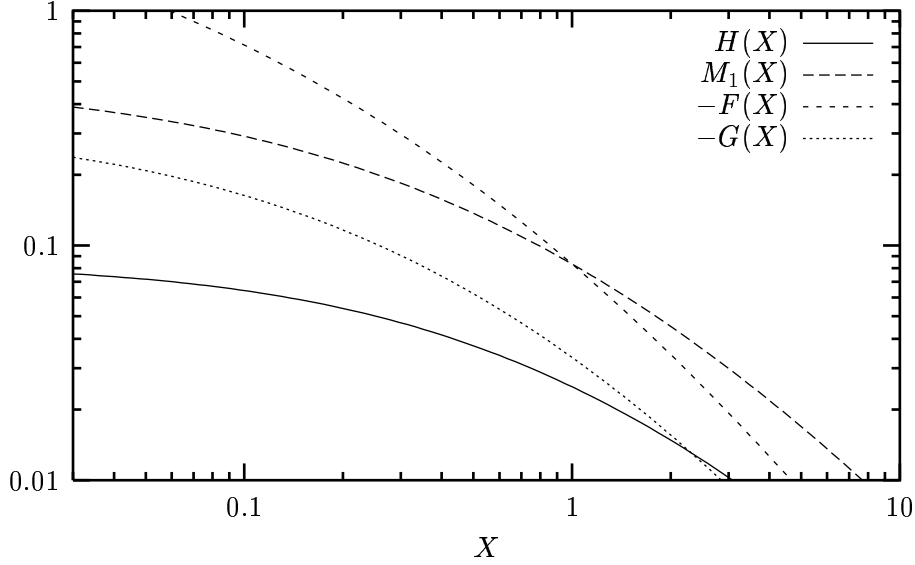


FIG. 6 – Les diverses fonctions intervenant dans les amplitudes, pour les intervalles de X typiquement nécessaires. Noter la double échelle logarithmique

de juginos : elles sont proportionnelles à l'inverse des fonctions données en annexe. Pour des valeurs trop grandes de δ , on peut toutefois sortir de la validité du développement en insertions de masse.

5 Conclusion

Dans cette note nous avons donné les expressions explicites des amplitudes, associées aux contributions supersymétriques qui contribuent au processus $b \rightarrow s\gamma$ dans le cadre des extensions supersymétriques du SM avec des termes de brisure douce non-universelle. La paramétrisation que nous avons choisie (indépendante du modèle) est l'approximation d'insertion de masse. Ainsi grâce aux données expérimentales, nous avons posé des limites supérieures sur les différents δ . Nous avons constaté que les résultats obtenus sont beaucoup moins sensibles à la masse pour le chargino et le neutralino que pour le gluino.

6 Annexe

$$\begin{aligned}
 H(X) &= \frac{-1 + 9X + 9X^2 - 17X^3 + 6X^2(X \ln X + 3 \ln X)}{12(X-1)^5} \\
 M_1(X) &= \frac{1 + 4X - 5X^2 + 2X(X+2) \ln(X)}{8(X-1)^4} = L(X)/2 \\
 F(X) &= \frac{5 - 4X - X^2 + 2 \ln(X) + 4X \ln(X)}{2(X-1)^4} \\
 G(X) &= \frac{1 + 9X - 9X^2 - X^3 + 6X(1+X) \ln(X)}{3(X-1)^5}
 \end{aligned}$$

Références

- [1] S. Bertolini et al, Phys.lett. B192 (1987) 437
- [2] M. Gronau et al, Phys.Rev. D.55 (1997) 2845
- [3] F. Gabbiani et al, Nucl.Phys. B322 (1989) 235-254
- [4] R. Grigjanis et al. Phys.Rep. V228 No3 (1998) QCD corrections.

- [5] E. Gabrielli et al. Phys.Lett. B374(1996) 80.
- [6] F. Gabbiani et al. Nucl.Phys. B477(1996)321.
- [7] S. Bertolini et al. Nucl.Phys. B353(1991)591.
- [8] J.S. Hagelin et al. Nucl.Phys. B415(1994)293.
- [9] J. Rosiek, Phys.Rev. D v41 no11(1990)3464.
- [10] N. Oshimo Nucl.Phys. B404(1993)20.
- [11] S. Bertolini et al.Z.Phys.C67(1995)513.
- [12] ALEPH 99-078,Conf.99-050 ;
ALEPH 99-072,Conf.98-041 ;A.Djouadi et al. hep-ph/99074428 ;
CERN-PPE/97-084