

DECAIMIENTOS DE STOP EN EL MARCO DE SUPERSIMETRÍA ESCALONADA

J. A. Rodríguez y S. M. Sánchez N

Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia.

Resumen

Se calculan los decaimientos del compañero supersimétrico del quark top en dos cuerpos a nivel árbol, utilizando la simetría gauge del modelo estándar de partículas y considerando la versión con rompimiento de supersimetría escalonada.

Palabras claves: Supersimetría, supersimetría escalonada, stop

Abstract

We calculate the decays of the top quark superpartner in two bodies at tree level, by using the gauge symmetry from the Standard Model of Particle Physics and by considering the split SUSY scenario for symmetry breaking.

Keywords: supersymmetry, split supersymmetry, stop

1. Introducción

El modelo estándar de partículas provee una muy buena descripción de los fenómenos de altas energías, sus predicciones han sido probadas llegando a tener una precisión de más del 0.1% [1]. Sin embargo existen varios problemas en el modelo estándar que no se han podido resolver de manera satisfactoria, por ejemplo aún no se ha encontrado experimentalmente el bosón de Higgs, responsable del rompimiento de la simetría que genera masas para las partículas del modelo, las masas de las partículas escalares no son estables

J. Rodríguez: e-mail: jarodriguezl@unal.edu.co

S. Sánchez: e-mail: smsanchezn@unal.edu.co

a correcciones radiativas, no se logra la unificación de las constantes de acople a gran escala, no explica la diferencia de masa entre familias de fermiones y el modelo no involucra la gravedad. Para solucionar estos aspectos es necesaria la introducción de nueva física, y una alternativa muy prometedora se encuentra en las *teorías supersimétricas*, que además de resolver algunos de estos temas relacionan las partículas fermiónicas con las bosónicas [2, 3, 4, 5].

Supersimetría es una simetría que relaciona bosones y fermiones mediante un operador fermiónico Q tal que[6]

$$\begin{aligned} Q |\text{bosón}\rangle &= |\text{fermión}\rangle, \\ Q |\text{fermión}\rangle &= |\text{bosón}\rangle. \end{aligned} \tag{1}$$

Las partículas del lado izquierdo de las ecuaciones (1) son las partículas “ordinarias”, y las resultantes de la aplicación del operador Q son llamadas superpartículas, y serán las supercompañeras de las partículas ordinarias. Cada partícula fermiónica tendrá una supercompañera bosónica y viceversa.

Una consecuencia importante de la introducción de supersimetría (SUSY) es la aparición de las nuevas partículas en las correcciones radiativas de masa y ayuda a solucionar el problema de ajuste fino del modelo estándar. Este problema aparece al hacer la corrección a un loop para la masa del bosón de Higgs. En esta corrección se encuentra una divergencia cuadrática de la forma

$$\delta m_H^2 \sim \mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{4\pi}\right) \Lambda^2, \tag{2}$$

donde Λ es un corte ultravioleta y se han incluido las contribuciones de fermiones, bosones gauge y acoples cuárticos. Esta divergencia puede destruir la estabilidad de la corrección [6]. La solución usual a este inconveniente consiste en ajustar la masa desnuda del bosón de Higgs de forma que contenga un término negativo muy grande que cancele la corrección, pero obviamente este *ajuste fino* no es una solución muy satisfactoria. En teorías SUSY este problema se soluciona naturalmente, ya que al calcular la corrección aparece la

contribución de cada partícula con la de su supercompañera,

$$\delta m_H^2 \sim \mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{4\pi}\right) (\Lambda^2 + m_b^2) - \mathcal{O}\left(\frac{\alpha}{4\pi}\right) (\Lambda^2 + m_f^2), \quad (3)$$

donde llamamos m_b a la masa del bosón y m_f a la del fermión que forman la pareja de supercompañeras, y el signo menos relativo proviene de la contribución del fermión. Además se nota que si las masas del fermión y el bosón son iguales la corrección es nula, pero para mantener la estabilidad de la corrección solo es necesario que la diferencia no sea muy grande. Esta es la solución de SUSY al problema del ajuste fino a la masa del bosón de Higgs.

Así la introducción de SUSY puede lograr unificar las fuerzas fundamentales y además evitar las divergencias en las correcciones radiativas. Sin embargo, del álgebra de SUSY es posible derivar la relación $[Q_\alpha, P^2] = 0$, con $P^2 = P_\mu P^\mu$ la cantidad invariante de masa del grupo de Poincaré. Esta relación muestra que las parejas de partículas supercompañeras tienen la misma masa aunque tengan diferente espín. Este hecho no se ha detectado en ningún experimento hasta hoy, lo cual significa que la supersimetría debería estar rota, y se logra a través de la adición de términos al lagrangiano que asignen masa a las superpartículas. Este rompimiento de supersimetría introduce nuevos parámetros libres a considerar aparte de las masas arbitrarias asignadas a las superpartículas. El valor de estos parámetros se podría determinar conociendo el mecanismo de rompimiento, y alrededor de esta situación se han desarrollado varios modelos, como *GMSB* (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking) [9], *AMSB* (Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking), entre otros [10].

En el escenario de supersimetría escalonada propuesto recientemente [11, 12], los parámetros de rompimiento se fijan de manera que las superpartículas escalares adquieran masas del orden de 10^9 GeV , mientras que las fermiónicas siguen siendo livianas, con masas de alrededor de 10^3 GeV .

El objetivo de este trabajo es calcular los decaimientos del supercompañero escalar del quark top, llamado stop (\tilde{t}). Los cálculos

se harán para un escenario típico de SUSY y se comparan con los obtenidos bajo el escenario de supersimetría escalonada. Es de particular interés la tercera familia porque su fenomenología es muy diferente a la de las dos primeras. En la sección 2 se describe el contenido de partículas y se construye el lagrangiano para el modelo mínimo estándar supersimétrico, que es la mínima representación que contiene al modelo estándar de partículas. A continuación, en la sección 3 se muestran los autoestados de masa de las partículas que se verán involucradas en los cálculos de la sección 6. La sección 5 muestra más detalladamente el escenario de supersimetría escalonada, la sección 4 está dedicada al cálculo explícito de los anchos de decaimiento que se estudiarán, y finalmente la sección 6 muestra los resultados obtenidos.

2. Modelo Mínimo Estándar Supersimétrico (MSSM)

El modelo supersimétrico más simple que contiene al modelo estándar de partículas, se construye adicionando a este último el mínimo número de campos necesarios para tener el mismo número de grados de libertad bosónicos y fermiónicos. El resultado es conocido como el *modelo mínimo estándar supersimétrico* (MSSM por sus siglas en inglés), y su grupo gauge es el mismo del modelo estándar: $SU_c(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$.

El contenido de partículas del MSSM está en supermultipletes gauge sin masa [8], $V^a \equiv (\lambda^a, W_\mu^a)$, y en supercampos quirales de materia $\Phi_i \equiv (A_i, \psi_i)$. Los campos λ^a son los supercompañeros de los bosones gauge y son llamados *gauginos*, y los campos A son los supercompañeros bosónicos de los fermiones ψ y son llamados *sfermiones*. El espectro de partículas del MSSM está descrito en la tabla I [13, 6].

Supercampo gauge	Partículas
\hat{H}_1	(H_1, \tilde{H}_1)
\hat{H}_2	(H_2, \tilde{H}_2)
\hat{V}_1	B, \tilde{B}
\hat{V}_2	W_i, \tilde{W}_i
\hat{V}_3	g, \tilde{g}

Supercampo quiral	Partículas
\hat{Q}_i	$(u_L, d_L), (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$
\hat{U}_i	u_R, \tilde{u}_R
\hat{D}_i	d_R, \tilde{d}_R
\hat{L}_i	$(\nu_L, e_L), (\tilde{\nu}_L, \tilde{e}_L)$
\hat{E}_i	e_R, \tilde{e}_R

Tabla I. Contenido de partículas del MSSM. Las partículas supersimétricas se denotan por una tilde(\sim) sobre la letra que representa a la partícula ordinaria correspondiente.

Los quarks y leptones tienen compañeros de espín 0 llamados *squarks* y *sleptones* respectivamente. Como cada grado de libertad necesita un supercompañero, se necesitan dos bosones por cada fermión del modelo estándar. Los squarks son denotados \tilde{q}_L y \tilde{q}_R y tienen autoestados de masa \tilde{q}_1 y \tilde{q}_2 . A los bosones gauge se les asocian partículas fermiónicas llamadas gauginos. Los supercompañeros de los gluones y los bosones B y W_i , son llamados *gluinos* \tilde{g} , *bino* \tilde{B} y *wino* \tilde{W}_i respectivamente. Además, como se indica en la tabla I, se necesitan dos dobletes de Higgs con hipercargas ± 1 y sus supercompañeros son llamados *Higgsinos*. Los fermiones neutros \tilde{B} y \tilde{W}_3 y los Higgsinos neutros \tilde{H}_1^0 y \tilde{H}_2^0 son llamados colectivamente *neutralinos*. Como resultado de su mezcla se tienen cuatro fermiones cuyos autoestados de masa son notados por $\tilde{\chi}_i^0$, $i = 1 \cdots 4$. Los fermiones cargados $\tilde{W}_{1,2}$ y los Higgsinos cargados \tilde{H}^\pm son llamados *charginos*, y los autoestados de masa resultantes de la mezcla son notados por $\tilde{\chi}_j^\pm$, $j = 1, 2$.

Además definiremos la R-paridad como $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$, donde B es el número bariónico, L es el número leptónico y S es el espín de la partícula. La R-paridad debe conservarse en cualquier proceso, y se puede encontrar que su valor es [14]

$$R = \begin{cases} 1 & \text{para partículas ordinarias} \\ -1 & \text{para partículas supersimétricas} \end{cases} \quad (4)$$

La conservación de la R-paridad implica que las partículas supersimétricas solo pueden ser producidas en pares, y además evita la violación del número leptónico y bariónico [15], así como procesos de cambio de sabor por corriente neutra.

Conociendo el contenido de partículas del MSSM es posible construir el lagrangiano del modelo. Primero, los términos cinéticos correspondientes a los campos mencionados son,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{kin} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \frac{i}{2}\bar{\lambda}^a \gamma^\mu D_\mu \lambda^a \\ & + (D_\mu A)^\dagger D^\mu A + i\bar{\psi} \gamma^\mu D_\mu P_L \psi, \end{aligned} \quad (5)$$

donde $F_{\mu\nu}$ es el tensor de fuerza, se suma sobre los campos de la tabla I y la derivada covariante está definida como,

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - igT_a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig_s \frac{\zeta_a}{2} G_\mu^a, \quad (6)$$

donde T^a son los generadores de $SU(2)$, Y es la hipercarga, ζ_a son las matrices de Gell-Mann, y g, g', g_s son los acoples gauge de $SU(2)$, $U(1)$ y $SU(3)$ respectivamente.

Las masas y acoples de los campos de materia son determinados completamente por el superpotencial \mathcal{W} [15, 3]. El superpotencial debe ser un polinomio en los campos escalares del supermultiplete quiral, de grado menor o igual a tres para que la teoría sea renormalizable [8, 15]. A partir de él se encuentran las interacciones de Yukawa y el potencial esalar. La forma del superpotencial en el MSSM es

$$\mathcal{W} = \sum_{i,j=1}^3 [(h_E)_{ij} H_1 L_i E_j^c + (h_D)_{ij} H_1 Q_i D_j^c + (h_U)_{ij} H_2 Q_i U_j^c] + \mu H_1 H_2, \quad (7)$$

donde i, j son índices de generación, y $h_{E,D,U}$ son los acoples de Yukawa.

Del superpotencial se encuentran los términos de masa para los fermiones, si los dos dobletes de Higgs adquieren valores esperados en el vacío distintos de cero, de la forma [6]

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Con esta condición, y a partir de la ecuación (7), se puede encontrar por ejemplo que la masa del electrón es $m_e = h_E v_1$, y de la misma manera se encuentra la masa del resto de fermiones. Si algún Higgs tiene valor esperado en el vacío igual a cero, tendríamos fermiones sin masa, entonces los parámetros v_1 y v_2 son importantes para los cálculos. Resulta conveniente definir el parámetro $\tan \beta \equiv v_2/v_1$ donde v_1 y v_2 son los valores esperados en el vacío de los dobletes H_1 y H_2 respectivamente.

Al construir el lagrangiano del MSSM, se encuentra que las partículas ordinarias y sus supercompañeras tienen la misma masa, situación que no se ha encontrado experimentalmente. Esto indica que la supersimetría debería estar rota, lo cual se logra adicionando al lagrangiano términos que no introduzcan divergencias cuadráticas. Estos términos involucran solamente a las superpartículas [15], y se encuentran en el lagrangiano de rompimiento suave que tiene la forma

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft} &= \frac{1}{2}M_1\tilde{B}\tilde{B} + \frac{1}{2}M_2\tilde{W}\tilde{W} + \frac{1}{2}M_3\tilde{g}\tilde{g} \\ &+ m_{H_1}^2|H_1|^2 + m_{H_2}^2|H_2|^2 \\ &+ M_{\tilde{Q}}^2|\tilde{q}_L|^2 + M_{\tilde{U}}^2|\tilde{u}_R^c|^2 + M_{\tilde{D}}^2|\tilde{d}_R^c|^2 \\ &+ M_{\tilde{L}}^2|\tilde{l}_L|^2 + M_{\tilde{E}}^2|\tilde{e}_R^c|^2 \\ &+ h_D A_D H_1 \tilde{q}_L \tilde{d}_R^c + h_E A_E H_1 \tilde{l}_L \tilde{e}_R^c \\ &+ h_U A_U H_2 \tilde{q}_L \tilde{u}_R^c + B\mu H_1 H_2. \end{aligned} \quad (9)$$

donde M_1, M_2 y M_3 son los únicos términos de masa para los gauginos en el modelo, m_{H_i} y $B\mu$ son términos de masa para los campos

de Higgs, $M_{\tilde{Q},\tilde{U},\tilde{D},\tilde{L},\tilde{E}}$ son los términos de masa para los escalares supersimétricos, y $A_{U,D,E}$ son los denominados “acoples trilineales”. Estos parámetros son libres, y de acuerdo al modelo utilizado como mecanismo de rompimiento, pueden tener ciertas restricciones y/o valores.

3. Mezcla de s-partículas y autoestados de masa

A continuación se muestra explícitamente la formación de los autoestados de masa de las partículas mencionadas para el sector escalar y para el sector fermiónico [16, 14, 17].

3.1. Sector Escalar

3.1.1. Squarks

Los supercompañeros de los quarks son denotados \tilde{q}_L y \tilde{q}_R , correspondientes a cada quiralidad del fermión del cual provienen. Estos se mezclan y tienen autoestados de masa \tilde{q}_1 y \tilde{q}_2 . Los términos de masa provienen del lagrangiano de Yukawa y del lagrangiano de rompimiento de SUSY. Para cada sabor se tienen dos matrices de mezcla:

$$\mathcal{M}_{\tilde{q}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{q}_L}^2 & a_q m_q \\ a_q m_q & m_{\tilde{q}_L}^2 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

donde

$$\begin{aligned} m_{\tilde{q}_L}^2 &= M_{\tilde{Q}}^2 + m_Z^2 \cos 2\beta (I_{3L}^q - e_q \sin^2 \theta_W) + m_q^2, \\ m_{\tilde{q}_R}^2 &= M_{\{\tilde{U},\tilde{D}\}}^2 + e_q m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W + m_q^2, \\ a_q &= A_q - \mu \{\cot \beta, \tan \beta\}, \end{aligned} \quad (11)$$

y los términos en llaves se refieren a los quarks tipo $\{up, down\}$, respectivamente. e_q e I_3^q son la carga eléctrica y la tercera componente de isospin del squark \tilde{q} y m_q es la masa del quark compañero. $M_{\tilde{Q}}$, $M_{\tilde{U}}$ y $M_{\tilde{D}}$ son las masas que aparecen en el lagrangiano de rompimiento suave de SUSY [ecuación (9)] y A_q son los acoples trilineales en la ecuación (9).

Los elementos por fuera de la diagonal de la matriz $\mathcal{M}_{\tilde{q}}^2$ son proporcionales a la masa del quark correspondiente. En el caso de las dos primeras generaciones, \tilde{q}_L y \tilde{q}_R son una buena aproximación a los autoestados de masa, ya que los términos fuera de la diagonal son despreciables por ser proporcionales a la masa del quark correspondiente y en ese caso la matriz se puede ver como una matriz diagonal. Sin embargo, para la tercera generación esto no es muy válido. Se espera que los stop tengan un alto grado de mezcla debido al valor de la masa del quark top, y para los sbottom los efectos de mezcla pueden ser importantes cuando se tiene tan β grande. Esto es una muestra de que la fenomenología de los stop y sbottom es muy diferente a la de los otros squarks, y es una de las razones por las cuales resulta interesante estudiar la fenomenología asociada a esta familia. La matriz de masa $\mathcal{M}_{\tilde{q}}^2$ se diagonaliza por medio de una matriz unitaria $\mathcal{R}^{\tilde{q}}$ así

$$\mathcal{M}_{\tilde{q}}^2 = (\mathcal{R}^{\tilde{q}})^\dagger \begin{pmatrix} m_{\tilde{q}_1}^2 & 0 \\ 0 & m_{\tilde{q}_2}^2 \end{pmatrix} \cdot \mathcal{R}^{\tilde{q}} \quad (12)$$

De esta forma la relación entre los estados $\tilde{q}_{L,R}$ y los autoestados de masa $\tilde{q}_{1,2}$ es

$$\begin{pmatrix} \tilde{q}_1 \\ \tilde{q}_2 \end{pmatrix} = \mathcal{R}^{\tilde{q}} \begin{pmatrix} \tilde{q}_L \\ \tilde{q}_R \end{pmatrix}, \quad (13)$$

con la matriz $R^{\tilde{q}} = R^{\tilde{q}}(\theta_{\tilde{q}})$ de rotación, donde $\theta_{\tilde{q}}$ es el ángulo de mezcla de los squarks. Los autovalores de masa están dados por

$$m_{\tilde{q}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{\tilde{q}_L}^2 + m_{\tilde{q}_R}^2 \mp \sqrt{(m_{\tilde{q}_L}^2 - m_{\tilde{q}_R}^2)^2 + 4a_q^2 m_q^2} \right). \quad (14)$$

Por convención elegimos \tilde{q}_1 como el autoestado de masa más liviano y el ángulo de mezcla viene dado por:

$$\tan \theta_{\tilde{q}} = \frac{m_{\tilde{q}_L}^2 - m_{\tilde{q}_R}^2}{2a_q^2 m_q}. \quad (15)$$

3.2. Sector Fermiónico

3.2.1. Neutralinos

Los gauginos y los higgsinos neutros (\tilde{B} , \tilde{W}_3 , \tilde{H}_1^0 , \tilde{H}_2^0) se mezclan, y sus cuatro autoestados de masa son llamados neutralinos.

Los términos de masa de los gauginos provienen únicamente del lagrangiano de rompimiento de simetría dado en la ecuación (9), los términos cruzados provienen del lagrangiano de interacción de higgsinos con los bosones gauge, y los términos de masa del higgsino provienen de la interacción del supercampo gauge de Higgs consigo mismo. La matriz de masa que se obtiene del lagrangiano es [17],

$$\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 c_W^2 + M_2 s_W^2 & (M_2 - M_1) s_W c_W & 0 & 0 \\ (M_2 - M_1) s_W c_W & M_1 s_W^2 + M_2 c_W^2 & m_Z & 0 \\ 0 & m_Z & \mu s_{2\beta} & -\mu c_{2\beta} \\ 0 & 0 & -\mu c_{2\beta} & -\mu s_{2\beta} \end{pmatrix}. \quad (16)$$

La matriz de masa $\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0}$ se diagonaliza por medio de una matriz unitaria N que cumple

$$N^* \mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0} N^{-1} = \text{diag}\{m_{\tilde{\chi}_i^0}\}. \quad (17)$$

Los elementos de la matriz N se calculan numéricamente una vez se han fijado los parámetros de la matriz de masa [ecuación (16)].

3.2.2. Charginos

Los gauginos \tilde{W}^\pm (supercompañeros de los bosones W^\pm) se mezclan con los higgsinos cargados $\tilde{H}_1^-, \tilde{H}_2^+$, para formar dos charginos $\tilde{\chi}^\pm$. La matriz de masa que se encuentra para estas partículas está dada por

$$\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^\pm}^2 = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_W \sin \beta \\ \sqrt{2} m_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Los autoestados se obtienen diagonalizando por medio de dos matrices U y V ,

$$U^* \mathcal{M}_{\tilde{\chi}^\pm} V = \text{diag}\{m_{\tilde{\chi}_1^\pm}, m_{\tilde{\chi}_2^\pm}\}. \quad (19)$$

Los elementos de la matriz U están dados por,

$$\begin{aligned} U_{12} &= U_{21} = \frac{\theta_1}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{M_2^2 - \mu^2 - 2m_W \cos 2\beta}{W} \right]^{1/2}, \\ U_{22} &= -U_{11} = \frac{\theta_2}{\sqrt{2}} \left[1 - \frac{M_2^2 - \mu^2 - 2m_W \cos 2\beta}{W} \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (20)$$

y para la matriz V se tiene:

$$\begin{aligned} V_{21} &= -V_{12} = \frac{\theta_3}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{M_2^2 - \mu^2 + 2m_W \cos 2\beta}{W} \right]^{1/2}, \\ V_{22} &= V_{11} = \frac{\theta_4}{\sqrt{2}} \left[1 - \frac{M_2^2 - \mu^2 + 2m_W \cos 2\beta}{W} \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (21)$$

donde

$$W = \sqrt{(M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2)^2 - 4(\mu M_2 - m_W^2 \sin 2\beta)^2},$$

y los factores de signo θ_i son

$$\{\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4\} = \begin{cases} \{1, \varepsilon_B, \varepsilon_A, 1\} & \tan \beta > 1, \\ \{\varepsilon_B, 1, 1, \varepsilon_A\} & \tan \beta < 1, \end{cases}$$

con

$$\begin{aligned} \varepsilon_A &= \text{sign}(M_2 \sin \beta + \mu \cos \beta), \\ \varepsilon_B &= \text{sign}(M_2 \cos \beta + \mu \sin \beta). \end{aligned}$$

Estos factores de signo se encargan de garantizar que los autovalores de la matriz de masa $\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^\pm}$ sean positivos.

4. Lagrangiano de interacción y anchos de decaimiento

El objetivo de este estudio son los decaimientos del quark stop \tilde{t} . Los procesos posibles son,

$$\begin{aligned} \tilde{q} &\rightarrow q' \tilde{\chi}^\pm, \\ \tilde{q} &\rightarrow q \tilde{\chi}^0, \\ \tilde{q} &\rightarrow q \tilde{g}. \end{aligned} \quad (22)$$

El canal dominante es $\tilde{q} \rightarrow q \tilde{g}$ ya que el acople es proporcional a la constante de QCD (g_s), sin embargo es posible que no sea permitido cinemáticamente [18]. Para encontrar los anchos de decaimiento de los procesos que queremos estudiar, es necesario estudiar el lagrangiano de interacción de la partícula inicial con las finales. A partir de allí se puede encontrar la regla de Feynman que corresponde al vértice y con ella la amplitud invariante del proceso para calcular el ancho de decaimiento [19, 20]. A continuación se encuentra cada proceso por separado.

4.1. Decaimiento $\tilde{q} \rightarrow q' \tilde{\chi}^\pm$

El lagrangiano de interacción quark-squark-chargino proviene de la última línea del lagrangiano de interacción entre los supercampos gauge y los supercampos quirales y está dado por [17],

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{q\tilde{q}\tilde{\chi}^\pm} &= g\bar{t} \left(l_{ij}^{\tilde{b}} P_R + k_{ij}^{\tilde{b}} P_L \right) \tilde{\chi}_j^+ \tilde{b}_i \\ &+ g\bar{b} \left(l_{ij}^{\tilde{t}} P_R + k_{ij}^{\tilde{t}} P_L \right) \tilde{\chi}_j^{+c} \tilde{t}_i + h.c. \end{aligned} \quad (23)$$

donde los acoples son,

$$l_{ij}^{\tilde{q}} = \sum_n \mathcal{R}_{in}^{\tilde{q}} \mathcal{O}_{jn}^q, \quad k_{ij}^{\tilde{q}} = \mathcal{R}_{i1}^{\tilde{q}} \mathcal{O}_{j2}^{q'} \quad (24)$$

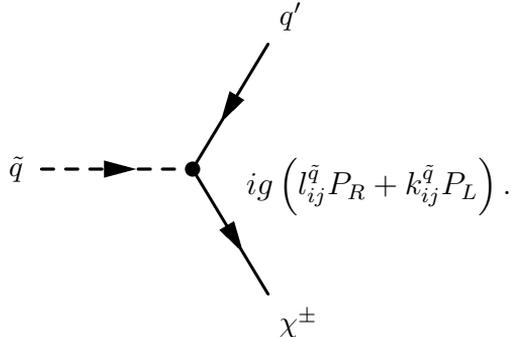
con $\mathcal{R}^{\tilde{q}}$ la matriz de mezcla de los \tilde{q} y las matrices \mathcal{O}^q

$$\mathcal{O}_j^t = \begin{pmatrix} -V_{j1} \\ Y_t V_{j2} \end{pmatrix}, \quad \mathcal{O}_j^b = \begin{pmatrix} -U_{j1} \\ Y_b U_{j2} \end{pmatrix}, \quad (25)$$

donde U y V son las matrices unitarias 2×2 que diagonalizan la matriz de masa de los charginos dadas en las ecuaciones (20) y (21), y Y_q son los factores de Yukawa,

$$Y_t = \frac{m_t}{\sqrt{2}m_W \sin \beta}, \quad Y_b = \frac{m_b}{\sqrt{2}m_W \cos \beta}. \quad (26)$$

De acuerdo al lagrangiano dado en la ecuación (23) la regla de Feynman correspondiente al vértice es,



Con esto se puede calcular la amplitud invariante y el ancho de decaimiento que se obtiene es,

$$\Gamma(\tilde{q}_i \rightarrow q' \tilde{\chi}_j^\pm) = \frac{g^2 \rho_0}{8\pi m_{\tilde{q}_i}^2} \left[[(l_{ij}^{\tilde{q}})^2 + (k_{ij}^{\tilde{q}})^2] X - 4l_{ij}^{\tilde{q}} k_{ij}^{\tilde{q}} m_{q'} m_{\tilde{\chi}_j^\pm} \right] \quad (27)$$

con X y ρ_0 funciones de las masas de las partículas,

$$\begin{aligned} X &= (m_1^2 - m_2^2 - m_3^2), \\ \rho_0 &= \frac{1}{2m_1} \sqrt{m_1^4 + m_2^4 + m_3^4 - 2m_1^2 m_2^2 - 2m_1^2 m_3^2 - 2m_2^2 m_3^2}, \end{aligned}$$

donde m_1 es la masa de la partícula incidente, y $m_{2,3}$ son las masas de las partículas del estado final. En este caso m_1 corresponde a la masa del \tilde{q} , y m_2, m_3 son las masas del quark q' y el chargino $\tilde{\chi}^\pm$.

4.2. Decaimiento $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}^0$

El lagrangiano de interacción quark-squark-neutralino proviene del lagrangiano de interacción entre los supercampos gauge y los supercampos de materia, y está dado por,

$$\mathcal{L}_{q\tilde{q}\tilde{\chi}^0} = g\tilde{q} \left(a_{ij}^{\tilde{q}} P_R + b_{ij}^{\tilde{q}} P_L \right) \tilde{\chi}_j^0 \tilde{q}_i + h.c., \quad (28)$$

con los acoples,

$$a_{ik}^{\tilde{q}} = \sum_n \mathcal{R}_{in}^{\tilde{q}} \mathcal{A}_{kn}^q, \quad b_{ik}^{\tilde{q}} = \sum_n \mathcal{R}_{in}^{\tilde{q}} \mathcal{B}_{kn}^q, \quad (29)$$

donde

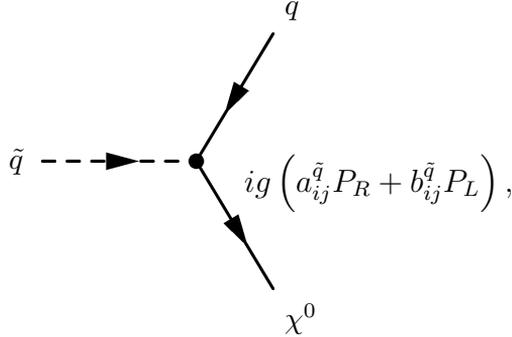
$$\mathcal{A}_k^q = \begin{pmatrix} f_{Lk}^q \\ h_{Rk}^q \end{pmatrix}, \quad \mathcal{B}_k^q = \begin{pmatrix} h_{Lk}^q \\ f_{Rk}^q \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Las funciones f^q y h^q son,

$$\begin{aligned} f_{Lk}^q &= -\sqrt{2}e_q \sin \theta_W N_{k1} - \sqrt{2}(I_{3L}^q - e_q \sin^2 \theta_W), \\ f_{Rk}^q &= -\sqrt{2}e_q \sin \theta_W (\tan \theta_W N_{k2} - N_{k1}), \\ h_{Lk}^t &= Y_t(N_{k3} \sin \beta - N_{k4} \cos \beta) = h_{Rk}^t, \\ h_{Lk}^b &= -Y_b(N_{k3} \cos \beta + N_{k4} \sin \beta) = h_{Rk}^b, \end{aligned}$$

y N_{ij} es la matriz 4×4 que diagonaliza la matriz de masa de los neutralinos dada en la ecuación (16).

Con el lagrangiano dado en la ecuación (23) se puede encontrar la regla de Feynman correspondiente al vértice, que es,



y el ancho de decaimiento correspondiente es,

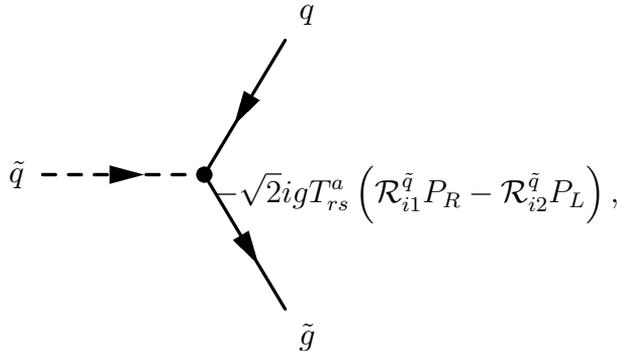
$$\Gamma(\tilde{q}_i \rightarrow q' \tilde{\chi}_k^0) = \frac{g^2 \rho_0}{8\pi m_{\tilde{q}_i}^2} \left[[(a_{ik}^{\tilde{q}})^2 + (b_{ik}^{\tilde{q}})^2] X - 4a_{ik}^{\tilde{q}} b_{ik}^{\tilde{q}} m_{q'} m_{\tilde{\chi}_k^0} \right] \quad (31)$$

4.3. Decaimiento $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$

El lagrangiano de interacción quark-squark-gluino también proviene del lagrangiano de interacción entre los supercampos gauge y los supercampos quirales, y está dado por,

$$\mathcal{L}_{q\tilde{q}\tilde{g}} = -\sqrt{2}gT_{rs}^a \bar{q}_r \left[\mathcal{R}_{i1}^{\tilde{q}} P_R - \mathcal{R}_{i2}^{\tilde{q}} P_L \right] \tilde{g}^a \tilde{q}_{i,s} + h.c. \quad (32)$$

La regla de Feynman correspondiente al vértice es,



y el ancho de decaimiento correspondiente es[18]:

$$\Gamma(\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}) = \frac{g^2 s_W^2 \rho_0}{3\pi m_{\tilde{q}}^2} [X \pm 2m_q m_{\tilde{g}} \sin(2\theta_{\tilde{q}})]. \quad (33)$$

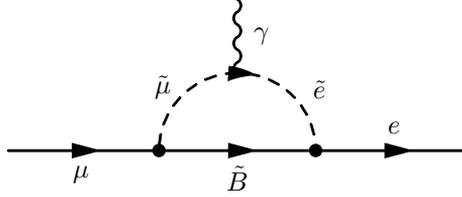
5. Supersimetría Escalonada

Aunque SUSY proporciona una solución al problema del ajuste de la masa del bosón de Higgs y logra unificar los acoples gauge, presenta problemas como la predicción de un valor grande del momento de dipolo eléctrico y el hecho de no haber observado hasta hoy ninguna de las nuevas partículas propuestas en la teoría [11]. El escenario de supersimetría escalonada permite resolver estos tópicos aceptando la solución de ajuste fino a la masa del bosón de Higgs y manteniendo la unificación de los acoples gauge [11, 12]. El argumento para aceptar la solución de ajuste fino está basado en su similaridad con el problema de la constante cosmológica, donde se requiere de un gran ajuste a la energía del vacío para que su valor teórico sea tan pequeño como el observado [21].

Si no existen restricciones sobre la diferencia de masas entre parejas de partículas supercompañeras, se debe encontrar una región de parámetros que satisfaga las observaciones experimentales recientes sobre la densidad de materia oscura en el universo hechas en WMAP [22] y que permita la unificación de los acoples gauge a gran escala [23], además debe solucionar los problemas mencionados de SUSY. Con estas condiciones el escenario de supersimetría escalonada se puede resumir de la siguiente forma,

- Todos los escalares, excepto un bosón de Higgs neutro, son super pesados, con una masa a escala de unificación de $\tilde{m} \sim 10^9 GeV$.
- Las masas de los gauginos y higgsinos, que pueden ser mucho menores que \tilde{m} , se toman cerca de la escala de TeV. Estas partículas aseguran la unificación a gran escala, y su auto-estado de masa neutro más ligero (neutralino más liviano) podría ser materia oscura.

Debido a que los cambios de sabor por corriente neutra y las contribuciones al momento de dipolo eléctrico provienen de loops de sfermiones, de la forma [24]



si la masa de los escalares es muy grande el diagrama no es permitido y una gran parte de los diagramas que contribuyen al momento de dipolo eléctrico se anulan.

Además, si las masas de las superpartículas escalares son muy grandes y las superpartículas fermiónicas son candidatas a materia oscura, se explicaría el hecho de no haber detectado ninguna partícula supersimétrica hasta hoy. La región de parámetros de supersimetría escalonada está restringida por los valores experimentales de WMAP, y se han identificado tres escenarios posibles [23] que son

1. El neutralino más ligero es en gran parte un Bino, con una mezcla sustancial de higgsino. De la matriz de masa de los neutralinos dada en la ecuación (16) se puede ver que esta condición requiere μ comparable con M_1 .
2. La partícula más ligera es en gran parte Higgsino con $M_{1,2} \gg \mu$. En este caso el segundo neutralino más ligero y el chargino más ligero también son predominantemente Higgsino, y degenerarían en masa con la partícula más ligera.
3. La tercera posibilidad es que la partícula más ligera sea Wino, en este caso $M_2 < M_1, \mu$.

Las dos últimas regiones no imponen límites superiores sobre la masa de los gauginos (M_1, M_2, μ), así que podrían ser arbitrariamente más grandes que μ , confundiendo los gauginos con superpartículas pesadas. Pero la primera región impone la condición

$M_1 \sim \mu \sim M_{EW}$ y M_2 se puede fijar por la condición de unificación, es decir que la región de parámetros está mejor definida y si se encuentra concordancia con el experimento podría ser una señal más clara de la existencia del escenario de supersimetría escalonada [12].

6. Análisis numérico de los decaimientos de \tilde{t}

Durante el cálculo numérico de estos anchos de decaimiento se utilizó la rutina FEYNHIGGS [25] para calcular el espectro de masas de las superpartículas, tomando como parámetros de entrada M_1 y M_2 , las masas de los gauginos del rompimiento de SUSY [ecuación (9)], la constante de acople Higgs-Higgs μ y $\tan\beta$. Para comprobar los resultados también se calcularon los anchos de decaimiento utilizando los parámetros y masas que se obtienen al resolver las ecuaciones del grupo de renormalización. Los resultados obtenidos fueron equivalentes, y por esta razón solo se presentarán los obtenidos con el segundo método.

El estudio se divide en dos partes, en la primera de ellas se analizan los decaimientos de los dos stop en función del ángulo de mezcla entre ellos. En la segunda parte nos concentramos en el decaimiento $\tilde{t} \rightarrow \tilde{g}t$ como función de la masa del gluino \tilde{g} . En los dos casos se comparan los resultados que se obtienen en MSSM con los del escenario de supersimetría escalonada.

Los parámetros de rompimiento se calculan mediante la solución de las ecuaciones del grupo de renormalización bajo las siguientes suposiciones [21],

- Los parámetros de masa M_1 , M_2 y M_3 se unifican a gran escala.
- El parámetro μ no debe ser mucho más grande que M_1 ni M_2 .

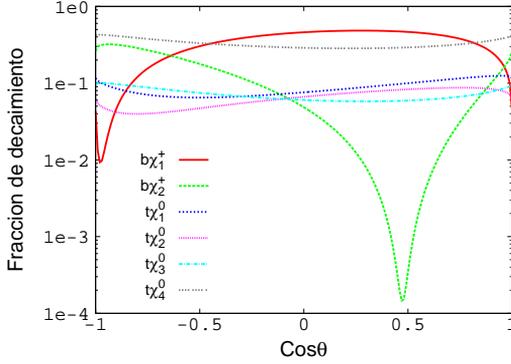


FIGURA 1. Fracciones de decaimiento del \tilde{t}_1 para MSSM. En este caso $m_{\tilde{t}_1} = 821,4\text{GeV}$, por lo que el decaimiento $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ está prohibido cinemáticamente.

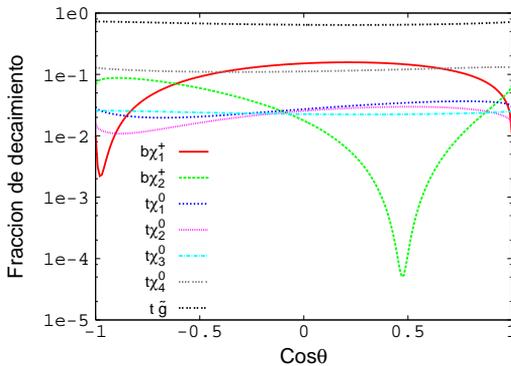


FIGURA 2. Fracciones de decaimiento del \tilde{t}_1 para supersimetría escalonada. En este caso $m_{\tilde{t}_1} = 10^9\text{GeV}$, por lo tanto no se presentan restricciones cinemáticas sobre las partículas finales. El evento dominante es $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$.

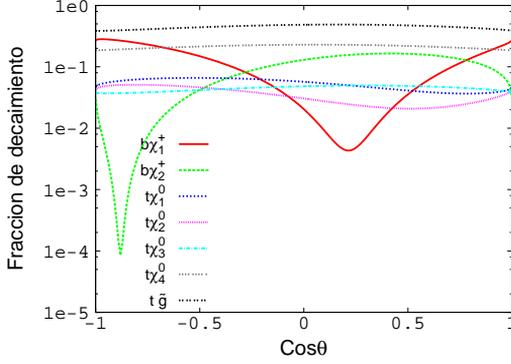


FIGURA 3. Fracciones de decaimiento del \tilde{t}_2 para MSSM. Todos los decaimientos son permitidos cinemáticamente para este escenario, siendo dominante el proceso $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$.

Los parámetros de entrada son

$$\begin{aligned}
 M_1(M_{GUT}) = M_2(M_{GUT}) &= M_3(M_{GUT}) = 120\text{GeV}, \\
 \mu(M_{GUT}) &= -90\text{GeV}, \\
 \tan\beta &= 4.
 \end{aligned}
 \tag{34}$$

La escala de unificación se toma en $\tilde{m} = 10^9\text{GeV}$, y con esto los parámetros de rompimiento son

$$\begin{aligned}
 M_1 &= 74,8\text{GeV}, & M_2 &= 178,1\text{GeV}, \\
 M_3 &= 690,1\text{GeV}, & \mu &= -120,1\text{GeV}.
 \end{aligned}
 \tag{35}$$

y las masas de los gauginos y higgsinos que se obtienen son,

$$\begin{aligned}
 m_{\tilde{\chi}_1^0} &= 71,1\text{GeV} & m_{\tilde{\chi}_1^+} &= 114,7\text{GeV} \\
 m_{\tilde{\chi}_2^0} &= 109,9\text{GeV} & m_{\tilde{\chi}_2^+} &= 215,7\text{GeV} \\
 m_{\tilde{\chi}_3^0} &= 141,7\text{GeV} & m_{\tilde{g}} &= 807\text{GeV} \\
 m_{\tilde{\chi}_4^0} &= 213,7\text{GeV}
 \end{aligned}
 \tag{36}$$

Para el MSSM la masa de los stop está dada por la ecuación (14) y sus valores son,

$$m_{\tilde{t}_1} = 821,4 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{t}_2} = 1175,7 \text{ GeV},
 \tag{37}$$

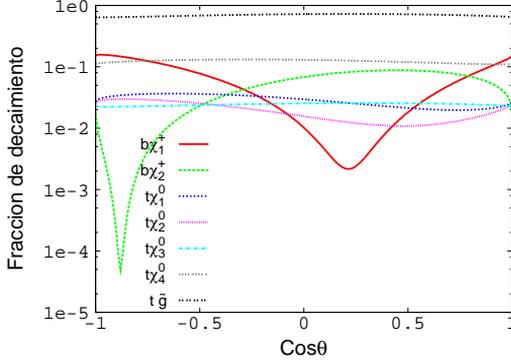


FIGURA 4. Fracciones de decaimiento del \tilde{t}_1 para supersimetría escalonada. El squark \tilde{t}_2 puede decaer en neutralinos, gluinos o charginos.

con estos datos podemos imponer la restricción cinemática del decaimiento en gluinos, obteniendo

$$\begin{aligned} \tilde{t}_1 &\rightarrow t\tilde{g} \quad \text{si } m_{\tilde{g}} < 647,1\text{GeV} \\ \tilde{t}_2 &\rightarrow t\tilde{g} \quad \text{si } m_{\tilde{g}} < 1001,4\text{GeV} \end{aligned} \quad (38)$$

De acuerdo con las masas calculadas en la ecuación (36) el decaimiento $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{g}$ no está permitido cinemáticamente para MSSM. En el marco de supersimetría escalonada las masas de los stop tienen los valores

$$m_{\tilde{t}_1} = 10^9 \text{ GeV}, \quad m_{\tilde{t}_2} = 10^9 \text{ GeV}. \quad (39)$$

y con estos valores de masa la restricción cinemática correspondiente al decaimiento en gluinos en supersimetría escalonada es

$$\begin{aligned} \tilde{t}_1 &\rightarrow t\tilde{g} \quad \text{si } m_{\tilde{g}} < 10^9\text{GeV}, \\ \tilde{t}_2 &\rightarrow t\tilde{g} \quad \text{si } m_{\tilde{g}} < 10^9\text{GeV}, \end{aligned} \quad (40)$$

Según el valor para la masa del gluino dado en la ecuación (36) los dos decaimientos son posibles.

Las Figuras 1 y 2 muestran las fracciones de decaimiento del squark \tilde{t}_1 . En MSSM (Figura 1) no está el decaimiento en gluino dada la restricción cinemática. En supersimetría escalonada (Figura

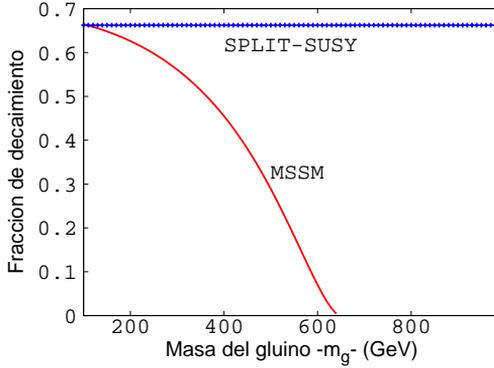


FIGURA 5. Fracciones de decaimiento del proceso $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{g}$ bajo dos escenarios, MSSM y supersimetría escalonada (Split-Susy).

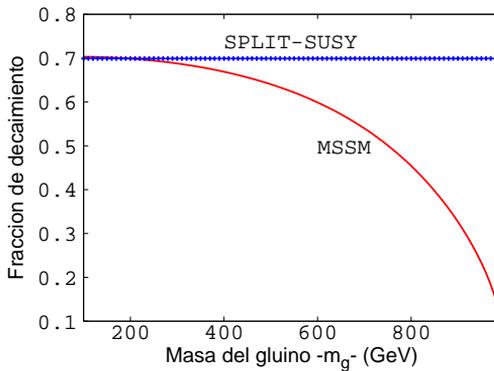


FIGURA 6. Fracciones de decaimiento del proceso $\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{g}$ bajo dos escenarios, MSSM y supersimetría escalonada (Split-Susy).

2) sí está presente este decaimiento y se encuentra que es dominante sobre los otros para cualquier valor del ángulo de mezcla, tal como se esperaba dado que el ancho de decaimiento es proporcional a la constante de acople fuerte.

En las Figuras 3 y 4 se muestran las fracciones de decaimiento para el \tilde{t}_2 en los dos escenarios. En MSSM el \tilde{t}_2 sí puede decaer en gluino por ser suficientemente pesado. El comportamiento de los decaimientos en los dos escenarios resulta muy similar. El decaimiento en gluino es el dominante en los dos casos, como se puede ver en la gráfica.

El cálculo de la fracción de decaimiento $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{g}$ se muestra en las Figuras 5 y 6, donde la primera corresponde al squark \tilde{t}_1 y la segunda al \tilde{t}_2 . En las dos curvas que corresponden a MSSM se nota claramente la región para la cual el decaimiento no es permitido, limitado por la restricción cinemática. En cuanto al escenario de supersimetría escalonada la fracción de decaimiento no es afectada por la variación de masa del gluino.

El decaimiento $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{g}$ está fuertemente restringido en el MSSM por la masa del gluino, llegando a ser excluido para $m_{\tilde{g}} > 647\text{GeV}$. Sin embargo, en supersimetría escalonada la fracción de este decaimiento parece no ser afectada por la variación de la masa del gluino. Para el decaimiento $\tilde{t}_2 \rightarrow t\tilde{g}$ la restricción en MSSM es un poco menor que en el decaimiento del \tilde{t}_1 porque el \tilde{t}_2 es más pesado. Se tienen decaimientos en gluinos para masas de hasta 950GeV . En supersimetría escalonada no se encuentran restricciones para el rango calculado, la curva no presenta ninguna variación.

Referencias

- [1] S. F. Novaes, *Standard model: An introduction* (2000), arxiv.org:hep-ph/0001283.
- [2] A. Bilal, *Introduction to supersymmetry* (2001), arXiv:hep-th/0101055 v1.

- [3] S. Martin, *A supersymmetry primer* (1997), arXiv:hep-ph/9709356.
- [4] M. Drees, *An introduction to supersymmetry* (1996), arXiv:hep-ph/9611409 v1.
- [5] J. Wess and J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity* (1992).
- [6] K. Olive, *Introduction to supersymmetry: Astrophysical and phenomenological constraints* (1999), arXiv:hep-ph/9911307.
- [7] P. Nieuwenhuizen, *Supersymmetry, supergravity, superspace and brst symmetry in a simple model* (2004), arXiv:hep-th/0408179 v1.
- [8] J. Romão, *Supersymmetric theories with r-parity violation* (1998), arxiv:hep-ph/9811454.
- [9] C. Kolda, *Gauge-mediated supersymmetry breaking: Introduction, review and update* (1997), arXiv:hep-ph/9707450 v1.
- [10] D. Jones, *Anomaly mediated supersymmetry breaking, d-terms and r-symmetry* (2001), arXiv:hep-ph/0101159 v1.
- [11] N. Arkani-Hamed and S. Dimopoulos, *Supersymmetric unification without low energy supersymmetry and signatures for fine-tuning at the LHC* (2004), arXiv:hep-th/0405159.
- [12] G. Giudice and A. Romanino, *Split supersymmetry* (2004), arXiv:hep-ph/0406088.
- [13] D. Kazakov, *Beyond the standard model* (2004), arXiv:hep-ph/0411064.
- [14] R. Martínez, *Supersimetría* (2000), notas de Clase.
- [15] S. Dawson, *Susy and such* (1996), arXiv:hep-ph/9612229.
- [16] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, and N. Oshimo, *Physical Review D* **40**, 1594 (1989).

-
- [17] S. Kraml, *Stop and sbottom phenomenology in the MSSM* (1999), arXiv:hep-ph/9903257.
- [18] W. Beenakker, R. Hopker, T. Plehn, and P. M. Zerwas, *Stop decays in susy-qcd* (1996), arXiv:hep-ph/9610313 v1.
- [19] M. Kuroda, *Complete lagrangian of MSSM* (1999), arXiv:hep-ph/9902340.
- [20] J. Rosiek, *Physical Review D* **44**, 3464 (1990).
- [21] W. Kilian, T. Plehn, P. Richardson, and E. Schmith, *Split supersymmetry at colliders* (2004), arxiv:hep-ph/0408088.
- [22] C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, D.Ñ. Spergel, G. S. Tucker, et al., *First year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Preliminary maps and basic results* (2003), arxiv:astro-ph/0302207.
- [23] K. Cheung, *Hadronic production and decays of charginos and neutralinos in split supersymmetry* (2005), arXiv:hep-ph/0507113.
- [24] D. Chang, W. Chang, and W. Keung, *Electric dipole moment in the split supersymmetry models* (2005), arxiv:hep-ph/0503055.
- [25] S. Heinemeyer, W. Hollik, and G. Weiglein, *Feynhiggs : a program for the calculation of the masses of the neutral -even higgs bosons in the mssm* (2000).