

# Decaimientos invisibles de bosones de Higgs supersimétricos

J.E. BARRADAS GUEVARA\*

*Instituto de Física*

*Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (B.U.A.P.)*

*Apartado postal J-48, 72570 Puebla Pue., México*

Recibido el 6 de junio de 1995; aceptado el 7 de octubre de 1995

RESUMEN. Se estudia la detección del espectro completo de los bosones de Higgs, dentro del contexto de una extensión mínima supersimétrica al modelo estándar, a través de decaimientos de los bosones de Higgs en charginos ( $\tilde{\chi}_i^\pm$ ) y neutralinos ( $\tilde{\chi}_i^0$ ), para varios escenarios paramétricos. En el modelo mínimo supersimétrico hay dos charginos y cuatro neutralinos y el espectro de bosones de Higgs consiste de tres escalares neutros, dos CP-pares ( $h^0$  y  $H^0$ , con  $m_{H^0} > m_{h^0}$ ) y un CP-impar ( $A^0$ , con  $m_{A^0}$  como parámetro libre); además de un par cargado ( $H^\pm$ ). Una señal interesante es la que proviene de los decaimientos de los bosones de Higgs en modos supersimétricos invisibles ( $h^0, H^0, A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ ), que podría detectarse en las máquinas de altas energías actuales y futuras.

ABSTRACT. We study the detection of the complete spectrum of Higgs bosons of the minimal supersymmetric standard model, through their decays into charginos ( $\tilde{\chi}_i^\pm$ ) and neutralinos ( $\tilde{\chi}_i^0$ ), for several parametric scenarios. In the minimal supersymmetric model there are two charginos and four neutralinos, and the Higgs boson spectrum contains three neutral scalars, two CP-even ( $h^0$  and  $H^0$  with  $m_{H^0} > m_{h^0}$ ) and one CP-odd ( $A^0$ , with  $m_{A^0}$  as a free parameter); as well as a charged pair ( $H^\pm$ ). An interesting signal comes from the decays of the Higgs bosons into invisible SUSY modes ( $h^0, H^0, A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ ), which could be detected at present and future high energy machines.

PACS: 11.30.Pb; 14.80.Gt; 14.80.Ly

## 1. INTRODUCCIÓN

La física de partículas ha llegado a una etapa excepcional, al alcanzar una descripción unificada de las interacciones entre los constituyentes básicos de la naturaleza a través del *modelo estándar* [1]. Esta teoría cuántica del campo con una simetría de norma  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  describe esencialmente todos los datos de la física actual de altas energías. Sin embargo, aún permanecen varios aspectos de la teoría que no han sido probados y que aún no son bien entendidos. Uno de los problemas más serios, sin duda, concierne a la manera en que se incorporan las masas al modelo.

El modelo estándar (SM) genera las masas de las partículas elementales a través del mecanismo de Higgs, mediante el rompimiento espontáneo de simetría (SSB) por medio de un doblete escalar. Un grado físico de libertad permanece después del rompimiento;

---

\* Dirección Permanente: Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, B.U.A.P., Apartado postal 1152 Puebla Pue., México.

esta partícula, conocida como el bosón de Higgs, tiene fijos sus acoplamientos a todas las otras partículas del SM, pero su masa es un parámetro libre de la teoría. Sin embargo, no hay aún ninguna evidencia experimental para apoyar la idea de que ésta es la teoría correcta y la búsqueda del Higgs SM apenas ha comenzado; el límite inferior actual sobre su masa es de 67 GeV [2].

Entre los enfoques para la nueva física, se recurre a la supersimetría por varias razones, una de las cuales es su capacidad para mantener estable la masa del Higgs bajo correcciones radiativas; otra es el hecho de que a bajas energías el límite de las teorías de supercuerdas podría ser supersimétrico. Modelos supersimétricos (SUSY, abreviatura) a baja energía, realistas, se han estudiado por más de 15 años [3].

La supersimetría (SUSY) es una simetría que transforma fermiones en bosones y viceversa. Las teorías SUSY postulan que para cada fermión (bosón) existe su pareja bosónica (fermiónica). Una extensión SUSY consistente con SM requiere del doble de partículas que el SM. En un modelo mínimo supersimétrico (MSSM) se necesita introducir dos dobletes escalares [4,5] (y sus super-parejas, en inglés *super-partners*) de hipercarga opuesta con la finalidad de obtener un patrón correcto de generación de masas.

La ausencia de compañeros supersimétricos con la misma masa que las partículas del SM significa que SUSY no puede ser una simetría exacta de la naturaleza, debe romperse. Existen varios modelos para lograr esto que conservan las propiedades que hacen a SUSY tan atractivo. La manera más segura para proceder es romperlo explícitamente, mediante la inclusión de algunos términos, llamados *suaves*, que involucran varios parámetros libres que aparecen con estos términos. La hipótesis de que supersimetría es responsable de la escala física electrodébil a bajas energías, implica que las partículas supersimétricas deberán existir con masas menores a 1 TeV. Más allá de esta expectación, no hay restricciones teóricas sobre las masas supersimétricas, a menos que se incorpore la supersimetría local (supergravedad).

En el presente trabajo se estudia la detección de los bosones de Higgs supersimétricos. Se sabe que las técnicas experimentales para la detección de los bosones de Higgs, mediante decaimientos en modos SM, apenas son suficientes para su posible detección en los aceleradores actuales y futuros [6], aunque de ellos no se podrá concluir definitivamente que las señales verdaderamente correspondan a las partículas supersimétricas. Así, para probar el sector de Higgs en SUSY será necesario detectar más de un Higgs, o bien algún decaimiento que no esté presente en el SM, como los de 3 cuerpos [7] o incluso los decaimientos en partículas supersimétricas. De estas partículas se espera que los charginos  $\tilde{\chi}_i^\pm$  y los neutralinos  $\tilde{\chi}_i^0$  sean los más ligeros. Más aún, si ocurre que el neutralino más ligero  $\tilde{\chi}_1^0$  sea estable, entonces la señal que provendría del decaimiento  $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$  sería una clara prueba de SUSY; como en dicho proceso los neutralinos se escaparían a los detectores de los aceleradores, se le conoce como *modo* o *decaimiento invisible* [8]. Aunque, el modo invisible ha sido estudiado anteriormente, no se conoce con detalle la región del espacio de parámetros donde dicho modo alcanza una *razón de decaimiento* (BR, en inglés *Branching Ratio*) significativa. En este trabajo se explora el espacio de parámetros buscando dichas regiones mediante técnicas de muestreo.

En el intento de resumir los atractivos de SUSY se organizará el artículo como se indica a continuación. En la Sec. 2, se revisa la realización más simple de supersimetría a baja energía, la extensión mínima supersimétrica del modelo estándar (MSSM). En la

Sec. 3 se resumirá la búsqueda fenomenológica de partículas supersimétricas, abordando prioritariamente los bosones de Higgs, mediante sus modos de decaimiento en partículas del SM tanto en aceleradores actuales como futuros. En la Sec. 4 se presentará la razón de decaimiento de los bosones de Higgs en modos invisibles. Finalmente, se presentan algunas conclusiones en la Sec. 5.

## 2. MODELO MÍNIMO SUPERSIMÉTRICO

La realización más económica a bajas energías de supersimetría es el modelo mínimo supersimétrico del modelo estándar. Esta selección es motivada por simplicidad, a fin de controlar el gran número de parámetros nuevos que pueden introducirse en cualquier extensión del modelo estándar.

Para construir el modelo mínimo supersimétrico se toma simplemente al modelo estándar y se le agregan las correspondientes partículas supersimétricas. El grupo de norma es  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  y contiene tres generaciones de quarks y leptones, al igual que el SM. Además, como se mencionó en la introducción, el sector de Higgs se debe ampliar a dos dobletes de Higgs a fin de permitir la generación de las masas de los quarks tipo *up* y *down* conforme a supersimetría, así como para cancelar las anomalías quirales. Por lo tanto, este sector cuenta con cinco masas de las partículas físicas de Higgs ( $A^0$ ,  $H^0$ ,  $h^0$  y  $H^\pm$ ), además de otros dos parámetros:  $\tan\beta$  y el ángulo  $\alpha$ , que indican la cantidad de mezcla de los estados original de los dobletes de Higgs en los escalares físicos CP-pares.

Los valores de expectación del vacío de los dos dobletes de Higgs,  $v_1$  y  $v_2$ , están dados de tal modo que  $m_W = \frac{1}{2}g^2(v_1^2 + v_2^2)$  y  $\tan\beta = v_2/v_1$ . Sin pérdida de generalidad, se puede ajustar la fase del campo de Higgs de modo tal que  $\tan\beta$  sea positiva, entonces  $0 \leq \beta \leq \pi/2$  (en esta convención  $\alpha$  toma valores entre  $-\pi/2$  y 0).

Supersimetría impone fuertes limitaciones sobre los parámetros del sector de Higgs, de forma tal que pueden ser determinados por dos ellos. Estos pueden ser  $\tan\beta$  y  $m_{A^0}$  [5]. Sin embargo, a un rizo las relaciones entre las masas se modifican [9]. El potencial escalar a un rizo es  $V = V_{\text{árbol}} + \delta V$ , donde  $\delta V$  incluye la contribución a un rizo de las masas del quark *top* y del squark  $\tilde{t}$ . Una consecuencia importante es que  $m_{h^0} > m_{Z^0}$  sea posible y, además, las masas de los escalares ahora dependen de  $m_t$  y  $m_{\tilde{t}}$ .

El modelo cuenta con términos de rompimiento suave SUSY que se agregan para evitar la dificultad de que supersimetría aún no ha sido descubierta en los aceleradores. Los términos del rompimiento suave-SUSY, se tratan con las hipótesis usuales de teorías de gran unificación, GUT [10]. Presumiblemente, en cualquier modelo realista, este rompimiento suave será un remanente de la física a la escala de Planck, que explicaría el origen de este rompimiento.

Los compañeros supersimétricos pueden dividirse en sectores fermiónicos y bosónicos. El sector fermiónico consiste de los compañeros de los bosones de Higgs y norma. Cuando los estados físicos se identifican, el espectro resultante contiene al gluino, dos charginos y cuatro neutralinos. Los charginos y los neutralinos son eigenestados masivos que son combinaciones lineales de gauginos y higgsinos cargados y neutros. Los eigenestados del chargino se denotan por  $\tilde{\chi}_1^+$  y  $\tilde{\chi}_2^+$ , donde estos estados se ordenan de tal forma que  $M_{\tilde{\chi}_1^+} \leq M_{\tilde{\chi}_2^+}$ .

En la base de los gauginos y higgsinos, la matriz de masa para los neutralinos puede ser diagonalizada por una matriz  $Z$  unitaria [11]. Sus eigenestados de masa pueden ser positivos o negativos. Estos eigenestados serán denotados por  $\tilde{\chi}_i^0$ , según la convención de que  $M_{\tilde{\chi}_1^0} < M_{\tilde{\chi}_2^0} < M_{\tilde{\chi}_3^0} < M_{\tilde{\chi}_4^0}$ . Las masas de los neutralinos y charginos y los ángulos de mezcla dependen sólo de tres variables:  $M$ ,  $\mu$  y  $\tan \beta$ . Al examinar esta dependencia, se observa que para la región entera de parámetros  $M_{\tilde{\chi}_1^0} < M_{\tilde{\chi}_1^+}$ . En este artículo, se supone que  $\tilde{\chi}_1^0$  es la partícula supersimétrica más ligera (LSP; existe otro candidato para ser el LSP: el *sneutrino*). Como es muy probablemente que LSP sea neutro tanto eléctricamente como de color, esto lo hace un buen candidato para la materia oscura necesaria en astrofísica [12].

Otras de las características del modelo mínimo supersimétrico es que para imponer la conservación del número bariónico y leptónico en interacciones renormalizables, se introduce una paridad- $R$ . Las consecuencias de la conservación de esta paridad- $R$  para la fenomenología supersimétrica son: que las partículas supersimétricas deben producirse en pares; que deben decaer en otra partícula supersimétrica más ligera, resultando el LSP al final de la cadena del decaimiento. Así, el LSP interactúa débilmente con la materia ordinaria, por ejemplo, se comporta como un neutrino que escaparía a los detectores del colisionador sin ser observado directamente. Por tanto, la firma canónica para supersimetría es la energía (o el momento transversal) perdida(o), debido al escape del LSP.

### 3. BÚSQUEDA DE BOSONES DE HIGGS DEL MSSM

Las técnicas para detectar el único bosón de Higgs ( $\phi^0$ ) del SM son la guía para detectar la familia de bosones de Higgs que surgen en el MSSM, cuando éstos decaen en modos SM, así que es conveniente revisar dichas técnicas.

#### 3.1. Bosón de Higgs del SM

En el caso de  $\phi^0$  SM, diferentes grupos de trabajo se han enfocado en la llamada *región de masa intermedia*,  $80 \leq m_{\phi^0} \leq 2m_Z$  [5]. Es razonable que  $m_{\phi^0}$  debería estar en un intervalo algo arriba del límite superior actual de  $\sim 60$  GeV fijado por LEP-I, y es bastante posible que la  $m_{\phi^0}$  resultará ser demasiado pesado para ser encontrada en LEP-II (que sondeará sólo hasta  $m_{\phi^0} \sim 80\text{--}90$  GeV para  $\sqrt{s} \sim 190\text{--}200$  GeV).

Las técnicas para detectar una  $m_{\phi^0}$  intermedia en LHC han mostrado ser muy prometedoras. Para  $80 \leq m_{\phi^0} \leq 140$  GeV, los  $\phi^0$  deben ser visibles en  $gg \rightarrow \phi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , en detectores con óptima resolución de masa ( $\sim 1\%$ ) en  $\gamma\gamma$  y en el modo  $W\phi^0 + t\bar{t}\phi^0 \rightarrow l\gamma\gamma X$  en todos los detectores (con por lo menos  $\sim 3\%$  de resolución masiva). Estos canales se examinaron críticamente en otros trabajos [13, 14]. Por otra parte, para masas más pesadas  $130 \text{ GeV} \leq m_{\phi^0} \leq 2m_Z$ , una señal sumamente limpia está disponible en  $gg \rightarrow \phi^0 \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ . La viabilidad del canal  $4l$  es posible incluso en el intervalo de masa  $2m_Z \lesssim m_{\phi^0} \lesssim 700\text{--}800$  GeV. Para  $m_{\phi^0}$  en la gama  $500\text{--}800$  GeV,  $gg \rightarrow \phi^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$  también provee una señal viable. Por otro lado, no se había encontrado un medio para detectar un Higgs  $\phi^0$  en el modo de decaimiento  $b\bar{b}$ ; sólo recientemente se ha propuesto que si fuera posible obtener un *b-tagging* con la eficiencia y la pureza adecuadas, utilizando detectores de

vértice, sería posible aislar una señal de  $\phi^0$  para  $m_{\phi^0} \leq 110\text{--}120$  GeV en el LHC, en la producción  $t\bar{t}\phi^0$  seguido por el decaimiento  $\phi^0 \rightarrow b\bar{b}$  [15]. Además, también existe la posibilidad de detectarlo en la producción  $W\phi^0$  seguida por  $\phi^0 \rightarrow b\bar{b}$  en el Tevatron (para  $m_{\phi^0}$  arriba de 90 GeV). Sin embargo, algunos trabajos han cuestionado estas conclusiones [16].

### 3.2. Bosones de Higgs del MSSM

La evaluación de cuáles son las perspectivas para la detección de los bosones de higgs MSSM es mucho más compleja que para el  $\phi^0$  SM. A nivel-árbol, todas las propiedades del sector de Higgs están determinadas simplemente por la especificación de dos parámetros (que normalmente se emplea  $m_{A^0}$  y  $\tan\beta$ ). A nivel-árbol se encuentra que  $m_{h^0} \leq m_Z$ ,  $m_{H^0} \geq m_Z$ , y  $m_{H^\pm} \geq m_W$ , donde  $m_{h^0}$  alcanza su máximo para valores grandes de  $m_{A^0}$  y  $\tan\beta$ , mientras que los mínimos de  $m_{H^0}$  y  $m_{H^\pm}$  ocurren cuando  $m_{A^0}$  es pequeño [5]. Sin embargo, estas masas a nivel-árbol de los Higgs reciben correcciones radiativas [17]. Para  $m_t$  tan grande como  $\sim 170$  GeV, la masa de  $h^0$  puede ser grande si también la masa del quark *stop*,  $m_{\tilde{t}}$ , es grande. También será importante tener en cuenta la degeneración aproximada,  $m_{A^0} \sim m_{H^0} \sim m_{H^\pm}$ , que se obtiene una vez que  $m_{A^0} \gtrsim 2m_Z$ .

#### 3.2.1. Perspectivas en colisionadores $e^+e^-$

Los límites experimentales actuales sobre los bosones de Higgs MSSM de LEP son  $m_{h^0} \gtrsim 40$  GeV y  $m_{A^0} \gtrsim 20$  GeV [2]. El límite de LEP de  $m_{H^\pm} \gtrsim 44$  GeV está todavía lejos del mínimo esperado para  $m_{H^\pm}$  en el MSSM ( $\geq m_W$ ). Los resultados de CDF para el quark-top [18] proveen cotas mejores sobre  $m_{H^\pm}$ ; si  $t \rightarrow bH^+$  no es observado implica que  $m_{H^+} > m_t - m_b$ .

Al considerar el modo  $Zh^0$ , es importante tener en cuenta que  $h^0$  puede decaer en modos invisibles, tales como  $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$  [8] o  $\tilde{\nu}\tilde{\nu}$ . En el colisionador  $e^+e^-$ , los decaimientos invisibles no representan un problema particular, ya que el decaimiento visible del  $Z$  conjuntamente con las restricciones cinemáticas permiten la reconstrucción del espectro de la masa perdida. También, se han derivado algunas cotas sobre los modos invisibles  $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$  [19].

Por supuesto, en el próximo colisionador lineal (NLC) con  $\sqrt{s} \gtrsim 300$  GeV la detección de  $Zh^0$  está garantizada [20–22]; aun cuando el modelo SUSY sea el extendido que incluye un singlete extra y todos los parámetros sean llevados a sus límites perturbativos, se encuentra  $m_{h^0} \lesssim 150$  GeV [23]. El punto importante en el NLC es la detección del  $A^0$ ,  $H^0$  y  $H^\pm$ . La cinemática está limitada especialmente por un factor en las máximas masas que pueden sondearse debido a que los procesos con producción considerable para  $m_{A^0} \sim m_{H^0} \sim m_{H^\pm}$  son  $e^+e^- \rightarrow A^0H^0$  y  $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$ . Se encuentra que masas ligeramente arriba de  $0.4\sqrt{s}$  permitirán una cuota razonable para estos procesos de producción de pares, suponiendo una apropiada luminosidad integrada [20–22]. Así, por ejemplo en  $\sqrt{s} = 500$  GeV y  $L = 10 \text{ fb}^{-1}$ , los  $A^0$ ,  $H^0$  y  $H^\pm$  pueden ser todos detectados para masas de  $\lesssim 210 \div 220$  GeV.

Se ha sugerido [24, 21] que operando el NLC en la forma *back-scattered laser beam* el modo de colisión  $\gamma\gamma \rightarrow$  Higgs podría aumentar el alcance, en las masas de  $m_{A^0}$  o de  $m_{H^0}$ . El alcance al que éste trabaja depende fuertemente de  $\tan\beta$  y de los modos de decaimiento del  $A^0$  y  $H^0$ . Si los modos de decaimiento SUSY se prohíben y suponiendo una luminosidad

integrada  $\gamma\gamma$  de  $20 \text{ fb}^{-1}$  y la disponibilidad de un rayo láser polarizado y uno de  $e^+e^-$ , se estima que las masas  $m_{A^0}$  y  $m_{H^0}$ , tan grandes como  $0.8\sqrt{s}$ , podrían sondearse si  $\tan\beta$  tiene un valor moderado ( $\tan\beta \lesssim 4$ ). Los canales  $H^0 \rightarrow h^0 h^0$  y  $A^0 \rightarrow Zh^0$  para  $m_{H^0}$ ,  $m_{A^0} \lesssim 2m_t$ , y  $H^0, A^0 \rightarrow t\bar{t}$  para  $m_{H^0}$ ,  $m_{A^0} \gtrsim 2m_t$ , rendirán señales viables. Para valores grandes de  $\tan\beta$ , la contribución a un rizo del quark  $b$  a los acoplamientos de  $\gamma\gamma \rightarrow H^0, A^0$  llega a mejorar las cancelaciones y por consiguiente suprimen el valor del suceso. Lograr exceder el alcance masivo por medio de colisiones normales  $e^+e^-$  no parece ser posible.

### 3.2.2. Perspectivas en LHC: hacia el teorema de ganancia segura

Los primeros estudios de las perspectivas para detectar los bosones de Higgs MSSM en el LHC (y en el ahora difunto SSC) [25] fueron enfocados en intentar establecer un teorema de *ganancia segura*, según el cual por lo menos uno de los bosones de Higgs del MSSM se vería usando el modo  $Zh^0$  en LEP-II (suponiendo que  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ ,  $L = 500 \text{ pb}^{-1}$ ) o en el LHC(SSC), en otros canales, con  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$  ( $30 \text{ fb}^{-1}$ ). Consideremos sólo al LHC y que las partículas supercompañeras son todos demasiado pesados para aparecer en los decaimientos de Higgs MSSM. Los decaimientos supersimétricos podrían reducir las señales en los canales que discutiremos más adelante; luego volveremos a los efectos de tales decaimientos.

Como fue revisado en, por ejemplo, la Ref. [20], combinando los modos de descubrimiento del LHC, viables para  $m_{h^0} \gtrsim 130 \text{ GeV}$ , el descubrimiento del Higgs es posible en el LHC en la región estándar del espacio de parámetros  $m_{A^0}$ - $\tan\beta$ , para la cual el descubrimiento de  $Zh^0$  en LEP-200 no es posible. A causa de las correcciones radiativas a  $m_{h^0}$  y  $m_{H^0}$ , la utilidad relativa de LEP-200 en contra de LHC es una función que depende fuertemente de  $m_t$  y  $m_{\tilde{t}}$ . Pero las dos máquinas son altamente complementarias para  $m_t \sim 150 \text{ GeV}$  y  $m_{\tilde{t}} \gtrsim 800 \div 1000 \text{ GeV}$ .

La importancia relativa de LEP-II en contra de LHC es que es sensible a  $m_t$  porque conforme  $m_t$  aumenta, el valor máximo de  $m_{h^0}$  y el límite inferior para  $m_{H^0}$  también aumentan. Esto tiene varios efectos importantes. Si consideramos que  $m_t \sim 200 \text{ GeV}$  y  $m_{\tilde{t}} \sim 1 \text{ TeV}$ . Entonces,  $m_{h^0}$  es lo suficientemente grande para que el modo  $Zh^0$  en LEP-200 permanece viable para  $m_{A^0} \lesssim 250 \text{ GeV}$  y  $\tan\beta \lesssim 3$ . Afortunadamente, la detección de por lo menos uno de los bosones de Higgs MSSM en el LHC llega a ser esencialmente posible para todo el espacio de parámetro  $m_{A^0} - \tan\beta$ : (a) El valor más grande de  $m_{H^0}$  con bajos  $m_{A^0}$  abre la región para que  $H^0 \rightarrow 4l$  sea posible —desde luego  $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  es viable para toda  $m_{A^0} \lesssim 130 \text{ GeV}$ , mientras el modo  $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  es posible sobre una región expandida de  $m_{A^0}$  más altas y moderados  $\tan\beta$ . (b) Los valores  $m_{h^0}$  grandes permiten observar  $h^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  [26] para una región grande de  $m_{A^0} \gtrsim 150 \text{ GeV}$  y  $\tan\beta \gtrsim 1.5$ . (c) Si  $m_t$  se incrementa también aumenta la porción del espacio de parámetros cubierto por el decaimiento del *top* en Higgs cargados en el estado final ( $t \rightarrow H^+b$ ). (d) La región de viabilidad para la detección de  $h^0$  en los modos  $\gamma\gamma X$  y  $l\gamma\gamma X$  permanece alrededor del mismo.

El valor de la masa del quark *top* de CDF de  $\sim 170 \text{ GeV}$  descansa entre los dos casos de arriba. Es tal que si  $m_{\tilde{t}}$  es también grande entonces ambos LEP-200 y el LHC serán necesarios para tener una probabilidad alta para detectar un bosón de Higgs del MSSM. Sin embargo, aún queda una región que no puede ser cubierta, aunque, como se

ha mencionado, el uso del decaimiento  $b\bar{b}$  podría cerrar la ventana donde no se verá ningún Higgs, cabe mencionar que todavía esto no es seguro.

### 3.2.3. Influencia de los decaimientos SUSY

Como fue señalado en la sección previa, todos los resultados de arriba presumen que el Higgs MSSM no tiene decaimientos importantes a modos que incluyan pares de partículas SUSY. Esto es seguramente demasiado optimista. Como se indicó, muchos modelos [27], incluyendo los modelos unificados, predicen un número de partículas supersimétricas relativamente ligeras. La partícula supersimétrica más ligera es esencialmente el neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ . Las siguientes en la línea son el neutralino  $\tilde{\chi}_2^0$  y el chargino  $\tilde{\chi}_1^\pm$ . Todas estas partículas pueden ser lo bastante ligeras para masas del *gluino* relativamente pequeñas. En muchos modelos se encuentran valores de  $m_{\tilde{g}}$  tan bajos como 200 GeV, seguramente  $m_{\tilde{g}} \sim 400$  GeV, donde es posible tener  $m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 20 \div 50$  GeV (el límite inferior experimental actual es de  $\sim 20$  GeV [2]) y  $m_{\tilde{\chi}_2^0} \sim m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \sim 45 \div 100$  GeV (siendo los límites inferiores experimentales actuales  $\sim 45$  GeV [2]). Además, en muchos modelos para los cuales los términos de masa del rompimiento suave de supersimetría escalar son menores que los de las masas del rompimiento suave de supersimetría del gaugino, los sleptons son también bastante ligeros. De hecho, en varias clases de modelos estudiados en Refs. [27] los sleptons pueden ser tan ligeros como los  $\tilde{\chi}_2^0$  y  $\tilde{\chi}_1^\pm$ .

Así, debemos considerar cuidadosamente el impacto de los modos SUSY sobre los decaimientos del Higgs MSSM sobre las perspectivas de su descubrimiento en LHC. Primero, consideremos a  $h^0$ . Entre los modos de decaimiento SUSY que pueden ser importantes para el  $h^0$ , tenemos  $h^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ ; el cual es un canal invisible. Así, debemos preguntarnos si la detección de un decaimiento de  $h^0$  en modos invisibles en el LHC es posible. Dos modos que han sido explorados: las producciones  $t\bar{t}h^0$  [28] y la  $Wh^0$  [29], han concluido que sí es posible observarlo en LHC.

La pregunta, que en principio permanece sin respuesta, es si los decaimientos de un Higgs pesado en pares de partículas SUSY pueden detectarse por arriba del ruido de la producción de pares de partículas SUSY. Un modo que puede rendir una señal útil es  $H^0, A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ . Se buscaría un exceso de sucesos  $4l$  que provienen de los decaimientos en dos leptones de los  $\tilde{\chi}_2^0$ 's, arriba del ruido continuo de la producción  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$  —los ruidos SM son pequeños. Este se exploró en Ref. [30]. Ellos encontraron que bajo condiciones bastante óptimas la detección del  $A^0$  sería posible. El modo correspondiente para el  $H^+$  es  $H^+ \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^+$ . Sin embargo, aquí se enfocaría en los sucesos tri-leptónicos, para los cuales el ruido SM no es cero y la discriminación contra la continua producción  $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^+$  sería más difícil. Todavía hay que hacer mucho trabajo antes de que se pueda establecer en que grado se puede detectar el Higgs pesado MSSM en modos de decaimiento SUSY en el LHC.

## 4. DECAIMIENTO INVISIBLE $H \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$

En esta sección se estudia la región del espacio de parámetros donde el decaimiento en  $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$  es importante para los tres bosones de Higgs neutros del MSSM.

La razón de decaimiento para los bosones de Higgs neutros en modos con charginos y neutralinos está dada por [5]

$$\Gamma(h \rightarrow \tilde{\chi}_i \tilde{\chi}_j) = \frac{g^2 \lambda^{1/2} [(F_{ijh}^2 + F_{jih}^2)(m_h^2 - M_i^2 - M_j^2) - 4F_{ijh} F_{jih} \epsilon_i \epsilon_j \eta_h M_i M_j]}{16\pi m_h^3 (1 + \delta(i, j))}, \quad (1)$$

donde el factor  $\eta_h$  es uno para los Higgses escalares ( $h = h^0, H^0$ ) y es igual a  $-1$  para el Higgs pseudoescalar ( $h = A^0$ ).  $\tilde{\chi}_i$  denota a cada uno de los neutralinos o charginos y  $M_i$  su masa (positiva). El factor  $\delta(i, j)$  se introduce sólo cuando hay dos neutralinos idénticos de Majorana en el estado final. En el caso,  $\delta(i, j) = 1$ , de otra forma es igual a cero. El factor cinemático  $\lambda$  está dado por

$$\lambda = (M_i^2 + M_j^2 - m_h^2)^2 - 4M_i^2 M_j^2. \quad (2)$$

El factor  $\epsilon_i$  representa el signo de la masa del neutralino. Cuando la matriz de masa del neutralino es diagonalizada, el signo del  $i$ -ésimo eigenvalor ( $\epsilon_i$ ) puede ser tanto positivo como negativo. El caso del chargino es más trivial debido a que se puede asegurar los eigenvalores positivos por una selección adecuada de la matriz a diagonalizar, así se toma simplemente  $\epsilon = 1$  para todos los charginos. Los factores  $F_{ijh}$  están dados en términos de los elementos de las matrices que diagonalizan a los neutralinos y charginos. Para los charginos, se requieren dos matrices  $2 \times 2$   $U$  y  $V$  para diagonalizar la matriz de masa. Para los neutralinos la matriz que diagonaliza  $Z$  es definida en la base  $(\tilde{B}, \tilde{W}_3, \tilde{H}_1, \tilde{H}_2)$ , donde  $H_2$  es el doblete que acopla al quark *top*. Se supone que los acoplamientos son invariantes ante CP, por tanto,  $U$ ,  $V$  y  $Z$  son matrices reales ortogonales. Los factores  $F_{ijh}$  que aparecen arriba, que corresponden a los dos posibles tipos de decaimientos están dados por:

1. Para  $h \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^-$ ,

$$F_{ijh} = \frac{1}{\sqrt{2}} [e_h V_{i1} U_{j2} - d_h V_{i2} U_{j1}]. \quad (3)$$

2. Para  $h \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ ,

$$F_{ijh} = \frac{e_h}{2} [Z_{i3} Z_{j2} + Z_{j3} Z_{i2} - \tan \theta_W (Z_{i3} Z_{j1} + Z_{j3} Z_{i1})] + \frac{d_h}{2} [Z_{i4} Z_{j2} + Z_{j4} Z_{i2} - \tan \theta_W (Z_{i4} Z_{j1} + Z_{j4} Z_{i1})], \quad (4)$$

donde  $d_h$  y  $e_h$  están dados por

$$d_h = \begin{cases} -\sin \alpha, & \text{para } h = H^0 \\ \cos \alpha, & \text{para } h = h^0 \\ \cos \beta, & \text{para } h = A^0, \end{cases} \quad (5)$$

$$e_h = \begin{cases} \cos \alpha, & \text{para } h = H^0 \\ \sin \alpha, & \text{para } h = h^0 \\ -\sin \beta, & \text{para } h = A^0. \end{cases} \quad (6)$$

Para evaluar la razón de decaimiento (BR),

$$\text{BR} = \frac{\Gamma(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)}{\Gamma_{\text{total}}}, \quad (7)$$

se incluyen en  $\Gamma_{\text{total}}$  todos los modos posibles en partículas del SM, además de los modos de decaimiento en pares de bosones vectoriales y escalares en el estado final, cuyas expresiones se revisaron en la Ref. [5].

### 5. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Después de presentar el modelo mínimo supersimétrico y de bosquejar los trabajos realizados en la búsqueda experimental de evidencias SUSY, discutamos en particular los modos de decaimiento invisibles de Higgs, esto es  $h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ , en la región del espacio de parámetros dada por  $\mu$  y  $M$  (considerando que  $M' = 5/3 M \tan^2 \theta_W$ ). El interés está en encontrar la región de parámetros del MSSM donde se obtengan valores altos de  $\text{BR}(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$ . Para esto se utilizan técnicas de muestreo, generando puntos aleatoriamente en el espacio de parámetros de MSSM, estudiando los decaimientos  $h^0$ ,  $A^0$  y  $H^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ , en particular.

Los parámetros que se consideraron libres fueron  $m_{A^0}$ ,  $\tan \beta$ ,  $\mu$  y  $M$ . En las regiones

$$50 \lesssim m_{A^0} \lesssim 500 \text{ GeV}, \quad 1.5 \lesssim \tan \beta \lesssim 15, \quad 10 \lesssim M \lesssim 500 \text{ GeV}, \quad -500 \lesssim \mu \lesssim 500 \text{ GeV}. \quad (8)$$

En total, para cada modo de decaimiento, se generaron entre 75,000 y 400,000 puntos. Una vez que se toma un punto aleatoriamente en estas regiones (8), se obtienen las matrices de masa de los charginos y la de los neutralinos, además de las matrices que las diagonalizan ( $U$ ,  $V$  y  $Z$ ); se aceptan sólo aquellos puntos para los cuales el primer chargino cumple las cuotas experimentales:  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 45 \text{ GeV}$ .

Los efectos de correcciones radiativas se fijaron suponiendo que  $m_{\tilde{t}} = 500 \text{ GeV}$  y  $m_{\tilde{b}} = 174 \text{ GeV}$ . Estas masas junto con  $m_{A^0}$  y  $\tan \beta$  determinan los valores de  $m_{h^0}$ ,  $m_{H^0}$  y  $\alpha$ . Conociendo lo anterior, ya se pueden evaluar los anchos de decaimiento  $\Gamma(\text{SM})$ ,  $\Gamma(h \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0)$  y  $\Gamma(h \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^\pm)$ . Los anchos de decaimiento que involucran canales en pares de quarks y leptones están incluidos en  $\Gamma(\text{SM})$ , además de los anchos de decaimiento en pares de bosones vectoriales y Higgs en el estado final, según el Higgs que se este considerando. Así, el ancho total está dado por

$$\Gamma_{\text{total}} = \Gamma(\text{SM}) + \sum_{i,j}^4 [\Gamma(h \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0)] + \sum_{i,j}^2 [\Gamma(h \rightarrow \tilde{\chi}_i^\pm \tilde{\chi}_j^\mp)]. \quad (9)$$

Finalmente, se evalúa la razón de ramificación  $\text{BR}(h \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$ , cuando  $h$  es uno de los tres Higgs  $h^0$ ,  $H^0$  y  $A^0$ . Luego se hace la gráfica del BR en función de  $m_{A^0}$ .

En la Fig. 1 se presenta  $\text{BR}(h^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$  en donde

$$\Gamma(\text{SM}) = \Gamma(h^0 \rightarrow b\bar{b}). \quad (10)$$

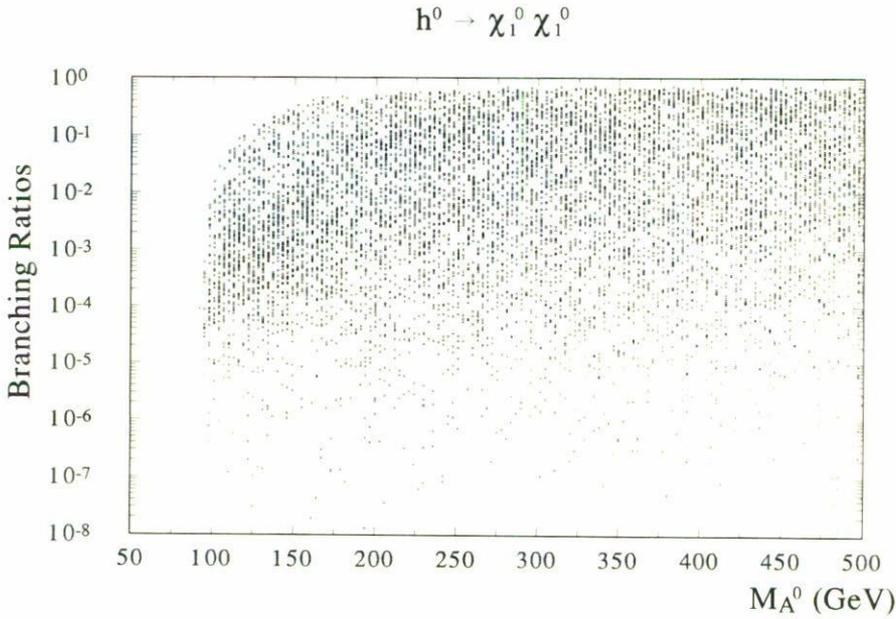


FIGURA 1. Razón de decaimiento para el modo  $h^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$  en función de la masa del Higgs seudoescalar  $A^0$ ,  $m_{A^0}$ .

En este caso, existen un gran número de puntos para los cuales  $BR > 10^{-5}$  (aunque, para valores menores todavía existen algunos puntos, se aprecia que su densidad es mucho menor), e incluso llega alcanzar valores de  $BR \sim 1$  para un gran número de puntos.

En la Fig. 2 se presenta  $BR(H^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$ , donde se toma

$$\Gamma(\text{SM}) = \sum [\Gamma(H^0 \rightarrow f\bar{f}) + \Gamma(H^0 \rightarrow V\bar{V}) + \Gamma(H^0 \rightarrow hh)], \quad (11)$$

donde  $f = b, t$ ,  $V = W^\pm, Z^0$  y  $h = h^0, A^0$ . En esta figura podemos observar que la región de mayor concentración de puntos se encuentra entre  $BR \sim 10^{-4}$  y  $BR \sim 10^{-1}$ , además, fuera de esta región la densidad es realmente pobre.

Por último, en la Fig. 3, para evaluar  $BR(A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0)$ , tenemos

$$\Gamma(\text{SM}) = \sum_{f=b,t} [\Gamma(A^0 \rightarrow f\bar{f})] + \Gamma(A^0 \rightarrow Z^0 h^0). \quad (12)$$

De forma semejante a los casos anteriores, se obtiene una región aún más clara, entre  $BR \sim 10^{-4}$  y  $BR \sim 10^{-1}$ , y con valores próximos a  $BR \sim 1$ .

En conclusión se obtiene que el *branching ratio*, BR, del modo invisible alcanza valores apreciables,  $BR \sim 1$ , para una porción significativa del espacio de parámetros, como se muestra en las Figs. 1–3. De lo cual resulta que la señal SUSY del sector de Higgs en modos invisibles es muy prometedora, y sus características hacen posible esperar su detección en el LHC o en colisionadores futuros.

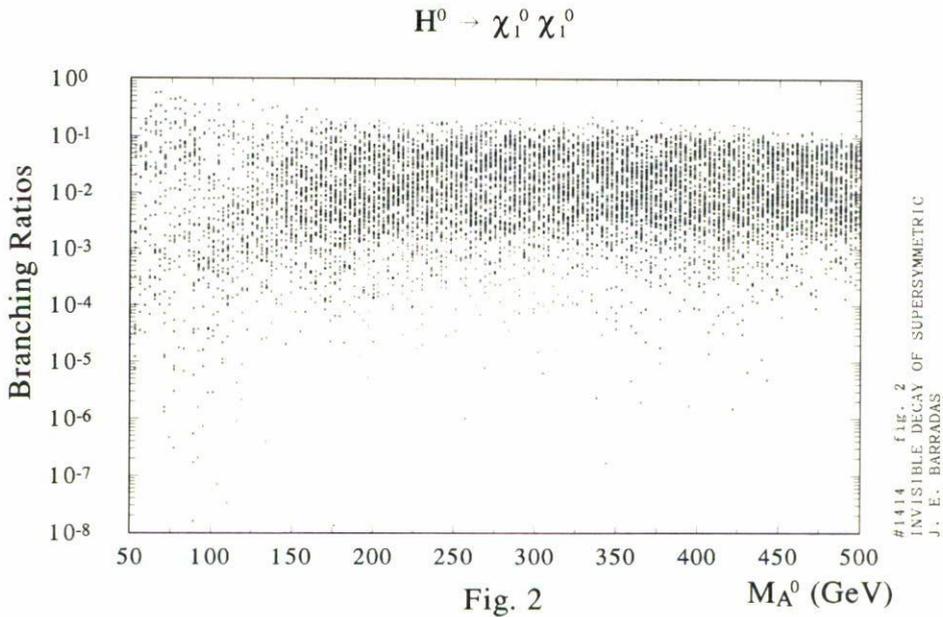


FIGURA 2. Lo mismo que para la Fig. 1, pero para el modo de decaimiento  $H^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ , también en función de la masa del Higgs pseudoescalar  $A^0$ .

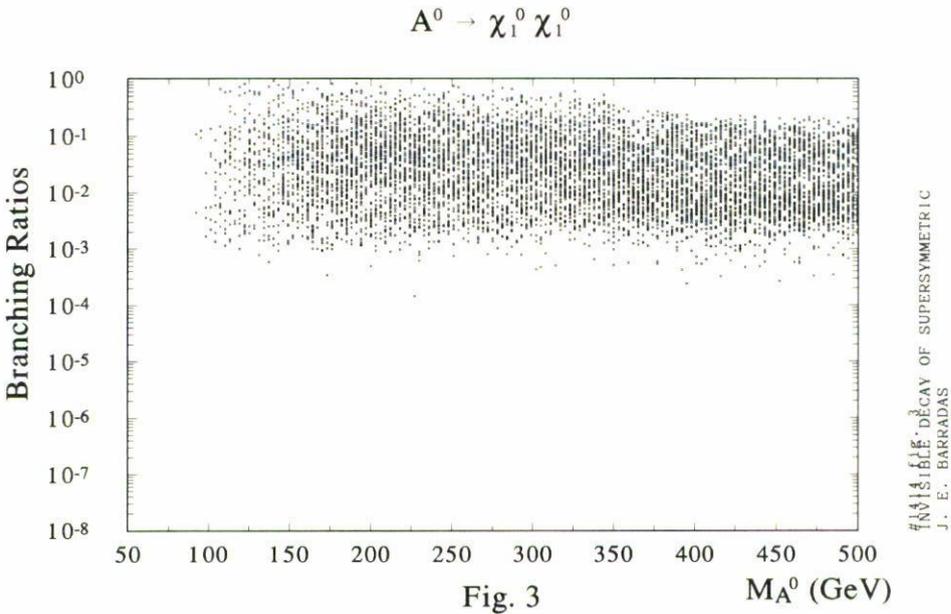


FIGURA 3. Lo mismo que para las figuras anteriores, sólo que para el modo  $A^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ .

AGRADECIMIENTOS

Agradezco al Dr. L. Díaz-Cruz, por haber sugerido el presente trabajo; por la revisión de los cálculos y del escrito a lo largo de sus múltiples transformaciones. Al Consejo Nacional

de Ciencias y Tecnología (CONACyT) y a la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Universidad Autónoma de Puebla por su apoyo económico.

## REFERENCIAS

1. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264; A. Salam en *Elementary Particle Theory*, ed. N. Southolm, Almquist and Wiksell, Estocolmo (1968), p. 367; S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579.
2. Particle Data Group, K. Hikasa, *et al.*, Review of particle properties, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 51.
3. Ver, por ejemplo, H.E. Haber y G.L. Kane, *Phys. Rep.* **117**, Nos. 2-4 (1985) 75.
4. F. Zwirner, "The SUSY world", preprint CERN-TH.6951/93.
5. J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane y S. Dawson, *The Higgs Hunters Guide*, Addison-Wesley, Redwood City, CA, EU (1990).
6. D. Summers, in *Workshop on Physics at Current Accelerators and Supercolliders*, eds. J.L. Hewett, A.R. White y D. Zeppenfeld, ANL-HEP-CP-93-92, p. 377.
7. J.E. Barradas, J.L. Díaz-Cruz, A. Gutiérrez y A. Rosado, preprint IFUAP-HEP-1/95 (1995). Enviado a *Phys. Rev. D*.
8. K. Griest y H.E. Haber, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 719.
9. R. Hempfling y H. Haber, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1815; Y. Okada, M. Yamaguchi y T. Yanagida, *Prog. Theor. Phys.* **85** (1991) 1; J. Ellis, G. Ridolfi y F. Swirner, *Phys. Lett.* **B257** (1991) 83; R. Barbieri y M. Frigeni, *Phys. Lett.* **B258** (1991) 395.
10. Para una revisión ver: P. Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 1.
11. J.F. Gunion, *et al.*, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 3444.
12. J. Ellis y L. Roszkowski, *Phys. Lett.* **B 283** (1992) 252.
13. J.F. Gunion, *Phys. Lett.* **B261** (1991) 510; W. Marciano y F. Paige, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2433.
14. A. Ballestrero y E. Maina, *Phys. Lett.* **B268** (1991) 437; Z. Kunszt, Z. Trocsanyi y W.J. Stirling, *Phys. Lett.* **B268** (1991) 437.
15. J. Dai, J.F. Gunion y R. Vega, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 2699.
16. D. Fridevaux y E. Richter-Was, preprint CERN-TH.7459/94.
17. H. Haber, en *Perspectives on Higgs Physics*, ed. G. Kane, World Scientific, p. 79.
18. CDF Collaboration, FERMILAB-PUB-94-116-E (1994).
19. A. Romao, J.L. Díaz-Cruz, F. de Campos y J.W.F. Valle, *Mod. Phys. Lett.* **A9**, No. 9 (1994) 817.
20. J.F. Gunion, en *Perspectives on Higgs Physics*, ed. G. Kane, World Scientific, p. 179. Además: J.L. Díaz-Cruz y O.A. Sampayo, *J. Mod. Phys. A* **8** (1993) 4339.
21. J.F. Gunion, en *Proceedings of the 2nd International Workshop on "Physics and Experiments with Linear  $e^+e^-$  Colliders"*, eds. F. Harris, S. Olsen, S. Pakvasa y X. Tata, Waikoloa, HI (1993), World Scientific, p. 166.
22. A. Brignole, J. Ellis, J.F. Gunion, M. Guzzo, F. Olness, G. Ridolfi, L. Roszkowski y F. Zwirner, en  *$e^+e^-$  Collisions at 500 GeV: The Physics Potential*, Munich, Annecy, Hamburg Workshop, DESY 92-123A, DESY 92-123B, DESY 93-123C, ed. P. Zerwas, p. 613; A. Djouadi, J. Kalinowski y P.M. Zerwas, en  *$e^+e^-$  Collisions at 500 GeV: The Physics Potential*, Munich, Annecy, Hamburg Workshop, DESY 92-123A, DESY 92-123B, DESY 93-123C, ed. P. Zerwas, p. 83, *Z. Phys.* **C57** (1993) 569; P. Janot, en *Proceedings of the 2nd International Workshop on "Physics and Experiments with Linear  $e^+e^-$  Colliders"*, eds. F. Harris, S. Olsen, S. Pakvasa y X. Tata, Waikoloa, HI (1993), World Scientific, p. 192.
23. G.L. Kane, C. Kolda y J.D. Wells, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2686.
24. J.F. Gunion y H.E. Haber, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 5109.

25. R. Bork, J.F. Gunion, H.E. Haber y A. Seiden, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 2040; H. Baer, M. Bisset, C. Kao y X. Tata, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 1067; J.L. Díaz-Cruz, *Nucl. Phys.* **B 358** (1991) 97.
26. J.F. Gunion, G.L. Kane y J. Wudka, *Nucl. Phys.* **B299** (1988) 231.
27. J.F. Gunion y H. Pois, preprint UCD-94-1 (1994), Para una revisión ver H. Baer, J.F. Gunion, C. Kao y H. Pois, preprint UCD-94-19.
28. J.F. Gunion, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 199.
29. S. Frederiksen, N. Johnson, G. Kane y J. Reid, SSCL-preprint-577 (1992), D. Choudhury y D.P. Roy, *Phys. Lett.* **B322** (1994) 368.
30. H. Baer, C. Kao, M. Bisset y X. Tata, preprint FSU-HEP-940204 (1994).