

Búsqueda del bosón de Higgs del modelo estándar mediante decaimientos fermiónicos en colisionadores de fotones

Diego Milanés^{1,*} y J.-Alexis Rodríguez^{1,**}

¹ Grupo de física teórica de altas energías

Departamento de física, Universidad Nacional de Colombia

Resumen

Analizamos la producción de bosones de Higgs del modelo estándar en futuros colisionadores de fotones, tales como TESLA, CLIC y NLC, y su posible detección mediante decaimientos $H \rightarrow q\bar{q}$, donde q hace referencia a los quarks pesados top y bottom. Usando el formalismo de helicidad se encuentra el rango de posible detección de la masa del bosón de Higgs dependiendo de la polarización de los fotones que colisionan.

Palabras claves: Helicidad, bosón de Higgs.

Abstract

We analyze the Standard Model Higgs bosons production at photon colliders, such as TESLA, CLIC and NLC, and its detection through $H \rightarrow q\bar{q}$ decays, with $q = b, t$. Using the helicity formalism we find the possible range of the Higgs boson mass to be detected, taking into account the information of the polarization of the colliding photons.

1. Introducción

El modelo estándar propuesto a mediados de los años 60's, es el modelo que mejor describe la física de altas energías y que desde su creación ha sido probado experimentalmente con resultados exitosos [1]. Sin embargo, existe una partícula del espectro del modelo que aún no se ha detectado: el bosón de Higgs. Inicialmente, el modelo estándar propone un lagrangiano sin masas que respeta la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, la cual es rota espontáneamente a la simetría remanente del universo $U(1)_Q$. Con el mecanismo de Higgs se adjudica valor esperado en el vacío a la componente neutra del doblete escalar del lagrangiano, generándose así las masas de los fermiones y bosones gauge W^\pm y Z^0 y aparece además el bosón de Higgs como un campo escalar real. Aquí radica la importancia de la detección del bosón de Higgs, ya que éste daría cuenta de la generación de masas en el modelo estándar y del rompimiento de la simetría [2, 3]

*: damilanes@unal.edu.co

** : jarodriguezl@unal.edu.co

El principal logro que se espera tengan los colisionadores que se encuentran en construcción es la detección del bosón de Higgs y la determinación de todas sus propiedades. Entre estos colisionadores se encuentran los hadrónicos y los leptónicos. En los colisionadores hadrónicos, como el Tevatron y el LHC [1, 2], se trabajará a energías muy altas debido al peso de los protones que son colisionados, pero por esta misma razón existirá demasiado ruido dentro de los detectores, por la alta hadronización y creación de chorros, mientras que los colisionadores lineales e^+e^- podrán determinar los acoples y propiedades del bosón de Higgs con mayor facilidad. Entre estos colisionadores están TESLA (DESY-Alemania), CLIC (CERN-Suiza) y NLC (SLAC-USA). Estos colisionadores e^+e^- implementarán un modo de trabajo como colisionadores de fotones, mediante una conversión $e \rightarrow \gamma$ con procesos de retrodispersión Compton de un laser de fotones de baja energía que colisiona con el haz original del colisionador, produciéndose así fotones de alta energía en la dirección del haz de electrones o positrones [4].

Las ventajas de trabajar con colisionadores $\gamma\gamma$ son tales como una reducción dramática en el ruido dentro de detector, que la sección eficaz de la producción de pares cargadas por el canal $\gamma\gamma$ es casi 5/8 mayor que lo producido a través del canal e^+e^- y que los haces de fotones se encontrarán polarizados, permitiendo de esta forma obtener mayor información de los eventos a raíz de las polarizaciones de las partículas que colisionan [5].

2. Aspecto Teórico

La producción de pares cargados $q\bar{q}$ en los colisionadores de fotones ocurre principalmente a nivel árbol por el proceso $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Sin embargo, es posible que este proceso ocurra a través de un bosón de Higgs $\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow q\bar{q}$ mediante un lazo. Como el objetivo es encontrar las condiciones bajo las cuales el bosón de Higgs puede ser fácilmente detectado en los colisionadores de fotones, necesitamos que la señal generada por el canal en el que este aparece, sea mayor que la generada en el proceso a nivel árbol, ya que ésta representaría ruido en la producción y detección del bosón de Higgs [6, 7].

Empezando entonces con la señal de ruido y haciendo uso del formalismo de helicidad, en particular la formulación de Bouchiat-Michel, tenemos que la sección eficaz para $\gamma(\lambda) + \gamma(\lambda') \rightarrow q\bar{q}$ viene dada por

$$\sigma_{q\bar{q}}(s, z_0) = \frac{12\pi\alpha^2 e_q^4}{s} \left\{ \beta z_0 \left[1 + \frac{(1 - \beta^2)^2}{1 - \beta^2 z_0^2} \right] + \frac{3}{2} \frac{\beta^4}{1 - \beta z_0} \ln \frac{1 + \beta z_0}{1 - \beta z_0} \right.$$

$$+ \lambda\lambda'\beta z_0 \left[1 + \frac{2(1-\beta^2)}{1-\beta^2 z_0^2} \frac{1}{\beta z_0} \ln \frac{1+\beta z_0}{1-\beta z_0} \right] \}, \quad (1)$$

donde \sqrt{s} es la energía de centro de masa, $\beta = (1 - 4m_q^2/s)^{1/2}$ y $z_0 = \cos \theta_0$ con θ_0 el ángulo de dispersión de los quarks que es barrido por el detector. Es claro de esta ecuación que la sección eficaz se puede maximizar dependiendo del producto de las polarizaciones $\lambda\lambda'$. En cuanto a la señal del bosón de Higgs, la sección eficaz del proceso $\gamma(\lambda) + \gamma(\lambda') \rightarrow H \rightarrow q\bar{q}$ se encuentra mediante una aproximación en que el ancho total de decaimiento del bosón de Higgs Γ_H es mucho menor que \sqrt{s} , de forma tal que

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow q\bar{q}) = 8\pi \frac{\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)\Gamma(H \rightarrow q\bar{q})}{(s - m_H^2)^2 + \Gamma_H^2 m_H^2} (1 + \lambda\lambda'), \quad (2)$$

donde los factores que más afectan en esta relación son los anchos de decaimiento del bosón de Higgs a los fotones y al par quark-antiquark. Debido a que el bosón de Higgs del modelo estándar es neutro, no existirá un acople a nivel árbol con los fotones, por lo que el decaimiento $H \rightarrow \gamma\gamma$ debe darse via un lazo. Este hecho dificulta el cálculo ya que hay que tener en cuenta todos los posibles diagramas que contribuyan al lazo (figura 1).

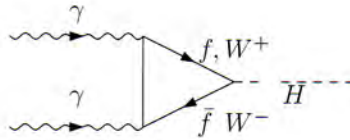


Figura 1. Proceso $H \rightarrow \gamma\gamma$

Este ancho de decaimiento viene dado por [3]

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 m_H^3}{128 \sqrt{2} \pi^3} \left| \sum_f N_{cf} Q_f^2 A_f(\tau_f) + A_W(\tau_W) \right|^2, \quad (3)$$

con A_i las correspondientes amplitudes para cada partícula i . La suma se realiza sobre todos los fermiones y sobre los bosones vectoriales W^\pm . Además como el acople $Hf\bar{f} \propto m_f$, entonces los fermiones que más contribuirán son los quarks pesados b y t y en la parte de los mediadores de interacciones será el bosón W^\pm . Sin embargo, el hecho que este proceso se de a un lazo lo hará poco probable.

En cuanto al ancho de decaimiento $\Gamma(H \rightarrow q\bar{q})$, dependerá del quark en cuestión y de la escala de energía en que se esté trabajando. Es bien conocido [2, 3], que para una masa del bosón de Higgs entre 10 y 150 GeV su principal decaimiento es en un par $b\bar{b}$, mientras que para masas mayores, su principal decaimiento es en W^+W^- , seguido de ZZ y posteriormente con una probabilidad de 1 cada 10 eventos y menos, en un par $t\bar{t}$. Este hecho implica que si la masa del bosón de Higgs está por encima de 150 GeV, éste no se podrá detectar mediante un decaimiento fermiónico, sino que será exclusivamente bosónico, por lo que se desecha el hecho que se pueda encontrar el bosón de Higgs en el proceso $\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow t\bar{t}$. Entonces nos restringiremos a la región de masa en que el bosón de Higgs decaiga a un par $b\bar{b}$, es decir valores de masa entre 10 y 150 GeV

Ahora bien, se sabe que el número de eventos está relacionado con la sección eficaz por medio de la ecuación $N = \int \sigma d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$, donde \mathcal{L} es la luminosidad. Definiendo ahora

$$\frac{d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}}{dy} = F(y)\mathcal{L}_{e^+e^-}, \quad y \equiv \frac{E_{\gamma\gamma}}{E_{e^+e^-}}, \quad (4)$$

donde y representa la ganancia de energías entre el colisionador e^+e^- y el colisionador $\gamma\gamma$. Barriendo y en una región comprendida entre $[y_-, y_+]$, con $y_{\pm} = (m_H \pm \Gamma_{\text{res}}/2)/E_{e^+e^-}$, la cual representa una región en que la energía $E_{\gamma\gamma}$ se encuentra en el límite de m_H salvo la resolución del detector e integrando las secciones eficaces de las ecuaciones (1) y (2), obtenemos el número de eventos registrados para la señal del bosón de Higgs y su correspondiente señal de ruido, dados respectivamente por [6, 7, 8],

$$N_{\text{señal}} = 8\pi \frac{\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma)\Gamma(H \rightarrow q\bar{q})}{E_{e^+e^-} m_H^2 \Gamma_H} \arctan \left[\frac{\Gamma_{\text{res}}}{\Gamma_H} \right] (1 + \langle \lambda\lambda' \rangle_{y_H}) F(y_H) \mathcal{L}_{e^+e^-}, \quad (5)$$

$$N_{\text{ruido}} = \frac{\Gamma_{\text{res}}}{E_{e^+e^-}} F(y_H) \mathcal{L}_{e^+e^-} \sigma_{q\bar{q}}(m_H^2, z_0), \quad (6)$$

con $F(y_H)$ y $\langle \lambda\lambda' \rangle_{y_H}$ constantes de integración y $y_H = m_H/E_{e^+e^-}$

3. Resultados y Discusión

Tenemos los siguientes parámetros para los colisionadores de fotones a trabajar [9]:

	$\langle\lambda\lambda'\rangle_{y_H}$	$E_{e^+e^-}$, GeV	$F(y_H)\mathcal{L}_{e^+e^-}$, $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Γ_{res} , GeV
TESLA	0.8	500	$1,15 \times 10^{34}$	5
CLIC	0.94	150	$4,7 \times 10^{34}$	3.3
NLC	0.79	450	$3,4 \times 10^{34}$	13.1

Debemos aclarar que la cantidad $\langle\lambda\lambda'\rangle$ puede tomar varios valores entre 0 y 1 debido a que se está trabajando con demasiados fotones, por lo que es necesario promediar sobre cada uno de los fotones de haz. Con estos datos, fijando $z_0 = 0,85$ como una amplitud típica de un detector, tomando el canal del quark bottom $q = b$ y utilizando el código Fortran HDECAY para calcular los anchos de decaimiento, y las relaciones (5) y (6), se obtiene la figura 2.

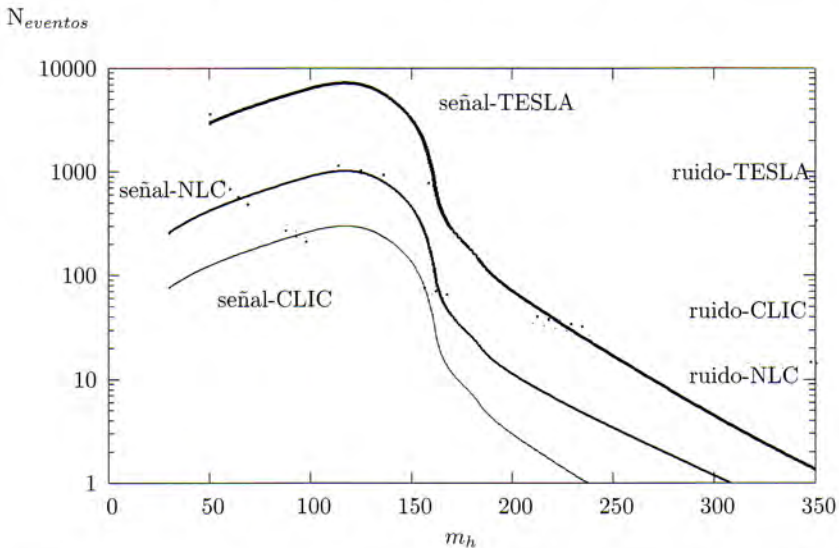


Figura 2. Comparación del número de bosones de Higgs producido con el respectivo ruido para TESLA, CLIC y NLC.

Esta gráfica muestra que para los tres colisionadores sólo hay una pequeña región en que el número de bosones de Higgs producidos es mayor que los eventos referentes al ruido.

Para TESLA hay una región de fácil detección del bosón de Higgs entre 50 y 160 GeV aproximadamente y posteriormente decae rápidamente siendo apantallada definitivamente por la señal de ruido. La combinación entre energía de centro de masa y luminosidad son las responsables de producir entre 3000 y 10000 bosones de Higgs de encontrarse la masa de éste en la región ya mencionada. En CLIC su poca energía de centro de masa hará que se presenten

tan solo unos cientos de bosones de Higgs. Sin embargo, la región de posible detección del Higgs se reduce a 100 a 150 GeV y al igual que en TESLA luego de este valor cae rápidamente, dejando sin posibilidades de posibles detecciones por encima de los 150 GeV. Por último en NLC se detectarán algo más de 1000 bosones de Higgs si la masa de éste se ubica en la región intermedia entre 60 y 160 GeV. En los 160 GeV la señal de ruido empieza a superar a la señal del Higgs, hasta tal punto de llegar a haber 10 eventos de ruido por cada bosón de Higgs producido. Esto nos muestra un límite superior de fácil detección del bosón de Higgs, similar para todos los colisionadores aunque unos tengan mas eventos registrados que otros. Sin embargo, existe una cota máxima para la menor masa que pueda adquirir el bosón de Higgs puesta por LEP-II, que es de ~ 114 GeV [1], la cual descarta todas las cotas inferiores para los rangos de detección del Higgs y deja a todos los colisionadores con un rango de masas similar para buscar al bosón de Higgs.

m_H (GeV)

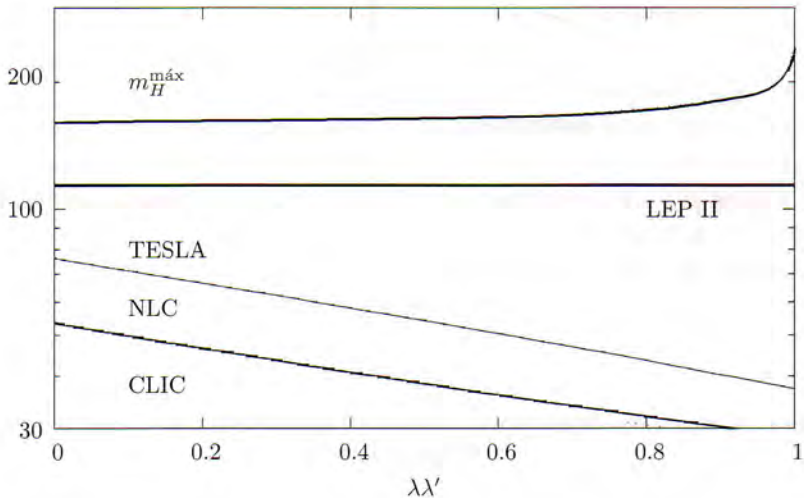


Figura 3. Límites para la masa del bosón de Higgs respecto de las polarizaciones de los fotones para los colisionadores TESLA, CLIC y NLC, con un grado de confianza de 5σ

Por otro lado, tomando un alto nivel de confiabilidad de los resultados encontrados, realizamos un corte en 5σ o nivel de descubrimiento para los experimentales, en la ecuación del número de desviaciones estándar

$$N_{SD} \equiv \frac{N_{\text{señal}}}{\sqrt{N_{\text{ruido}}}},$$

y graficamos la dependencia de la masa del bosón de Higgs respecto del producto $\langle\lambda\lambda'\rangle$. Estos resultados se muestran en la figura 3.

Aquí se observa la forma dramática como para cada colisionador cambia la cota inferior de la masa del bosón de Higgs a medida que $\lambda\lambda' \approx 1$, pero sin mucha relevancia ya que éstas se encuentran siempre por debajo del límite puesto por LEP-II. En cuanto a la cota superior es prácticamente igual para todos los colisionadores, salvo diferencias imperceptibles por la escala logarítmica. Sin embargo, la cota superior se mueve desde 170 hasta arriba de los 200 GeV a medida que cambia el producto $\langle\lambda\lambda'\rangle$. Es importante notar que de no haberse realizado los cálculos en el marco del formalismo de helicidad no se hubiera encontrado una cota para la masa de bosón de Higgs que varíe con las polarizaciones de las partículas involucradas en el proceso.

4. Conclusiones

Podemos concluir que la búsqueda del bosón de Higgs en los colisionadores de fotones, mediante decaimientos del Higgs en fermiones, se encuentra restringida al proceso $\gamma\gamma \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}$. Se encontró una región de fácil detección del bosón de Higgs en TESLA, CLIC y NLC entre 114 GeV que es la cota de LEP-II y 160 GeV, que es donde podrá ser estudiado y analizado plenamente en el canal del quark bottom. Se encontró además una restricción superior para la masa del bosón de Higgs dependiendo de las polarizaciones de los fotones que intervienen en el proceso, para que pueda ser detectado en los colisionadores de fotones mediante su decaimiento $b\bar{b}$.

Referencias

- [1] S.F. Novaes *Standard Model. An Introduction* arXiv:hep-ph/0001283 (2000), y referencias allí citadas.
- [2] M. Carena, H.E. Haber *Higgs Boson Theory and Phenomenology* arXiv:hep-ph/0208209 (2002)
- [3] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson *The Higgs Hunter's Guide*, Addison Wesley (1990)
- [4] V. Telnov *High Energy Photon Colliders* arXiv:hep-ex/0001029 (2000)
- [5] I. Ginzburg *Why Photon Colliders are Necessary in a Future Collider Program* arXiv:hep-ph/0101029 (2001)

-
- [6] H. E. Haber *Spin Formalism and Applications to New Physics* arXiv:hep-ph/9405376 (1994)
- [7] D. A. Milanés *Formalismo de Helicidad y Aplicación al Proceso $\gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$* , Trabajo de grado, Universidad Nacional de Colombia (2003), y referencias allí citadas.
- [8] J. F. Gunion, H. E. Haber *Physical Review D* **48** 11 (1993)
- [9] E. Boos, et.al. *Gold-Plated Processes at Photon Colliders* arXiv:hep-ph/0103090 (2001)