



Producción De Bosones $Z'^0 Z'^0$ Con Amplitudes De Helicidad Definidas Usando Colisiones $e^+ E^-$ En Modelos $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$

$Z'^0 Z'^0$ Boson Production With Definite Helicity Amplitudes Using $e^+ E^-$ Collisions In $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ Models

J. B. Flórez ^{*} ^a, Y. Giraldo ^a, A. Pasaje ^a

^a Universidad de Nariño. Departamento de Física A.A. 1175. San Juan de Pasto. Nariño, Colombia.

Recibido 10.04.10; Aceptado 22.02.11; Publicado en línea 04.10.11.

Resumen

En el presente trabajo calculamos los acoples trilineales de los bosones gauge dentro del modelo con simetría gauge $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ (modelo 3-3-1). Hacemos un análisis de la producción de pares de bosones $Z'^0 Z'^0$ a través de colisiones $e^+ e^-$ usando amplitudes de helicidad. Se dan formulas explícitas y estimados numéricos para las secciones transversales; así como la distribución angular para el proceso $e^+ e^- \rightarrow Z'^0 Z'^0$ en un modelo 3-3-1. Para los anteriores cálculos suponemos que el modelo 3-3-1 es invariante bajo las transformaciones de simetría C , P y T .

Palabras Clave: Física de altas energías, extensiones del modelo estándar.

Abstract

In this work, the trilinear gauge boson couplings in the $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ gauge symmetry model (3-3-1 gauge model) are calculated. An analysis of $Z'^0 Z'^0$ pair gauge boson production through $e^+ e^-$ collisions using helicity amplitudes is presented. Explicit formulae and the corresponding numerical estimations for the cross-sections and angular distributions in the process $e^+ e^- \rightarrow Z'^0 Z'^0$, into a 3-3-1 model, are given. This process is supposed to be invariant under C , P and T symmetry transformations.

Keywords: High energy physics, extensions of the Standard Model.

PACS: .

©2011. Revista Colombiana de Física. Todos los derechos reservados.

1. Introducción

Entre las muchas extensiones que tiene el Modelo Estándar, tenemos los modelos basados en el grupo de simetría gauge $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ (que llamaremos modelos 3-3-1), los cuales contienen diecisiete bosones de norma, ocho de ellos corresponden a los gluones, cuatro son los conocidos bosones W^\pm , Z^0 , γ del Modelo Estándar y otros cinco más, entre los que se encuentra un bosón gauge neutro Z'^0 y los cuatro restantes que pueden ser carga-

dos, doblemente cargados, neutros, dependiendo del modelo particular. Para conseguir resultados consistentes con el experimento se supone que estos últimos cinco bosones son muy masivos [2]. Entre todos estos modelos [3] existe uno en particular que no contiene cargas eléctricas exóticas el cual llamaremos modelo C [1]. En el presente trabajo, para este modelo C, hacemos un análisis de la producción de pares de bosones $Z'^0 Z'^0$ a través del proceso $e^+ e^- \rightarrow Z'^0 Z'^0$ usando amplitudes de helicidad.

*jua.nb1954@hotmail.com

2. El modelo C

2.1. Bosones de norma del modelo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_Y$ La estructura leptónica de multiplete para este modelo es:

La matriz de bosones de norma para el grupo $SU(3)_L \otimes U(1)_Y$ podemos escribirla como [1]:

$$\frac{1}{2}\lambda_\alpha A_\alpha^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} D_1^\mu & W^{+\mu} & K^{+\mu} \\ W^{-\mu} & D_2^\mu & K^{0\mu} \\ K^{-\mu} & \bar{K}^{0\mu} & D_3^\mu \end{pmatrix} \quad (1)$$

donde $D_1^\mu = A_3^\mu/\sqrt{2} + A_8^\mu/\sqrt{6}$, $D_2^\mu = -A_3^\mu/\sqrt{2} + A_8^\mu/\sqrt{6}$ y $D_3^\mu = -2A_8^\mu/\sqrt{6}$.

Al diagonalizar la matriz de masa se obtienen 2 bosones de norma físicos los cuales vienen definidos a través de un ángulo de mezcla ϕ y Z_μ y Z'_μ por:

$$\begin{aligned} Z_1^\mu &= Z^\mu \cos\phi + Z'^\mu \sin\phi \\ Z_2^\mu &= -Z^\mu \sin\phi + Z'^\mu \cos\phi \end{aligned} \quad (2)$$

Los resultados experimentales muestran que $\phi \approx 0$, por tanto no consideraremos la mezcla.

2.2. Acoples trilineales de los bosones de norma

Del correspondiente Lagrangiano se obtienen los siguientes acoples

$$\mathcal{L} = -gf_{abc}\partial_\mu A_\nu^a A^{b\mu} A^{c\nu} \quad a, b, c = 1, 2, \dots, 8 \quad (3)$$

Expresando A^a en términos de los campos físicos, hallamos que

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & ie\{1[A^\mu(W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) + A_{\mu\nu}W^{+\mu}W^{-\nu}] + \\ & + T_w^{-1}[Z^\mu(W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ W^{-\nu}) + Z_{\mu\nu}W^{+\mu}W^{-\nu}] + \\ & + 1[A^\mu(K_{\mu\nu}^- K^{+\nu} - K_{\mu\nu}^+ K^{-\nu}) + K_{\mu\nu}K^{+\mu}K^{-\nu}] + \\ & + T_{2w}^{-1}[Z^\mu(K_{\mu\nu}^- K^{+\nu} - K_{\mu\nu}^+ K^{-\nu}) + Z_{\mu\nu}K^{+\mu}K^{-\nu}] + \\ & - \frac{a}{S_{2w}}[Z'^\mu(K_{\mu\nu}^- K^{+\nu} - K_{\mu\nu}^+ K^{-\nu}) + Z'_{\mu\nu}K^{+\mu}K^{-\nu}] + \\ & - S_{2w}^{-1}[Z^\mu(\bar{K}_{\mu\nu}^0 K^{0\nu} - K_{\mu\nu}^0 \bar{K}^{0\nu}) + Z_{\mu\nu}K^{0\mu}\bar{K}^{0\nu}] + \\ & - \frac{a}{S_{2w}}[Z'^\mu(\bar{K}_{\mu\nu}^0 K^{0\nu} - K_{\mu\nu}^0 \bar{K}^{0\nu}) + Z'_{\mu\nu}K^{0\mu}\bar{K}^{0\nu}] + \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}S_w}[K^{-\mu}(K_{\mu\nu}^0 W^{+\nu} - W_{\mu\nu}^+ K^{0\nu}) + K_{\mu\nu}^- W^{+\mu}K^{0\nu}] + \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}S_w}[K^{+\mu}(\bar{K}_{\mu\nu}^0 W^{-\nu} - W_{\mu\nu}^- \bar{K}^{0\nu}) + K_{\mu\nu}^+ W^{+\mu}K^{0\nu}] \} \end{aligned} \quad (4)$$

donde $a \equiv \sqrt{3 - 4S_w^2}$.

2.3. Corrientes en el modelo C (sólo leptónicas)

$$\psi_L^\alpha = \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \alpha^- \\ E_{\alpha L}^- \end{pmatrix}_L \quad \alpha_L^+ \quad E_{\alpha L}^+ \quad (1, 3, -\frac{2}{3}) \quad (1, 1, 1) \quad (1, 1, 1)$$

para $\alpha = e, \mu, \tau$.

Las corrientes vienen dadas por:

$$\mathcal{L}^{CC} = \frac{1}{\sqrt{2}S_w} \{W_\mu^+ \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu \alpha_L^- + K_\mu^+ \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu E_{\alpha L}^- + K_\mu^0 \bar{\alpha}_L^- \gamma^\mu E_{\alpha L}^- + H.c.\} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{NC} = & A_\mu \{-\bar{\alpha}^- \gamma^\mu \alpha^- - \bar{E}_\alpha^- \gamma^\mu E_\alpha^-\} + \\ & + Z_\mu \{S_{2w}^{-1} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu \nu_{\alpha L} - T_{2w}^{-1} \bar{\alpha}_L^- \gamma^\mu \alpha_L^- + \\ & T_w (\bar{\alpha}_R^- \gamma^\mu \alpha_R^- + \bar{E}_\alpha^- \gamma^\mu E_\alpha^-)\} + \\ & \frac{Z'_\mu}{a} \{-S_{2w}^{-1} (\bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu \nu_{\alpha L} - \bar{\alpha}_L^- \gamma^\mu \alpha_L^-) + \\ & 2T_{2w}^{-1} \bar{E}_{\alpha L}^- \gamma^\mu E_{\alpha L}^- - T_w^{-1} (\bar{\alpha}_R^- \gamma^\mu \alpha_R^- + \\ & \bar{E}_{\alpha R}^- \gamma^\mu E_{\alpha R}^-)\} \end{aligned} \quad (6)$$

3. Cálculo de los procesos

3.1. Cinemática de los procesos

La cinemática será la misma que aparece en la referencia [4]. El plano de reacción de los procesos será el plano $x - z$.

Los cuadrimentos de las partículas vienen dados por:

$$\begin{aligned} p^\mu &= (E, -\vec{p}) & k_-^\mu &= (w_-, -\vec{k}_-) \\ p'^\mu &= (E', -\vec{p}') & k_+^\mu &= (w_+, -\vec{k}_+) \end{aligned} \quad (7)$$

Para los bosones vectoriales hay que tener en cuenta su polarización la cual viene dada por sus estados de helicidad:

$$\begin{aligned} \epsilon_{-1}^\mu &= (0, \cos\theta, 0, -\sin\theta) & \epsilon_{+1}^\mu &= (0, -\cos\theta, 0, \sin\theta) \\ \epsilon_{-2}^\mu &= (0, 0, 1, 0) & \epsilon_{+2}^\mu &= (0, 0, 1, 0) \\ \epsilon_{-3}^\mu &= \frac{1}{M}(k, w \sin\theta, 0, w \cos\theta) & \epsilon_{+3}^\mu &= \frac{1}{M}(k, -w \sin\theta, 0, -w \cos\theta) \end{aligned} \quad (8)$$

Usando las amplitudes de helicidad dados en [4] se llega a los siguientes resultados.

3.1.1. Sección Eficaz Diferencial para $e^+e^- \rightarrow Z'^0 Z'^0$

Para rayos no polarizados e^+e^- y promediando sobre el rayo inicial tenemos:

$$\left. \frac{\partial \sigma}{\partial(\cos \theta)} \right|_{\epsilon_- \epsilon_+} = C \frac{\beta}{s} |\bar{\mathcal{M}}_{\epsilon_- \epsilon_+}|^2 \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial \sigma}{\partial(\cos \theta)} \right|_T = \sum_{\epsilon_- \epsilon_+} \left. \frac{\partial \sigma}{\partial(\cos \theta)} \right|_{\epsilon_- \epsilon_+} \quad (10)$$

donde C es una constante dependiente del proceso.

La amplitud de dispersión para este proceso viene dada

$$|\bar{\mathcal{M}}_{\epsilon_- \epsilon_+}|^2 = \left| a_L \left(\frac{1}{t} A_{\epsilon_- \epsilon_+}^{L(t)} + \frac{1}{u} A_{\epsilon_- \epsilon_+}^{L(u)} \right) + a_R \left(\frac{1}{t} A_{\epsilon_- \epsilon_+}^{R(t)} + \frac{1}{u} A_{\epsilon_- \epsilon_+}^{R(u)} \right) \right|^2 \quad (11)$$

$$C = \frac{\pi}{8} \alpha^2 \quad a_L = \frac{S_{2W}^{-2}}{4 a^2} \quad a_R = \frac{T_w^2}{4 a^2} \quad (12)$$

Al desarrollar los cálculos, los resultados obtenidos son presentados en las figuras 1 y 2.

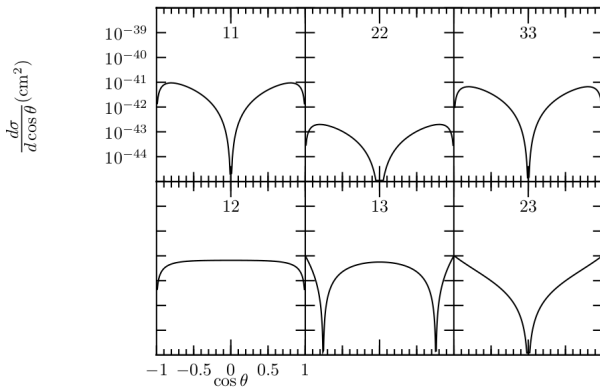


Fig. 1: Sección eficaz diferencial para $e^+e^- \rightarrow Z'Z'$ en el modelo 3-3-1 con polarización definida para las partículas inicial y final. La línea corresponde al estado inicial $e_L^- e_R^+(e_R^- e_L^+)$. Consideramos $\sin^2 \theta_W = 0.25$, $E = 1.3$ TeV, y la masa del bosón Z' es $M_{Z'} = 1.2$ TeV

4. Conclusiones

Nuevos bosones de norma neutros diferentes al fotón y al bosón gauge neutro Z^0 presentes en el Modelo Estándar han sido considerados. Una de las mejores motivaciones para las extensiones de este modelo es que los datos de precisión electrodébiles podrían ser bien descritos a través de la existencia de estos nuevos bosones gauge.

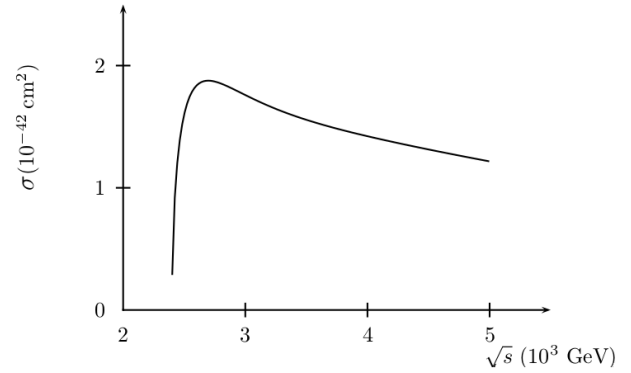


Fig. 2: $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z'Z')$ total en el modelo 3-3-1 como función de \sqrt{s} para una masa del bosón Z' es $M_{Z'} = 1.2$ TeV.

La producción de estos nuevos bosones en el contexto de los modelos 3-3-1 es relevante para colisionadores tipo LEP o SLC a la escala de TeVs y, si ellos existen, deberían ser detectados en la próxima generación de aceleradores e^+e^- [5]. Las figuras 1 y 2 muestran las secciones eficaces predichas en la producción del bosón gauge neutro Z'^0 a través de colisiones e^+e^- . Si dicho modelo C [1] 3-3-1 es válido nuevos bosones gauge exóticos, entre ellos el Z'^0 , deberían ser detectados a escalas de energía por encima de 1 TeV.

Agradecimientos

J.B.Flórez agradece al grupo GFIF de la U. de Antioquia por la hospitalidad y colaboración brindada durante la realización de este trabajo. Los Autores de este trabajo agradecen el soporte financiero del Sistema de Investigaciones de la U. de Nariño.

Referencias

- [1] W. A. Ponce, J. B. Flórez, L.A. Sánchez *Int. Jour. Mod. Phys. A* Vol **17**, No 5 (2002) p. 643 y referencia allí.
- [2] for exhaustive bibliography on previous $SU(3) \otimes U(1)$ models up to 1974, see C.H. Albright, C. Jarlskog and M. Tjia, *Nucl. Phys.*, **B86**, (1974) pag. 535.
- [3] R. Martinez, W. A. Ponce and L.A. Sanchez, *Phys. Rev. D***65**, 055013 (2002).
- [4] J.D. Bjorken, M.C. Chen *Phys. Rev. vol. 154* 1335 (1967); F.M. Renard, *Basic of electron positron Collisions* (Edition Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1981); K.J.F.Gaemers, G.J. Gounaris, *Z. Phys.* **C1**, 259 (1979)
- [5] J. Erler, P. Langacker, [arXiv:hep-ph/9910315]; F. Abe et al.[FERMILAB-Pub-97/122-E]; P. Langacker, M. Plümacher, [arXiv:hep-ph/0001204].