

# Propiedades de las nuevas partículas: Bosones $W^\pm$ y $Z^0$

Alfonso Queijeiro

*Departamento de Física, Escuela Superior de Física y Matemáticas  
Instituto Politécnico Nacional, Unidad Profesional Zacatenco,  
07738 México, D.F.*

(Recibido el 7 de febrero de 1990; aceptado el 23 de enero de 1991)

**Resumen.** Se hace una revisión del estado actual del sector de bosones de norma del modelo estándar de unificación electrodébil. El énfasis se centra en las propiedades electromagnéticas del bosón  $W^\pm$ , es decir, del vértice de interacción  $WW\gamma$ . Del vértice  $WWZ$  sólo se presentan algunas consideraciones de tipo general.

**PACS:** 14.80.Er; 13.38.+c

## 1. Introducción

La producción y detección de los bosones de norma  $W^\pm$  y  $Z^0$  en el CERN [1] y en el SLC [2] ha dado un fuerte impulso al modelo de Glashow-Salam-Weinberg (GSW) [3] de unificación electrodébil. Sin embargo, quedan por verificarse experimentalmente algunos aspectos importantes del modelo, entre los que destacan las propiedades electrodébiles de dichos bosones, sin mencionar la producción y detección del bosón de Higgs (si lo hay). Si estas propiedades no fueran las que predice GSW tendríamos la interesante posibilidad de que esos bosones no fueran elementales.

En este trabajo se hace una revisión, no exhaustiva, del estado actual de este sector de la física de partículas elementales. El énfasis se centra en las propiedades electrodébiles de los bosones  $W$  (principalmente) y  $Z^0$ , estudiando procesos donde los parámetros que definen dichas propiedades juegan un papel importante, y con las cuales se puede obtener información sobre la elementalidad de esas partículas. Si, por ejemplo, el bosón  $W$  es una partícula compuesta, su momento magnético se desvía del valor predicho por GSW, implicando la existencia de un parámetro de escala en energía, que mediante algunos argumentos plausibles resulta ser igual o mayor a 1000 GeV (aproximadamente diez veces la masa de ese bosón).

Este trabajo está organizado como sigue. En la Sec. 2 se hace una revisión del modelo estándar, comparando algunas de sus predicciones con las observaciones experimentales. En la Sec. 3 se presentan los vértices  $WW\gamma$  y  $WWZ$ , en su versión GSW y en versión más general con parámetros que se acotan mediante argumentos de validez general. En la Sec. 4 se revisan algunos procesos a alta energía donde se espera obtener información de esos parámetros.

## 2. Modelo GSW

La unificación de las interacciones electromagnéticas se logró mediante la combinación de varias teorías e ideas de gran alcance: teorías de norma [4], rompimiento espontáneo de la simetría [5], etc.

El modelo estándar se construye tomando como grupo de norma el grupo de simetrías  $SU(2) \times U(1)$  que tiene dos constantes de acoplamiento  $g$  y  $g'$  y cuatro campos bosónicos de espín uno  $W_\mu^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) y  $B_\mu$ . Estos se introducen mediante la derivada covariante ( $c = \hbar = 1$ )

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2} g \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{i}{2} g' B_\mu, \quad (1)$$

donde las matrices  $2 \times 2$   $\tau_i$  son una representación matricial del grupo  $SU(2)$  de isospín débil. Los fermiones elementales (leptones y cuarks) se agrupan en representaciones básicas izquierdas y derechas

$$\psi_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \quad (2)$$

y

$$\psi_{iR} = \ell_{iR}, u_{iR}, d'_{iR} \quad (3)$$

donde los símbolos  $\nu$ ,  $\ell$  significan neutrino y leptón cargado;  $u$ ,  $d$  significan cuarks tipo  $u$  y tipo  $d$ ; y el subíndice  $L$  ( $R$ ) significa tomar la parte izquierda (derecha) del espinor; es decir,  $\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi$ . Por último el subíndice  $i$  denota el número de generación o familia de fermiones (por ejemplo,  $\nu_1 = \nu_e$ ,  $\ell_1 = e$ , son el neutrino asociado electrón y el electrón, respectivamente).

La densidad lagrangeana del modelo GSW contiene términos cinemáticos y de interacciones, pero no contiene términos de masas. Las masas de las partículas se generan mediante el rompimiento espontáneo de la simetría (mecanismo de Higgs). La densidad lagrangeana resultante se puede escribir como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_H, \quad (4)$$

donde  $\mathcal{L}_F$  es la densidad lagrangeana del sector fermiónico, dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & \bar{\psi}_i(i\not{\partial} - m_i\psi_i) - \frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\psi}_i\gamma^\mu(1 - \gamma_5)(T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-)\psi_i \\ & - eq_i\bar{\psi}_i\gamma^\mu\psi_iA_\mu - \left(\frac{g}{2\cos\theta_W}\right)\bar{\psi}_i\gamma_\mu(v^i - a^i\gamma_5)\psi_iZ^\mu. \end{aligned} \quad (5)$$

En la Ec. (5)  $eq_i(m_i)$  es la carga eléctrica (masa) del fermión  $\psi_i$ , relacionada con la constante de acoplamiento  $g$  y el ángulo de Weinberg por  $e = g \sin \theta_W$ ;  $A_\mu$ ,

$W_\mu^\pm$  y  $Z_\mu$  son los campos del fotón (de masa cero), bosón  $W^\pm$  (de masa  $M_W$ ) y bosón  $Z^0$  (de masa  $M_Z$ ).  $v^i$  y  $a^i$  son las componentes vectorial y vector axial de las corrientes débiles neutras de los fermiones:  $v^i = T_3^i - 2q_i \sin^2 \theta_W$  y  $a^i = T_3^i$ , siendo  $T_3$  la tercera componente del isospín débil. Las masas de los bosones  $W$  y  $Z$  satisfacen la relación

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W. \quad (6)$$

La densidad lagrangeana del sector bosónico  $\mathcal{L}_B$  está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_B = & -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^+ W^{\mu\nu} + M_W^2 W_\mu^+ W^\mu - \frac{1}{2} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + M_Z^2 Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & - ig \sin \theta_W (W^{\mu\nu} W_\mu^+ A_\nu - W^{\mu\nu} W_\mu A_\nu + W_\mu W_\nu^+ F^{\mu\nu}) \\ & - ig \cos \theta_W (W^{\mu\nu} W_\mu^+ Z_\nu - W^{\mu\nu} W_\mu Z_\nu + W_\mu W_\nu^+ Z^{\mu\nu}) + \dots \end{aligned} \quad (7)$$

donde se ha hecho uso de la notación

$$V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu \quad (V = W, Z, A),$$

y  $\dots$  significa términos con cuatro campos vectoriales, que no serán considerados en este trabajo. En la Ec. (4) el término  $\mathcal{L}_H$  corresponde a la densidad lagrangeana de los Higgs y sus interacciones con otras partículas. Las propiedades más estudiadas de los bosones  $W$  y  $Z$  están contenidas en  $\mathcal{L}_F$  y  $\mathcal{L}_B$ , y procederemos a continuación a su análisis.

### 2.1 Masa de los bosones $W$ y $Z$

La masa de los bosones  $W$  y  $Z$  está dada por

$$M_W = \left( \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin \theta_W}, \quad (8.a)$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}. \quad (8.b)$$

Los parámetros  $\alpha = e^2/4\pi$ ,  $G/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$  y  $\sin^2 \theta_W$  se determinan experimentalmente. El valor de  $\alpha$  se obtiene de la medición del momento magnético del electrón. Este resulta ser [6]  $\alpha = (137.036)^{-1}$  a energías de pocos GeV. El valor de  $G$  se obtiene de la medición de la vida media del muón y resulta ser [6]  $G/\sqrt{2} = 1.1663 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ . Finalmente el valor de  $\sin \theta_W$  se obtiene de la medición de las secciones de dispersión de neutrinos por electrones; su valor es [6]  $\sin^2 \theta_W = 0.217 \pm 0.014$ . Con el valor dado para estos parámetros sustituidos en las

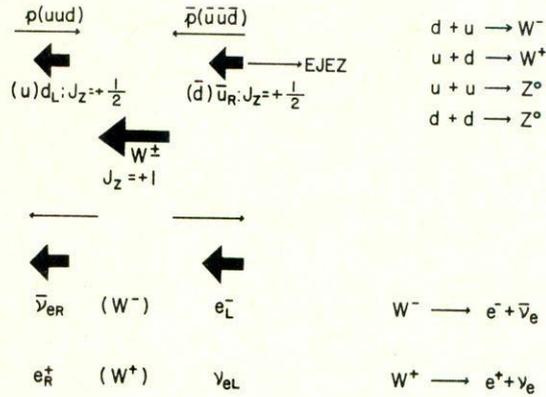


FIGURA 1: Esquema que ilustra cómo se determina el espín del bosón  $W^\pm$ . Las flechas en negro representan la proyección del espín a lo largo del eje  $Z$ . Las flechas normales indican la dirección de movimiento de la partícula.

Ecs. (8.a, b) se obtiene

$$M_W = (75.9 \pm 1.0) \text{ GeV} \text{ y } M_Z = (87.1 \pm 0.7) \text{ GeV.} \quad (9.a)$$

Los valores reportados en la Ref. [1] son

$$M_W = (80.9 \pm 1.4) \text{ GeV} \text{ y } M_Z = (91.9 \pm 1.8) \text{ GeV.} \quad (9.b)$$

Al tomar en cuenta las correcciones radiativas al propagador de los bosones  $W$  y  $Z$ , y de sus interacciones (correcciones de vértice), la Ec. (8.a) se modifica a [7]

$$M_W = \left( \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G} \right)^{1/2} \frac{1}{\text{sen } \theta_W} (1 - \Delta r)^{1/2}, \quad (10)$$

donde  $\Delta r$  es la modificación a  $M_W$  debida a las correcciones radiativas. El valor de  $\Delta r$  depende a su vez del valor de  $\text{sen}^2 \theta_W$ , la masa  $m_t$  del cuarc  $t$  y de la masa  $m_\Phi$  del bosón de Higgs. Usando el valor previamente indicado para  $\text{sen}^2 \theta_W$ , y las cotas  $m_t \leq 100 \text{ GeV}$ ,  $m_\Phi \leq 100 \text{ GeV}$  se obtiene [8]

$$M_W = (80.2 \pm 1.1) \text{ GeV} \text{ y } M_Z = (91.6 \pm 0.9) \text{ GeV.} \quad (11)$$

La comparación entre (9.b) y (11) muestra una concordancia sorprendentemente buena entre la teoría (incluidas las correcciones radiativas) y el resultado experimental.

### 2.2 Espín del $W$ y del $Z$

Los bosones  $W^\pm$ ,  $Z$  y el fotón  $A$  se obtienen de los campos  $W_\mu^i$  y  $B_\mu$  introducidos

a través de la derivada covariante de la Ec. (1)

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2),$$

$$Z_\mu = -\cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu,$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu.$$

Por consiguiente, estas partículas tienen espín uno [9]. Del lado experimental la verificación procede como sigue (Fig. 1): los bosones  $W$  pueden decaer a través del canal leptón cargado + neutrino, mientras que los bosones  $Z$  pueden decaer en un par leptón + antileptón. Consideremos, por ejemplo,  $W^\pm \rightarrow e^\pm \bar{\nu}_e$ . Para producir un bosón  $W$  los grupos UA1 y UA2 del CERN utilizaron aniquilación protón-antiprotón. El modelo de cuarks nos dice que un protón está formado por tres cuarks  $uud$ , mientras que el antiprotón por tres anticuarks  $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ . El cuarc  $d$  en el protón y el anticuarc  $\bar{u}$  del antiprotón se unen para formar un  $W^-$ . A buena aproximación podemos desprestigiar la masa de los cuarks; así el cuarc  $u$  tendrá su espín en dirección opuesta a la dirección del movimiento del protón (y de los tres cuarks), mientras que  $\bar{u}$  tendrá su espín orientado en la misma dirección de movimiento del antiprotón. De esta forma el momento angular del sistema  $d + \bar{u}$  es uno. Así que el  $W^-$  debe tener espín uno. Al decaer  $W^-$  en  $e^- + \nu_e$ , el estado final de los dos leptones debe tener espín uno. Podemos, igualmente bien, desprestigiar la masa de los leptones. Así el electrón debe tener su espín en dirección opuesta a la de su movimiento y el antineutrino tendrá su espín alineado en la dirección de su movimiento. Para el caso del  $W^+$ , son  $u$  y  $\bar{d}$  los que lo producen, y este posteriormente decae en  $e^+ + \nu_e$ . El positrón emerge con su espín alineado en la dirección de su movimiento; esto es, coincide con el  $\bar{\nu}_e$  del decaimiento del  $W^-$ . Por consiguiente, los electrones producidos en el decaimiento del  $W^-$  viajarán en dirección opuesta a los positrones producidos en el decaimiento del  $W^+$ : el  $e^-$  viaja en la dirección del protón inicial y el  $e^+$  viaja en la dirección del antiprotón inicial. Y esto es lo que se observa experimentalmente, salvo un factor  $(1 + \cos \theta)^2$ , que toma en cuenta el hecho de que el bosón  $W$  decae en vuelo.

El análisis para el bosón  $Z^0$  y sus decaimientos es análogo al anterior. Antes de cerrar esta sección mencionaremos que la vida media de estos bosones, que es el inverso de la anchura total de sus modos de decaimiento, concuerda bastante bien con el valor experimental medido [1 y 2] y que es del orden de  $10^{-25}$  segundos.

### 3. Propiedades electrodébiles

#### 3.1 Modelo estándar

Las propiedades electromagnéticas y débiles del bosón  $W$ , esto es sus interacciones con el fotón y el bosón  $Z$ , están determinadas por los términos trilineales en los campos  $W_\mu$ ,  $A_\mu$  y  $Z_\mu$  de la Ec. (7). Llamémosle densidad lagrangeana de interacción.

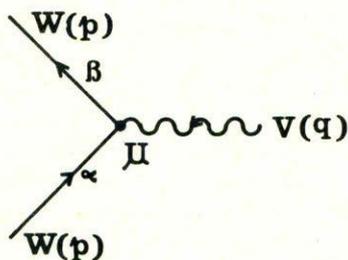


FIGURA 2. Vértice  $WWV$ . Entre paréntesis se denotan los 4-vectores de momentum de las partículas. Los índices  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\mu$  corresponden a los 4-vectores de polarización.

Su correspondiente regla de Feynman está dada por (Fig. 2)

$$V_{\mu\alpha\beta} = g_v [(p + p')_{\mu} g_{\alpha\beta} - (2p - p')_{\beta} g_{\alpha\mu} - (2p' - p)_{\alpha} g_{\beta\mu}], \quad (12)$$

donde  $g_v$  es  $g \sin \theta_W$  si  $V = \gamma$  (fotón) y  $g \cos \theta_W$  si  $V = Z$ . La notación empleada está explicada en la Fig. 2.

Las propiedades multipolares electromagnéticas (débiles) del bosón  $W$  se definen de manera análoga a la electrodinámica clásica. Recordemos que una partícula de espín  $S$  tiene  $2S + 1$  momentos multipolares, si la interacción respeta la simetría de inversión temporal (o equivalentemente la simetría CP, conjugación de carga e inversión especial). Se sabe que las interacciones débiles no respetan esta simetría, y como consecuencia, la partícula puede tener  $2S + 1$  momentos multipolares que violan CP. Clásicamente los momentos multipolares están dados por [10]

$$\text{Electrostáticos} \quad Q_{lm} = \int \rho(r) r^l Y_{lm}^*(\theta, \varphi) d^3x, \quad (13a)$$

$$\text{Magnetostáticos} \quad \tilde{Q}_{lm} = \frac{ik}{l+1} \int (\mathbf{r} \cdot \mathbf{J}) r^l Y_{lm}^*(\theta, \varphi) d^3x, \quad (13b)$$

en donde  $\rho(r)$  es la distribución de carga (eléctrica o débil) y  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente (eléctrica o débil). En nuestro caso  $l = s = 1$ , entonces hay tres momentos  $Q_{lm}$  y tres momentos  $\tilde{Q}_{lm}$ . Estos son la carga eléctrica (débil), el momento dipolar eléctrico (débil), que viola CP, el momento dipolar magnético (débil), el momento cuadrupolar eléctrico (débil) y el momento cuadrupolar magnético (débil), que también viola CP. En mecánica cuántica estos están definidos por [11]:

	$\mu_\gamma$ ( $\mu_B = e/2m_e$ )	$Q_\gamma$ (e cm <sup>2</sup> )	$d_\gamma$ (e cm)
$e$	1.001 (EXP)	—	$< 3 \times 10^{-24}$
$p$	$1.386 \times 10^{-3}$ (EXP)	—	$< 4 \times 10^{-21}$
$n$	$-0.956 \times 10^{-3}$ (EXP)	—	$2.3 \times 10^{-25}$
$W$	(MS) $1.24 \times 10^{-5}$	(MS) $-5.928 \times 10^{-29}$	(MS) $0 + \mathcal{O}^2(\alpha)$

TABLA I. Momento dipolar magnético  $\mu_\gamma$ , en unidades del magnetón de Bohr; momento cuadrupolar eléctrico  $Q_\gamma$ , en unidades e cm<sup>2</sup>; momento dipolar eléctrico  $d_\gamma$ , en unidades e cm. (MS) significa modelo estándar y EXP valor experimental.

momento dipolar magnético

$$\mu_{(V)} \equiv \langle \mathbf{p} = 0, S_Z = 1 | \mu_3 | \mathbf{p} = 0, S_Z = 1 \rangle = \frac{e(V)}{M_W} + (\text{CR}), \quad (14.a)$$

momento dipolar eléctrico

$$d_{(V)} \equiv \langle \mathbf{p} = 0, S_Z = 1 | d_3 | \mathbf{p} = 0, S_Z = 1 \rangle = 0 + (\text{CR}), \quad (14.b)$$

momento cuadrupolar eléctrico

$$Q_{(V)} \equiv \langle \mathbf{p} = 0, S_Z = 1 | Q_{33} | \mathbf{p} = 0, S_Z = 1 \rangle = \frac{e(V)}{M_W^2} + (\text{CR}), \quad (14.c)$$

momento cuadrupolar magnético

$$\tilde{Q}_{(V)} \equiv \langle \mathbf{p} = 0, S_Z = 1 | \tilde{Q}_{33} | \mathbf{p} = 0, S_Z = 1 \rangle = 0 + (\text{CR}), \quad (14.d)$$

en donde se han tomado los elementos de matriz de los operadores correspondientes para una partícula de carga  $E_{(V)}$  ( $V = \gamma$  o  $Z$ ) en reposo con su espín  $S_Z = +1$ . Además se ha agregado la notación (CR) para las correcciones radiativas a esas cantidades. Estas últimas resultan ser de orden  $\alpha$  o menores; esto es  $(\text{CR}) \leq 10^{-2}$ . A manera de comparación, en la Tabla I se muestran los valores para los momentos multipolares electromagnéticos del bosón  $W$  y de tres bien conocidas partículas, electrón ( $e$ ), protón ( $p$ ) y neutrón ( $n$ ). Los valores de  $e$ ,  $p$  y  $n$  son los reportados en la Ref. [6]. Los valores par  $W$  son los obtenidos de las Ecs. (14.a-c), con el valor de  $M_W$  en la Ec. (9.b). Hasta el momento no hay reporte experimental sobre estas cantidades. Sin embargo, hay un gran número de trabajos teóricos en los que se determinan los valores que esas cantidades tienen si los bosones  $W$  y  $Z$  son compuestos; esto es, no elementales. En la siguiente subsección nos dedicaremos a su estudio.

### 3.2 $W$ y $Z$ compuestos

El procedimiento para estudiar las cantidades (14.a-d) fuera del modelo estándar, consiste en considerar la densidad lagrangeana invariante de Lorentz más general

posible. De acuerdo con Hagiwara *et al.* [10] ésta es

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{WWV} = g_{WWV} & \left[ ig_1^V W_{\mu\nu}^+ W^\mu V^\nu - W_\mu^+ V_\nu W^{\mu\nu} \right] + i\kappa_v W_\mu^+ W_\mu V^{\mu\nu} \\
 & + \frac{i\lambda_V}{M_W^2} W_{\lambda\mu}^+ W_\nu^\mu V^{\nu\lambda} - g_4^V W_\mu^+ W_\nu (\partial^\mu V^\nu + \partial^\nu V^\mu) \\
 & + g_5^V \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (W_\mu^+ \overleftrightarrow{\partial}_\rho W_\nu) V_\sigma + i\tilde{\kappa}_v W_\mu^+ W_\mu \tilde{V}^{\mu\nu} \\
 & + \frac{i\lambda_v}{M_W^2} W_{\lambda\mu}^+ W^\mu \tilde{V}^{\mu\nu} \Big], \tag{15}
 \end{aligned}$$

en donde  $V = \gamma$  o  $Z$ ,  $W_\mu$  es el campo del  $W^-$ ;  $W_{\mu\nu}$  y  $V_{\mu\rho}$  fueron definidas en la Ec. (7),  $\tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma}$  es el dual de  $V^{\rho\sigma}$ , y  $A \overleftrightarrow{\partial}_\mu B = A\partial_\mu B - (\partial_\mu A)B$ . Los siete operadores en la Ec. (15) son todos los posibles, con la estructura de Lorentz, si

$$\partial_\mu W^\mu = 0, \quad \partial_\mu V^\mu = 0. \tag{16}$$

Esta condición se satisface para el bosón  $W$  físico; esto es

$$(\Delta^2 + M_W^2)W^\mu = 0.$$

En la Ec. (15) los términos proporcionales a  $\lambda_v$  y  $\tilde{\lambda}_v$  son operadores con dimensión seis; el resto de los términos tiene dimensión cuatro. Los operadores con dimensión mayor que cuatro no son renormalizables. Más adelante volveremos a este punto. El vértice de interacción  $ig_{WW\gamma} V_{\mu\alpha\beta}$ , que se obtiene de (15), está dado por (Fig. 2)

$$\begin{aligned}
 V_{\mu\alpha\beta}(p, p', q) = f_1^v (p + p')_\mu g_{\alpha\beta} + \frac{1}{M_W^2} f_2^v (p + p')_\mu q_\alpha q_\beta \\
 + f_3^v (q_\alpha g_{\mu\beta} - q_\beta g_{\mu\alpha}) + i f_4^v (q_\alpha g_{\mu\beta} + q_\beta g_{\mu\alpha}) \\
 + i f_5^v \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} (p - p')^\rho - f_6^v \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} q^\rho \\
 - \frac{1}{M_W^2} f_7^v (p - p')_\mu \epsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} q^\rho (p - p')^\sigma, \tag{17}
 \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} f_1^v &= g_1^v & f_2^v &= \lambda_v, \\ f_3^v &= g_1^v + \kappa_v + \lambda_v, & f_i^v &= g_i^v \quad (i = 4, 5), \\ f_6^v &= \tilde{\kappa}_v - \tilde{\lambda}_v, & f_7^v &= -\frac{1}{2}\tilde{\lambda}_v, \end{aligned}$$

$$g_{WW\gamma} = -e, \quad g_{wwz} = -e \cos \theta_W.$$

La invariancia  $U(1)$  del electromagnetismo implica  $f_4^v = f_5^v = 0$ . Los momentos multipolares toman los valores (con  $g^\gamma = g^Z = 1$ )

$$\mu_{(v)} = \frac{e_v}{2M_W}(1 + \kappa_v + \lambda_v), \quad (18.a)$$

$$d_{(v)} = \frac{e_v}{2M_W^2}(\tilde{\kappa}_v + \tilde{\lambda}_v), \quad (18.b)$$

$$Q_{(v)} = \frac{e_v}{M_W^2}(\kappa_v - \lambda_v), \quad (18.c)$$

$$\tilde{Q}_{(v)} = -\frac{e_v}{M_W^2}(\tilde{\kappa}_v - \tilde{\lambda}_v). \quad (18.d)$$

Los valores del modelo estándar son  $\kappa_v = 1$ ,  $\lambda_v = 0$ ,  $\tilde{\kappa}_v = \tilde{\lambda}_v = 0$  salvo correcciones radiativas. Recordemos que los operadores proporcionales a  $\lambda_v$  y  $\tilde{\lambda}_v$  no son renormalizables. Esto obliga a introducir un parámetro de escala  $\Lambda$  en la energía, abajo del cual los bosones  $W$  se comportan como elementales, pero a energías mayores o iguales a  $\Lambda$  los efectos de composición son importantes. A esas energías la teoría ya no es de norma y además se tiene que abandonar el principio de acoplamiento mínimo, el cual no puede dar valores diferentes a los del modelo estándar. Pasamos en seguida a indicar, con algunos ejemplos, cómo se han acotado los valores de los parámetros  $\kappa_\gamma$ ,  $\lambda_\gamma$  y  $\tilde{\kappa}_\gamma$ . Del parámetro  $\tilde{\lambda}_\gamma$  no hay aún cotas conocidas.

### 3.2.1 Cotas por unitaridad

Suponiendo que la cota por unitaridad está saturada a la escala de energía de composición, Suzuki [13] ha demostrado que en la dispersión elástica  $\gamma W$ , se debe cumplir la desigualdad

$$|(\Delta\kappa_\gamma + 1)^2 - 1| \leq \frac{3M_W^2}{\alpha\Lambda^2} \quad (19)$$

donde  $\Delta\kappa_\gamma$  mide la desviación de  $\kappa_\gamma$  de su valor estándar. Suponiendo  $|\Delta\kappa_\gamma| \ll 1$ ,

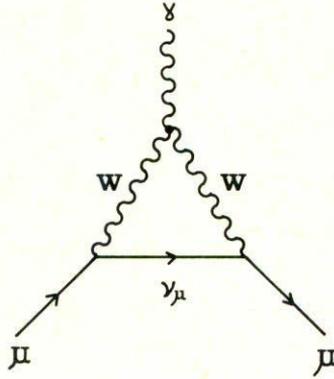


FIGURA 3. Momento magnético anómalo del  $\mu$  (muón): diagrama de Feynman donde está presente el vértice  $WW\gamma$ .

se obtiene que

$$|\Delta\kappa_\gamma| \leq \frac{1.3}{\Lambda^2} \quad (\Lambda \text{ en TeV}). \quad (20)$$

Para dar cabida a una desviación  $\Delta\kappa_\gamma \approx 1$ , el parámetro de escala  $\Lambda$  debe ser menor de 1 TeV.

Siguiendo el mismo análisis Suzuki ha dado también una cota a  $\Delta\kappa_Z$ . En este caso, la cota de unitariedad en las ondas parciales a la dispersión elástica  $ZW$  implica

$$|\Delta\kappa_Z| \ln \frac{\Lambda^2}{M_W^2} \leq 4.4. \quad (21)$$

Para  $\Lambda \approx 1$  TeV,  $|\Delta\kappa_Z| < 1$ .

### 3.2.2 Momento magnético anómalo del muón [14]

En el cálculo del momento magnético anómalo del muón, el vértice  $WW\gamma$  contribuye a través del diagrama ilustrado en la Fig. 3. Su contribución está dada por

$$F_2(0) = \frac{g^2}{32\pi^2} \frac{m_\mu^2}{M_W^2} \left[ (\kappa_\gamma - 1) \ln \frac{\Lambda^2}{M_W^2} + \frac{5}{3} - \lambda_\gamma \right]. \quad (22)$$

Suponiendo que  $F_2(0)$  satura la banda permitida entre el valor experimental y el teórico, se obtiene que

$$2.09 \leq (\kappa_\gamma - 1) \ln \frac{\Lambda^2}{M_W^2} - \lambda_\gamma \leq 5.54 \quad (23)$$

Para  $\Lambda = 1$  TeV, por ejemplo, se obtienen los valores

$$0 \leq \kappa_\gamma \leq 2, \quad \text{si } \lambda_\gamma = 0 \quad (24.a)$$

$$-6 \leq \lambda_\gamma \leq 2, \quad \text{si } \kappa_\gamma = 1 \quad (24.b)$$

### 3.2.3 Conservación de la helicidad [15]

La dispersión elástica a alta energía y ángulos pequeños nos permite dar valores a los parámetros  $\kappa_\gamma$ ,  $\lambda_\gamma$  y  $\tilde{\kappa}_\gamma$ , si se supone conservación de la helicidad. Esto, en efecto se cumple a muy altas energías, de tal forma que el espín de la partícula se alinea en la dirección del movimiento de la misma. Entonces, resulta que conservación de la helicidad en la dispersión elástica  $\gamma W$  y a ángulos pequeños ( $\theta \ll 1^\circ$ ) implica  $\kappa_\gamma = 1$ ,  $\lambda_\gamma = 0$ . Mientras que la conservación de la helicidad en el mismo proceso, a cualquier ángulo  $\theta$ , excepto  $\theta = 0$ , implica  $\tilde{\kappa}_\gamma = 0$ . Estos son los valores que predice el modelo estándar. Sin embargo el argumento no descansa sobre una base dinámica firme, pero es interesante la coincidencia.

### 3.2.4 Momento dipolar eléctrico de fermiones [15]

El cálculo del momento dipolar eléctrico de fermiones incluye el vértice  $WW\gamma$ , de forma análoga a lo expuesto en la subsección 3.2.2, sólo que en este caso el vértice  $WW\gamma$  contiene únicamente el término proporcional a  $\tilde{\kappa}_\gamma$ . El resultado para este momento es

$$d_f = \frac{eT_3 G m_f}{4\sqrt{2}\pi} \tilde{\kappa}_\gamma \left[ \ln \frac{\Lambda^2}{M_W^2} + \mathcal{O}(1) \right], \quad (25)$$

donde  $T_3$  es la tercera componente de isospín débil del fermión,  $m_f$  su masa y  $\mathcal{O}(1)$  son términos de orden uno, que no son significativos para  $\Lambda^2 \gg M_W^2$ . Por ejemplo, en el modelo de cuarks el momento dipolar eléctrico del neutrón  $d_n$  está dado por

$$d_n = \frac{4}{3}d_d - \frac{1}{3}d_u,$$

siendo  $d_d$  ( $d_u$ ) el momento dipolar eléctrico del cuarc  $d$  ( $u$ ). Suponiendo  $m_u = m_d \approx \frac{1}{3}m_n$ , con  $m_n$  la masa del neutrón, y utilizando el valor experimental de  $d_n$ , obtenemos la cota

$$\left| \tilde{\kappa}_\gamma \ln \frac{\Lambda^2}{M_W^2} \right| < 10^{-3}. \quad (26)$$

Para  $\Lambda = 1$  TeV se obtiene  $|\tilde{\kappa}_\gamma| < 10^{-3}$ ; esto implica que  $d_W < 10^{-19}$  (e cm) para el momento dipolar eléctrico del bosón  $W$ . El valor estimado para  $\tilde{\kappa}_\gamma$  en el modelo estándar, incluidas las correcciones radiativas [17], es  $\tilde{\kappa}_\gamma < 10^{-4}$ .

En resumen: las cotas obtenidas, mediante los argumentos de valor general presentados en las subsecciones 3.2.1 a 3.2.4 son

$$\begin{aligned} 0 &\leq \kappa_\gamma \leq 2, \\ -6 &\leq \lambda_\gamma \leq 2, \\ |\tilde{\kappa}_\gamma| &< 10^{-3}. \end{aligned}$$

La pequeñez del parámetro  $\tilde{\kappa}_\gamma$  hace muy difícil la observación de sus efectos, pues no compite con los efectos atribuidos a  $\kappa_\gamma$  y  $\lambda_\gamma$ . Sin embargo, en la siguiente sección se presentará un proceso de muy alta energía, y en condiciones experimentales muy especiales, en el que  $\tilde{\kappa}_\gamma$  contribuye significativamente.

#### 4. Ejemplos

En esta sección presentamos dos ejemplos en los cuales pueden observarse efectos de los parámetros  $\kappa_\gamma$ ,  $\lambda_\gamma$  y  $\tilde{\kappa}_\gamma$ .

##### 4.1 Ceros de radiación [18]

Consideremos el proceso  $W^- \rightarrow f_1 \bar{f}_2 \gamma$ , donde  $f_1$  ( $\bar{f}_2$ ) es un (anti)fermión. El fotón  $\gamma$  puede ser emitido por  $f_1$ ,  $\bar{f}_2$  o el bosón  $W^-$ . Entonces el vértice  $WW\gamma$  está presente en este proceso. Despreciando las masas de los fermiones, la amplitud del proceso está dada por

$$\begin{aligned} M = &-\frac{ieJ}{\sqrt{2}} \epsilon_W^\alpha \epsilon_\gamma^\beta \bar{u}_1(q_1) \left\{ \left( Q_1 + \frac{q_1 \cdot k}{p \cdot k} \right) \left[ \gamma_\mu \frac{\not{q}_1 + \not{k}}{2q_1 \cdot k} \gamma_\alpha a_- - \gamma_\alpha a_- \frac{\not{q}_2 + \not{k}}{2q_2 \cdot k} \gamma_\mu \right] \right. \\ &+ \frac{1}{2p \cdot k} \left[ (\kappa_\gamma + \lambda_\gamma - 1)(k_\alpha \gamma_\mu - g_{\alpha\mu} \not{k}) + \frac{2\lambda_\gamma}{M_W^2} (p \cdot k g_{\alpha\mu} - p_\mu k_\alpha) \right] \\ &\left. + \frac{1}{2p \cdot k} \tilde{\kappa}_\gamma \epsilon_{\mu\alpha\beta\rho} k^\rho \gamma^\beta a_- \right\} v_2(q_2). \end{aligned} \quad (27)$$

Aquí  $q_1$  ( $Q_1$ ) es el 4-momento (carga) del fermión  $f_1$ ,  $q_2$  es el 4-momento del fermión  $f_2$ ,  $p_\alpha$  el 4-momento del bosón  $W$  con 4-vector de polarización  $\epsilon_W^\alpha$ ,  $k_\alpha$  el 4-momento del fotón, con 4-vector de polarización  $\epsilon_\gamma^\alpha$ , y  $u_1$  ( $v_2$ ) es el espinor del fermión  $f_1$  ( $\bar{f}_2$ ). Observamos que para los valores estándar  $\kappa_\gamma = 1$ ,  $\lambda_\gamma = 0$  y  $\tilde{\kappa}_\gamma = 0$ , la Ec. (27) se anula si

$$Q_1 + \frac{q_1 \cdot k}{p \cdot k} = 0. \quad (28)$$

Es decir, existe en el modelo estándar una situación cinemática muy especial, dada

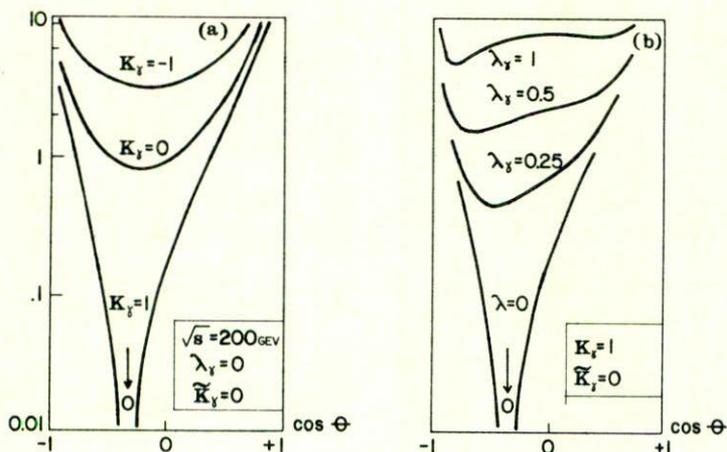


FIGURA 4. Sección diferencial angular para el proceso  $d + \bar{u} \rightarrow W^- + \gamma$ . a) Curvas para  $\lambda_\gamma = 0$ ,  $\tilde{\kappa}_\gamma = 0$  y  $\kappa_\gamma = 1, 0, -1$ . Para  $\kappa_\gamma = 1$  se indica el cero de radiación. b) Curvas para  $\kappa_\gamma = 1$ ,  $\tilde{\kappa}_\gamma = 0$  y  $\lambda_\gamma = 10.5, 0.25, 0$ . Para  $\lambda_\gamma = 0$  se indica el cero de radiación.

por la Ec. (28), para la cual la amplitud del proceso, y por tanto la probabilidad de transición, se hacen cero ("cero de radiación"). Esto mismo se observa para otros procesos relacionados con el proceso anterior. Por ejemplo, en producción del bosón  $W$  por  $f_1 \bar{f}_2 \rightarrow W^- \gamma$  [19], el cero de radiación está presente para el modelo estándar (sin correcciones radiativas). En la Fig. 4a se observa que para  $\lambda_\gamma = 0$ ,  $\tilde{\kappa}_\gamma = 0$  y  $\kappa_\gamma = 1$  la sección diferencial angular de producción se nula para un valor particular del ángulo  $\theta$  (el ángulo que hace el  $W$  con respecto a los fermiones, en el sistema centro de masa). En la Fig. 4b se observa el comportamiento análogo de la sección diferencial angular para  $\kappa_\gamma = 1$ ,  $\tilde{\kappa}_\gamma = 0$  y  $\lambda_\gamma = 1$  [20].

#### 4.2 Fotoproducción del bosón $W$

Consideremos el proceso  $\gamma e^\pm \rightarrow W^\pm \nu$ , en donde el fotón incidente está polarizado a la izquierda (derecha) y es dispersado por un positrón (electrón). Bajo estas condiciones sólo un diagrama de Feynman contribuye al proceso en el cual el vértice  $WW\gamma$  está presente. La contribución de los parámetros  $\kappa_\gamma$  y  $\lambda_\gamma$  está dada en el artículo de Grau y Grifols [21]. La contribución de  $\tilde{\kappa}_\gamma$  está dada en [22]. Se observa que las contribuciones de  $\kappa_\gamma$  y  $\lambda_\gamma$  a la sección diferencial angular  $d\sigma/d\cos\theta$  (con  $\theta$  el ángulo que hace el  $W^\pm$  con respecto a  $e^\pm$  en el centro de masa) se anulan en  $\theta = \pi$  para cualquier valor que esos parámetros tomen; pero la contribución de  $\tilde{\kappa}_\gamma$  es finita. Esto da una situación en la cual efectos del parámetro  $\tilde{\kappa}_\gamma$ , que viola CP, se pueden observar sin ningún apantallamiento de los demás parámetros.

## Referencias

1. UA1 Collab., G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett.* **B122** (1983) 103; UA2 Collab., M. Banner *et al.*, *Phys. Lett.* **B122** (1983) 476; R. Ansari *et al.*, *Phys. Lett.* **B194** (1987) 158 y referencias ahí citadas. Véase también L3 Collab., L3 preprint No. 001 (oct. 1989).
2. G.S. Abrams *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **63** (1989) 724; véase también F. Abe *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **63** (1989) 720.
3. S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579; A. Salam. *Proc. 8th. Nobel Symp.*, Aspenäs garden (1968), Almquist and Wiksell, Stockholm, 367; S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
4. Para una revisión de estas teorías véase A. Zepeda, *Rev. Mex. Fís.* **31** (1985) 531.
5. Para una revisión de esta idea y de sus alcances véase A. García, *Rev. Mex. Fís.* **34** (1988) 325.
6. Particle Data Group, *Phys. Lett.* **B204** (1988) 1.
7. W. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev.* **D29** (1984) 945.
8. Los errores en la Ec. (11) son debidos a incertidumbres en los valores de algunos parámetros de la Ec. (10).
9. Recuérdese el caso más conocido de la electrodinámica. Ahí  $D_\mu = i\partial_\mu - eA_\mu$  se transforma como un vector de Lorentz.
10. J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2a. Ed., J. Wiley and Sons (1975).
11. H. Aronson, *Phys. Rev.* **186** (1969) 1436.
12. K. Hagiwara *et al.*, *Nucl. Phys.* **B282** (1987) 253.
13. M. Suzuki, *Phys. Lett.* **153B** (1985) 289.
14. F. Herzog, *Phys. Lett.* **148B** (1984) 355; A. Graw and J.A. Grifols, *Phys. Lett.* **154B** (1985) 283. Véase también Ref. [13].
15. K.J. Kim and Y. Tsai, *Phys. Rev.* **D7** (1973) 3710; A. Queijeiro, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 3507.
16. W.J. Marciano and A. Queijeiro, *Phys. Rev.* **D33** (1986) 3449.
17. A. Queijeiro, sin publicar.
18. K.O. Mikaelian *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 746; W.J. Marciano y A. Queijeiro, sin publicar.
19. R.W. Robinett, *Phys. Rev.* **D28** (1983) 1185.
20. Como puede verse de la Ec. (28) este proceso puede servir también para verificación experimental de la carga de los cuarks, en el caso en que  $f_1$  ( $f_2$ ) sea un cuarc (anticuarc). Por ejemplo, en el modelo de cuarks con carga fraccionaria, el cero de radiación para el proceso  $d\bar{u} \rightarrow W^- \gamma$  ocurre en  $\cos\theta = -1/3$ ; mientras que en el modelo de cuarks con carga entera el cero de radiación ocurre en  $\cos\theta = +1$ . Véase S. Lakshmbala *et al.*, *Mod. Phys. Lett.* **A4** (1986) 277.
21. A. Graw, J. Grifols, *Z. Phys.* **C18** (1983) 275.
22. A. Queijeiro, *Phys. Lett.* **193B** (1987) 354.

**Abstract.** We review the gauge boson sector of the electroweak standard model. We concentrate our attention in the electromagnetic properties of the  $W^\pm$  boson; *i.e.*, in the  $WW\gamma$  vertex. General aspects of the  $WWZ$  vertex are presented.