

RESUMEN

James Clerk Maxwell unificó electricidad y magnetismo. Un siglo después Steven Weinberg y Abdus Salam unifican las interacciones electromagnética y débil. Relatamos los avances de la física que hicieron posible esta nueva síntesis y describimos brevemente la teoría electrodébil.

INTRODUCCION

Se ha dicho que "la investigación es 1% inspiración y 99% sudor". Así la historia de la física se ha caracterizado por la acumulación fragmentaria de datos experimentales y teóricos por muchos científicos durante largos períodos de tiempo, y momentos de "inspiración" en que se han cristalizado los grandes avances de la física y que frecuentemente cambian nuestra visión acerca de la naturaleza. Tales "saltos cuánticos" de nuestra comprensión del universo se deben a Isaac Newton (1687) con su teoría de la gravedad (que podría señalarse como el origen de la filosofía positivista); James Clerk (1864) (mejor conocido por el nombre de su mujer!) quien unió electricidad y magnetismo; Albert Einstein quien unió espacio, tiempo y gravedad, y energía y materia (1905, 1916); y la formulación de la mecánica cuántica por Schrödinger, Heisenberg y otros, que unió ondas y partículas (1923 - 1927).

Hoy vivimos otra época apasionante en que se realizan grandes avances en la física: la teoría electrodébil de Steven Weinberg (1967) y Abdus Salam (1968) que une las interacciones electromagnética y débil, y la cromodinámica cuántica que (tentativamente) unifica las interacciones fuerte, electromagnética y débil.

En esta charla describiremos brevemente la teoría electrodébil<sup>(1)</sup>. Recordemos que se han observado cuatro tipos de interacción en la naturaleza (electromagnética, débil, fuerte y gravitacional) y que estas interacciones están relacionadas entre sí. Nos ocuparemos de las interacciones electromagnética y débil. La primera está descrita por la electrodinámica cuántica. Esta teoría tuvo su origen en trabajos de Dirac en 1927 y se consolidó con la formulación del programa de renormalización por Feynman, Tomonaga, Schwinger y Dayson en 1949. El acuerdo entre teoría y experimento es espectacular. Para convencernos basta citar un ejemplo: el factor g de Landé del dipolo magnético del electrón es<sup>(2)</sup>

$$g = 2(1 + 0,0011596567(35)) \quad (\text{medido})$$

$$9 = 2(1 + 0,0011596514(13)) \quad (\text{calculado}).$$

La historia de la interacción débil tiene su origen en el descubrimiento de la radioactividad por J. Becquerel y Pierre y Marie Curie a fines del siglo pasado. Con el advenimiento de la mecánica cuántica y los resultados experimentales más recientes le fue posible a Fermi formular una teoría de esta interacción en 1934. Esta teoría fue posteriormente refinada para tomar en cuenta los nuevos experimentos que indicaban que la interacción débil no conserva la paridad. Sin embargo la teoría de Fermi es incompleta: no permite hacer cálculos más allá de primer orden de perturbación. (En la jerga actual diríamos que la teoría no es renormalizable).

LOS INGREDIENTES DE LA TEORIA ELECTRODEBIL<sup>(3)</sup>

Veamos ahora los avances recientes que permitieron finalmente la formulación de la teoría electrodébil. Primeramente debemos describir una característica de la electrodinámica que ha tenido una importancia fundamental para el ulterior desarrollo de la física. Consideremos la ecuación de Dirac de un electrón o un positrón libre. Esta ecuación es invariante respecto del cambio global de fase del campo.

$$e(x) \rightarrow e(x) e^{-i\alpha} \quad (1)$$

lo que tiene como consecuencia la conservación de la carga eléctrica. Exijamos ahora que la ecuación de onda sea invariante respecto del cambio local de fase

$$e(x) \rightarrow e(x) e^{-i\alpha(x)} \quad (2)$$

donde  $\alpha(x)$  es una función real arbitraria de  $x \equiv (t, x, y, z)$ . Para conseguir esta invariancia debemos reemplazar  $\partial_\mu e(x)$  en la ecuación de Dirac por

$$D_\mu e(x) = (\partial_\mu + iq A_\mu(x)) e(x). \quad (3)$$

El campo  $A_\mu$  que hemos debido introducir sufre el siguiente cambio de "medida"

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{q} \partial_\mu \alpha(x). \quad (4)$$

Entonces  $D_\mu e(x)$  se transforma así:

$$D_\mu e(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)} D_\mu e(x) \quad (5)$$

y la nueva ecuación de onda es invariante.

El lagrangiano del campo  $A_\mu$  libre también debe ser invariante respecto de (4). Por lo tanto tiene la forma bien conocida de electrodinámica

$$-\frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} \quad (6)$$

donde

$$A_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (7)$$

es el campo electromagnético.

El campo  $A_\mu(x)$  se llama "potencial electromagnético" y describe partículas de masa cero y spin 1 llamadas "fotones". Familiaricémonos con la jerga actual:  $D_\mu$  es la "derivada covariante" y los fotones son partículas de "medida". Estas partículas son portadores de la interacción electromagnética. Como  $e^{-i\alpha(x)}$  es una matriz unitaria de  $1 \times 1$  los matemáticos dicen que la electrodinámica es invariante respecto del grupo de transformaciones  $U(1)$ .

Consideremos ahora un campo de dos componentes

$$\psi = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix} \quad (8)$$

cuyo producto escalar es

$$\psi^\dagger \psi = |\nu|^2 + |e|^2. \quad (9)$$

En mecánica cuántica nos interesan transformaciones que no alteran el producto escalar. Estas transformaciones se llaman "rotaciones" y tienen la forma

$$\psi \rightarrow U\psi \quad (10)$$

donde U es una matriz unitaria. La determinante de una matriz unitaria es  $e^{-i\alpha}$ . Ya hemos considerado un cambio de fase  $\alpha = 0$ . Por lo tanto para este análisis elegimos  $\alpha = 0$ . Entonces U es una matriz unitaria de  $2 \times 2$  de determinante 1. Estas matrices forman un grupo que los matemáticos llaman SU(2). Cada uno de ustedes puede verificar que una matriz SU(2) arbitraria queda definida por tres parámetros reales  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  y que puede escribirse en la forma

$$U = e^{-i\frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{\lambda}} \quad (11)$$

donde  $\vec{\tau} \equiv (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$  son las matrices de Pauli y  $\vec{\lambda} = (\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ .

Sean  $\psi$  y  $e$  campos libres de Dirac de masa cero. Entonces el lagrangiano es

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2} (\tilde{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \partial_\mu \tilde{\psi} \cdot \gamma^\mu \psi) \quad (12)$$

donde  $\gamma^\mu$  son las matrices de Dirac. Este lagrangiano es invariante respecto de la rotación global (11) y por lo tanto se conservan las tres componentes del "spin isotópico" (no confundir con el spin isotópico de las interacciones fuertes). Siguiendo el ejemplo de electrodinámica, Yang y Mills (1954) exigieron que el lagrangiano fuese invariante respecto de una rotación local (11) con  $\vec{\lambda} = \vec{\lambda}(x)$ . Esta invariancia se consigue reemplazando la derivada  $\partial_\mu$  en (12) por la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu \quad (13)$$

donde el campo de medida hermitiano  $\vec{W}_\mu$  que hemos introducido se transforma así:

$$\vec{W}_\mu(x) \rightarrow \vec{W}_\mu(x) + \frac{1}{g} \partial_\mu \vec{\lambda}(x) + \vec{\lambda}(x) \times \vec{W}_\mu(x) \quad (14)$$

si  $\vec{\lambda}(x)$  es infinitesimal.

El último término de esta relación (que no aparece en electrodinámica) se debe a que las matrices de Pauli no conmutan entre sí. El campo de medida de Yang - Mills

$\vec{W}^\mu \equiv (W^{\mu 1}, W^{\mu 2}, W^{\mu 3})$  es un vector en el espacio del spin isotópico y es un vector en el espacio de Lorentz. Para obtener el lagrangiano total falta aún sumar la contribución del campo  $W^\mu$  libre. Como esta contribución debe ser invariante respecto de (14) tiene la forma

$$-\frac{1}{4} \vec{G}_{\mu\nu} \cdot \vec{G}^{\mu\nu} \quad (15)$$

donde

$$\vec{G}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \quad (16)$$

El lagrangiano (15) corresponde a tres partículas de masa cero.

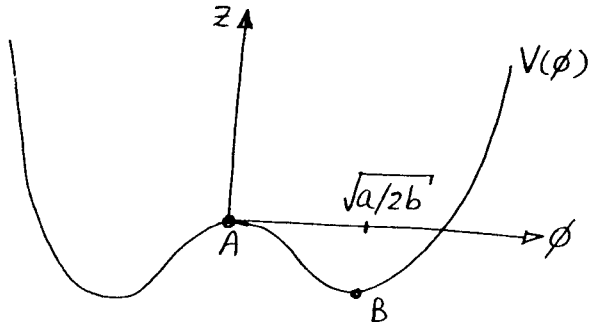
¿Por qué nos interesan tanto las teorías de "medi-

da", o sea teorías invariantes respecto de transformaciones locales? La razón es que, según lo demostrara t' Hooft (1971), estas teorías son renormalizables, o sea que los cálculos pueden hacerse por el método de perturbación. Este requisito es crucial ya que nadie sabe qué hacer<sup>(2)</sup> con las teorías no-renormalizables.

El problema que tenemos ahora es que todas las partículas  $\nu, e, W^\mu$  tienen masa cero. De alguna forma debemos dar masa a estas partículas (excepto al neutrino  $\nu$ ) sin destruir la invariancia SU(2). El mecanismo que realiza este milagro se debe a Brout, Englert, Guralnik, Hagen, Higgs y Kibble (1964) y tuvo como antecedentes trabajos de Heisenberg, Nambu y Goldstone (1962). Para dar masa a las partículas se agrega el lagrangiano de un campo  $\phi$  de tal forma que el estado de menor energía del sistema no corresponde a  $\phi = 0$ . Para ilustrar esta idea, consideremos una partícula en el potencial

$$V = -a\phi^2 + b\phi^4 \quad (17)$$

donde  $\phi$  es la distancia al eje Z. Este potencial es simétrico respecto de rotaciones en torno de Z.



Los puntos de menor potencial se encuentran en un círculo de radio  $\phi = \sqrt{a/2b}$ . Una partícula en el punto A ve un potencial de simetría cilíndrica. En cambio una partícula en B no ve localmente esta simetría. Los físicos dicen que se "rompe espontáneamente la simetría del vacío".

Hemos completado así la lista de "ingredientes" que fueron necesarios para "cocinar" la teoría electrodébil.

y Dios dijo:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$c^2 \nabla \times \vec{B} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

— y hubo luz.

TEORÍA ELECTRODEBIL DE WEINBERG Y SALAM.<sup>(3)</sup>

Consideremos un campo de Dirac  $e(x)$ . Como es bien sabido este campo puede descomponerse en un campo "derecho"

$$R \equiv \frac{1 + \gamma^5}{2} e \quad (18)$$

y un campo "izquierdo"

$$L' \equiv \frac{1 - \gamma^5}{2} e \quad (19)$$

donde

$$\gamma^5 \equiv i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3, \quad (\gamma^\mu \gamma^5 + \gamma^5 \gamma^\mu = 0; \gamma^5 \gamma^5 = 1). \quad (20)$$

El campo R describe electrones con spin en la dirección de la cantidad de movimiento, y el campo L' describe electrones con el spin contrario a la cantidad de movimiento. Como es bien sabido el neutrino no es una partícula "izquierda": su spin es siempre contrario a su cantidad de movimiento (si la masa del neutrino es cero). Entonces se introduce el campo "izquierdo"

$$L \equiv \frac{1 - \gamma^5}{2} (v_e), \quad (\frac{1 - \gamma^5}{2} v = v; \frac{1 + \gamma^5}{2} v = 0) \quad (21)$$

que es un "doblete" del espacio del spin isotópico. R en cambio es un "singlete" o escalar del espacio del spin isotópico.

Notamos que la carga eléctrica de electrones y positrones es

$$Q_e = q \int j_e^\mu d\sigma_\mu \quad (22)$$

con

$$j_e^\mu = \tilde{e} \gamma^\mu e = \tilde{L} \gamma^\mu \frac{1 - \tau_3}{2} L + \tilde{R} \gamma^\mu R. \quad (23)$$

El número leptónico (número de electrones más neutrinos menos positrones menos anti-neutrinos) es

$$Q_\ell = \int j_\ell^\mu d\sigma_\mu \quad (24)$$

con

$$j_\ell^\mu = \tilde{e} \gamma^\mu e + \tilde{\nu} \gamma^\mu \nu = \tilde{L} \gamma^\mu L + \tilde{R} \gamma^\mu R. \quad (25)$$

La densidad de corriente débil es

$$j_d^\mu = \tilde{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu = 2 \tilde{L} \gamma^\mu \tau_- L \quad (26)$$

donde

$$\tau_- \equiv \frac{1}{2} (\tau_1 - i \tau_2). \quad (27)$$

(Se subentiende ordenamiento normal de operadores).

Estas expresiones (que son familiares de electrodinámica cuántica y de la teoría de Fermi modificada) motivaron la introducción de los campos R y L, y la simetría SU(2).

El lagrangiano de la teoría electrodébil es

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} (\tilde{L} \gamma^\mu D_\mu L - (\tilde{D}_\mu L) \gamma^\mu L) - \frac{1}{4} \vec{G}_{\mu\nu} \cdot \vec{G}^{\mu\nu} \\ & + \frac{i}{2} (\tilde{R} \gamma^\mu D'_\mu R - (\tilde{D}'_\mu R) \gamma^\mu R) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + (D''^\mu \phi)^\dagger D''_\mu \phi + a \phi^\dagger \phi - b (\phi^\dagger \phi)^2 \\ & - f (\tilde{R} \phi^\dagger L + \tilde{L} \phi R) \end{aligned} \quad (28)$$

donde

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{1}{2} B_\mu \quad (29)$$

$$D'_\mu \equiv \partial_\mu + ig' B_\mu \quad (30)$$

$$D''_\mu \equiv \partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu - ig' \frac{1}{2} B_\mu \quad (31)$$

$$\vec{G}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \quad (32)$$

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (33)$$

El campo de medida hermitiano  $B_\mu$  es vector respecto del grupo de Lorentz y escalar respecto del grupo SU(2) del spin isotópico. El campo hermitiano  $\vec{W}_\mu$  es vector respecto del grupo de Lorentz y vector respecto del grupo SU(2) del spin isotópico. El campo

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix}, \quad (34)$$

que rompe la simetría del vacío y da masa a las partículas, es escalar respecto del grupo de Lorentz y "doblete" respecto del grupo SU(2) del spin isotópico.

El lagrangiano (28) es invariante respecto del cambio de fase local U(1):

$$L(x) \longrightarrow e^{-i\alpha(x)/2} L(x)$$

$$R(x) \longrightarrow e^{-i\alpha(x)} R(x)$$

$$B_\mu(x) \longrightarrow B_\mu(x) + \frac{1}{g'} \partial_\mu \alpha(x)$$

$$\vec{W}_\mu(x) \longrightarrow \vec{W}_\mu(x)$$

$$\phi(x) \longrightarrow e^{i\alpha(x)/2} \phi(x) \quad (35)$$

y es invariante respecto de rotaciones locales en el espacio del spin isotópico SU(2):

$$L(x) \longrightarrow e^{-i \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{\lambda}(x)} L(x)$$

$$R(x) \longrightarrow R(x)$$

$$\vec{W}_\mu(x) \longrightarrow \vec{W}_\mu(x) + \frac{1}{g} \partial_\mu \vec{\lambda}(x) + \vec{\lambda}(x) \times \vec{W}_\mu(x),$$

$(\vec{\lambda}(x)$  infinitesimal)

$$B_{\mu}(x) \rightarrow B_{\mu}(x)$$

$$\phi(x) \rightarrow e^{-i \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{\lambda}(x)} \phi(x). \quad (36)$$

El coeficiente de la densidad de corriente eléctrica en el lagrangiano de interacción es el campo electromagnético  $A^{\mu}$  y resulta ser una superposición de los campos neutros  $B^{\mu}$  y  $W_3^{\mu}$ . Entonces definimos los campos neutros  $A^{\mu}$  y  $Z^{\mu}$  así:

$$\begin{pmatrix} A^{\mu} \\ Z^{\mu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^{\mu} \\ W_3^{\mu} \end{pmatrix} \quad (37)$$

donde  $\theta$  es el "ángulo de Weinberg" que satisface

$$g' \cos \theta = g \sin \theta = q. \quad (38)$$

Para encontrar las masas de las partículas descritas por el lagrangiano (28) debemos primero encontrar el estado de menor energía que identificamos con el vacío. Este estado corresponde a

$$\phi = e^{i \vec{\tau} \cdot \vec{\theta}} \begin{pmatrix} 0 \\ \lambda / \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (39)$$

donde

$$\lambda = \sqrt{a/b} \quad (40)$$

(compárese con nuestro análisis del potencial (17)). En (39) elegimos  $\vec{\theta} = 0$  (icon lo cual desaparece la partícula  $\phi^{\pm}$ !) y escribimos

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\lambda + X}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (41)$$

Entonces  $X = 0$  corresponde al vacío. Reemplazando (41) en el lagrangiano (28) se concluye que la teoría contiene las siguientes partículas (ver el apén dice):

X: Partícula de Higgs neutra de spin cero y masa  $\frac{\sqrt{2}a}{\lambda}$ .

Z: Partícula de medida neutra de spin 1 y masa

$$\frac{g\lambda}{2} |\sec \theta| = \frac{q\lambda}{|\sin 2\theta|} = \frac{74,584 \text{ GeV}}{|\sin 2\theta|}. \quad (42)$$

$W^{\pm}$  y  $W^0$ : Partículas de medida cargadas de spin 1 y masa

$$\frac{g\lambda}{2} = \frac{q\lambda}{2 |\sin \theta|} = \frac{37,292 \text{ GeV}}{|\sin \theta|}. \quad (43)$$

A: Partícula de medida neutra de spin 1 sin masa: el fotón.

$e^-$ : Partícula cargada de spin 1/2 y masa  $f\lambda / \sqrt{2}$ : el electrón.

$\nu$ : Partícula neutra de spin 1/2 y masa cero: el neutrino tipo electrón.

y las respectivas anti-partículas.

Los valores numéricos indicados se obtienen comparando con la teoría de Fermi lo que da

$$\lambda = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2} G}} = 246 \text{ GeV}$$

donde G es el factor universal de acoplamiento de Fermi.

Siguiendo el mismo procedimiento descrito se introducen las partículas  $\mu$  y  $\tau$  y sus respectivos neutrinos. Así entran dos parámetros adicionales a la teoría ( $f'$  y  $f''$ ) que dan las masas a  $\mu$  y  $\tau$ .

Las partículas de medida son los mediadores de la interacción. Así los fotones son los mediadores de la interacción electromagnética y las partículas Z,  $W^+$  y  $W^-$  son los mediadores de la interacción débil. En cromodinámica cuántica además de las simetrías U(1) de electromagnetismo y SU(2) de la interacción débil, de introduce la simetría SU(3) de la interacción fuerte. En consecuencia aparecen partículas de medida llamadas "gluones" que son los mediadores de la interacción fuerte entre los "quarks". A alta energía hay una sola interacción (si excluimos la gravedad). A baja energía se "rompe espontáneamente la simetría del vacío" y se diferencian entre sí las interacciones electromagnética, débil y fuerte.

*El esfuerzo de entender el universo es una de las raras cosas que elevan la vida humana un poco sobre el nivel de la farsa y le da algo de la gracia de la tragedia.*

STEVEN WEINBERG

Los experimentos realizados hasta 1982 determinaron(\*)

$$\theta = 27,1^{\circ} \pm 0,8^{\circ}$$

de manera que se predecían las masas (ver (42) y (43))

$$m_Z = 92 \pm 2 \text{ GeV}$$

$$m_{W^+} = m_{W^-} = 82 \pm 2,4 \text{ GeV}$$

icasi cien veces la masa del protón!

No tenemos tiempo para describir estos experimentos y las contribuciones de innumerables experimentistas que lo hicieron todo posible<sup>(5)</sup>. Aquí nos limitamos a señalar que a fines de 1982 y principios de 1983 Carlo Rubbia, Pierre Darriulat y sus colaboradores descubrieron las partículas Z,  $W^+$  y  $W^-$ , la "luz pesada", con masas<sup>(5)</sup>

$$m_Z \approx 93 \text{ GeV}$$

$$m_{W^+} = m_{W^-} \approx 81 \text{ GeV}.$$

Se repite la hazaña de Hertz quien observó la "luz liviana" predicha por Maxwell.

APENDICE.

Calculando en detalle el lagrangiano (28) se obtienen (entre otros) los siguientes términos:

$$\frac{i}{2} (\tilde{e} \gamma^\mu \partial_\mu e - \partial_\mu \tilde{e} \cdot \gamma^\mu e) - M_e \tilde{e} e - q \tilde{e} \gamma^\mu e A_\mu - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu}$$

(donde  $M_e = f \lambda / \sqrt{2}^1$  y  $A_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ ) que es el lagrangiano bien conocido de electrodinámica cuántica;

$$\frac{i}{2} (\tilde{\nu} \gamma^\mu \partial_\mu \nu - \partial_\mu \tilde{\nu} \cdot \gamma^\mu \nu)$$

que es el lagrangiano del neutrino "libre"<sup>(6)</sup>;

$$\frac{1}{2} (\partial^\mu X \cdot \partial_\mu X - M_X^2 X^2)$$

(donde  $M_X = \sqrt{2}a$ ) que es el lagrangiano de la partícula de Higgs "libre";

$$- \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu$$

(donde  $M_Z = g \lambda / 2 \cos \theta$  y  $Z_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu$ )

que es el lagrangiano de la partícula de medida Z "libre";

$$- \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^{++} W^{+\mu\nu} + \frac{1}{2} M_W^2 W_\mu^{++} W^{+\mu}$$

y

$$- \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^{-+} W^{-\mu\nu} + \frac{1}{2} M_W^2 W_\mu^{-+} W^{-\mu}$$

(donde  $M_W = g \lambda / 2$ ,  $W_{\mu\nu}^\pm \equiv \partial_\mu W_\nu^\pm - \partial_\nu W_\mu^\pm$  y

$W_\mu^\pm \equiv (W_\mu^1 \pm i W_\mu^2) / \sqrt{2}^1$ ) que son los lagrangianos de las partículas de medida  $W^+$  y  $W^-$  "libres";

$$- \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^- \tilde{\nu} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} e + W_\mu^+ \tilde{e} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} \nu \right\}$$

que es la interacción débil de Fermi modificada (que muestra que las partículas  $W^+$  y  $W^-$  son los mediadores de las llamadas "corrientes débiles cargadas"); y

$$- \frac{g}{2} Z_\mu \left\{ \frac{1}{\cos \theta} \tilde{\nu} \gamma^\mu \nu + \frac{\sin^2 \theta - \cos^2 \theta}{\cos \theta} \tilde{e} \gamma^\mu \frac{1-\gamma^5}{2} e + 2 \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \tilde{e} \gamma^\mu \frac{1+\gamma^5}{2} e \right\}$$

que muestra que la partícula Z es el mediador de la "corriente débil neutra". Esta "corriente débil neutra" se observó por primera vez en 1973<sup>(1)</sup> y fue la primera "confirmación" de la teoría.

La invariancia del lagrangiano (28) respecto del cambio de fase global

$L \rightarrow e^{-i\alpha} L$ ,  $R \rightarrow e^{-i\alpha} R$  implica la conservación del número leptónico (24).

Para incluir las interacciones electromagnética y débil de los hadrones (partículas que tienen además interacciones fuertes) se agrega al lagrangiano (28) un término correspondiente a cada par de quarks. Los quarks vienen en tres "colores" y tres pares de "sabores". Esta teoría se debe a Glashow, Iliopoulos y Maiani (1970) y es especialmente satisfactoria ya que los leptones y los hadrones cancelan entre sí ciertas anomalías.

La interacción fuerte entre los quarks se obtiene de un lagrangiano que es invariante respecto de la transformación local  $SU(3)^c$  en el espacio del "color" y es invariante respecto de la transformación global  $SU(6)^f$  en el espacio del "sabor". La invariancia local  $SU(3)^c$  requiere la introducción de 8 campos de Yang - Mills llamadas "gluones" (porque una matriz unitaria de determinante 1 tiene 8 parámetros) Esta teoría se llama cromodinámica cuántica.

Entonces la naturaleza se presenta así: las partículas elementales son (por el momento) tres pares de leptones (como el electrón y su neutrino) y  $3 \times 6$  quarks (cada quark tiene uno de 3 "colores" y uno de 6 "sabores"). Estas partículas interactúan entre sí intercambiando partículas de medida: fotones para la interacción electromagnética; Z,  $W^+$  y  $W^-$  para la interacción débil; y 8 gluones para la interacción fuerte. Los mesones son combinaciones "blancas" de un quark y su respectivo anti-quark, y los bariones (como el protón y neutrón) son combinaciones "blancas" de tres quarks.

¿Cuanto ha avanzado la física en estas últimas dos décadas!

REFERENCIAS.

- (1) Steven Weinberg, Abdus Salam, Sheldon Lee Glashow, Rev. Mod. Phys. 52, N° 3, p. 515 - 525 - 539 (1980).
- (2) B. Lautrup, "Aspects of Q E D", Weak and Electromagnetic Interactions at High Energies, Cargèse 1975, Plen um Press.
- (3) R. Gastmans, "Gauge theories: an introduction", Weak and Electromagnetic Interactions at High Energies, Cargèse 1975, Plen um Press.
- (4) Physics Today, April 1983.
- (5) Cern Courier 23, N° 9 (1983).
- (6) Bruce Hoeneisen, POLITECNICA 6, N° 1, 77 (1981) Escuela Politécnica Nacional, Quito, Ecuador.