

AVANCES RECIENTES EN LA FISICA DE PARTICULAS ELEMENTALES

Arnulfo Zepeda D.

Centro de Investigación y de Estudios

Avanzados del IPN

Apartado Postal 14-740, 07000 México, D.F.

RESUMEN

En este artículo se hace una breve revisión de los éxitos recientes en la física de partículas elementales, así como de aquellos problemas que parecen atacables en el presente o en el futuro cercano. Se presenta un cuadro de las partículas elementales y sus interacciones tal como se concibe actualmente. En particular se detalla el estado del modelo estándar de interacciones electrodébiles y se analiza la importancia del descubrimiento reciente de los bosones intermediarios W^{\pm} y Z . Finalmente, se señalan los puntos débiles del modelo estándar y las teorías que resuelven estos problemas.

* Trabajo apoyado en parte por el CoNaCyT y por el Fondo R.J. Zevada

ABSTRACT

A brief review of recent successful results in elementary particle physics, as well as of those problems which may be dealt with in the present or near future is presented. A description of elementary particles and their interactions as they are presently conceived is given. The standard model of electroweak interactions is discussed in detail and the relevance of the recent discovery of the intermediate bosons W^\pm and Z is analyzed. Finally, the weak features of the standard model and the theories which solve these problems are pointed out.

1. INTRODUCCION

Cada época se caracteriza, en lo que respecta al avance del conocimiento humano, tanto por los logros alcanzados en la estructuración del modelo físico de la realidad como por las interrogantes que se plantean en el primer plano. Un punto de vista optimista destaca lo primero, los éxitos. Un punto de vista pesimista destaca lo segundo, el terreno inmediato por conquistar. En realidad, ambos aspectos se complementan para formar las coordenadas del punto en que nos encontramos en el desarrollo.

En la física de partículas elementales destacaremos como éxitos:

- La elaboración⁽¹⁾ y comprobación experimental⁽²⁾ del modelo renormalizable $SU(2)_L \times U(1)_Y$ que unifica las interacciones débiles y electromagnéticas.
- La elaboración⁽³⁾ y comprobación experimental⁽⁴⁾ del modelo $SU(3)_C$ de interacciones fuertes, según el cual los quarks interactúan fuertemente entre sí intercambiando gluones.
- El conjunto de ambas teorías forman lo que ahora se llama el modelo estándar $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ de las interacciones fuertes y electrodébiles, y se basa en: 1) la fenomenología conocida hasta el momento de su elaboración⁽⁵⁾; 2) los principios de norma⁽⁶⁾ y renormalizabilidad⁽⁷⁾; y 3), en el caso de las interacciones electrodébiles, el principio de Higgs⁽⁸⁾.

Entre los problemas que tratan de atacarse actualmente y en el próximo futuro sobresalen los siguientes:

- La cuantización de las interacciones gravitacionales

- La comprobación experimental de la gran-unificación⁽⁹⁾ (nombre con que se denota la unificación de las interacciones fuertes y electrodébiles)
- El problema de las familias de fermiones
- La espectroscopía de los fermiones fundamentales
- Comprobar la existencia de los escalares de Higgs
- Encontrar los límites de validez del modelo estándar⁽¹⁰⁾.

Cada uno de estos problemas tiene una componente teórica y una componente experimental en mayor o menor grado. Para atacarlos se cuenta actualmente con las siguientes herramientas teóricas y experimentales.

Herramientas teóricas:

- Teorías de gran unificación^(9,11)
- Supersimetría⁽¹²⁾
- Supergravedad⁽¹³⁾
- Hipercolor extendido⁽¹⁴⁾
- Modelos compuestos⁽¹⁵⁾
- Teorías tipo Kaluza Klein⁽¹⁶⁾
- Teorías de super cuerdas⁽¹⁷⁾.

Todas estas teorías pueden contener, o en efecto contienen, al modelo estándar y por lo tanto van más allá de este último y lo trascienden.

Herramientas experimentales:

- Cosmología⁽¹⁸⁾. En el albor del universo imperaban energías mucho mayores que las disponibles en los laboratorios terrestres y por tal razón el modelar la dinámica de aquellos tiempos constituye un laboratorio donde se puede poner a prueba la consistencia de las teorías que van más allá del modelo estándar. El problema con la cosmología es que constituye un solo evento en condiciones no controlables
- Aceleradores de altas energías⁽¹⁹⁾ en los cuales podamos observar señales que nos permitan decidir sobre las diferentes teorías que contienen el modelo estándar
- Experimentos de precisión a bajas energías⁽²⁰⁾ en búsqueda de desviaciones del modelo estándar y que ponen a prueba la existencia de interacciones superdébiles predichas por las teorías que van más allá del modelo estándar. Ejemplos de este tipo de experimentos son aquellos como

en el que se busca el decaimiento del protón⁽²¹⁾ y los efectos de las interacciones neutras que cambian el sabor⁽²²⁾ o que violan la conservación del número leptónico⁽²⁰⁾.

- La modelación numérica de la dinámica de interacciones fuertes⁽²³⁾ que nos permite sortear el obstáculo constituido por nuestra inhabilidad de realizar cálculos no perturbativos

2. LAS PARTICULAS ELEMENTALES

Las partículas elementales, como se les conoce actualmente, se dividen en leptones, quarks y mediadores de interacciones. Los dos primeros conjuntos son de fermiones, de espín 1/2; los mediadores de fuerza son de espín 1 (con una posible excepción en el caso gravitacional). Los leptones son aquellas partículas que no presentan interacciones fuertes y de los cuales se han identificado 6: e , ν_e , μ , ν_μ , τ y ν_τ y sus correspondientes antipartículas. Los quarks son aquellos fermiones que sí tienen interacciones fuertes (o sea el atributo de "color" como veremos más adelante) y de los cuales también se conocen 6×3 : u , d , c , s , t y b (cada uno en tres colores). Los símbolos provienen del inglés *up*, *down*, *charm* (encanto), *strangeness*, *top* y *bottom*.

Los mediadores de fuerza son:

El fotón γ (interacciones electromagnéticas)

El W^+ , W^- y Z (interacciones débiles)

Los 8 gluones G_α (interacciones fuertes).

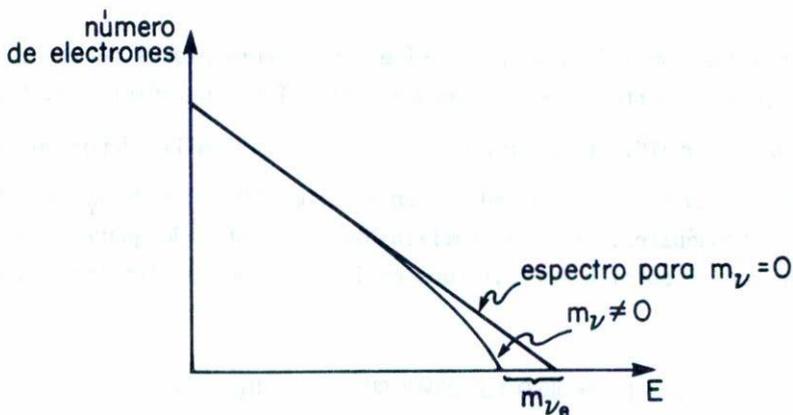
Los quarks más pesados, c , b , t han sido descubiertos sólo recientemente debido a su masa. Mediante el descubrimiento⁽²⁴⁾ en 1974 del mesón J/ψ (3096 MeV) se tuvo por primera vez evidencia del quark c . Como el mesón J/ψ está constituido por un par $c - \bar{c}$, no puede decaer fuertemente en hadrones livianos y por eso resulta muy estable, o sea de anchura pequeña (0.063 MeV). Posteriormente fue posible producir mesones con valor neto de encanto, los mesones D constituidos por un quark c y un quark up o $down$ ⁽²⁵⁾.

Similarmente⁽²⁶⁾ en 1977 se observó el mesón T (upsilon) y se llegó, por su estabilidad, a la conclusión de que está formado por un par quark-antiquark con un nuevo valor (= b) del número cuántico "sabor" (los

otros valores conocidos hasta entonces eran $= u, d, s$ y c). A este quark se le denominó *bottom*. Posteriormente se produjeron en el Laboratorio⁽²⁵⁾ CESR los mesones B con número neto de "b".

En los experimentos del CERN en los que se descubrieron recientemente⁽²⁷⁾ las partículas W y Z existen eventos de jets hadrónicos cuya interpretación única es consistente con que estos jets sean producidos por el decaimiento de un par de quarks nuevos, *top* o t . A estos quarks se les asigna, de acuerdo a estos datos experimentales, una masa entre 35 y 45 GeVs.

Sobre las masas de los quarks y leptones, las áreas de investigación más interesantes resultan ser actualmente: 1) obtener mayor precisión en el valor de la masa del quark t ; 2) confirmar el resultado de Lyubimov⁽²⁸⁾ *et al.* sobre la masa del $\bar{\nu}_e$, según el cual (1980): $14\text{eV} \leq m_{\bar{\nu}_e} \leq 46\text{eV}$. Para obtener este resultado se analiza el espectro del electrón emitido en el decaimiento $H^3 \rightarrow H^3 + e^- + \bar{\nu}_e$. El espectro de una masa no nula se ilustra en la siguiente figura.



El experimento de Lyubimov *et al.* no se realiza con H^3 libre, lo cual implica la necesidad de conocer con exactitud los niveles atómicos y moleculares del sistema donde está implantado el H^3 y el H^3_e final. Para confirmar este resultado se está llevando a cabo un experimento con H^3 libre en el

laboratorio Los Alamos pero no se tienen aún datos⁽²⁰⁾.

Por otra parte, se ha reportado recientemente el resultado⁽²⁹⁾ de un análisis del decaimiento del H^3 realizado en el laboratorio de Triumph de Canadá según el cual el espectro de los electrones emitidos muestra la existencia de un neutrino de masa de 17 KeV. Este experimento no contradice ni apoya el resultado de Lyubimov *et al.* ya que analiza otra parte del espectro de electrones emitidos.

Los leptones y los quarks se clasifican en tres familias o generaciones:

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \\
 \\
 \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_c & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_c & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_c \quad c = v, b, r \\
 \text{Familia 1} & \text{Familia 2} & \text{Familia 3}
 \end{array}$$

Las familias son idénticas entre sí en sus interacciones débiles, electromagnéticas y fuertes. Se distinguen entre sí por un número cuántico llamado "horizontal". La estructura $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ en cada familia denota un agrupamiento de acuerdo al grupo $SU(2)_L$ en el grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de interacciones electrodébiles. En cada familia hay 3 dobletes de quarks etiquetados de acuerdo al color $c = v, b, r$, que es la carga de las interacciones fuertes.

3. EL MODELO ESTANDAR $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

El reciente descubrimiento (1983) de las partículas W^\pm y Z , mediadores de las fuerzas débiles, aunado a las evidencias que se han obtenido sobre la existencia de los gluones y al éxito rotundo de la electrodinámica cuántica, establece sobre bases firmes la validez de los principios de invariancia de norma y de renormalizabilidad.

El principio de invariancia de norma nos dice que la fase de los campos fermiónicos, $e^{i\theta(x)}\psi(x)$, puede variar de punto a punto en el espacio tiempo siempre y cuando existan campos vectoriales no masivos que com pensan en el lagrangiano el cambio en la fase de los campos fermiónicos. Este principio tiene la cualidad de ser elegante.

El principio de renormalizabilidad, aunque surge del requerimiento de que el cálculo perturbativo sea consistente matemáticamente, puede interpretarse como una limitación sobre el grado polinomial, en los campos, en el lagrangiano; es por lo tanto un principio de economía.

En el caso de la parte electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y$ se requiere además otro ingrediente, el principio de Higgs, para poder dar masa a los campos vectoriales W^\pm y Z , y así romper el grupo de simetría

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q \quad ,$$

dejando como única simetría a bajas energías el asociado al campo electromagnético. De esta manera, la interacción electrodébil se manifiesta a bajas energías como dos interacciones diferentes, la electromagnética y la débil, cuya diferencia en intensidad se debe a la enorme diferencia entre las masas de los correspondientes mediadores ($M_W \cong M_Z \cong 90 \text{ GeV}$, $M_\gamma = 0$). Para implementar el principio de Higgs se requieren escalares, ya sea elementales o compuestos. Este es el punto más oscuro de la teoría y sobre esto volveremos a hablar más adelante.

La implementación del principio de norma en la parte electrodébil fue, dicho de una manera simplificada, el resultado de generalizar al grupo no abeliano $SU(2)_L \times U(1)_Y$ el mismo principio que ya se conocía como válido en el caso abeliano de la electrodinámica cuántica, $U(1)_Q$.

En el caso del grupo de las interacciones fuertes, el grupo de color $SU(3)_C$, el principio de norma fue descubierto al requerir que el lagrangiano correspondiente fuera renormalizable y que presentara el fenómeno de libertad asintótica⁽³⁰⁾. Libertad asintótica de las interacciones fuertes significa, en pocas palabras, que a altas energías, o sea cuando se analizan distancias menores al tamaño de un nucleón, la intensidad de estas interacciones disminuye al grado que los quarks se manifiestan como cuasilibres (dentro del nucleón).

3a. Estructura del modelo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de interacciones electro débiles ⁽³¹⁾

La interacción electro débil está caracterizada por tres parámetros independientes que pueden tomarse como (g, g', v) (G_F, α, M_W) o $(G_F, \alpha, \text{sen}^2 \theta_W)$, etc. Aquí g y g' son las constantes de acoplamiento asociadas a los subgrupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$ respectivamente, v es el valor de expectación en el vacío del campo de Higgs, $G_F = \sqrt{2} g^2 / 8M_W^2$ es la constante de acoplamiento de las interacciones débiles a bajas energías, $\alpha = g^2 / 4\pi \text{sen}^2 \theta_W$ es la constante de acoplamiento de las interacciones electromagnéticas y $\tan \theta_W = g/g'$. Tomando α y G_F como independientes, entonces la relación entre M_W y $\text{sen}^2 \theta_W$ es

$$M_W = \frac{38.5 \text{ GeV}}{\text{sen}^2 \theta_W} .$$

La estructura del lagrangiano de interacción es

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = e \left[A J^{\text{em}} + \frac{2}{\text{sen} 2\theta_W} Z J^{\text{N}} + \frac{1}{\sqrt{2} \text{sen} \theta_W} (W^+ J^{\text{e}+} + W^- J^{\text{c}+}) \right] ,$$

donde e es la carga eléctrica del electrón, A , Z y W^\pm son los campos del fotón y de las partículas Z y W^\pm ; J^{em} , J^{N} y J^{e} son las corrientes electro magnética, neutra débil y cargada débil respectivamente, cuya forma es la siguiente:

$$\begin{aligned} J_\mu^{\text{em}} &= -\bar{e} \gamma_\mu e + \dots = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu Q_f , \\ J_\mu^{\text{N}} &= \bar{\nu}_e \frac{1}{2} \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \nu_e + \dots \\ &= \sum_f \bar{f} \gamma_\mu \left(T_3 \frac{1-\gamma_5}{2} - Q \text{sen}^2 \theta_W \right) f , \\ J_\mu^{\text{c}} &= \bar{\nu}_e \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} e + \dots = \sum_f \bar{f} \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \tau^+ f , \end{aligned}$$

donde f es el campo genérico de un doblete de fermiones de $SU(2)_L$ tal como $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$ con ν_e y e los campos del neutrino del electrón y del electrón,

respectivamente. Q , T_3 y τ^+ son las matrices de carga, tercera componente de isospín y operador de subida, respectivamente. γ_μ y γ_5 son matrices de Dirac.

La corriente cargada puede separarse, de acuerdo a que interviene o no γ_5 en su estructura, en parte axial A_μ y parte vectorial V_μ . En particular, la parte donde intervienen sólo los tres quarks más livianos puede escribirse como

$$J_\mu^c = \frac{1}{2} \left[V_\mu^{\Delta S=0} - A_\mu^{\Delta S=0} \right] \cos\theta_c + \frac{1}{2} \left[V_\mu^{\Delta S=1} - A_\mu^{\Delta S=1} \right] \sin\theta_c \quad ,$$

donde $\Delta S = 0$ denota las transiciones $d \rightarrow u$, y $\Delta S = 1$ las transiciones $s \rightarrow u$. θ_c es el ángulo de Cabbibo y es diferente de 0 debido a que la matriz de masa de los quarks no es diagonal si se expresa en términos de los campos f que aparecen en la expresión de arriba.

Los valores actuales para G_F y θ_c son

$$G_F = (1.16632 \pm 0.00002) \times 10^{-5} \text{ (GeV}^{-2}\text{)} \quad ,$$

$$\cos\theta_c = 0.9733 \pm 0.0024 \quad .$$

La corriente cargada completa que toma en cuenta los 6 tipos de quarks puede escribirse como

$$J_\mu^c = \bar{\psi} \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} C_+ \psi \quad ,$$

donde $\psi^T = (u, c, t, d, s, b)$ y C_+ es una matriz de 6×6 que actúa sobre los grados de libertad de sabor:

$$C_+ = \begin{pmatrix} 0 & U \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad .$$

U es una matriz unitaria 3×3 denominada matriz de mezcla y constituye una generalización de aquella parametrizada por el ángulo de Cabbibo en el caso de 2 generaciones (4 tipos de quarks):

$$\begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix}.$$

La matriz U, conocida con el nombre de matriz de Kobayashi-Maskawa, se parametriza por medio de 4 parámetros ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$ y δ) y tiene la forma

$$U = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1c_3 & -s_1s_3 \\ s_1c_2 & c_1c_2c_3 - s_2s_3e^{i\delta} & c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{i\delta} \\ s_1s_2 & c_1s_2c_3 + c_2s_3e^{i\delta} & c_1s_2s_3 + c_2c_3e^{i\delta} \end{pmatrix}.$$

Las magnitudes de las componentes de U, provenientes de imponer unitaridad y los datos sobre: 1) los decaimientos β comparados al decaimiento del muón, 2) los decaimientos $K_{\ell 3}$ de hiperones, 3) la producción de "encanto" por neutrinos y antineutrinos y 4) los decaimientos semileptónicos de los mesones B, son

$$U = \begin{pmatrix} .9733 \pm 0.0024 & .225 \pm .006 & 0 - 0.01 \\ .225 \pm 0.006 & .971 \pm .002 & .058 \pm .009 \\ .013 \pm 0.009 & .068 \pm .009 & .998 \pm .001 \end{pmatrix}.$$

De esto se puede observar que U es casi diagonal.

Para los leptones la corriente cargada tiene una estructura similar, excepto que la correspondiente matriz de mezcla, llamémosla V, se reduce a la matriz unidad en el caso en que la masa de los neutrinos sea cero o en el caso en que los números leptónicos L_e, L_μ y L_τ sean estrictamente conservados. Si $V \neq 1$, entonces se presenta el fenómeno de oscilaciones de neutrinos: transiciones espontáneas con probabilidad oscilante en el tiempo entre un tipo de neutrino y otro, como por ejemplo, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$. La diferencia entre los leptones y los quarks en lo que respecta a la corriente cargada, y la razón de por qué en los primeros se puede presentar el fenómeno de oscilaciones y en los segundos no, radica en que en el caso de los leptones los objetos de interés son los estados propios de la corriente, ν_e, ν_μ, ν_τ , y no los estados propios de la matriz de masa (llamémoslos

Los múltiples procesos mediados por corrientes neutras analizados hasta la fecha muestran consistencia con el modelo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. En particular, los procesos semileptónicos sobre nucleones, los cuales pueden ser parametrizados por 6 parámetros ϵ_R^f y ϵ_L^f , $f = e, u, d$, que intervienen en

$$J_{\mu}^{Nh} = \sum_f \left[\epsilon_L^f \bar{f}_{Y_{\mu}} (1-\gamma_5) f + \epsilon_R^f \bar{f}_{Y_{\mu}} (1+\gamma_5) f \right],$$

pueden ser descritos por un solo parámetro: $\sin^2\theta_W$, o dos parámetros:

$\sin^2\theta_W$ y $\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W}$. Este último es diferente de 1 en el caso de que

existan Higgses clasificados en representaciones diferentes de dobletes y singletes de $SU(2)_L$. Los resultados de los ajustes muestran que:

ajuste con	$\sin^2\theta_W$	ρ
1 parámetro	0.233 ± 0.009	
2 parámetros	0.234 ± 0.013	1.002 ± 0.015

Es importante notar que la precisión de los análisis concernientes tanto a la corriente cargada como a la corriente neutra han requerido ya los cálculos a orden de un lazo (*loop*) y por lo tanto ha sido necesario emplear la renormalizabilidad de la teoría. EL carácter del lagrangiano original como invariante bajo transformaciones de norma no abelianas y el rompimiento de esta simetría por el mecanismo de Higgs implican varias relaciones entre los diferentes parámetros, y funciones de Green en la teoría. Estas relaciones complican un poco el programa de renormalización o cuando menos lo hacen un poco diferente del caso de la electrodinámica cuántica. Varios autores, tales como A. Sirlin, M. Böhm y Veltman han desarrollado esquemas diferentes para llevar a cabo la renormalización.

La prueba publicada en 1971 de que el modelo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ es renormalizable, y el hecho de que no se contaba en ese momento con evidencias de la existencia de corrientes neutras motivó la construcción de modelos de norma alternativos en los cuales la renormalizabilidad se lograba gracias a los efectos de leptones pesados en lugar de los efectos de las

corrientes neutras. Estos modelos sin corrientes neutras fueron desechados al descubrirse en los años 1973-1974 dichas corrientes. Quedaba toda vía la posibilidad de que la corriente neutra tuviera una estructura (de Lorentz) diferente a la predicha por el modelo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y la confusión que imperaba entonces en los resultados negativos sobre violación de paridad en átomos impulsó la búsqueda de modelos diferentes tales como aquellos en que la corriente neutra era puramente vectorial (y por lo tanto sin efectos de violación de paridad). En 1978 logró establecerse la violación de paridad en el proceso $e + N \rightarrow e + \chi$ con electrones polarizados. Este proceso ocurre a través de las corrientes neutras y su descripción se ajusta a la predicción del modelo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Por tal razón, se pudo establecer que si las interacciones electrodébiles están descritas por una teoría de norma, el grupo correspondiente G debe contener al $SU(2)_L \times U(1)_Y$. A bajas energías estaríamos observando sólo los efectos del subgrupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ y conforme se tuviera el acceso a energías mayores se irían manifestando otros efectos de G no contenidos en $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Entre tales posibles efectos se podía predecir la existencia de mesones vectoriales (de norma) más ligeros que los del modelo estándar $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Por tal razón, resultaba importantísima la observación directa de los mesones W y Z . La masa de éstos, en el modelo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, depende, como ya se explicó anteriormente, de los valores de α , G_F y $\sin^2 \theta_W$ medidos a bajas energías. Así se obtiene la predicción teórica

$$M_W = 83 \begin{matrix} +2.1 \\ -2.7 \end{matrix}, \quad M_Z = 93.8 \begin{matrix} +2.4 \\ -2.2 \end{matrix} \quad \text{GeV},$$

mientras los resultados experimentales son

$$M_W = 80.9 \pm 1.5 \pm 2.4, \quad M_Z = 95.1 \pm 1.5 \pm 2.9 \quad \text{UA1}$$

$$M_W = 83.1 \pm 1.9 \pm 1.3, \quad M_Z = 92.7 \pm 2.1 \pm 0.2 \quad \text{UA2}$$

(UA1 y UA2 son las siglas de dos grupos experimentales en CERN).

Esta concordancia, dentro de las incertidumbres o errores experimentales, entre teoría y experimento restringe enormemente las posibilidades para el grupo de interacciones electrodébiles $G (\supset SU(2)_L \times U(1)_Y)$.

En particular, en el caso de existir mesones W y/o Z adicionales, sus masas serán $\gg 100$ GeV.

4. MAS ALLA DEL MODELO ESTANDAR

A pesar del éxito del modelo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ éste no puede ser la última palabra en interacciones electrodébiles por las siguientes razones:

- 1) No es una verdadera unificación de interacciones débiles y electromagnéticas (el grupo no es simple).
- 2) Las familias están puestas a mano. Es decir, no se sabe por qué se re piten y cuántas existen.
- 3) Las matrices de masa tanto de quarks como de leptones están puestas a mano (por lo tanto, también la violación de CP y el hecho de que la masa del neutrino es cero o pequeña).
- 4) La violación de paridad está puesta a mano.
- 5) El Higgs se introduce sin ninguna motivación teórica y su potencial se arregla para que ocurra la rotura espontánea de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$.

Estas cuestiones tienen algunas respuestas parciales, no completamente satisfactorias dentro de las siguientes teorías:

- a) Gran unificación.- En la teoría de gran unificación se trata de abarcar en un solo grupo de norma simple, tal como $SU(5)$ o $SO(10)$, a las tres interacciones: la débil, la electromagnética y la fuerte. Por ser el grupo simple se requiere de una sola constante de acoplamiento a energías grandes donde se manifiesta la simetría completa. A energías menores, el rompimiento espontáneo de la simetría de gran unificación implica que algunos mediadores de fuerzas se vuelven masivos y debido a diferencias entre dichas masas observamos tres interacciones diferentes cada una con su constante de acoplamiento correspondiente. Sin embargo es posible predecir el valor de estas tres constantes de acoplamiento, y esto es un éxito. Los problemas que aquejan a las teo rías de gran unificación son los mismos que los enunciados en los puntos 2 a 5 arriba.

Tanto el grupo $SU(5)$ como el $SO(10)$ contienen el subgrupo

$SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$ del modelo estándar. Entre los generadores que no son de este subgrupo están aquellos que transforman quarks en leptones y viceversa, y por lo tanto los bosones intermediarios asociados a estos generadores causan, entre otras cosas, el decaimiento del protón. No existe hasta el momento evidencia plenamente aceptada del decaimiento del protón, aunque sí puede afirmarse que éste no ocurre según las predicciones de la versión más sencilla del modelo $SU(5)$.

Según el esquema de las teorías de gran unificación, lo que se observa a altas energías, o sea a pequeñas distancias, es una sola interacción y una simetría completa, la del grupo G de gran unificación. En particular, no es posible distinguir entre quarks y leptones. A energías menores la simetría G desaparece, pero se observa la simetría correspondiente al grupo electrodébil y la de color y se distingue entre quarks y leptones. Finalmente, a energías bajas la única simetría remanente es la correspondiente al grupo electromagnético $U(1)$ y al de color $SU(3)_C$. Es decir, conforme baje la energía la simetría se irá rompiendo, en el caso de $SU(5)$, de la siguiente manera:

$$SU(5) \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_Q .$$

- b) La existencia de familias podría explicarse si suponemos que los quarks y los leptones son a su vez partículas compuestas de otros objetos que algunos llaman "preones". En estos esquemas las familias surgen como manifestación de un número cuántico adecuado. El problema principal con este tipo de esquemas es que carecen de dinámica y por lo tanto su poder predictivo es prácticamente nulo.
- c) La teoría de hipercolor tiene como principal objetivo el resolver el problema 5 mencionado arriba. En esta teoría aparecen de forma natural objetos compuestos o condensados que juegan el papel de los higgses. En la teoría de hipercolor extendido es posible en principio calcular además las matrices de masa de los quarks y los leptones, y resolver así el problema 3. El problema principal con esta teoría es que la simetría de hipercolor extendido debe a su vez romperse espontáneamente, y esto requiere o bien otros higgses o bien otra teoría adicional.

d) A nivel del grupo electrodébil es posible construir un modelo en el cual la violación de paridad resulta de un rompimiento espontáneo. Estos modelos se basan en el grupo $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ (modelos simétricos izquierdo-derecho) y la violación de paridad resulta de la diferencia de masa entre el mediador de transiciones cargadas en el subgrupo $SU(2)_L$ y el correspondiente en el subgrupo $SU(2)_R$. Estos modelos tienen muchas posibilidades de ser compatibles con la realidad. Para su aceptación será necesario que se descubra experimentalmente algún indicio de la existencia de los bosones intermediarios del subgrupo $SU(2)_R$, o sea de los bosones W^\pm y Z_R .

Si el grupo electrodébil es $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$, el de gran unificación no puede ser $SU(5)$ sino $SO(10)$ o uno que lo contenga como $SU(16)$ que es el máximo. En el caso de $SO(10)$, las simetrías esperadas, conforme baja la energía, son

$$\begin{aligned} SO(10) &\rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1) \\ &\rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(3) \times U(1)_Q \quad , \end{aligned}$$

o bien

$$SO(10) \rightarrow SU(5) \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_Q \quad ;$$

aunque lo que ya habíamos mencionado sobre el decaimiento del protón excluye el segundo camino. También es posible en el primer camino de rompimiento de simetría el paso intermedio de unificación parcial propuesto por Pati y Salam en 1973. Según esta idea, a energías altas es posible considerar el número leptónico como el cuarto color y así la simetría de quarks y leptones corresponderá a $SU(4)_C$, y éste a energías menores se verá como $SU(3)_C \times U(1)_{B-L}$. De esta manera, la primera etapa del rompimiento de $SO(10)$ resulta ser

$$SO(10) \rightarrow SU(4)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$$

Nótese que conforme aumenta la simetría el número de multipletes

necesarios para acomodar los elementos de una familia va disminuyendo. Así, si existe el neutrino de helicidad derecho, una familia tiene 16 elementos (8 de helicidad derechos y 8 de izquierdo y los 8 se dividen en dos leptones y $3 \times 2 = 6$ quarks) que forman un sólo multiplete de $SU(16)$ o $SO(10)$, tres de $SU(5)$ seis de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ y doce de $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

- e) La supersimetría fue inicialmente una curiosidad. Se trata de teorías que son invariantes bajo transformaciones que mezclan fermiones con bosones. Cuando estas transformaciones dependen del punto en el espacio-tiempo, o sea cuando son locales, se obtiene la supergravedad. Esta última resulta ser la teoría cuántica de la gravedad más aceptable (renormalizable a un lazo).

5. NOTAS

En el espacio disponible no es posible profundizar en los puntos tocados en esta revisión. Otras cuestiones, como por ejemplo las oscilaciones de neutrones, los neutrinos de Majorana y el problema de las jerarquías no han sido mencionadas por la misma razón. En las referencias nos hemos limitado a aquellas de las cuales se pueden rastrear otras referentes al tema. Finalmente, deseo agradecer a la Sociedad Mexicana de Física su invitación a esta participación.

REFERENCIAS

1. S. Glashow, *Nucl. Phys.*, 22 (1961) 579; S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, 19 (1967) 1264; A. Salam on *Elementary Particle Theory*, editado por N. Svartholm (Almqvist y Wiksell, Stockholm, 1968) p. 367.
2. P. Langacker, "The Status of Electroweak Theory", en *Proceedings of the XXII International Conference on High Energy Physics*, Editado por A. Meyer y E. Wieczorek, Academie der Wissenschaften der DDR, Platanenallee 6, 1984, Vol. II, p. 215.
3. H. Fritsch, M. Gell-Mann, y H. Leutwyler, *Phys. Lett.*, 47B (1973) 365.
4. P. Söding y G. Wolf, "Experimental Evidence on QCD", *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 31 (1981) 231.
5. A. Abers y B.W. Lee, *Phys. Rep.*, 9C (1973) 1.
6. C.N. Yang y R. Mills, *Phys. Rev.*, 96 (1954) 191.
7. G. 't Hooft, *Nucl. Phys.*, B33 (1971) 173.
8. J. Bernstein, *Rev. of Mod. Phys.*, 46 (1984) 7.

9. J.C. Pati y A. Salam, *Phys. Rev. Lett.*, 31 (1973) 661; H. Georgi y S. Glashow, *ibid.* 32 (1974) 438; H. Georgi, H. Quinn y S. Weinberg, *ibid.* 33 (1974) 451.
10. A. Zepeda, "High Energy Tests of Extended Electroweak Models in e^+e^- Annihilation Experiments", *Proceedings of the Panamerican Symposium of High Energy Physics and Technology*, Ed. por M. Moreno, Notas de Física Vol. 5, No. 1, (1983) 101; J.L. Lucio, A. Rosado y A. Zepeda, "Phenomenology of a Second Neutral Gauge Boson in the Drell-Yan Process", por aparecer en el *Zeitschrift für Physik C*; W. Hollik y A. Zepeda, *Z. Physik*, C12 (1982) 67.
11. P. Langacker, *Phys. Rep.*, 72C (1981) 185.
12. P. Fayer y S. Ferrara, *Phys. Rep.*, 32C (1977) 249.
13. P. Nieuwenhuizen, *Phys. Rep.*, 68C (1981) 189.
14. R.K. Kaul, *Rev. of Mod. Phys.*, 55 (1983) 449.
15. L.F. Abbott, E. Fahri y S.H. Tye, *Proceedings of the 1982 DDF Summer Study at Snowmass*, editado por R. Donaldson, R. Gustafson y F. Paige, p. 288.
16. M.J. Duff, B.E.W. Nilsson y C.N. Pope, "Superunification from Eleven Dimensions", en *Fourth Workshop on Grand Unification*, Ed. por H.A. Weldon, P. Langacker y P.J. Steinhart, Birkhäuser, 1983, pág. 341; E. Witten, *Nuclear Physics B*186 (1981) 412; A. Salam y J. Strathdee, *Ann. of Physics*, 141 (1982) 316.
17. J.H. Schwarz, "Superstrings", por aparecer en *Proceedings of the Sixth Workshop on Grand Unification*; E. Witten, "The D = 10 Superstring Theory" en *Fourth Workshop on Grand Unification*, *op cit.* pág. 395; J.H. Schwarz, *Phys. Rep.*, 89 (1982) 223; *Supersymmetry and Supergravity* 84, ed. por B. de Witt *et al.* (World Scientific, 1984) pág. 426.
18. A.D. Linde, "Elementary Particles and Cosmology", en *Proceedings of the XXII International Conference on High Energy Physics*, *op cit.*, pág. 125, Vol. II.
19. J.D. Lawson y M. Tigner, "The Physics of Particle Accelerators", *Annual Review of Nuclear and Particle Sciences* Vol. 34, (1984) 99; M.T. Wilson, The SSC-An Engineering Challenge, Los Alamos Science 11, Summer/Fall 1984, pág. 158.
20. S.P. Rosen, "Low Energy Tests for the Standard Model and Beyond", por aparecer en *Particles and Fields 1984* (AIP Conference Proceedings).
21. D.H. Perkins, "Proton Decay Experiments", *Annual Review of Nuclear and Particle Sciences*, Vol. 34 (1984) 1.
22. R.E. Shrock, "The Value of Experiments on Decays of the Type $K \rightarrow \pi^+ \text{missing neutrals}$ ", en *Proceedings of the 1982 DPF Summer Study on Elementary Particle Physics and Future Facilities*, Ed. por R. Donaldson *et al.* pág. 291.
23. J. Kripfganz, "Lattice Gauge Theories", en *Proceedings of the XXII International Conference on High Energy Physics*, *op cit.* pag. 235, Vol. 11.
24. J.J. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, 33 (1974) 1404; J.E. Augustin *et al.* *ibid.* (1974) 1406.
25. A. Kernan y G. Van Daren, *Phys. Rep.*, 106C (1984) 297.
26. S.W. Herb *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 39 (1977) 252; W.R. Innes *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 39 (1977) 1240.

27. R.K. Bock, "Experimental Search for $W \rightarrow t\bar{b}$ " en *Proceedings of the XXII International Conference on High Energy Physics*, op cit. pág 2, Vol. II.
28. V.A. Lubimov et al., *Phys. Lett.*, 94B (1980) 266.
29. L. Hall, "Implications of a 17 KeV Neutrino", por aparecer en *Proceedings of the Sixth Workshop on Grand Unification*.
30. H.D. Politzer, *Phys. Rep.*, 14C (1974) 129.
31. M.A.B. Bég y A. Sirlin, *Phys. Rep.*, 88C (1982) 1.