

## El modelo estándar de partículas elementales

---

The Standard Model of Elementary Particles

J. Alexis Rodríguez\*, F. Jackson Poveda\*\*,  
Nicanor Poveda\*\*\*

Grupo de física teórica de altas energías

### Resumen

El *Modelo estándar de partículas elementales* es una teoría cuántica de campos que describe el comportamiento de las partículas elementales y sus interacciones, mediante las teorías de gauge y de grupos.

### Palabras clave

Modelo estándar, Fermiones y bosones, Bosón de Higgs.

### Abstract

The Standard Model of Elementary Particles is a quantum field theory that describes the behavior of the elementary particles and its interactions, by means of the gauge and groups theories.

### Key words

Standard Model, Fermions and Boson, Boson of Higgs.

---

\* Universidad Nacional de Colombia. Grupo de Física Teórica de Altas Energías. Correo-e.: jarodriguezl@unal.edu.co

\*\* Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia, UPTC. Grupo de Física Teórica y Computacional.  
Correo-e.: fjpovedac@gmail.com

\*\*\* Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia, UPTC. Grupo de Física Teórica y Computacional.  
Correo-e.: npovedat@yahoo.com



## 1. Introducción

La Física de las Partículas Elementales (FPE) estudia procesos a altas energías, las escalas típicas son del orden de 100GeV a 1TeV. Estos procesos ocurren en aceleradores, rayos cósmicos y reacciones nucleares, mientras que en la materia ordinaria ocurren procesos a bajas energías. Los modelos que se utilizan en la FPE son consistentes con la información experimental correspondiente y describen bastante bien los procesos que ocurren entre las partículas. Para explicar la masa de las partículas es necesario postular la existencia de una partícula escalar masiva, llamada bosón de Higgs. Sin embargo, el bosón de Higgs aún no se ha observado experimentalmente en los aceleradores de partículas y es el objeto principal de las investigaciones teóricas y experimentales de la actualidad.

## 2. El modelo estándar de partículas elementales

El Modelo Estándar (ME) (Martínez, 2002) de Partículas Elementales es una teoría de campos cuánticos basada en el grupo gauge de simetrías  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  que estudia las partículas e interacciones fundamentales (Weinberg, 1967; Salam, 1968). La interacción de dos partículas, a través de los campos que originan, puede interpretarse considerando que ambas partículas intercambian una tercera partícula, llamada partícula portadora de la interacción. El ME aborda tres de las cuatro interacciones que se consideran fundamentales, la electromagnética, débil y fuerte. Debido a que los procesos son cuánticos, la gravedad tiene una intensidad despreciable al ser comparada con las demás interacciones y existe el problema de una teoría cuántica gravitatoria congruente con el ME.

### 2.1 Los Bosones del Modelo Estándar

Las interacciones fuerte, débil, electromagnética y gravitacional, tienen espín entero (0,1,2,3,...) y obedecen a la estadística de Bose-Einstein, por esto se les conoce como bosones (ver Tabla 1.).

| Interacción      | Bosón           |
|------------------|-----------------|
| Electromagnética | $\gamma$        |
| Débil            | $W^+ W^- y Z^0$ |
| Fuerte           | $G^a$           |

Tabla 1. Los Bosones del Modelo Estándar.

El grupo  $SU(3)_C$  se utiliza para describir la interacción fuerte entre los quarks, donde las partículas portadoras se denominan gluones. Esta teoría recibe el nombre de QCD (Quantum ChromoDynamics). Existen tres tipos de color: rojo, verde, y azul. En cualquier interacción el color debe conservarse y por esta razón existen ocho tipos de gluones.

Las interacciones débiles son las responsables del hecho que las partículas más pesadas decaigan espontáneamente en partículas más livianas. Esta es la razón por la cual la materia estable que nos rodea contiene sólo partículas livianas. Cuando una partícula elemental decae se dice que cambia de sabor. Las partículas portadoras de la interacción débil son los bosones de corto alcance  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z^0$ .

En la interacción electromagnética, la partícula portadora es el fotón ( $\gamma$ ); el cual es un bosón neutro de largo alcance. El grupo  $U(1)_Q$  se utiliza para describir la interacción electromagnética; a esta teoría se le denomina QED (Quantum ElectroDynamics).

Un aspecto muy interesante del ME es que las interacciones electromagnéticas y las interacciones débiles están combinadas en una interacción única llamada electrodébil. El grupo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  describe la interacción electrodébil con las partículas portadoras el fotón y los bosones de gauge y  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z^0$ .

La interacción fuerte se representa por medio de ocho campos de gauge para los gluones  $G^a_\mu$  ( $a = 1, 2, \dots, 8$ ) y la interacción electrodébil se representa por medio de tres campos de gauge  $A^i_\mu$  ( $i = 1, 2, 3$ ) y un campo  $B_\mu$  (Cheng y Li, 1984). El Lagrangiano de estas interacciones gauge está dado por (Quigg, 1983)

$$L_{YM} = -\frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} A^i_{\mu\nu} A^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

y se denomina Lagrangiano de Yang-Mills. Los tensores  $G^a_{\mu\nu}$ ,  $A^i_{\mu\nu}$  y  $B_{\mu\nu}$  están dados por

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu + g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu$$

$$A^i_{\mu\nu} = \partial_\mu A^i_\nu - \partial_\nu A^i_\mu + g \varepsilon^{ijk} A^j_\mu A^k_\nu$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

donde  $f^{abc}$  y  $\varepsilon^{ijk}$  corresponden a las constantes de estructura de los grupos  $SU(3)_C$  y  $SU(2)_Y$ , respectivamente.

Para que el Lagrangiano sea invariante, bajo las transformaciones locales de los grupos  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , la derivada covariante  $D_\mu$ , debe tener la forma,

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{\lambda_a}{2} G^a_\mu - ig \frac{\sigma_i}{2} A^i_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$



donde  $g_s$ ,  $g$  y  $g^1$  son las constantes de acoplamiento para los grupos  $SU(3)_C$ ,  $SU(2)_L$  y  $U(1)_Y$ , respectivamente. Las  $\gamma_a$  son las matrices de Gell-Man y las  $\sigma_i$  las matrices de Pauli.  $Y$  es otro número cuántico conocido como la hipercarga débil, y se determina por la relación  $Q = \tau^3 - Y/2$ , en donde  $Q$  es el operador carga y  $\tau^3$  el tercer generador del grupo  $SU(2)_L$ .

## 2.2 Los Fermiones del Modelo Estándar

Los fermiones son partículas que poseen espín semientero ( $1/2, 3/2, 5/2, \dots$ ) y obedecen a la estadística de Fermi-Dirac. Los fermiones del ME se agrupan en dos clases los Leptones (ver Tabla 2.) y los Quarks (ver Tabla 3.). Tanto los leptones como los quarks están clasificados en tres diferentes conjuntos conocidos como las generaciones. Una generación es un conjunto formado por un leptón y su neutrino y para el caso de los quarks de una pareja. Cada generación es más masiva que la generación previa. Debido a esto, las partículas de la segunda y tercera generación son inestables y decaen en partículas de la primera generación.

El espín de los fermiones puede proyectarse sobre el momentum, y obtener la quiralidad, la cual puede ser izquierda o derecha. Por esta razón existen dos conjuntos de fermiones, derechos e izquierdos. En el ME los neutrinos no tienen masa, ni componente derecha. Debido a esto, las partes izquierdas son representadas con dobletes, mientras que las partes derechas se representan con singletes.

### 2.2.1 La Familia de los Leptones

En el ME existen seis leptones, tres de ellos tienen carga eléctrica negativa y los otros tres con carga neutra. Los leptones cargados son el electrón ( $e$ ), el muón ( $\mu$ ) y el tau ( $\tau$ ). Los leptones sin carga son los neutrinos: Electrónico ( $\nu_e$ ), muónico ( $\nu_\mu$ ) y tauónico ( $\nu_\tau$ ) (ver Tabla 2).

| Leptones | Generaciones            |               |             | Carga |
|----------|-------------------------|---------------|-------------|-------|
|          | I                       | II            | III         |       |
| $e$      |                         | $\mu$         | $\tau$      | -1    |
|          | 0.000511GeV             | 0.106GeV      | 1.7771GeV   |       |
| $\nu_e$  |                         | $\nu_\mu$     | $\nu_\tau$  | 0     |
|          | $<1 \times 10^{-8}$ GeV | $<0.0002$ GeV | $<0.02$ GeV |       |

Tabla 2. Los leptones del Modelo Estándar (Groom et al., 2000).

Debido a que existen componentes quirales izquierdas y derechas, tenemos dos conjuntos de leptones, representados por los campos  $L_L$  y  $L_R$ :

$$\mathbf{L}_{Lj} = \left\{ \begin{pmatrix} \nu_e \\ \mathbf{e} \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \right\}$$

$$\mathbf{E}_{Rj} = \{ \mathbf{e}_R, \mu_R, \tau_R \}$$

Estos campos se encuentran definidos mediante los operadores de proyección  $P_L \equiv 1/2(1-\gamma_5)$  y  $P_R \equiv 1/2(1+\gamma_5)$  en donde  $\Psi_{(L,R)} = P_{(L,R)} \Psi$ .

El lagrangiano para la  $j$ -ésima generación de leptones, dado por la siguiente expresión:

donde  $\gamma^\mu$  son las matrices de Dirac. Las derivadas  $D_\mu$  covariantes son de la forma

$$\mathbf{D}_\mu^{(l)} = \partial_\mu - i\mathbf{g} \frac{\sigma_i}{2} \mathbf{A}^i_\mu - i\mathbf{g}' \frac{\mathbf{Y}}{2} \mathbf{B}_\mu$$

$$\mathbf{D}_\mu^{(e)} = \partial_\mu - i\mathbf{g}' \frac{\mathbf{Y}}{2} \mathbf{B}_\mu$$

$L_f^{(l)} = \bar{L}_L i\gamma^\mu \mathbf{D}_\mu^{(l)} L_L + \bar{E}_R i\gamma^\mu \mathbf{D}_\mu^{(l)} E_R$   
donde  $g$  y  $g'$  son las constantes de acoplamiento para los grupos  $SU(2)_L$  y  $U(1)_Y$ , respectivamente.

### 2.2.1 La Familia de los Quarks

De otro lado tenemos tres pares de quarks, Up/Down ( $u,d$ ), Charm/Strange ( $c,s$ ), y Top/Bottom ( $t,b$ ) (ver Tabla 3.). Ninguno de ellos se encuentra libre y siempre se encuentran acoplados unos con otros, interactuando para formar Hadrones, los cuales tienen carga de color neutra. Los quarks tienen carga eléctrica fraccionaria y su suma siempre es un número entero. Los hadrones, a su vez, se subdividen en bariones los cuales están constituidos por tres quarks y los mesones por un quark y un antiquark.

| Quarks | Generaciones |        |        | Carga |
|--------|--------------|--------|--------|-------|
|        | I            | II     | III    |       |
| u      |              | c      | t      | 2/3   |
|        | 0.003GeV     | 1.3GeV | 175GeV |       |
| d      |              | s      | b      | -1/3  |
|        | 0.006GeV     | 0.1GeV | 4.3GeV |       |

Tabla 3. Los quarks del Modelo Estándar (Groom et al., 2000).



Los dos conjuntos de quarks, representados por el doblete  $Q_{Lj}$  para las componentes izquierdas y los singletes  $U_{Rj}$ ,  $D_{Rj}$  para las componentes derechas

$$Q_{Lj} = \left\{ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \right\}$$

$$U_{Rj} = \{U_R, C_R, t_R\}, D_{Rj} = \{d_R, S_R, b_R\}$$

El lagrangiano para los quarks tiene la forma

$$L_f^{(q)} = \overline{Q}_L i \gamma^\mu D^{(q)}_\mu Q_L + \overline{U}_R i \gamma^\mu D^{(q)}_\mu U_R + \overline{D}_R i \gamma^\mu D^{(q)}_\mu D_R$$

donde las derivadas covariantes son:

$$D^{(q)}_\mu = \partial_\mu - i g_s \frac{\lambda_a}{2} G^a_\mu - i g \frac{\sigma_i}{2} A^i_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu$$

$$D^{(q)}_\mu = \partial_\mu - i g_s \frac{\lambda_a}{2} G^a_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu$$

## 2.3 El Rompimiento Espontáneo de Simetría y el Mecanismo de Higgs

La presencia de los términos de masa en los lagrangianos violan la invariancia de gauge y para solucionar este problema se utiliza el Mecanismo de Higgs, el cual parte de la introducción de un doblete de campos escalares, llamado doblete de Higgs (Gunion et al., 1990). Cuando el campo de Higgs adquiere un valor esperado en el vacío, diferente de cero, produce un Rompimiento Espontáneo de Simetría (RES) según el esquema  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ , que dota de masa a las partículas (Higgs, 1964).

## 2.4 Diagramas de interacción

Comúnmente se puede hacer una representación gráfica de las partículas que participan en una interacción, dicha gráfica se conoce como diagrama de Feynman, y representa la matemática del lagrangiano (Borodoulin, *et al.* 1995). Los diagramas de Feynman suelen ser de gran utilidad en la FPE<sup>1</sup> como una de las herramientas de cálculo. Los vértices de

<sup>1</sup> Los diagramas son también útiles en diferentes campos de la física, por ejemplo: Física del Estado Sólido, Superconductividad, etc.

=

interacción típicos del ME en donde los fermiones interactúan electromagnética, débil y fuertemente, se muestran en la Fig. 1.

Figura 1. Vértices de fermiones del ME leptones ( $\ell$ ) y quarks (q) acoplados a los bosones de interacción  $\gamma$ ,  $W^+$ ,  $Z^0$  y  $G^a$ , según la naturaleza del fermión.  $g_e$ ,  $g_{wz}$  y  $g_s$  son las constantes de acoplamiento electromagnético, débiles y fuerte, respectivamente

Los bosones vectoriales, es decir, aquellos bosones que tienen espín-1, como lo son  $\gamma$ ,  $W^+$ ,  $Z^0$  y  $G^a$  pueden interactuar (acoplarse en un vértice) entre ellos (según la naturaleza de la interacción), como puede verse en la Fig. 2. Estos acoplamientos de tres bosones vectoriales son consecuencia que el grupo sea no-abeliano.



Figura 2. Vértices de bosones vectoriales.  $\theta_w$  es el ángulo de mezcla electrodébil conocido como el ángulo de Weinberg.  $f^{abc}$  es la constante de estructura  $SU(3)_C$ .

Otros acoplamiento típicos del ME son los del bosón de Higgs (bosón escalar debido a que su espín es cero) a los bosones vectoriales masivos de la interacción débil. Los acoplamientos son directamente proporcionales a las masas como se ve en la Fig. 3.

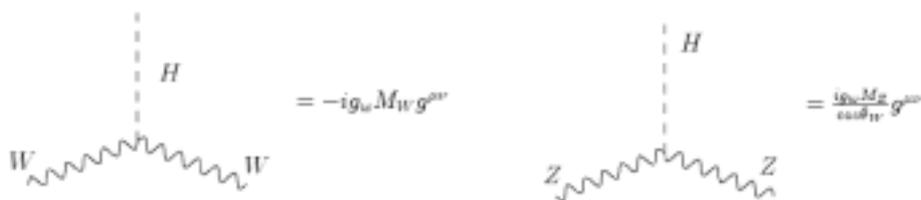


Figura 3. Vértices de bosones débiles  $W^+$ ,  $Z^0$  acoplados al bosón escalar de Higgs  $H$ .  $M_W$  y  $M_Z$  son las masas de los bosones vectoriales masivos  $W^+$  y  $Z^0$

### 3. Física de Alta Precisión

En el ME es necesario determinar algunos parámetros básicos experimentalmente y después todos los observables pueden calcularse con una precisión muy alta. La alta precisión de las predicciones en la parte teórica solo se contrasta con la equivalencia en la alta precisión de la parte experimental<sup>2</sup> (Spiesberger *et al.*, 2000).

Algunos experimentos básicos de dispersión en principio apoyaron la teoría, especialmente los experimentos de dispersión electrón-positrón ( $e^+e^-$ ) a altas energías del LEP y LC, nos han permitido realizar pruebas de la teoría a nivel de las correcciones de renormalización.

Existe una serie de experimentos muy importantes, pero de todos estos nombraremos unos pocos. En los primeros análisis de las interacciones débiles, se hicieron medidas a bajas energías del parámetro de mezcla electrodébil  $\sin^2\theta_w$ , con el cual se hicieron predicciones de las masas de los bosones débiles,  $M_W$  y  $M_Z$ . Más tarde, La producción de pares  $W^+W^-$  en la aniquilación  $e^+e^-$  en las medidas realizadas por el LEP2 determinaron los acoplamientos  $\gamma WW$  y  $ZWW$  (ver Fig. 2 (a) y (b)), los cuales permitieron comprobar constituyentes importantes del acoplamiento y la masa del bosón  $W$ ; además de determinar pequeños acoplamientos anómalos y establecer una confirmación que el ME es una teoría gauge.

$\bar{p}p$

El descubrimiento del quark charm (Aubert, 1974) en la llamada "November Revolution" (Revolución de Noviembre) y del quark bottom de la tercera familia (aislado en los 70's (Herb, 1977)) fueron de los acontecimientos más importantes de la FPE. En 1995 (Abe, 1995) se sucedió una de las consecuencias más excitantes, la predicción de la masa de quark top que ha sido bien confirmada por la observación directa en el Tevatron.

Hasta ahora, la predicción de la masa del esquivo bosón de Higgs tendrá que ser confirmada por aceleradores más potentes como el LHC, el cual es un acelerador de protón-antiprotón ( ) que alcanza energías del orden de los TeV. Los aceleradores de nueva generación con tecnología de punta, juegan un importante papel en el futuro para el análisis de alta-precisión teórica y experimental en las escalas de energía más allá de aquellas que pueden alcanzarse directamente.

### 4. Física más allá del Modelo Estándar

Actualmente existe la convicción que el ME no es una teoría completa debido a varios interrogantes: ¿Por qué hay tres generaciones de fermiones?, ¿A qué se debe la jerarquía

<sup>2</sup> La exactitud en algunos casos puede llegar a estar por debajo de las millonésimas.



de masas de los fermiones?, ¿La ruptura de la simetría de electrodébil es correcta?, ¿Cuál es la conexión entre los quarks y leptones?, ¿Por qué la carga eléctrica de los quarks aparece cuantizada en unidades de  $1/3$ ?, ¿Cómo incorporar la gravedad dentro del modelo?, etc.

Para solucionar algunos de estos problemas<sup>3</sup> se han planteado extensiones y teorías más generales como lo son: Supersimetría, Dimensiones Extra, Supercuerdas, entre otras. En la actualidad son un campo de intenso estudio y se espera que tarde o temprano alguna teoría sea satisfactoria y que los experimentos con energías del orden de los TeV establezcan una comprobación crucial en la comprensión de la materia y las fuerzas de la naturaleza.

## Bibliografía

- ABE F. et. al. (1995) (CDF Collaboration) Phys. Rev. Lett. 74, 2626.  
 ABE F., et. al., (1999) (CDF Collaboration) Phys. Rev. D59, 052002.  
 AUBERT J.J., et. al., (1974), Phys. Rev. Lett. 33 1404.  
 AUGUSTIN, J. E. et. al., (1974) Phys. Rev. Lett. 33 1406.  
 BORODOULIN, V. I., ROGALYOV L. Y SLABOSPITSKY S. R., 1995, Compendium of Relations, arXiv:hep-ph/9507456.  
 CHEN, T. y LI L., 1984, Gauge theories of elementary particle physics, Oxford University Press.  
 ENGLERT F. y BROUT R., 1964, Phys. Rev. Lett. 13, 321.  
 GLASHOW, S., 1961, Nucl. Phys. 22, 579.  
 GROOM, D.E., et. al., 2000, Review of Particle Physics, The European Physical Journal C15, 1, y referencias.  
 GUNION, J., HABER H., KANE G., 1990, y DAWSON S., The Higgs Hunter's Guide, Addison-Wesley.  
 GURALNIK G.S., HAGEN, C.R. y KIBBLE, T.W.B., Phys. Rev. Lett. 1964, 13, 585.  
 HERB S. W., et. al., (1977) Phys. Rev. Lett., 39, 252.  
 HIGGS, P.W., 1964, Phys. Lett. 12, 132; 1964, Phys. Rev. Lett. 13, 508; 1966, Phys. Rev. 145, 1156.  
 ITZYKSON, C. y ZUBER J.-B., 1980, Quantum Field Theory, McGraw-Hill. Physics series.  
 MARTÍNEZ, R., 2002, "Teoría Cuántica de Campos". Cap. 10, Ed. Unilibros, Universidad Nacional.  
 QUIGG, C., 1993, Gauge Theories of the strong, weak and electromagnetic interactions, Addison-Wesley Publishing Company, 6 ed.  
 SALAM, A., 1968, Elementary Particle Theorie: Relativistic Groups and Analyticity (Nobel Symposium No.8), editado por N. Svartholm, Almqvist & Wiksell, Stockholm, p.367.  
 SPIESBERGER H., SPIRA M., ZERWAS P.M., 2000, The Standard Model: Physical Basis and Scattering Experiments, arXiv:hep-ph/0011255.  
 WEINBERG, S., 1967, Phys. Rev. Lett. 19, 1264.

<sup>3</sup> Especialmente el problema de la unificación de campos.