

Rompimiento de la Simetría Electrodébil y la Física del Higgs: Conceptos Básicos

M. Gomez-Bock¹, M. Mondragón², M. Mühlleitner^{3,4},
R. Noriega-Papaqui¹, I. Pedraza¹, M. Spira³, P.M. Zerwas⁵

¹ Inst. de Física "LRT", Benemérita Univ. Autón. de Puebla, 72570 Puebla, Pue, México

² Inst. de Física, Univ. Nac. Auton. de México, 01000 México D.F., México

³ Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

⁴ Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique Théorique, LAPTH, Annecy-Le-Vieux, France

⁵ Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany

Resumen. Presentamos una introducción a los conceptos básicos del rompimiento de la simetría electrodébil y la física del Higgs dentro del Modelo Estándar y sus extensiones supersimétricas. Se presenta también una breve perspectiva general de mecanismos alternativos del rompimiento de la simetría. Además de las bases teóricas, se discute el estado actual de la física experimental del Higgs y sus implicaciones para futuros experimentos en el LHC y en colisionadores lineales e^+e^- .

1. Introducción

1. Revelar el mecanismo físico responsable del rompimiento de las simetrías electrodébiles, es uno de los problemas principales en la Física de Partículas. Si las partículas fundamentales - leptones, quarks y bosones de norma (gauge)- siguen interactuando débilmente a altas energías, potencialmente cercanas a la escala de Planck, el sector en el cual la simetría electrodébil es rota debe contener uno o más bosones escalares fundamentales de Higgs con masas ligeras del orden de la escala del rompimiento de la simetría $v \sim 246$ GeV. La masa de las partículas fundamentales son generadas a través de la interacción con un campo de fondo escalar de Higgs, el cual es diferente de cero en su estado base [1]. De manera alternativa, el rompimiento de la simetría podría ser generado dinámicamente por nuevas fuerzas fuertes caracterizadas por una escala de interacción $\Lambda \sim 1$ TeV o más alta [2, 3]. Si las simetrías globales de las interacciones fuertes son rotas espontáneamente, los bosones de Goldstone asociados pueden ser absorbidos por los campos de norma (gauge fields), generando las masas de las partículas de norma. Las masas de los leptones y quarks pueden ser generadas a través de interacciones con un condensado de fermiones. Otros mecanismos de rompimiento de las simetrías electrodébiles están asociados con la dinámica en el espacio de dimensiones extra a bajas energías [4].

2. Un mecanismo simple para describir el rompimiento de la simetría electrodébil está incorporado en el Modelo Estándar (SM) [5]. Para acoplar a todos los fenómenos observados, se introduce un campo escalar complejo isodoublet; éste adquiere un valor esperado del vacío no nulo a través de sus auto-interacciones, rompiendo espontáneamente la simetría electrodébil $SU(2)_I \times U(1)_Y$ hasta la simetría electromagnética $U(1)_{EM}$. Las interacciones de los bosones



de norma y los fermiones con el campo de fondo generan las masas de estas partículas. Una componente del campo escalar no se absorbe en este proceso, manifestándose como la partícula física Higgs H .

La masa del bosón de Higgs es el único parámetro desconocido en el sector de rompimiento de simetría del Modelo Estándar, mientras que todos los acoplamientos están fijos por las masas de las partículas, una consecuencia del mecanismo de Higgs *sui generis*. Sin embargo, la masa del bosón de Higgs está acotada de dos maneras. Dado que el auto-acoplamiento cuártico del campo de Higgs crece indefinidamente conforme la energía aumenta, un límite superior a la masa del Higgs puede ser derivado requiriendo que las partículas del SM permanezcan débilmente interactuantes a escalas de Λ [6]. Por otro lado, límites inferiores estrictos a la masa del Higgs provienen de pedir que el vacío del campo electrodébil sea estable [7]. Si el Modelo Estándar es válido hasta la escala de Planck, la masa del Higgs del SM está restringido a un intervalo estrecho entre los 130 y los 190 GeV. Para las masas del Higgs que estén fuera de este intervalo, se esperaría que ocurrieran nuevos fenómenos físicos a escalas Λ entre ~ 1 TeV y la escala de Planck. Para masas del Higgs del orden de 1 TeV, la escala de las nuevas interacciones fuertes sería tan baja como ~ 1 TeV [6, 8].

Las observables electrodébiles están afectadas por la masa del Higgs a través de correcciones radiativas [9]. A pesar de la dependencia logarítmica débil, la alta precisión de los datos electrodébiles, *c.f.* Fig. 1, indican una preferencia por masas ligeras del Higgs cercanas a ~ 100 GeV [10]. A un 95% del nivel de confianza (CL), estos datos requieren un valor para la masa de Higgs menor que ~ 186 GeV. Mediante la búsqueda directa de la partícula Higgs del SM, los experimentos del LEP han fijado un límite inferior de $M_H \gtrsim 114$ GeV sobre la masa del Higgs [11]. Dado que el bosón de Higgs no ha sido encontrado en LEP2, la búsqueda continuará en el Tevatron, que puede alcanzar masas de hasta ~ 140 GeV [12]. El colisionador de protones LHC abarca el rango canónico completo de la masa del Higgs del Modelo Estándar [13]. Las propiedades de la partícula del Higgs pueden ser analizadas con gran precisión en colisionadores lineales e^+e^- [14], y así establecer el mecanismo de Higgs experimentalmente.

3. Si el Modelo Estándar puede encastrarse en una Teoría de Gran Unificación (GUT) a altas energías, la escala natural del rompimiento de la simetría electrodébil se esperaría cercana a la escala de unificación M_{GUT} . La Supersimetría [15] provee una solución a este problema de jerarquías. Las contribuciones cuadráticamente divergentes a las correcciones radiativas a la masa del bosón escalar de Higgs son canceladas por la interferencia destructiva entre los lazos (loops) fermiónicos y bosónicos en las teorías supersimétricas [16]. La Extensión Mínima supersimétrica del Modelo Estándar (MSSM) puede ser obtenida como una teoría efectiva a partir de las teorías supersimétricas de gran unificación. Una indicación fuerte para la realización de este esquema físico en la naturaleza es el excelente acuerdo entre el valor del ángulo de mezcla electrodébil $\sin^2\theta_W$ predicho por la unificación de los acoplamientos de norma y el valor medido experimentalmente. Si los acoplamientos de norma están unificados en la Teoría Mínima Supersimétrica a una escala $M_{GUT} = \mathcal{O}(10^{16}$ GeV), el valor predicho del ángulo de mezcla electrodébil es $\sin^2\theta_W = 0.23120 \pm 0.0017$ [17] para el espectro de masas de las partículas supersimétricas del orden de M_Z a 1 TeV. Esta predicción teórica concuerda muy bien con el resultado experimental $\sin^2\theta_W^{exp} = 0.23120 \pm 0.0015$ [10]; la diferencia entre los dos números es menor que el 2 por mil.

En el MSSM, el sector de Higgs se establece mediante dos dobletes de Higgs [18]. Es necesario que sean dos para poder generar las masas de los fermiones de tipo up y down en una teoría supersimétrica y convertirla en una teoría sin anomalías. El espectro de partículas de Higgs consiste en un quinteto de estados: dos escalares neutrales CP-pares (h, H), un neutral pseudoescalar CP-impar (A), y un par de bosones de Higgs cargados (H^\pm) [19]. Se espera que la masa de los bosones pesados de Higgs H, A, H^\pm sean del orden de v , pero se podrían extender

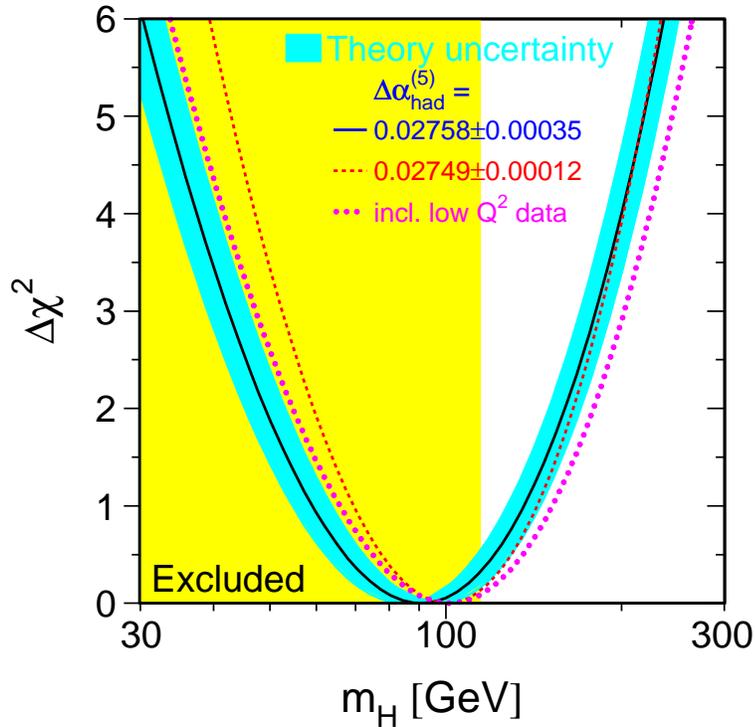


Figura 1. La curva $\Delta\chi^2$ derivada de mediciones electrodébiles de precisión Q^2 -alta, realizadas en el LEP y por SLD, CDF y D0, como función de la masa del bosón de Higgs, suponiendo al Modelo Estándar como la teoría de la naturaleza.

hasta el rango de TeV. Por contraste, dado que los acoplamientos propios cuárticos de Higgs están determinados por los acoplamientos de norma, la masa del bosón de Higgs más ligero h está restringida muy rigurosamente. A nivel árbol, la masa ha sido predicha a ser menor a la masa del Z [19]. Las correcciones radiativas, que aumentan como la cuarta potencia de la masa del top, recorren el límite superior a un valor entre ~ 100 GeV and ~ 140 GeV, dependiendo del parámetro $\tan\beta$, que es la razón de los valores esperados de los dos campos escalares neutrales de Higgs.

Un límite bajo general de 91 GeV ha sido establecido experimentalmente para la partícula de Higgs h por el LEP [11]. La búsqueda de la masa de h en exceso de ~ 100 GeV y la búsqueda para el bosón pesado de Higgs continúan en el Tevatron, el LHC y el colisionador lineal e^+e^- .

4. Un bosón ligero de Higgs también puede ser generado como un (pseudo-)bosón de Goldstone mediante el rompimiento de la simetría global de nuevas interacciones. Alternativamente a la supersimetría, las divergencias cuadráticas podrían ser canceladas mediante los nuevos compañeros de las partículas del Modelo Estándar que no difieran en su carácter fermiónico/bosónico. Los esquemas de simetría restringen a los acoplamientos de tal forma que las cancelaciones se logran de una manera natural. Tales escenarios se realizan en Modelos de Higgs Pequeños (Little Higgs Models) [3] los cuales predicen un gran conjunto de nuevas partículas SM dentro del rango de masas de unos cuantos TeV's.

5. Las amplitudes de la dispersión elástica de bosones vectoriales masivos crecen indefinidamente con la energía si son calculadas en una expansión perturbativa del acoplamiento débil de una teoría de norma no-Abeliana. Como resultado, se viola la unitaridad más allá de una

escala crítica de energía ~ 1.2 TeV. Aparte de introducir un bosón ligero de Higgs, este problema se puede también resolver suponiendo que el bosón W se vuelve fuertemente interactuante a energías de TeV, y por lo tanto amortiguando el aumento de las amplitudes de la dispersión elástica. Naturalmente, las fuerzas fuertes entre los bosones W pueden atribuirse a nuevas interacciones fundamentales caracterizadas por un escala del orden de 1 TeV [2]. Si la teoría fundamental es invariante quiral globalmente, esta simetría puede romperse espontáneamente. Los bosones de Goldstone asociados con el rompimiento espontáneo de la simetría pueden ser absorbidos por bosones de norma para generar sus masas y para establecer los grados de libertad longitudinales de sus funciones de onda.

Dado que los bosones W longitudinalmente polarizados están asociados con modos de Goldstone del rompimiento de la simetría quiral, las amplitudes de dispersión para el bosón W_L pueden ser predichas para altas energías, mediante una expansión sistemática de la energía. El término principal está libre de parámetros, una consecuencia del mecanismo de rompimiento de la simetría quiral *per se*, el cual es independiente de la estructura particular de la teoría dinámica. Los términos de orden superior en la expansión quiral sin embargo están definidos por la estructura detallada de la teoría fundamental. Con el aumento de energía se espera que la expansión quiral diverja y se podrían generar nuevas resonancias en la dispersión WW a escalas de masa entre 1 y 3 TeV's. Este esquema es análogo a la dinámica del pión en QCD, donde las amplitudes de umbral pueden ser predichas en una expansión quiral, mientras que a altas energías las resonancias vectoriales y escalares se forman en la dispersión $\pi\pi$. Este escenario puede ser estudiado en los experimentos de dispersión WW , donde los bosones W son radiados, como partículas cuasi-reales [20], emitidas por quarks de alta energía en el haz de protones en el LHC [13], [21–24] o emitidas por electrones y positrones en Colisionadores Lineales TeV [14, 25, 26].

6. También en teorías con dimensiones espaciales extra, las simetrías electrodébiles pueden ser rotas sin introducir campos escalares fundamentales adicionales, lo que lleva también a teorías sin Higgs. Dado que en las teorías de 5-dimensiones las funciones de onda se expanden por una quinta componente, las simetrías pueden ser rotas eligiendo apropiadamente las condiciones a la frontera para esta componente del campo [4]. La componente escalar adicional del campo original de norma penta-dimensional es absorbida para generar las torres masivas de Kaluza-Klein de los campos de norma en cuatro dimensiones. El intercambio adicional de estas torres en la dispersión WW disminuye la amplitud de dispersión del Modelo Estándar y permite en principio extender la teoría a energías mayores al límite de unitaridad de 1.2 TeV de los escenarios sin Higgs. Sin embargo, hasta el momento no es claro si modelos realistas de este tipo pueden ser contruidos de tal forma que den lugar a amplitudes de dispersión elástica WW suficientemente pequeñas para ser compatibles con la unitaridad perturbativa [27].

7. Este reporte está dividido en tres partes. Una introducción básica y un resumen de los principales resultados teóricos y experimentales del sector de Higgs en el Modelo Estándar se presentan en la siguiente sección. También describiremos el futuro de la búsqueda del Higgs en los colisionadores hadrónicos y e^+e^- . De la misma forma en la sección que le sigue, se discutirá el espectro del Higgs de las teorías supersimétricas. Finalmente, las principales características de las interacciones fuertes WW y su análisis en los experimentos de dispersión WW se presentarán en la sección final.

Sólo los elementos básicos del rompimiento de la simetría electrodébil y el mecanismo de Higgs son examinados en este reporte. Otros aspectos pueden ser encontrados en la referencia [28] y los reportes reunidos en [29], sobre los cuales está basado este reporte.

2. El Sector de Higgs del Modelo Estándar

2.1. El Mecanismo de Higgs

A energías altas, la amplitud para la dispersión elástica de bosones W masivos, $WW \rightarrow WW$, crece indefinidamente con la energía para partículas linealmente polarizadas longitudinalmente, Fig. 2a. Esta es una consecuencia del crecimiento lineal de la función de onda longitudinal W_L , $\epsilon_L = (p, 0, 0, E)/M_W$, con la energía de la partícula. A pesar de que el término de la amplitud de dispersión que aumenta con la cuarta potencia de la energía se cancela debido a la simetría de norma no-Abeliana, la amplitud permanece cuadráticamente divergente en la energía. Por otro lado, la unitaridad requiere que las amplitudes de dispersión elástica de las ondas parciales J estén acotadas por $\Re e A_J \leq 1/2$. Aplicado a la amplitud asintótica de la onda S , $A_0 = G_{Fs}/8\pi\sqrt{2}$, del canal de isospin-cero $2W_L^+W_L^- + Z_LZ_L$, la cota [30]

$$s \leq 4\pi\sqrt{2}/G_F \sim (1.2 \text{ TeV})^2 \quad (1)$$

a la energía del c.m. \sqrt{s} puede ser derivada para la validez de una teoría de bosones masivos de norma débilmente acoplados.

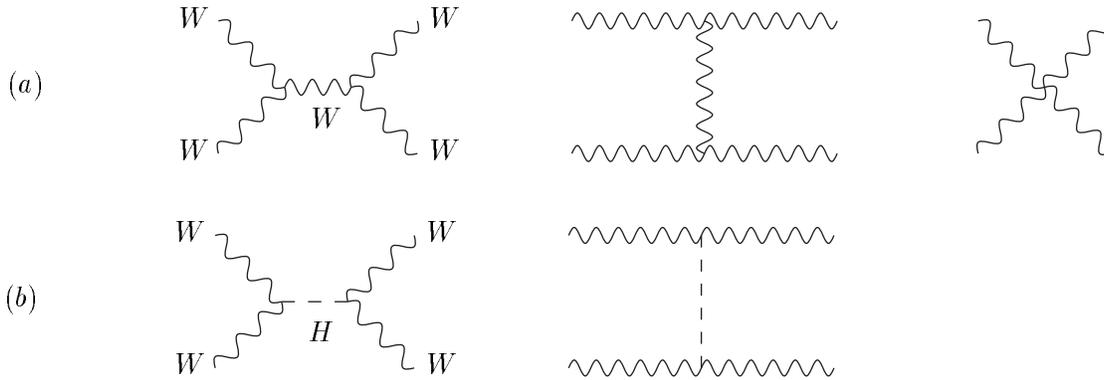


Figura 2. Diagramas genéricos para la dispersión elástica WW : (a) dinámica norma-bosón pura, y (b) el intercambio Higgs-bosón.

Sin embargo, el aumento cuadrático de la energía puede ser amortiguado si se intercambia una nueva partícula escalar, Fig. 2b. Para lograr la cancelación, el tamaño del acoplamiento debe estar dado por el producto del acoplamiento de norma con la masa del bosón de norma. Para altas energías, la amplitud $A'_0 = -G_{Fs}/8\pi\sqrt{2}$ cancela exactamente la divergencia cuadrática de la amplitud pura del bosón de norma A_0 . Por lo tanto, la unitaridad puede restaurarse introduciendo una partícula de Higgs débilmente acoplada.

De la misma forma, la divergencia lineal de la amplitud $A(f\bar{f} \rightarrow W_LW_L) \sim gm_f\sqrt{s}$ para la aniquilación de un par fermión–antifermión a un par de bosones de norma longitudinalmente polarizados, puede ser aminorada añadiendo el intercambio del Higgs al intercambio de bosón de norma. En este caso la partícula de Higgs debe acoplarse proporcionalmente a la masa m_f del fermión f .

Estas observaciones pueden ser resumidas en una regla¹: *Una teoría de bosones de norma y fermiones masivos que están débilmente acoplados a muy altas energías, requiere, por unitaridad,*

¹ La regla parece ser válida aún si las teorías en más de cuatro dimensiones son incluidas.