

La estructura del protón y el LHC

F. Barreiro, C. Glasman, J. del Peso y J. Terrón

Universidad Autónoma de Madrid

Las interacciones entre los constituyentes elementales de la materia, quarks y leptones, se entienden en la actualidad, en el marco del llamado Modelo Estándar (ME) basado en el grupo de simetría $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$. Las tres interacciones básicas: fuertes, electromagnéticas y débiles están mediadas por bosones gauge: gluones, fotones y el triplete de bosones $Z^0, W^\pm$ respectivamente. En este contexto, estos últimos adquieren masa mediante el mecanismo de rotura espontánea de la simetría gracias a un potencial de Higgs. El bosón de Higgs aún no ha sido encontrado. La introducción de una partícula escalar en la teoría es problemática. Las correcciones cuánticas a su masa divergen cuadráticamente. Toda una serie de teorías basadas en ideas desde atrevidas a extravagantes, pretenden explicar cómo domesticar estas divergencias. Muchas de ellas, además de predecir un rico espectro de nuevas partículas pesadas, apuntan a una gran unificación de los acoplos de las interacciones antes citadas a una escala próxima a la de Planck. Una posible unificación con la gravedad sería posible a esa escala. La más popular de todas ellas es la de supersimetría, que establece una asociación de fermiones con bosones.

El "Large Hadron Collider (LHC)", entrará en funcionamiento en el otoño del 2007 en el Laboratorio Europeo de Física de Partículas, CERN, en Ginebra. En él se estudiarán las interacciones de dos haces de protones a una energía en el centro de masas sin precedentes, 14 TeV. Es creencia generalizada que el LHC arrojará luz sobre nuestra comprensión del mecanismo de rotura espontánea de la simetría. Los dos detectores multipropósito, ATLAS y CMS, que han sido aprobados para la toma de datos en el LHC, han sido diseñados para detectar los distintos modos de desintegración esperados para el bosón de Higgs. Además jugarán un papel clave en desentrañar la física a la escala de 1 TeV. De hecho la construcción de estos detectores ha seguido criterios tan estrictos, por ejemplo en hermeticidad, que si la masa de las partículas supersimétricas cae en el rango antes citado, serán sin duda alguna descubiertas poco tiempo después de la entrada en funcionamiento del LHC.

Por supuesto, la gran mayoría de los "sucesos" observados en el LHC corresponderá a la producción de muchos "jets" de acuerdo con las predicciones de la Cromodinámica Cuántica (QCD). Por tanto, el reto que se plantea es el de discernir la aparición de secciones eficaces pequeñas,

debidas a nueva física, de la realidad asociada a procesos conocidos con secciones eficaces dominantes.

A éste fin, es necesario conocer con precisión las densidades partónicas, es decir de quarks y gluones, en el protón. Precisamente éste es el objetivo de HERA, el colisionador de electrones y protones de DESY, Hamburgo, que el próximo verano concluirá una larga vida de más de una década de toma de datos. El propósito de éste artículo es contar la historia de ésta transición, la del super microscopio electrónico HERA, con un poder de resolución mejor que 1 am, al LHC.

HERA: el acelerador y los detectores

HERA entró en funcionamiento en 1992 haciendo colisionar electrones o positrones de 27.5 GeV con protones de 820-920 GeV, permitiendo el estudio de la dispersión profundamente inelástica (Deep Inelastic Scattering, DIS) a valores de $Q^2(x)$ dos órdenes de magnitud por encima (resp. por debajo) de aquéllos observados anteriormente, fig. 3.

Entre los años 2000 al 2004 se introdujeron varias mejoras en el complejo de aceleradores que permitieron, no sólo aumentar la luminosidad, fig. 1, sino también disponer de haces de leptones polarizados longitudinalmente.

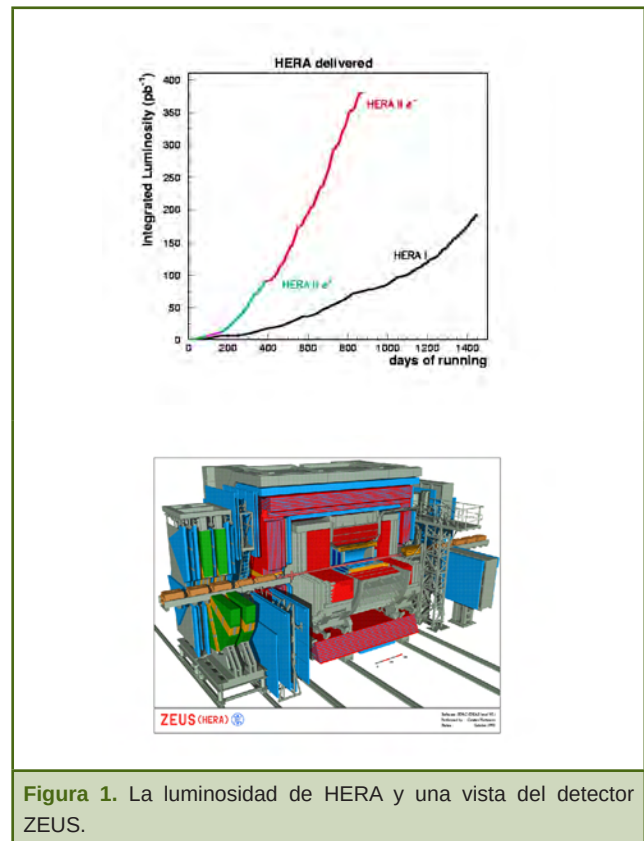


Figura 1. La luminosidad de HERA y una vista del detector ZEUS.

La Física de la Dispersión Profundamente Inelástica

En el modelo quark (QPM), la interacción de un electrón con un protón, $|p\rangle = |uud\rangle$, la entendemos como mediada por el intercambio de una corriente electrodébil que golpea a uno de los quarks constituyentes del protón, u , d . Los estados hadrónicos finales resultan de la fragmentación de una cuerda de color que une el quark de “corriente” con el diquark “espectador” o remanente.

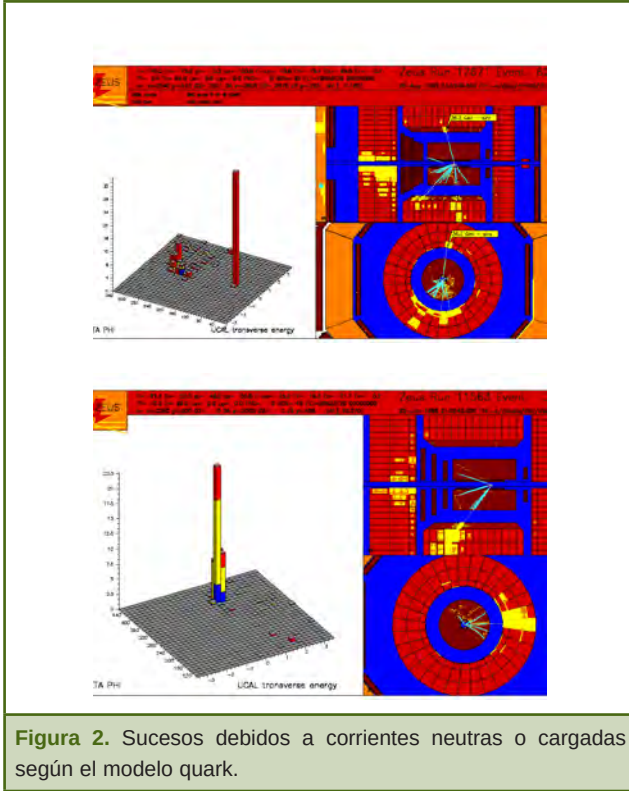


Figura 2. Sucesos debidos a corrientes neutras o cargadas según el modelo quark.

En la fig. 2 mostramos ejemplos de sucesos asociados a una corriente neutra (NC) o cargada (CC). Junto con el leptón dispersado y el chorro golpeado por la corriente, podemos observar un flujo continuo de energía entre el eje del chorro y el protón.

En teoría perturbativa, las correcciones de orden alto vienen dadas por los procesos de QCD Compton y de Fusión Bosón Gluón. Este último, dominante a bajos valores de x , representa una fuente copiosa de producción de quarks pesados, en particular quarks con encanto, c . En estos estados finales, $(\gamma^*/W) + g \rightarrow q\bar{q}$, los hadrones resultan de la fragmentación de las dos cuerdas de color que unen el quark (antiquark) con el diquark (quark que emitió el gluón) del protón, ocupando todo el espacio de fases en “rapidity”, [1].

La función de estructura del protón

En HERA, estamos interesados en estudiar corrientes neutras (NC):

$$e^\pm + p \rightarrow e^\pm + X$$

y cargadas:

$$e^\pm + p \rightarrow \nu + X$$

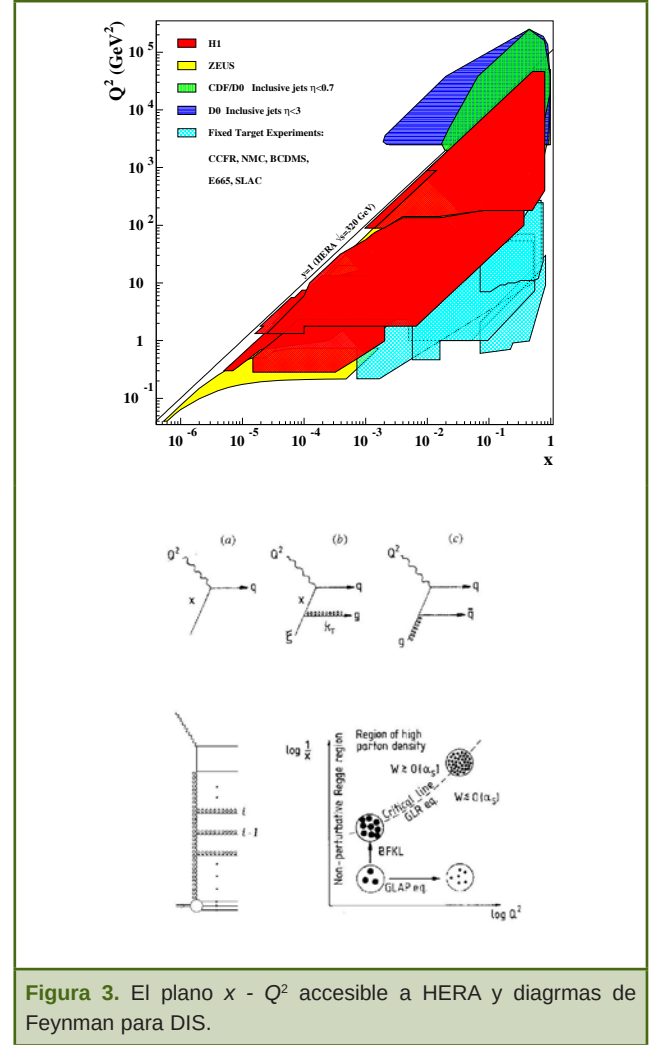


Figura 3. El plano $x - Q^2$ accesible a HERA y diagramas de Feynman para DIS.

La sección eficaz diferencial para las primeras puede escribirse a nivel Born como:

$$\frac{d^2 \sigma_{Born}^{NC}(e^\pm p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[Y_+ F_2^{NC}(x, Q^2) \mp Y_- x F_3^{NC}(x, Q^2) - y^2 F_L^{NC}(x, Q^2) \right]$$

siendo Q^2 la masa del bosón virtual intercambiado, x la variable de Bjorken, que puede interpretarse como la fracción del impulso lineal del protón asociado al quark golpeado, $\alpha(Q^2 = 0) \simeq 1/137$ la constante de estructura fina, e $Y_{\pm} = 1 \pm (1 - y)^2$ con $y = Q^2/sx$. Las funciones de estructura F_2^{NC} y xF_3^{NC} para haces no polarizados vienen dadas a primer orden de teoría perturbativa como:

$$F_2^{NC} = \frac{1}{2} \sum_f xq_f^+ \left[(V_f^L)^2 + (V_f^R)^2 + (A_f^L)^2 + (A_f^R)^2 \right] \quad (4)$$

$$xF_3^{NC} = \sum_f xq_f^- \left[V_f^L A_f^L - V_f^R A_f^R \right] \quad (5)$$

donde la suma se extiende a los distintos sabores de quarks $f = u, \dots, b$ y siendo $xq_f^{\pm} = xq_f(x, Q^2) \pm x\bar{q}_f(x, Q^2)$ y $xq_f(x\bar{q}_f)$ las distribuciones del impulso de los quarks (anti-quarks) en el protón. A este orden, tenemos que $F_L^{NC} = 0$. Podemos escribir las funciones V_f y A_f como:

$$V_f^{L,R} = e_f - (v_e \pm a_e) v_f \chi_z(Q^2) \quad (6)$$

$$A_f^{L,R} = - (v_e \pm a_e) a_f \chi_z(Q^2) \quad (7)$$

donde los acoplos débiles, $a_i = T_i^3$ y $v_i = T_i^3 - 2e_i \sin \theta_w$, son funciones del isospin débil, $T_i^3 = \frac{1}{2}(-\frac{1}{2})$ para u, v (d, e), y del ángulo de Weinberg, θ_w ; e_i es la carga eléctrica en unidades de la del positrón; y χ_z es proporcional a la razón de los propagadores del bosón Z^0 y del fotón:

$$\chi_z = \frac{1}{4 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w} \frac{Q^2}{Q^2 + M_z^2} \quad (8)$$

Las medidas de F_2 [2, 3, 4, 5, 6], se han realizado hasta ahora con haces no polarizados tal y como se representan en la fig.4 junto con los resultados de ajustes a QCD. Generalmente uno empieza parametrizando las distribuciones partónicas para quarks de valencia u, d así como para quarks del mar y gluones a un valor moderado de $Q_0^2 \sim 2 - 4 \text{ GeV}^2$ como en [7, 8, 9, 10]:

$$xf(x) = p_1 \cdot x^{p_2} \cdot (1 - x)^{p_3} \cdot (1 + p_4 \sqrt{x} + p_5 \cdot x) \quad (9)$$

y las hace evolucionar de acuerdo con las ecuaciones de DGLAP [11]. Los parámetros p_i con $i = 1, 5$ resultan de los ajustes. Algunos de ellos están sujetos a ciertas reglas de suma.

En la fig. 4 se pueden apreciar con bastante claridad las violaciones de escala. En particular se puede observar como la función de estructura exhibe un fuerte crecimiento a bajos valores de x . Estas características son compartidas por F_2^{charm} [12]. Las densidades gluónicas pueden ser determinadas

con una precisión de varios por ciento a altos valores de Q^2 [13], [14].

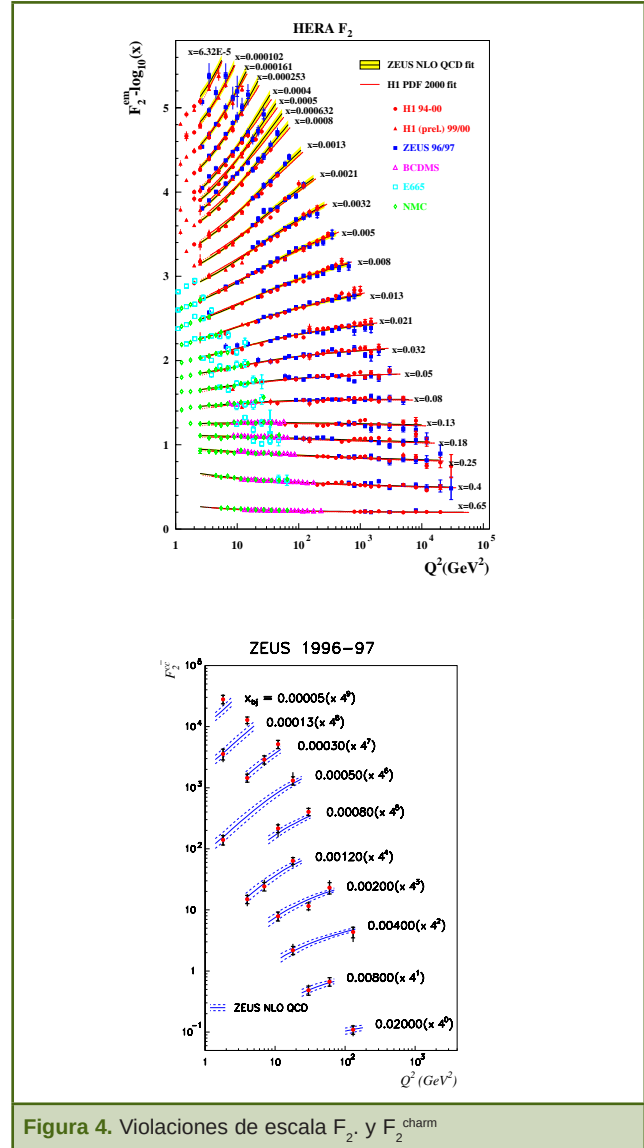


Figura 4. Violaciones de escala F_2 y F_2^{charm}

Los autores de [15] han propuesto parametrizaciones de las parte singlete y no-singlete de la función de estructura del protón que describen los datos de F_2 de 1994 con sólo cuatro parámetros. Se basan en la hipótesis de que a medida que $x \rightarrow 0$

y

$$F_{NS}(x, Q^2) \underset{x \rightarrow 0}{=} B_{NS}(Q^2) \cdot x^{\lambda_{NS}(Q^2)} \quad (10)$$

$$F_S(x, Q^2) \underset{x \rightarrow 0}{=} B_S(Q^2) \cdot x^{-\lambda_S(Q^2)} \quad (11)$$

de modo que la dependencia de $B(Q^2)$, $\lambda(Q^2)$ con Q^2 se relaciona con los momentos para un valor de n en el que divergen.

Los resultados que pueden encontrarse en [16, 17, 18] indican que λ_{NS} y λ son independientes de Q^2 , con $\lambda_{NS} < 1$ y $\lambda_S > 0$, y más aún:

$$B_{NS}(Q^2) = B_{NS} \cdot [\alpha_s(Q^2)]^{-d + (1 + \lambda)} \quad (12)$$

y

$$B_S(Q^2) = B_S \cdot [\alpha_s(Q^2)]^{-d + (1 + \lambda)} \quad (13)$$

Además, la densidad de gluones debe ser proporcional a la parte singlete de la función de estructura:

$$F_G(x, Q^2) = B_G(Q^2) \cdot x^{-\lambda_S} \quad (14)$$

con

$$B_G(Q^2) = \frac{d + (1 + \lambda_S) - D_{11}(1 + \lambda_S)}{D_{12}(1 + \lambda_S)} \cdot B_S(Q^2) \quad (15)$$

siendo $d_+(n)$ el máximo autovalor de la matriz de dimensiones anómalas $\mathbf{D}(n)$.

En la fig. 5 comparamos éstas predicciones, incluyendo correcciones NLO, con los datos más recientes. La densidad de gluones resultante aparece en la fig. 6 junto con predicciones de R , la función de estructura longitudinal normalizada.

En resumen, las predicciones de QCD a NLO para la función de estructura del protón están en buen acuerdo con los datos experimentales en un rango de valores en el plano x, Q^2 sin precedentes. El debate sobre cómo incluir los llamados efectos de BFKL [19] a bajo x está cerrado [20]. Varios grupos teóricos trabajan en la tarea de incluir los efectos a NNLO calculados por Vermaseren y colaboradores [21].

Tests del sector electrodébil

Las medidas de corrientes neutras (NC) y cargadas (CC) no solamente permiten comprobaciones precisas de la Cromodinámica Cuántica sino también de la unificación electrodébil, en un dominio complementario al explorado con éxito en LEP.

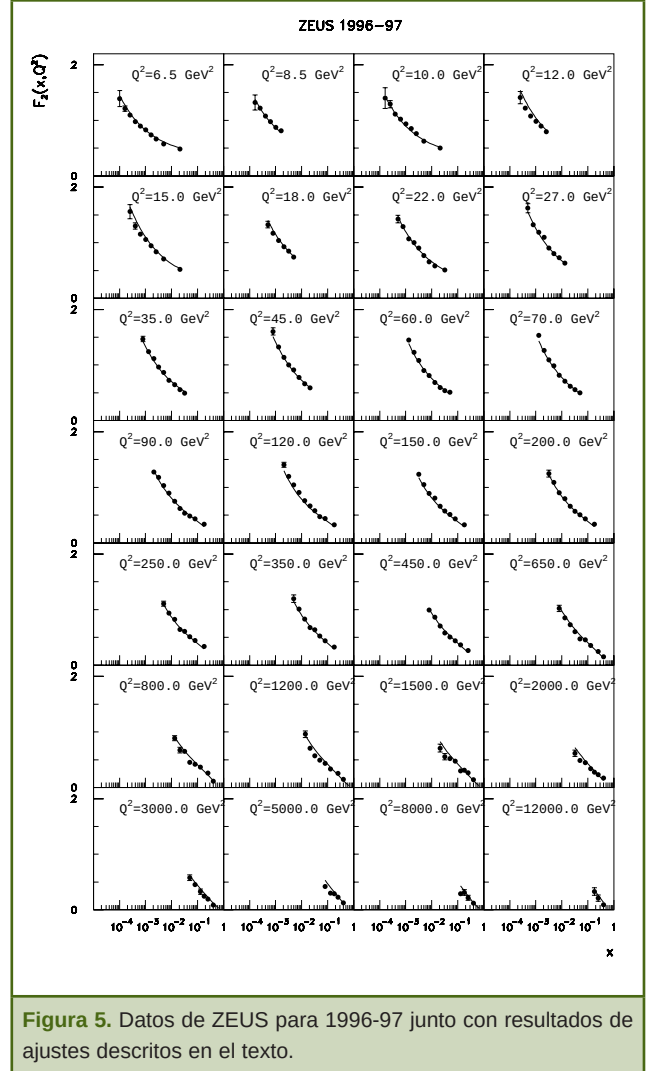


Figura 5. Datos de ZEUS para 1996-97 junto con resultados de ajustes descritos en el texto.

La sección eficaz diferencial Born para CC viene dada por:

$$\frac{d^2 \sigma_{Born}^{CC}(e^+p)}{dx dQ^2} = (1 + P) \frac{G_F^2}{4\pi x} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right) \cdot [Y_+ F_2^{CC}(x, Q^2) \mp Y_- x F_3^{CC}(x, Q^2) - y^2 F_L^{CC}(x, Q^2)] \quad (16)$$

donde G_F es la constante de Fermi y M_W es la masa del bosón W . La polarización longitudinal del haz se define como:

$$P = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L}$$

siendo N_R (N_L) el número de leptones dextrógiros (resp. levógiros) en el haz.

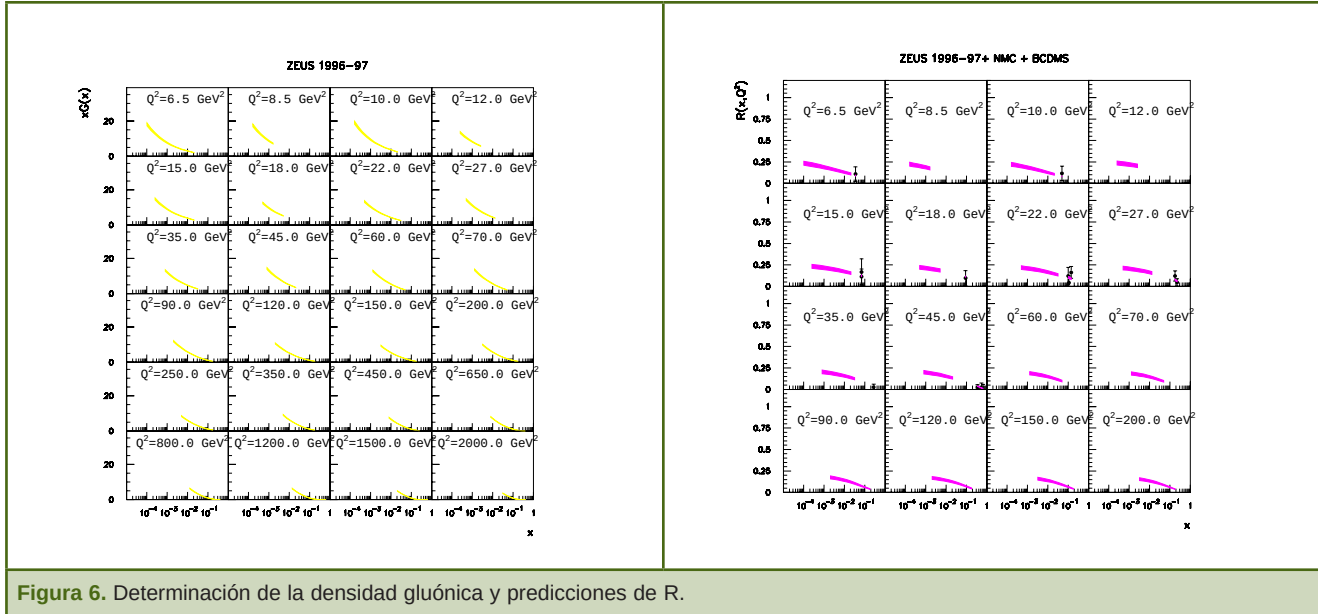


Figura 6. Determinación de la densidad gluónica y predicciones de R .

En la parte derecha de la fig. 7 mostramos las secciones eficaces para NC y CC en función de Q^2 . El comportamiento a bajo Q^2 es muy diferente, como esperamos de las ecuaciones 3 y 16. Los efectos del propagador del W son visibles en los datos. A alto Q^2 ambas distribuciones convergen. Esta es la mejor ilustración que puede darse de la unificación electrodébil.

El hecho de que HERA pueda polarizar los haces longitudinalmente, nos permite hacer tests precisos de la natura-

leza quiral de la teoría. En la parte izquierda de la figura 7 mostramos que la sección eficaz para CC en función de la polarización del haz está en excelente acuerdo con las predicciones del modelo estándar.

A partir de estos datos puede inferirse la masa de bosón W . El objetivo final es obtener una precisión de 100 MeV, una manera alternativa a las medidas directas en LEP y el Tevatrón.

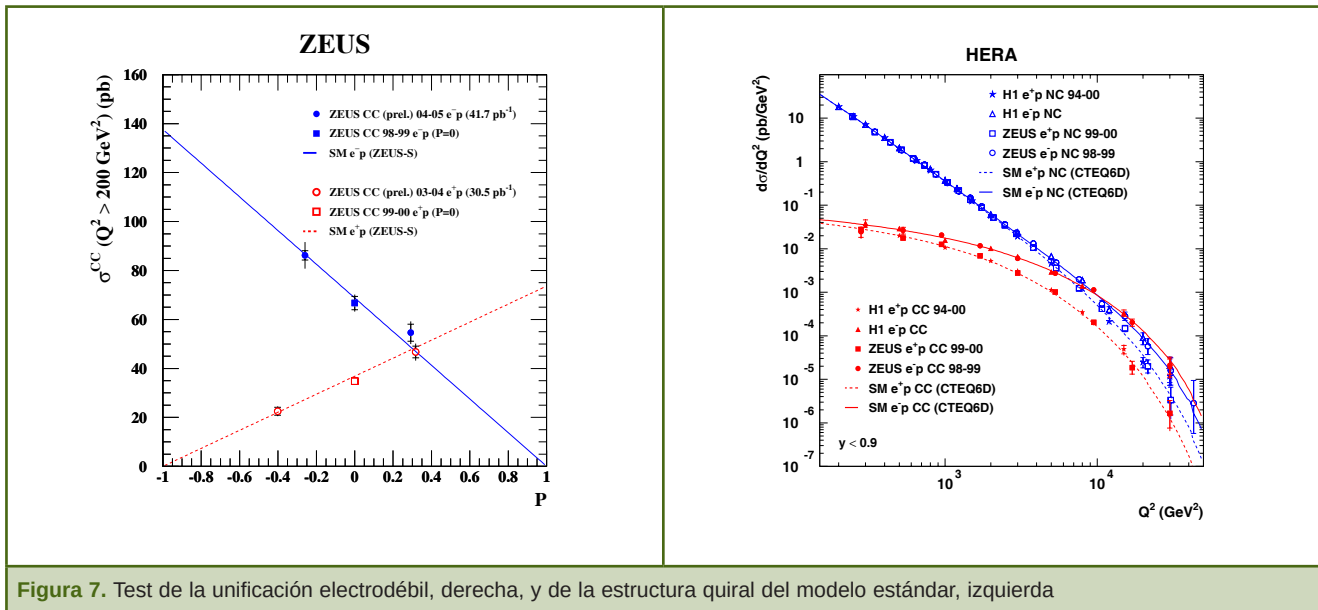


Figura 7. Test de la unificación electrodébil, derecha, y de la estructura quiral del modelo estándar, izquierda

La producción de chorros en colisiones ep

La producción de chorros (“jets”) en NC ep scattering a alto Q^2 proporciona otro campo donde someter a prueba la validez de QCD. Las predicciones de QCD en teoría perturbativa (pQCD) vienen dadas por la convolución de elementos de matriz para procesos a dos cuerpos con las densidades partónicas (PDFs). Los elementos de matriz describen la estructura de la interacción a distancias cortas y son calculables a cada orden en pQCD, mientras que las PDFs describen el comportamiento del protón a distancias grandes.

La evolución de las PDFs con la escala a la que son probadas sigue las ecuaciones del grupo de renormalización [11]. La determinación de las PDFs requieren de medidas experimentales como hemos discutido en la sección anterior [8, 9, 10]. Ellas a su vez permiten entender la producción de chorros a partir de las predicciones que hace QCD perturbativa para el comportamiento a distancias cortas de las interacciones partónicas.

Los estados hadrónicos finales en NC DIS pueden contener chorros con mucha energía transversa además del remanente del protón incidente.

Un algoritmo que identifique estos chorros ha de distinguir entre estos dos tipos de chorros. Con este fin el sistema de referencia de Breit [22] resulta conveniente. En él, el bosón virtual intercambiado γ , Z es espacial, con trimomento $\mathbf{q} = (0,0,-Q)$. Al orden más bajo, éste bosón virtual es absorbido por uno de los quarks del protón, que es dispersado hacia atrás con momento transverso nulo respecto a la dirección γ , Z , mientras que el remanente del protón sigue la dirección del quark golpeado original. A primer orden en la constante de acoplo fuerte, α_s , los procesos BGF, $(\gamma^*, Z) + g \rightarrow q\bar{q}$, y Compton-QCD, $(\gamma^*, Z) + q \rightarrow qg$, dan lugar a un par de chorros duros con impulsos transversos iguales y de signo opuesto. La producción de chorros en el sistema de Breit es por tanto sensible a procesos duros a dos cuerpos. El algoritmo llamado de agrupamiento en k_T [23] es eficiente en estos estudios.

La figura 8 muestra las medidas de las secciones eficaces diferenciales para la producción inclusiva de chorros con mucha energía transversa en el sistema de Breit [24]. Los cálculos en pQCD a primer orden [25] describen correctamente los datos y permiten una determinación precisa de la constante de acoplo fuerte α_s [24]:

$$\alpha_s(M_Z) = 0.1212 \pm 0.0017(\text{stat.})_{-0.0031}^{+0.0023}(\text{syst.})_{-0.0027}^{+0.0028}(\text{th.})$$

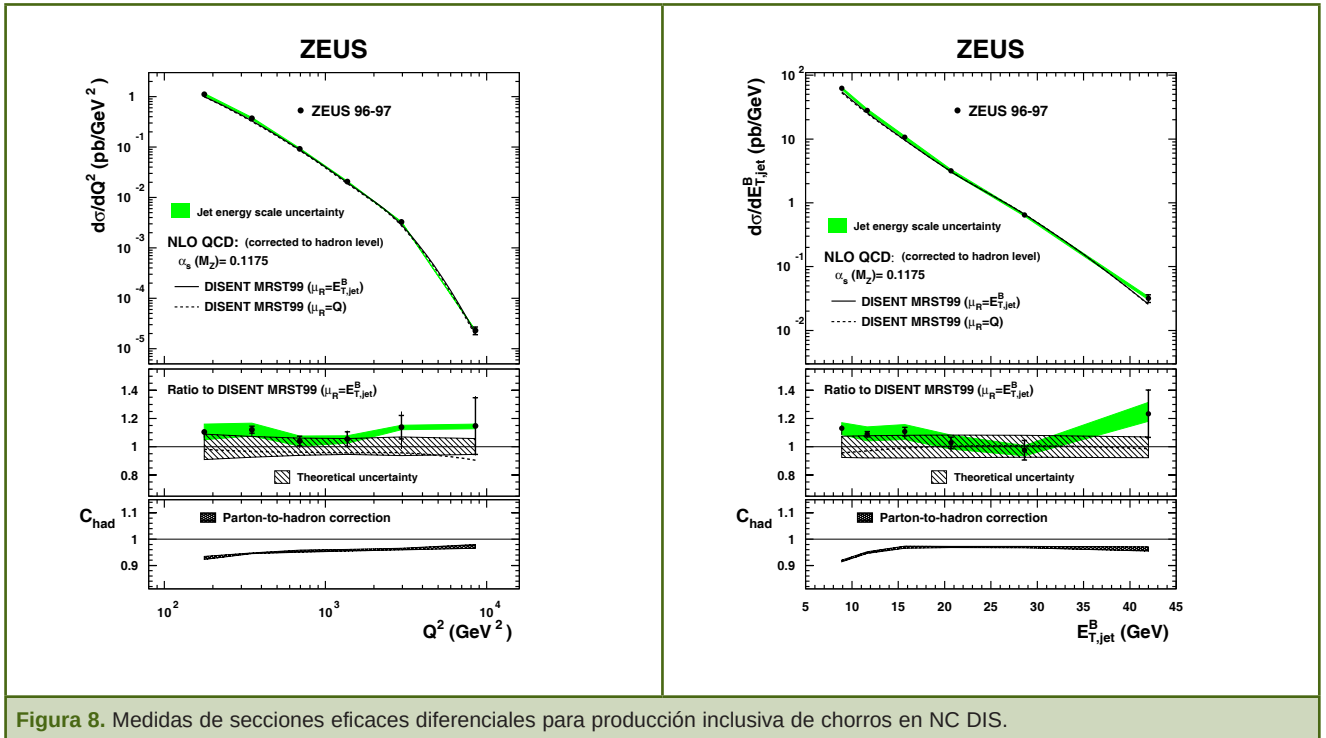


Figura 8. Medidas de secciones eficaces diferenciales para producción inclusiva de chorros en NC DIS.

Más aún, las predicciones de QCD sobre la dependencia de α_s con la escala de energía han podido ser contrastadas usando medidas de las secciones eficaces antes citadas a distintos valores de E_T^{jet} [26]. Los valores resultantes para $\alpha_s(E_T^{\text{jet}})$ pueden compararse con las predicciones de las ecuaciones del grupo de renormalización aplicadas a la media mundial $\alpha_s(M_Z)$, véase la fig. 9. El acuerdo es excelente. En la figura 10 presentamos una compilación de medidas de $\alpha_s(M_Z)$ a partir de distintas medidas realizadas en HERA [26].

Los datos de HERA han permitido contrastar la naturaleza no abeliana de QCD. Mientras que las duchas electromagnéticas iniciadas por un electrón o un fotón son idénticas, una cascada partónica iniciada por un quark no es idéntica a una iniciada por un gluón. La parte derecha de la figura 10 ilustra la prueba experimental de éste último aserto. Los chorros de gluones, debido al acoplo $g \rightarrow gg$, son más anchos que los de quarks, seleccionados en éste caso a partir de estados finales $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$.

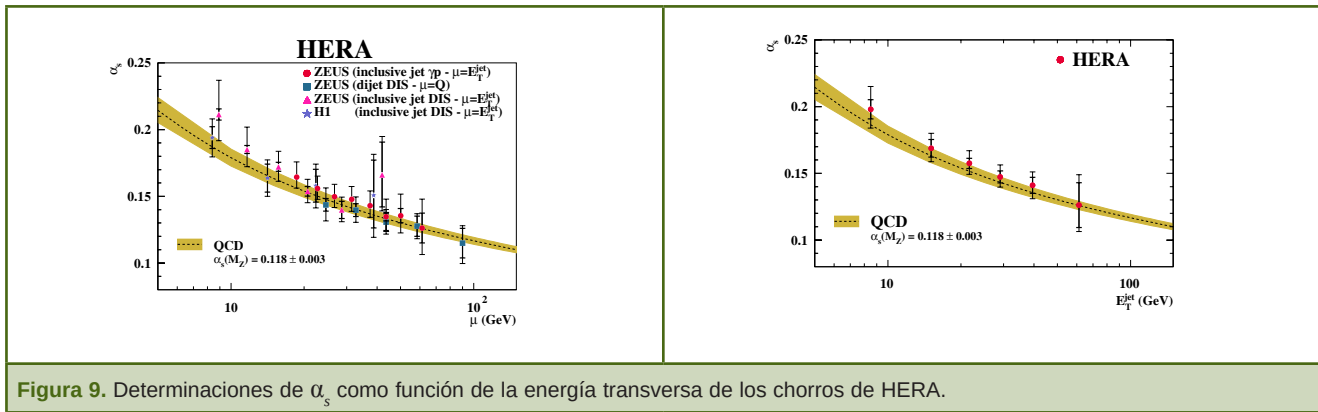


Figura 9. Determinaciones de α_s como función de la energía transversa de los chorros de HERA.

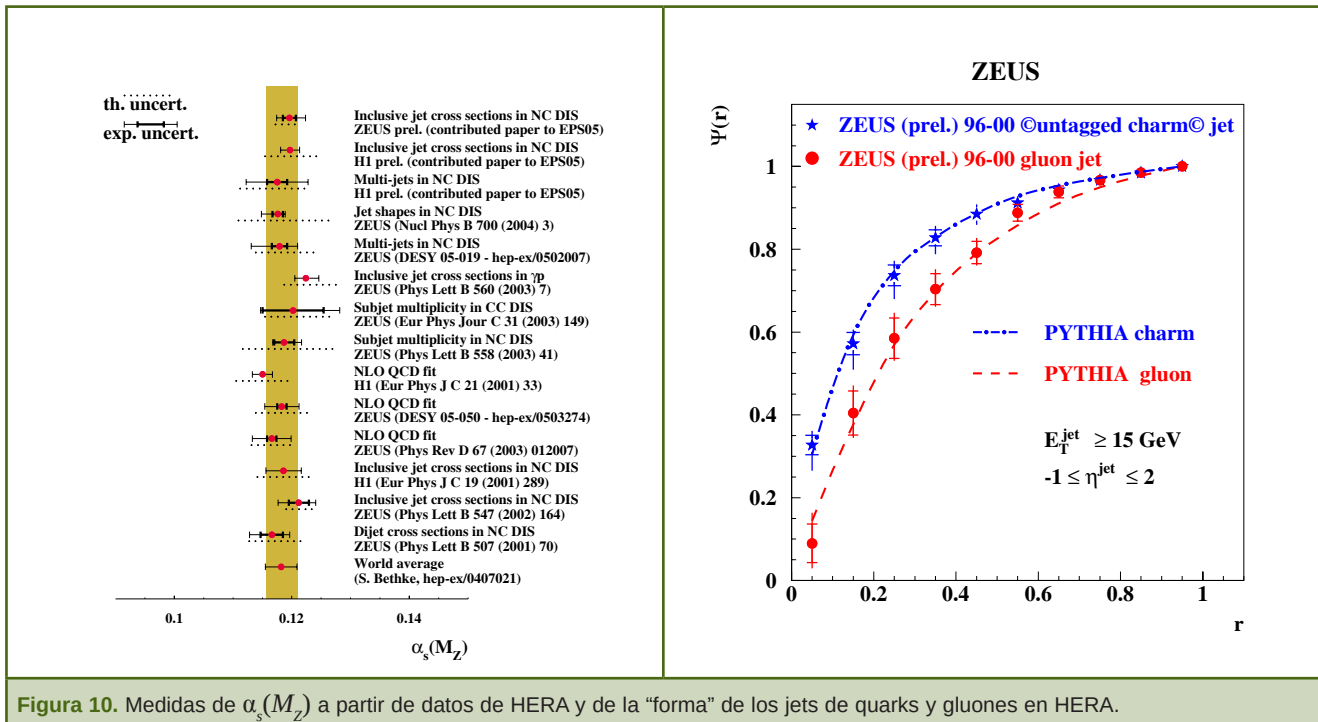


Figura 10. Medidas de $\alpha_s(M_Z)$ a partir de datos de HERA y de la "forma" de los jets de quarks y gluones en HERA.

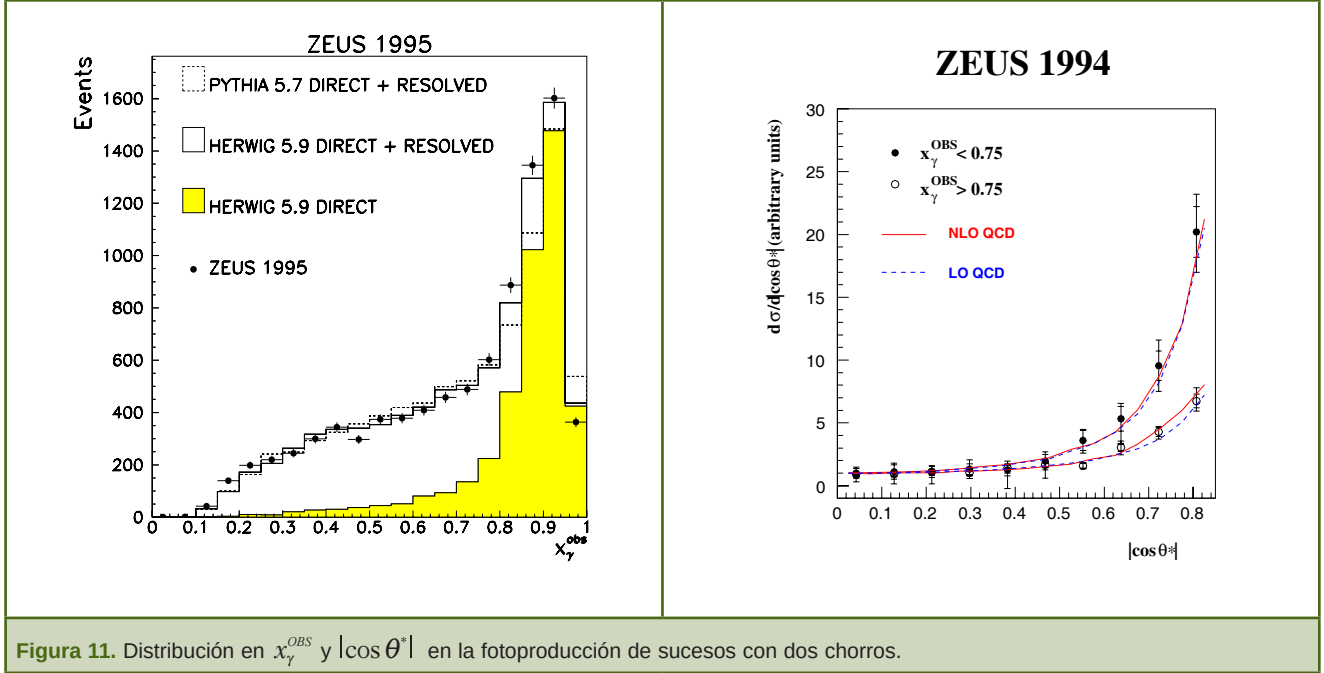


Figura 11. Distribución en x_γ^{OBS} y $|\cos \theta^*|$ en la fotoproducción de sucesos con dos chorros.

Como el haz de leptones es una fuente copiosa de fotones casi reales ($Q^2 \sim 0$), HERA también puede ser considerado como un colisionador de fotones y protones, permitiendo así el estudio de los procesos duros en fotoproducción. Se observa que los mecanismos dominantes de producción de chorros son dos: el proceso “directo”, en el cual el fotón incidente se acopla directamente con los partones en el protón ($\gamma q \rightarrow qg, \gamma g \rightarrow q\bar{q}$), y el proceso “resuelto”, en el cual el contenido partónico del fotón interactúa con los partones en el protón (por ejemplo, $q_\gamma g_p \rightarrow qg$). Es posible separar los sucesos resultantes de dichos procesos usando la variable x_γ , que representa la fracción de impulso del fotón que se invierte en la producción del sistema de chorros. La medida de la distribución en x_γ^{OBS} (véase la fig. 11) muestra un pico en $x_\gamma^{OBS} \sim 1$ debido al proceso “directo” y una cola que se extiende hasta $x_\gamma^{OBS} \sim 0.1$ debida al proceso “resuelto”. La dinámica subyacente a dichos procesos se ha puesto de manifiesto de maneras diversas, entre las que destaca la distribución en el ángulo polar de dispersión de los chorros en el sistema centro de masas. La contribución dominante en el proceso “resuelto” es debida al intercambio de gluones, dando lugar a una dependencia angular similar a la de la dispersión Rutherford, $d\sigma/d|\cos \theta^*| \sim 1/(1 - |\cos \theta^*|)^2$. En cambio, la contribución dominante en el proceso “directo” es debida al intercambio de quarks, dando lugar a una dependencia angular distinta a la anterior $d\sigma/d|\cos \theta^*| \sim 1/(1 - |\cos \theta^*|)^1$. Los efectos debidos a los diferentes espines de las partículas intercambiadas (fermiones frente a bosones) se muestran en la figura 11: el intercambio de gluones induce un crecien-

to mucho mayor que la debida a los quarks en la sección eficaz diferencial cuyo $|\cos \theta^*| \rightarrow 1$. Estas investigaciones han sido extendidas al caso de fotones virtuales, encontrándose en buen acuerdo con las predicciones teóricas [27].

Procesos difractivos duros

En HERA se ha encontrado una nueva clase de sucesos que son consistentes con el resultado de la interacción de la corriente electrodébil con un singlete de color en el protón (IP). Estos sucesos se caracterizan por exhibir un intervalo en “rapidity” sin partículas, fig. 12, y en ellos los hadrones resultan de la fragmentación de una sola cuerda de color que une el quark con el antiquark en el proceso $\gamma^* IP \rightarrow q\bar{q}$, [28]. Se han observado procesos difractivos duros tanto en la dispersión profundamente inelástica como en la fotoproducción de chorros. En la parte derecha de la fig. 12 se muestra un suceso a dos chorros en fotoproducción con “rapidity gap”. Como se ve tanto el remanente del protón como el electrón dispersado se pierden a ángulos muy pequeños, [29].

Mientras que en la dispersión profundamente inelástica el bosón intercambiado se acopla solamente a los quarks al orden más bajo, la fotoproducción de chorros es sensible directamente tanto al contenido de quarks como de gluones en el singlete de color IP . Un ajuste simultáneo de las medidas de la función de estructura difractiva tilde $\tilde{F}_2^D$ (véase la fig. 13) y de las secciones eficaces de fotoproducción de chorros puso de manifiesto que el contenido gluónico es dominante y que exhibe un espectro duro en la variable

análoga a la x de Bjorken, β [30, 31, 32]. Se estimó que la fracción de impulso del singlete de color $\mathbb{P}$ debida a gluones está en el rango $0.64 < c_g < 0.94$ (véase la fig. 13). La determinación de las densidades partónicas en el singlete de color $\mathbb{P}$ constituye un ingrediente fundamental para obtener

predicciones de procesos difractivos duros en las colisiones pp en el LHC. En particular, el contenido gluónico dominante del singlete de color $\mathbb{P}$ abre la posibilidad de descubrir la partícula Higgs mediante procesos difractivos duros tales como $pp \rightarrow \mathbb{P} \mathbb{P} \rightarrow gg \rightarrow H$.

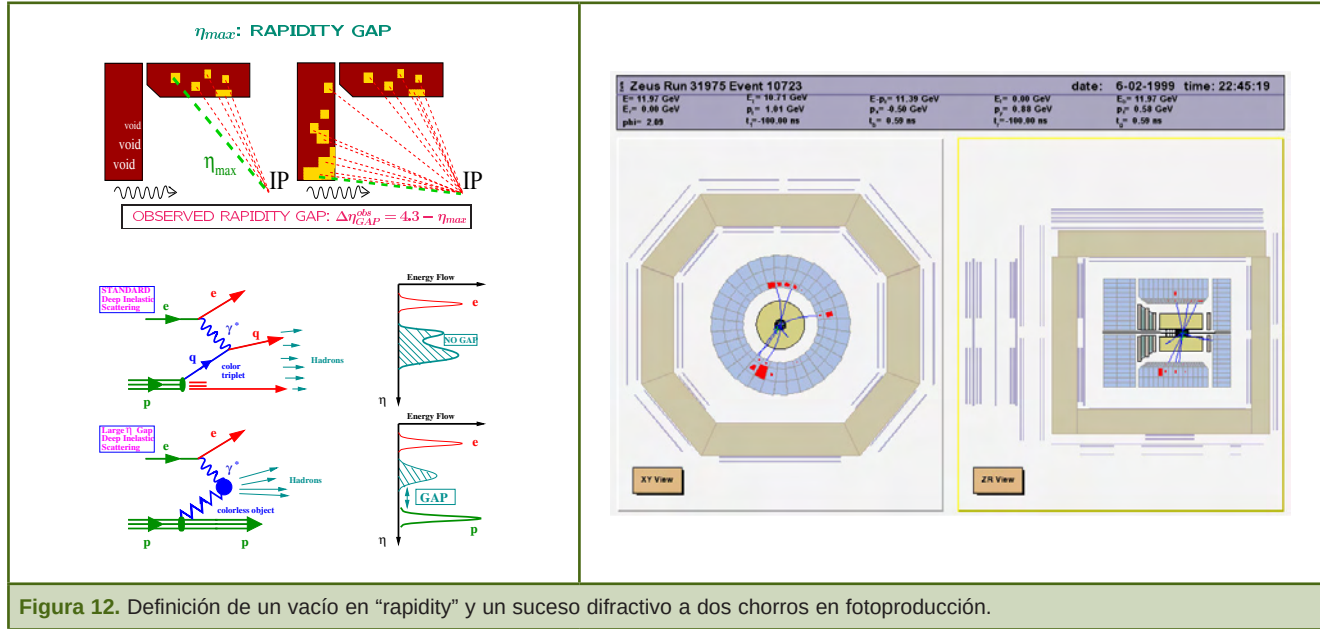


Figura 12. Definición de un vacío en "rapidity" y un suceso difractivo a dos chorros en fotoproducción.

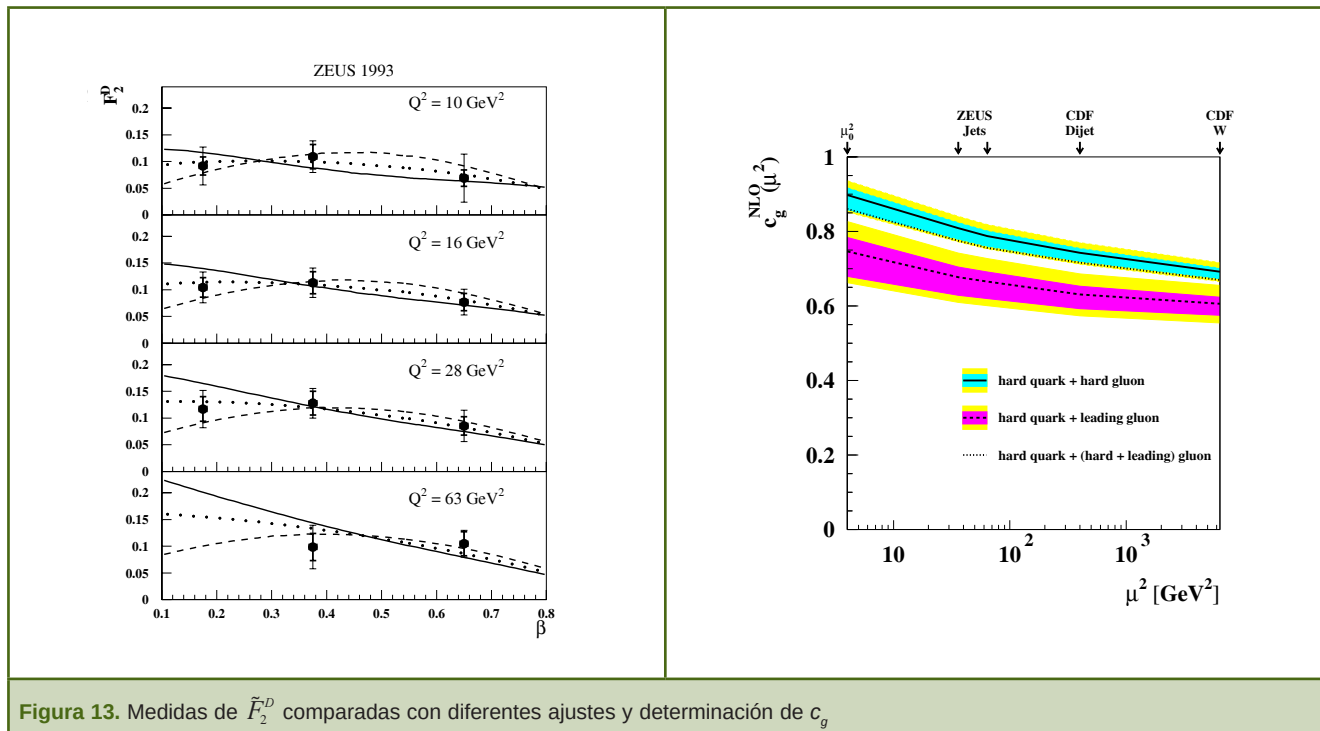


Figura 13. Medidas de $\tilde{F}_2^D$ comparadas con diferentes ajustes y determinación de c_g

El modelo estándar y más allá

Los datos presentados anteriormente pueden servir para tests conjuntos tanto del sector electrodébil como del fuerte. De hecho las secciones eficaces como función de la polarización del haz pueden servir para determinar con precisión las constantes de acoplo en el modelo estándar para los quarks de valencia, es decir u y d , fig. 14.

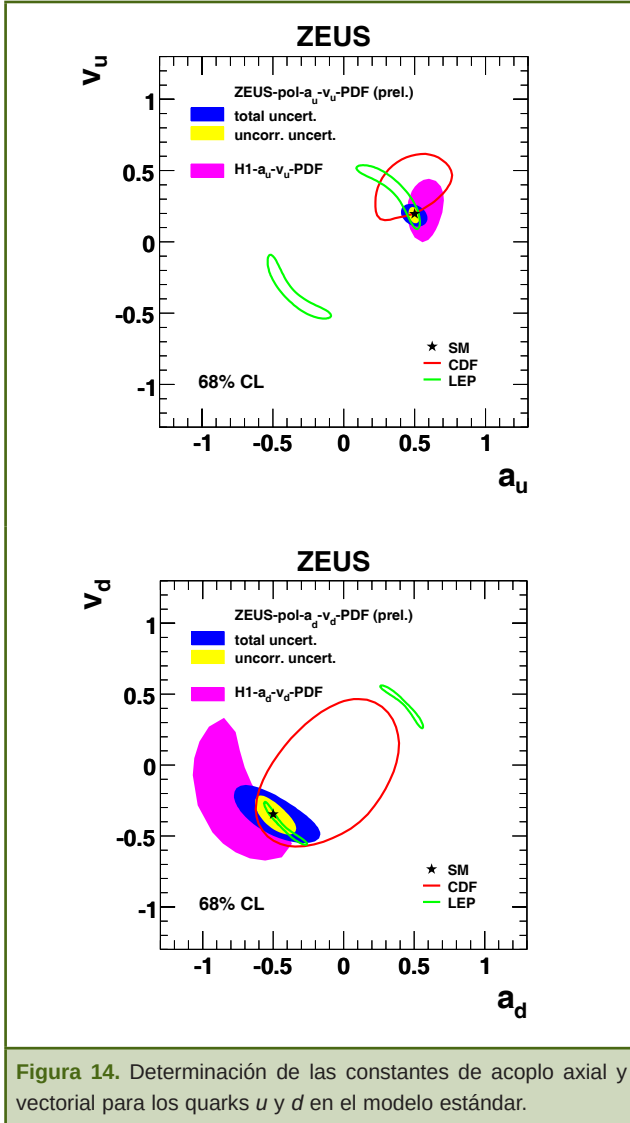


Figura 14. Determinación de las constantes de acoplo axial y vectorial para los quarks u y d en el modelo estándar.

En analogía con la interacción de Fermi que representó en los años 50 una aproximación al modelo electrodébil actual, las interacciones de contacto (CI) representan una teoría efectiva que describe efectos a bajas energías debidos a física a escalas mucho más altas. Se usan para describir efectos

debidos tanto a leptoquarks, a bosones gauge más pesados que el Z , W , como a una supuesta estructura interna de los quarks o leptones.

$$\mathcal{L}_{CI} = \sum_{i,j=L,R} \eta_{ij}^{eq} \cdot (\bar{e}_i \gamma^\mu e_i) \cdot (\bar{q}_j \gamma_\mu q_j) \quad (18)$$

siendo

$$\eta_{ij}^{eq} = \varepsilon_{ij}^{eq} \cdot \frac{4\pi}{\Lambda^2} \quad (19)$$

Los leptoquarks aparecen en ciertas extensiones del modelo estándar; están dotados tanto de número leptónico como bariónico y poseen espines 0 ó 1. Si son suficientemente masivos, su producción en el canal s o su intercambio en el canal t puede también parametrizarse mediante una interacción de contacto directamente proporcional al cuadrado de la razón entre su acoplo Yukawa y su masa [33]:

$$\eta_{ij}^{eq} = a_{ij}^{eq} \cdot \left(\frac{\lambda_{tQ}}{M_{tQ}} \right)^2 \quad (20)$$

Los autores de [34] postularon que el espacio tiempo tiene $4 + n$ dimensiones, de modo que los leptones, quarks y bosones de gauge están confinados en las cuatro dimensiones conocidas, mientras que los gravitones pueden viajar en las dimensiones extras que están compactificadas. La dispersión elástica eq debida al intercambio de un gravitón también puede parametrizarse como una interacción de contacto con un acoplo efectivo:

$$\eta_G = \frac{\lambda}{M_s^4} \quad (21)$$

siendo M_s un cut-off ultravioleta y $\lambda \sim 1$. En supersimetría la dispersión $e - q$ podría estar mediada por el intercambio de un fotino dando en el estado final un sleptón y un squark.

En modelos en que los electrones y quarks tuviesen una estructura, la sección eficaz se vería modificada de la manera siguiente:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{d\sigma^{SM}}{dQ^2} \left(1 - \frac{R_e^2}{6} Q^2 \right)^2 \left(1 - \frac{R_q^2}{6} Q^2 \right)^2 \quad (22)$$

Los datos de HERA ponen límites a la masa de los squarks por encima de 300 GeV, a la escala a la que aparecerían las dimensiones extra por encima de 1 TeV, a la escala a la que aparecerían interacciones de contacto por encima de entre 2 y 8 TeV dependiendo del tipo de interacción, LL, LR o RR. De tener estructura, el radio clásico de un quark debería ser menor que 0.67×10^{-16} cm si suponemos que el electrón es puntual. Véanse las figuras 15 y 16, [35].

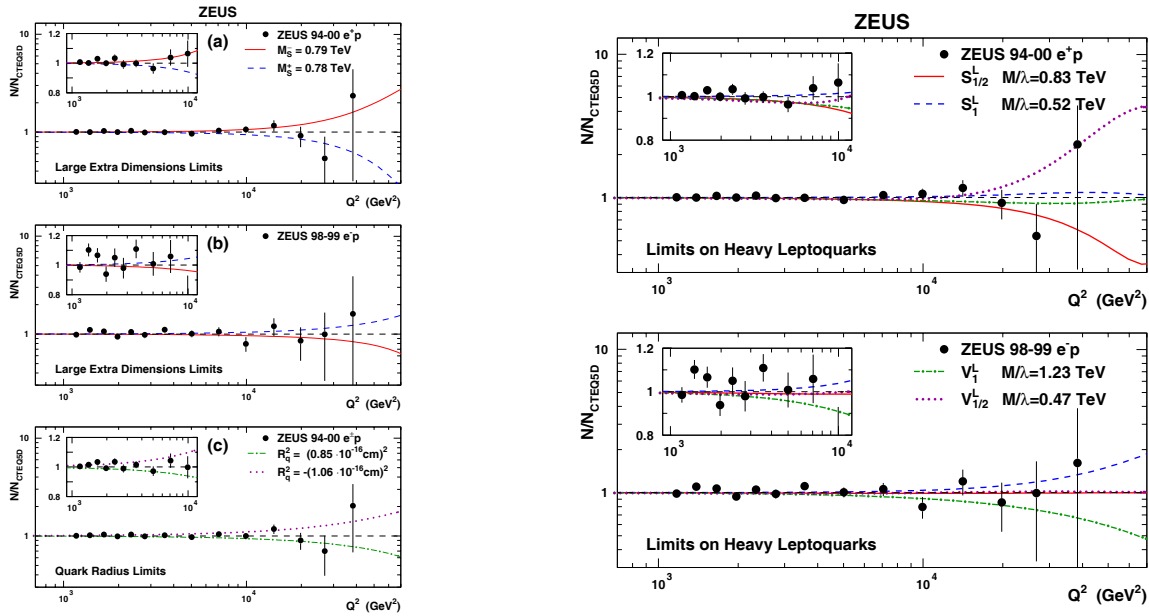


Figura 15. Límites para física más allá del modelo estándar.

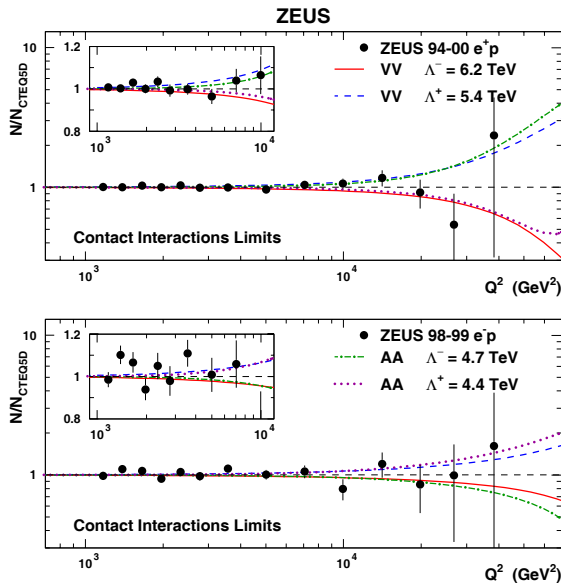


Figura 16. Límites para interacciones de contacto.

Física del LHC

El LHC es un colisionador $p-p$ a una energía en el centro de masas de 14 TeV . Usa el complejo de aceleradores del CERN, en particular del SPS como inyector. Dos son los detectores multipropósito que han sido aprobados para tomar datos en el LHC, ATLAS y CMS, véase la fig. 17. La diferencia principal entre ellos está en una elección diferente para la configuración del campo magnético. ATLAS es el detector de partículas más poderoso construido hasta la fecha. El objetivo fundamental del LHC es encontrar el bosón de Higgs, el último elemento necesario para completar el modelo estándar [36].

La figura 18 muestra la dependencia con la energía de la sección eficaz pp junto con aquellas para algunos canales exclusivos. Claramente, el LHC puede considerarse una factoría de Z_0 , W y de quarks pesados.

Estas secciones eficaces son el resultado de convolucionar las PDFs del protón con las secciones eficaces para procesos a dos cuerpos calculadas en el modelo estándar. En la figura 18 también mostramos el plano cinemático x, Q^2 relevante a las energías del LHC. Para la producción de partículas con masas por encima de 100 GeV , el rango de valores de x es el cubierto por HERA. Las densidades partónicas han de ser extrapoladas a valores más altos de Q^2 .

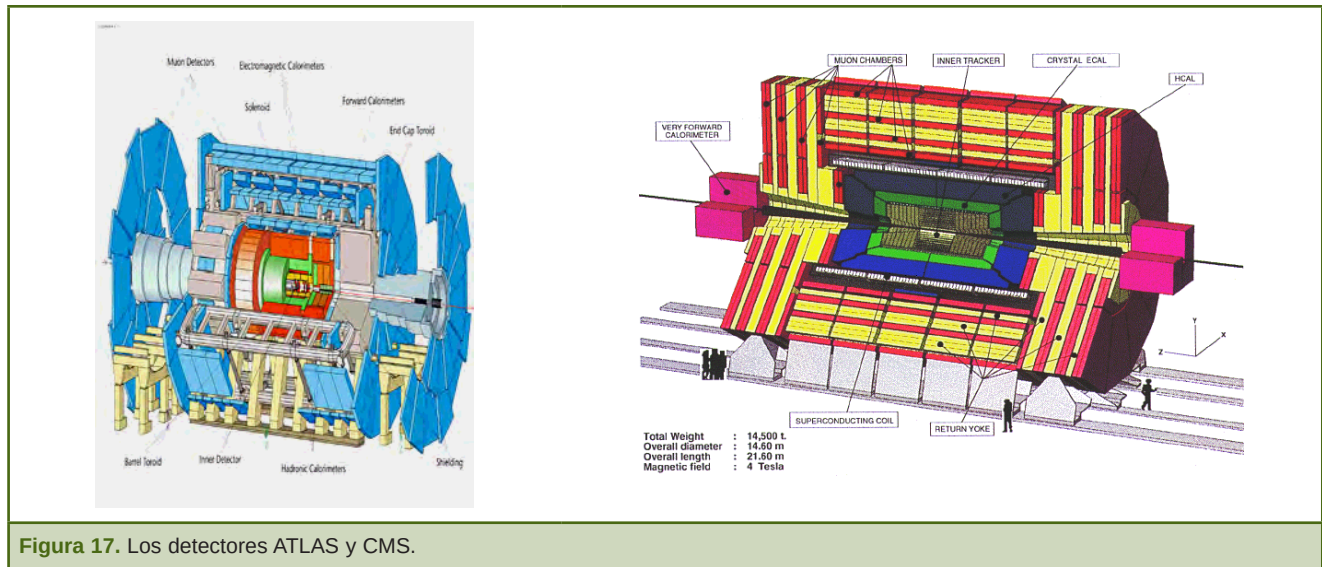


Figura 17. Los detectores ATLAS y CMS.

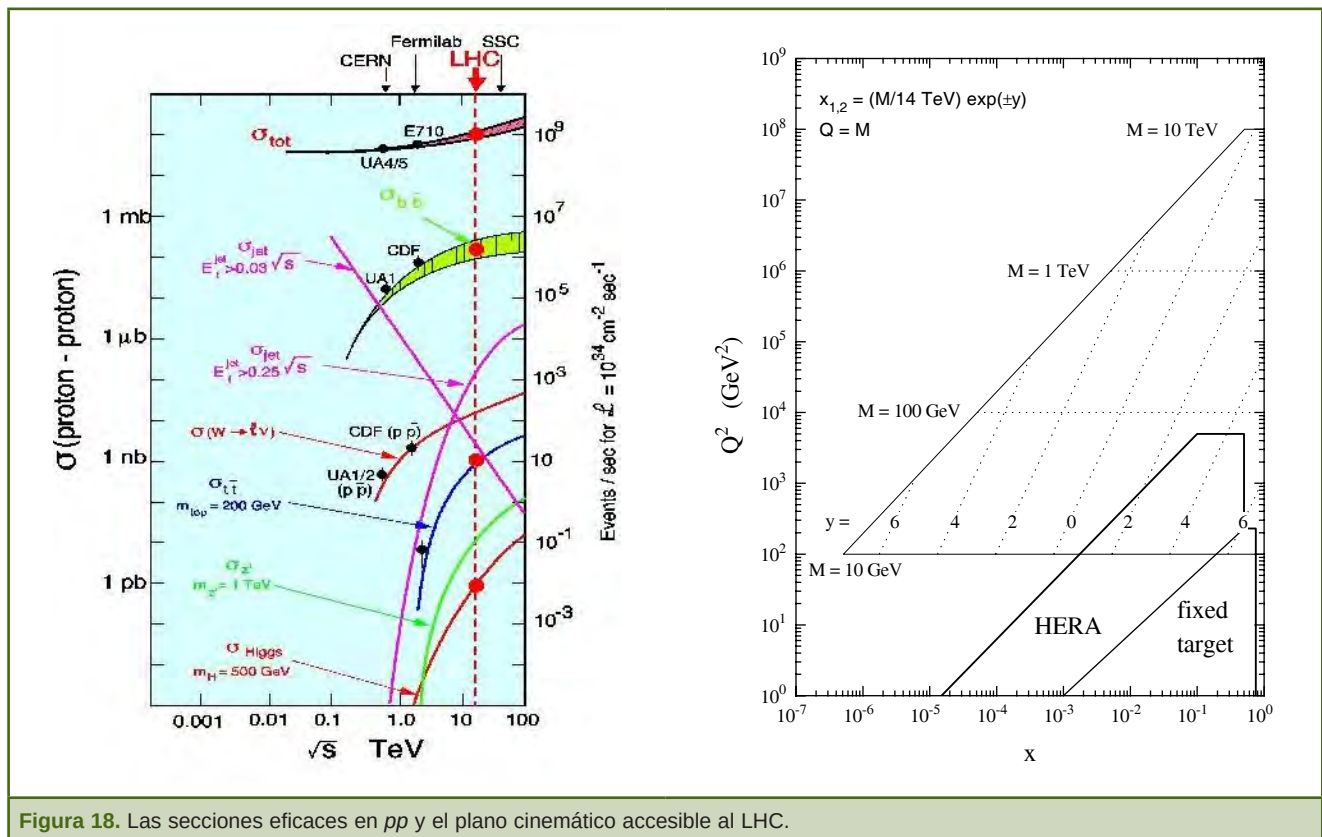


Figura 18. Las secciones eficaces en pp y el plano cinemático accesible al LHC.

Aquí yace la importancia de determinar con precisión las PDFs a las energías de HERA. A título de ejemplo, la producción de Z_0 se considera como el canal ideal para la medida de la luminosidad.

Por supuesto, el tema candente para el LHC es arrojar luz sobre el mecanismo de rotura espontánea de la simetría en el modelo estándar. En este contexto, presentamos en la fig. 19 las secciones eficaces para la producción del bosón

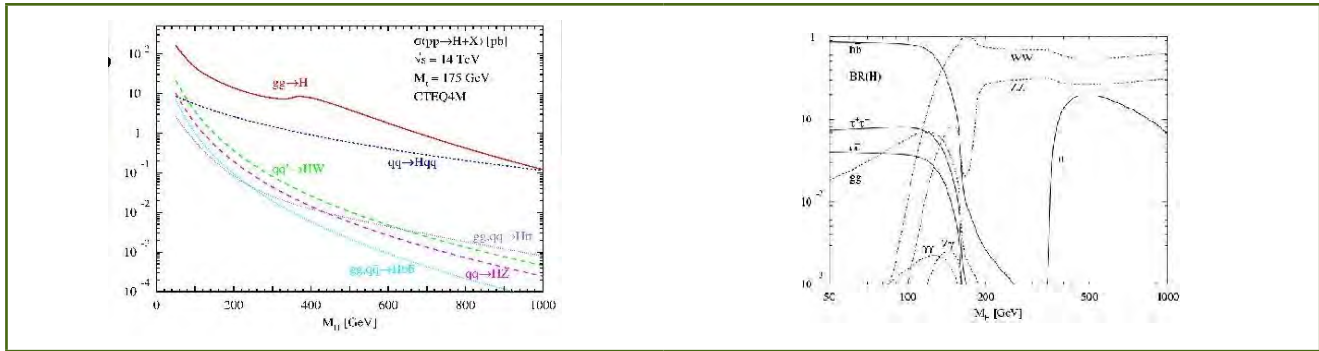


Figura 19. Secciones eficaces para la producción del bosón de Higgs y razones de desintegración.



Figura 20. El calorímetro electromagnético de ATLAS

de Higgs así como sus modos de desintegración. El mecanismo de producción dominante es la fusión gluón-gluón. Puesto que el acoplo del Higgs a pares de fermiones es proporcional a la masa de éstos, el canal más claro es el de cuatro leptones $pp \rightarrow Z Z^* \rightarrow 4l$. Para masas ligeras del Higgs, el modo de desintegración en dos fotones está muy suprimido, aunque se ve afectado por un fondo controlable.

En cualquier caso, la identificación de electrones y fotones jugará un papel crucial en los experimentos en el LHC. En la figura 20, izquierda, mostramos un octante de uno de los tapones (“endcaps”) del calorímetro de Argón líquido después de ser ensamblado en el laboratorio del Grupo de Altas Energías de la UAM. En la parte derecha mostramos uno de los tapones tras su ensamblaje en el CERN.

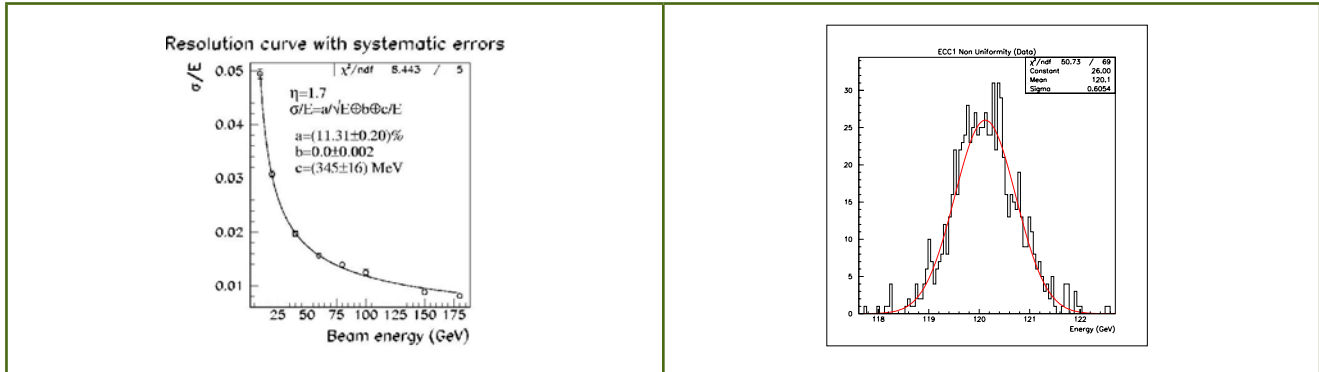
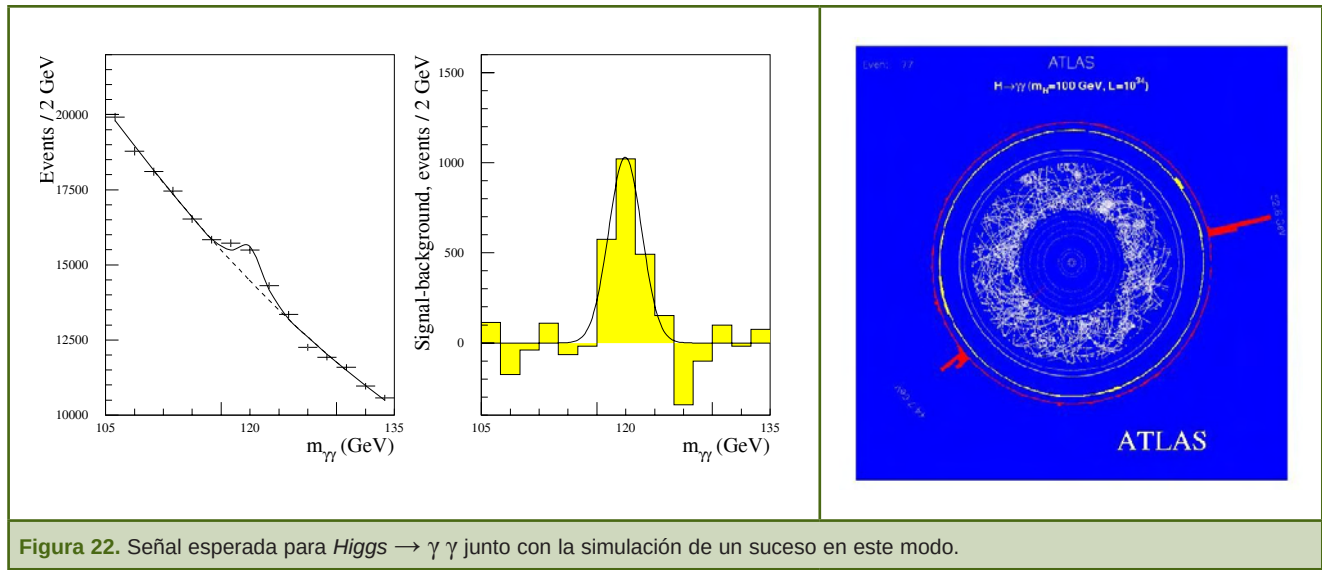


Figura 21. Resolución e inhomogeneidades obtenidas en el calorímetro electromagnético de ATLAS.

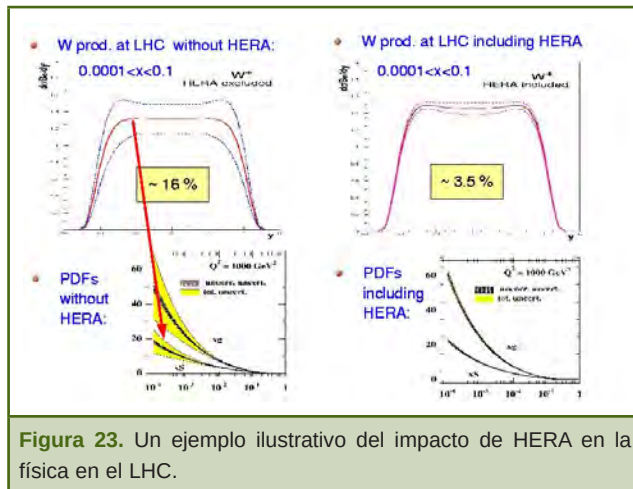
Física para todos
Física no mundo



En la figura 22 mostramos la señal esperada para el Higgs en dos fotones. La resolución en energía y las no uniformidades del calorímetro electromagnético de ATLAS han sido optimizadas a fin de poder reconstruir este modo de desintegración tan poco probable. El funcionamiento del calorímetro electromagnético de ATLAS puede resumirse en estos dos parámetros clave, véase la fig. 21:

- término de muestreo en la resolución en energía mejor que $10\% / \sqrt{E}$.
- término constante del orden de 0.5%.

A título de ejemplo, la fig. 23 ilustra cómo el conocimiento de las densidades de partones medidas en HERA repercute en la precisión de las secciones eficaces para la producción de bosones intermedios en el LHC [37].



Conclusiones

Una década de experimentación en HERA nos ha permitido realizar tests precisos de la unificación electrodébil, en particular de su estructura quiral, así como de la cromodinámica cuántica perturbativa. Dentro de estos últimos, cabe destacar la determinación más precisa hasta la fecha de las densidades partónicas en el protón así como de la constante de acoplamiento fuerte $\alpha_s(M_Z)$ y de su dependencia con la escala de energía. El excelente acuerdo entre los datos experimentales y el modelo estándar sirve a su vez para poner límites a distintos modelos que van más allá del modelo estándar: supersimetría, leptokuarks, interacciones de contacto, dimensiones extra.

Hemos tratado de hacer hincapié en las implicaciones de estas medidas para la física en el LHC. Esto es así en tanto en cuanto el LHC, el nuevo colisionador pp que será operativo dentro de un año en el CERN, es en realidad un colisionador gluón-gluón. Esperamos impacientes la puesta de largo de este nuevo colisionador que sin duda arrojará luz sobre la física a la escala de 1 TeV.

Agradecimientos

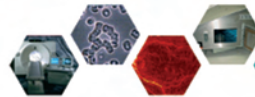
Estamos agradecidos a nuestros colegas de las colaboraciones ZEUS y ATLAS, y en particular a nuestros estudiantes de doctorado. La lista de referencias no pretende ser completa.

Referencias bibliográficas

- [1] ZEUS COLL., M. DERRICK *et al.*, *Phys. Lett. B* **306**, 158 (1993)
- [2] H1 COLL., T. AHMED *et al.*, *Nucl. Phys. B* **439**, 471 (1995) y I. ABT *et al.*, *Nucl. Phys. B* **407**, 515 (1993), y *Eur. Phys. Jour. C* **21**, 33 (2001)
- [3] ZEUS COLL., M. DERRICK *et al.*, *Z. Phys. C* **69**, 607 (1996), *Phys. Lett. B* **316**, 412 (1993), *Z. Phys. C* **65**, 379 (1995) y S. CHEKANOV *et al.*, *Eur. Phys. Jour. C* **21**, 443 (2001)
- [4] BCDMS COLL., A. BENVENUTTI *et al.*, *Phys. Lett. B* **223**, 485 (1989)
- [5] NMC COLL., M. ARNEODO *et al.*, *Nucl. Phys. B* **483**, 3 (1997)
- [6] E665 COLL., M. ADAMS *et al.*, *Phys. Rev. D* **54**, 3006 (1996)
- [7] A.D. MARTIN, W.J. STIRLING Y R.G. ROBERTS, *Phys. Lett. B* **354**, 155 (1995) y *Phys. Rev. D* **50**, 6734 (1994)
- [8] J. BOTTS *et al.*, *Phys. Lett. B* **304**, 15 (1993)
- [9] M. GLÜCK, E. REYA Y A. VOGT, *Phys. Lett. B* **306**, 391 (1993)
- [10] M. BOTJE, *J. Phys. G* **28**, 779 (2002)
- [11] V.N. GRIBOV Y L.N. LIPATOV, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15**, 438 (1972), y G. ALTARELLI Y G. PARISI, *Nucl. Phys. B* **126**, 298 (1977)
- [12] ZEUS COLL., J. BREITWEG *et al.*, *Eur. Phys. Jour. C* **12**, 35 (2000)
- [13] ZEUS COLL., M. DERRICK *et al.*, *Phys. Lett. B* **345**, 576 (1995)
- [14] H1 COLL., S. AID *et al.*, *Phys. Lett. B* **354**, 494 (1995)
- [15] F. BARREIRO, C. LÓPEZ Y F.J. YNDURÁIN, *Z. Phys. C* **72**, 561 (1996)
- [16] C. LÓPEZ Y F.J. YNDURÁIN, *Nucl. Phys. B* **171**, 231 (1980)
- [17] C. LÓPEZ Y F.J. YNDURÁIN, *Nucl. Phys. B* **183**, 157 (1981)
- [18] A. GONZÁLEZ-ARROYO, C. LÓPEZ Y F.J. YNDURÁIN, *Phys. Lett. B* **98**, 215 (1981)
- [19] E.A. KURAEV *et al.*, *JETP* **45**, 199 (1977) 199, y Y.Y. BALITSKY Y L.N. LIPATOV, *Sov. J. Nucl. Phys.* **28**, 822 (1978).
- [20] G. ALTARELLI, R.D. BALL Y S. FORTE, *Nucl. Phys. B* **742**, 1 (2006), M. CIAFALONI *et al.*, *Phys. Rev. D* **68**, 114003 (2003)
- [21] A. VOGT, S. MOCH Y J.A.M. VERMASSEREN, *Nucl. Phys. B* **688**, 101 (2004)
- [22] R.P. FEYNMAN, *Photon hadron interactions*.
- [23] S. CATANI *et al.*, *Nucl. Phys. B* **406**, 187 (1993)
- [24] ZEUS COLL., M. DERRICK *et al.*, *Phys. Lett. B* **547**, 164 (2002)
- [25] S. CATANI Y M.H. SEYMOUR, *Nucl. Phys. B* **485**, 291 (1997)
- [26] C. GLASMAN, 13th International Workshop on Deep Inelastic Scattering, Madison, Wisconsin, USA, *AIP Conf. Proc.* **792**, 689 (2005)
- [27] D. DE FLORIAN, C. GARCÍA CANAL Y R. SASSOT, *Z. Phys. C* **75**, 265 (1997)
- [28] ZEUS COLL., M. DERRICK *et al.*, *Phys. Lett. B* **315**, 481 (1993)
- [29] ZEUS COLL., M. DERRICK *et al.*, *Phys. Lett. B* **346**, 399 (1995)
- [30] ZEUS COLL., M. DERRICK *et al.*, *Phys. Lett. B* **356**, 129 (1995)
- [31] ZEUS COLL., M. DERRICK *et al.*, *Eur. Phys. Jour. C* **5**, 41 (1998)
- [32] L. ALVERO, J.C. COLLINS, J. TERRÓN Y J. WHITMORE, *Phys. Rev. D* **59**, 074022 (1999)
- [33] W. BUCHMÜLLER, R. RUCKL Y D. WYLER, *Phys. Lett. B* **448**, 320 (1999)
- [34] N. ARKANI-HAMED, S. DIMOPOULOS Y G. DVALI, *Phys. Lett. B* **429**, 263 (1998)
- [35] ZEUS COLL., *Search for contact interactions, leptoquarks, large extra dimensions y finite quark radius in ep collisions at HERA*, XXXIII ICHEP Conference, Moscow July 2006.
- [36] ATLAS Technical Design Report.
- [37] H. JUNG, summary talk, 2nd HERA-LHC workshop, DESY, June 2006.



Programas oficiales de postgrado de la Facultad de Ciencias Físicas Master en Física Biomédica



Curso 2007-2008

Dirigido a estudiantes que hayan completado el primer ciclo de una titulación superior en ciencias experimentales, ingeniería o ciencias de la salud.

Solicitud de admisión: por INTERNET. En la página principal www.ucm.es acceder a "Estudios y acceso" → "Estudios oficiales de postgrado adaptados al EEES"

Plazos: del 22 de mayo al 13 de julio.

Habrà un segundo plazo del 10 al 14 de septiembre si quedan plazas vacantes.

Duración: 84 créditos ECTS

Con exención de hasta 24 créditos, dependiendo de la formación previa del alumno.

Contenidos y profesorado: www.ucm.es/info/fisicabiomedica

Coordinación: Fernando Arqueros, arqueros@gae.ucm.es

El programa del master de Física Biomédica se ha adaptado al Espacio Europeo de Educación Superior (EEES) y ha sido elaborado para cubrir sólidamente los conceptos básicos de mayor impacto social y actualidad en el campo de la Física aplicada a las ciencias biomédicas.

Se estructura en tres módulos: **Biofísica**, **Instrumentación Biomédica** y **Radiofísica**, ofreciendo un total de 21 asignaturas con una amplia oferta de optativas. Tiene una carga lectiva de 60 créditos ECTS, incluyendo prácticas de laboratorio con instrumentación especializada, seminarios y visitas guiadas. Los 24 créditos restantes se cubren con un proyecto dirigido por un profesor doctor.

Impartido en las facultades de Física, Química y Medicina del Campus de Moncloa.

Metropolitano, Ciudad Universitaria

Autobuses F, G, U, I, 82, 132

MATERIAS IMPARTIDAS

Biofísica. Termodinámica de los sistemas biológicos.
Metodología y experimentación bioquímicas.
Bioenergética.
Biomembranas. Medidas bioeléctricas. Radiaciones no ionizantes. Radiofísica.
Protección radiológica.
Técnicas radiodiagnósticas.
Radioterapia. Imagen médica. Resonancia Magnética Nuclear.
Ultrasonidos. Láseres.
Física de la Visión...

ALGUNOS PROYECTOS PROPUESTOS

Motores moleculares.
Pervaporación en Biotecnología.
Recuperación de proteínas y sales mediante tecnología de membranas.
Electroencefalografía.
Magnetoecefalografía.
Robótica aplicada a la Cirugía. Radares de ultrasonidos. Audiometría.
Radiofísica hospitalaria.
Nuevos detectores de interés en Medicina.
Protección radiológica y Dosimetría...