

El mundo de los Quarks

Domènec Espriu y Antonio Pich

En este artículo se presenta una breve descripción de la Cromodinámica Cuántica. Se discuten las propiedades fundamentales de esta teoría cuántica de campos y se muestran los test experimentales más importantes que la han establecido como la teoría fundamental de las interacciones fuertes.

1. Quarks y Hadrones

Durante la segunda mitad del siglo XX el estudio de la interacción “fuerte”, responsable de la existencia de los núcleos atómicos, ha ido cambiando nuestra concepción de la materia al nivel más básico. Lo que empezó siendo física nuclear, se desarrolló rápidamente en una nueva disciplina, al descubrirse experimentalmente la existencia de una numerosa familia de partículas que interactúan fuertemente, los llamados hadrones, de la que el protón y el neutrón solo son los miembros más representativos. Una rápida mirada al “Review of Particle Physics” permite constatar la riqueza y variedad del espectro hadrónico, compuesto por cientos de partículas que pueden clasificarse en dos grandes grupos dependiendo de su espín: los “mesones” con espín entero (bosones) y los “bariones” con espín semi-impar (fermiones).

La proliferación de hadrones indica claramente la existencia de un nuevo nivel de subestructura, los “quarks”, de los cuales conocemos actualmente seis tipos o “sabores” distintos, más sus correspondientes antiquarks con cargas opuestas:

$Q = 2/3$	u (“up”)	c (“charm”)	t (“top”)
$Q = -1/3$	d (“down”)	s (“strange”)	b (“beauty”)

Los quarks permiten entender de forma sencilla la totalidad del espectro hadrónico a partir de dos reglas básicas: 1) los mesones son estados compuestos por un quark y un antiquark, y 2) los bariones están formados por tres quarks. El protón, por ejemplo, corresponde a la combinación **uud**, mientras que el neutrón es un estado **udd**. Esta clasificación, extraordinariamente simple y poderosa, tiene sin embargo un grave problema. El barión Δ^{++} está formado por tres quarks **u** con momento orbital relativo $L = 0$; tiene espín $J = 3/2$ y, por tanto, el estado con polarización $J_z = +3/2$ corresponde a $\mathbf{u}\uparrow\mathbf{u}\uparrow\mathbf{u}\uparrow$, con los espines de los tres quarks alineados en la misma dirección. Esta función de onda es simétrica, dando



Time Projection Chamber, del proyecto STAR, en el RHIC, para registrar colisiones.

lugar a un estado Δ^{++} con la estadística equivocada (bosónico en vez de fermiónico).

El problema de la estadística es general y afecta a todos los bariones. Su resolución exige introducir un nuevo número cuántico, el “color”. Cada sabor de quark tiene $N_c=3$ posibles colores: q^α , $\alpha = 1, 2, 3$ (rojo, verde, azul).

Esto permite antisimetrizar las funciones de onda bariónicas en el espacio de color, restituyendo así la estadística correcta. Los bariones y mesones corresponden a las combinaciones incoloras

$$B = \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} |q^\alpha q^\beta q^\gamma\rangle, \quad M = \frac{1}{\sqrt{3}} \delta_{\alpha\beta} |q^\alpha \bar{q}^\beta\rangle. \quad (1)$$

La demostración experimental de la existencia física del color, es relativamente simple. Basta con producir electromagnéticamente hadrones mediante la colisión $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ y contar el número de estados finales producidos.

La interacción fuerte entre los quarks está caracterizada por tres importantes propiedades, que a primera vista parecen contradictorias:

- 1. Confinamiento.** Lo que observamos de forma directa son hadrones y no quarks. Por tanto, la interacción entre los quarks tiene que ser sumamente fuerte para mantenerlos siempre confinados en el interior de los hadrones. De hecho creemos que es literalmente imposible tener quarks como estados asintóticos. El color es un número cuántico escondido ya que todos los hadrones conocidos son incoloros.
- 2. Libertad Asintótica.** Los experimentos realizados a altas energías nos muestran que los quarks se comportan como partículas casi libres. En primera aproximación, podemos olvidarnos muchas veces de la interacción fuerte entre ellos, pues resulta ser muy tenue. No existe contradicción entre esta propiedad y la anterior porque el confinamiento se activa sólo a largas distancias, del orden del radio de

un hadrón típico. A muy cortas distancias los quarks son cuasi-libres.

3. **Rotura Dinámica de la Simetría Quiral.** Es una propiedad mucho más sutil que describiremos después con más detalle. El estado fundamental (el vacío) es menos simétrico que el hamiltoniano de las interacciones fuertes, de una manera similar a como el estado fundamental de un sistema magnético puede tener menos simetrías que el correspondiente hamiltoniano debido al fenómeno de la magnetización espontánea.

Una goma elástica nos proporciona un modelo simple de interacción que hace compatibles las dos primeras propiedades. Podemos imaginarnos un mesón como un quark y un antiquark unidos por una goma. Si los acercamos (cortas distancias = altas energías), la tensión de la goma desaparece y con ella la fuerza elástica. Sin embargo, si intentamos separarlos (largas distancias = bajas energías) la goma se tensa, acumulando más y más energía hasta permitir la creación de un par quark-antiquark ($E > 2 m_q$). Entonces la goma se rompe en dos trozos, cada uno de los cuales une un quark con un antiquark. Los quarks siguen confinados y al intentar separarlos habremos creado un mesón adicional.

Obviamente esta descripción es solamente un modelo sin ningún rigor matemático. Una descripción correcta requiere el uso de toda la maquinaria de la teoría cuántica de campos; la teoría resultante de la unión de la mecánica cuántica y la teoría de la relatividad. La electrodinámica cuántica es el arquetipo de este tipo de teorías. Veamos como, a partir de ella, un grupo de físicos desarrolló en la década de los años 70 la que constituye la teoría de las interacciones fuertes.

2. De la Electrodinámica a la Cromodinámica Cuántica

Una partícula de espín 1/2 sin interacción viene descrita por el lagrangiano de Dirac

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi, \quad \bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0. \quad (2)$$

Dado que aparece tanto el campo de materia ψ como su conjugado $\bar{\psi}$, \mathcal{L}_0 es invariante bajo redefiniciones de fase

$$\psi(x) \rightarrow \mathbf{U} \psi(x), \quad \mathbf{U} \equiv \exp \{iQ\theta\}. \quad (3)$$

La fase global del campo $\psi(x)$ es una pura convención. Sin embargo, la invariancia se rompe si permitimos que dicha fase dependa de la coordenada espacio-temporal, $\theta = \theta(x)$. Por tanto, dos observadores situados en puntos distintos no pueden tomar convenciones distintas.

Las llamadas “teorías gauge” están basadas en el requisito de que la convención de fase pueda tomarse localmente. Esto exige que sustituyamos en \mathcal{L}_0 la derivada del campo por una derivada covariante, que se transforme de la misma forma que el campo original. Dado que la derivada tiene un índice Lorentz, para restituir la invariancia hace falta introducir un nuevo campo vectorial $A_\mu(x)$ con una ley de transformación adecuada:

$$D_\mu \psi(x) \equiv \left[\partial_\mu - ieQ A_\mu(x) \right] \psi(x) \rightarrow \mathbf{U} D_\mu \psi(x), \\ A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \theta(x). \quad (4)$$

El lagrangiano así obtenido contiene la interacción electromagnética de un fermión de carga Q con el campo fotónico A_μ . Si intentamos añadir un lagrangiano libre para A_μ , la invariancia gauge nos obliga a utilizar el tensor invariante $F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ y nos prohíbe un término de masa. A partir de un puro principio de simetría, obtenemos el lagrangiano de la Electrodinámica Cuántica (QED), es decir, la totalidad de las ecuaciones de Maxwell, y además descubrimos que la masa del fotón es exactamente cero.

QED ha sido comprobada con extraordinaria precisión, al nivel de correcciones cuánticas de orden α^4 . El observable mejor conocido es el momento magnético del electrón, para el que se ha alcanzado un perfecto acuerdo entre teoría y experimento con una precisión de doce dígitos significativos. Este observable proporciona actualmente la mejor medida de la constante de estructura fina $\alpha \equiv e^2/(4\pi)$,

$$\alpha^{-1} = 137.035 998 76 \pm 0.000 000 52. \quad (5)$$

El momento magnético del muón también se conoce con gran precisión. Los estudios más recientes obtienen

$$a_\mu \equiv \frac{1}{2} (g_\mu - 2) = \begin{cases} (1165918.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-9} & \text{(Teoría),} \\ (1165920.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-9} & \text{(Experimento)} \end{cases} \quad (6)$$

Se espera que el error experimental disminuya en un factor dos durante el próximo año. El error teórico está dominado por efectos cuánticos de la interacción fuerte y es del mismo orden que las pequeñas contribuciones de la interacción débil. Con el fin de mejorar la predicción, se está desarrollando actualmente un gran esfuerzo teórico con una importante participación de físicos españoles.

Quizás los números no pueden transmitir al lector toda la importancia que encierran. Si extrapolamos la precisión con la que conocemos el momento magnético del electrón a la escala terrestre, sería equivalente a ser capaces de medir el radio de la Tierra con una precisión superior a la del grueso de un cabello. Nadie duda hoy en día de la validez de la teoría cuántica de campos y de que constituye una descripción excelente de la naturaleza, hasta escalas de 10^{-18} cm.

No resulta sorprendente, por lo tanto, que los físicos teóricos tomasen la QED como modelo de teoría de campos y buscasen inspiración en ella para describir las interacciones fuertes. En especial cuando de los trabajos teóricos de Gell-Mann, Zweig y otros, así como de experiencias que luego describiremos, se tuvo la certeza de que los grados de libertad fundamentales de las interacciones fuertes eran los quarks. La extensión a casos más generales de las teorías gauge había sido propuesta por Yang y Mills el año 1954.

La interacción fuerte entre los quarks está asociada al número cuántico de color. Podemos repetir el razonamiento anterior de simetría gauge, suponiendo que el campo $\psi(x)$ describe un quark con sus tres componentes en el espacio de color. El lagrangiano \mathcal{L}_0 es entonces invariante bajo la transformación (3), siendo \mathbf{U} una matriz unitaria 3×3 que mez-



Figura 1. Desintegración de un bosón Z en un par quark-antiquark (izquierda) y en un quark, un antiquark y un gluón (derecha). La inmediata hadronización de los quarks y gluones produce los chorros (“jets”) de hadrones observados en el detector. La proporción de sucesos de tres jets respecto a los de dos permite una medida muy directa de α_s y además “cuenta” el número de gluones respecto al número de colores. Ello permite establecer con gran precisión que QCD corresponde a una teoría con invariancia gauge basada en el grupo SU(3). Los resultados proceden del detector ALEPH del CERN (Ginebra).

cla los colores de forma arbitraria. Las etiquetas asignadas a los tres colores son pues una pura convención.

El requisito de invariancia gauge “local” bajo transformaciones SU(3) conduce de forma unívoca al lagrangiano de la Cromodinámica Cuántica (QCD). El procedimiento es formalmente idéntico al de QED, salvo el pequeño pero fundamental detalle que dos matrices no conmutan en general. Esta trivial diferencia algebraica tiene enormes implicaciones ya que da lugar a una dinámica muy distinta.

Dado que las transformaciones SU(3) están caracterizadas por ocho parámetros independientes, la interacción de QCD viene mediada por ocho campos “gluónicos”, traducción en este caso del campo fotónico, de masa cero que se acoplan a los quarks con una constante de interacción fuerte g_s . La no-conmutatividad del grupo de simetría se traduce en dos importantes diferencias respecto a QED:

1. No existen cargas de color distintas para los distintos sabores de quarks. Todos los quarks tienen idéntica interacción fuerte.
2. Los gluones también tienen color. Los ocho gluones corresponden a las ocho combinaciones posibles de un color y un anticolor, eliminando el estado incoloro (singleto). Por tanto, los gluones interactúan fuertemente entre ellos. Existen interacciones de tres y cuatro gluones, caracterizadas por la misma constante de acoplamiento g_s que las interacciones con los quarks.

QCD es pues una teoría simple y –en principio– enormemente predictiva, ya que tiene un único parámetro libre: la constante fundamental de la interacción fuerte $\alpha_s \equiv g_s^2/(4\pi)$. A pesar de su simplicidad e indiscutible elegancia matemática, parece a primera vista una teoría extraordinariamente alejada del mundo real. ¿Como podemos pretender describir las interacciones entre hadrones y la estructura de los núcleos, donde quarks y gluones son totalmente invisibles? ¿Por qué una teoría conceptualmente tan simple exhibe un espectro tan extraordinariamente complejo a largas distancias? De hecho, si despreciamos las masas de los quarks, QCD no contiene ningún parámetro con dimensiones. ¿Como es posible entonces distinguir dinámicamente largas (bajas) y cortas (altas) distancias (energías) y por qué exhiben comportamientos tan dispares?

3. Efectos Cuánticos

Al orden mas bajo en α , la interacción electromagnética entre dos electrones viene descrita por el intercambio de un fotón. La amplitud de colisión, $T(Q^2) \sim \alpha/Q^2$, contiene la dependencia con la transferencia de momento Q^2 realizada por el fotón. Cuánticamente, el fotón intermediario puede dar lugar a la creación y posterior aniquilación de pares virtuales electrón-positrón, que actúan como pequeños dipolos modificando la interacción. Las correcciones cuánticas más importantes están asociadas con esta auto-energía del fotón

$$T(Q^2) \sim \frac{\alpha}{Q^2} \{1 - \Pi(Q^2) + \Pi(Q^2)^2 + \dots\} = \frac{\alpha}{Q^2} \frac{1}{1 + \Pi(Q^2)} \sim \frac{\alpha(Q^2)}{Q^2}. \quad (7)$$

Esto define un acoplamiento efectivo (“running”) que depende logarítmicamente de Q^2

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(Q_0^2)}{1 - \frac{\beta_1}{2\pi} \alpha(Q_0^2) \ln(Q^2 / Q_0^2)}. \quad (8)$$

La constante usual de estructura fina, medida a bajas energías, corresponde a $\alpha = \alpha(m_e^2)$. En QED $\beta_1 = 2/3 > 0$. Por lo tanto, la intensidad de la interacción electromagnética aumenta (disminuye) con la energía (distancia). Intuitivamente, el vacío cuántico de QED se comporta como un medio dieléctrico polarizado, donde los dipolos formados por los pares virtuales e^-e^+ apantallan la carga eléctrica. Aunque α es pequeña, la enorme diferencia entre la masa del electrón ($m_e = 0.51$ MeV) y la del bosón electrodébil Z ($M_Z = 91$ GeV) hace que este efecto cuántico sea muy relevante para los experimentos de precisión realizados en el acelerador europeo LEP (CERN, Ginebra),

$$\alpha(m_e^2)^{-1} = 137.036 > \alpha(M_Z^2)^{-1} = 128.95 \pm 0.05. \quad (9)$$

En QCD ocurre algo muy similar. El gluón que media la interacción fuerte entre dos quarks genera pares quark-antiquark que apantallan la intensidad de la fuerza de color. Sin embargo, debido a las auto-interacciones del campo gluónico

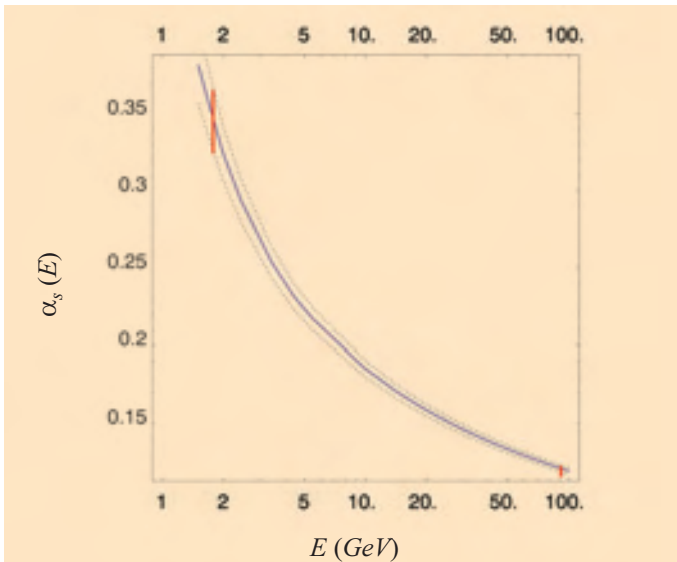


Figura 2. Determinaciones experimentales de $\alpha_s(m_\tau^2)$ y $\alpha_s(M_Z^2)$. Las curvas muestran la variación con la escala energética predicha teóricamente por QCD.

co, también se producen pares virtuales gluón-gluón con el efecto contrario. El acoplamiento efectivo resultante para la interacción fuerte tiene formalmente la misma dependencia en Q^2 dada por (8), pero con un coeficiente β_1 negativo

$$\beta_1 = \frac{2N_f - 11N_C}{6} < 0. \tag{10}$$

La contribución positiva proporcional al número de sabores de quarks N_f está generada por los pares quark-antiquark, mientras que las auto-energías gluónicas introducen el término negativo adicional proporcional al número de colores N_C . Como $\beta_1 < 0$, la intensidad de la interacción disminuye (aumenta) al aumentar la energía (distancia). Esto demuestra que la libertad asintótica de la interacción fuerte a altas energías es una consecuencia dinámica de QCD. Este hecho crucial, característico de las teorías de Yang-Mills, fue descubierto por Gross, Wilczek y Politzer en 1973. El fuerte aumento de la interacción a bajas energías hace también muy plausible el confinamiento de los quarks. No obstante, como los cálculos perturbativos dejan de tener validez cuando α_s se hace muy grande, la demostración matemática de esta última propiedad sigue planteando enormes dificultades técnicas, aunque ha sido establecida mediante simulaciones numéricas.

La dependencia de α_s con la escala energética se conoce actualmente con correcciones de orden α_s^4 . La predicción teórica está en excelente acuerdo con todas las medidas experimentales realizadas en un amplio rango de energías. Durante los últimos diez años ha aumentado notablemente la precisión con la que conocemos α_s , gracias a las medidas realizadas en LEP y HERA (DESY, Hamburgo), con una participación notable de físicos españoles tanto en los aspectos teóricos como experimentales. En particular, a partir de las numerosas desintegraciones hadrónicas del bosón Z medidas en LEP, se ha determinado que $\alpha_s(M_Z^2) = 0.119 \pm 0.003$. LEP también nos ha permitido analizar las desintegraciones hadrónicas del leptón τ , cuya masa $m_\tau = 1.777$ GeV está situada en el rango de energías más bajo que es posible estu-

diar con métodos perturbativos. El valor de α_s obtenido a esta escala, $\alpha_s(m_\tau^2) = 0.345 \pm 0.020$, difiere de $\alpha_s(M_Z^2)$ en once desviaciones estándar. La relación numérica entre las dos medidas está en perfecto acuerdo con las predicciones de QCD proporcionando una verificación muy significativa de libertad asintótica.

Por supuesto, dado que α_s es una cantidad adimensional, su dependencia en Q^2 debe venir normalizada por otro parámetro dimensional. Este se denota convencionalmente como Λ_{QCD} y representa físicamente aquella escala energética donde el acoplo “running” a que antes nos hemos referido se hace de orden unidad. Por lo tanto Λ_{QCD} establece un límite inferior absoluto a la validez de la teoría de perturbaciones, que aproximadamente es del orden de una escala hadrónica típica. Este es el parámetro dimensional que la mecánica cuántica introduce en una teoría que clásicamente es independiente de cualquier otra escala y que nos permite hablar de cortas y largas distancias.

4. Los Experimentos de SLAC y la Estructura del Protón

En 1967 entró en funcionamiento un nuevo acelerador lineal de electrones en SLAC (Stanford, California), donde se hacían colisionar electrones de 21 GeV contra un blanco constituido por protones. A lo largo del año siguiente fue emergiendo de manera paulatina una visión de la estructura íntima del protón muy distinta de la esperada. Frente a una distribución más o menos continua de la densidad de energía y materia en su interior, que era el resultado esperado, las observaciones realizadas a altas energías (conjuntamente con los trabajos teóricos de Feynman y Drell) mostraron un protón constituido por tres componentes puntuales. Los quarks de Gell-Mann y Zweig acababan de ser “vistos” experimentalmente. Por este importante descubrimiento Friedman, Kendall y Taylor recibieron el premio Nobel en 1990.

En los experimentos de SLAC, la transferencia de momento

$$Q \equiv \sqrt{Q^2} \equiv \sqrt{-q^2}$$

era típicamente de entre 1 y 10 GeV, mucho mayor que cualquier escala hadrónica relevante (la masa del protón, por ejemplo). Es por esta razón que la constante α_s es –de acuerdo con la discusión precedente– pequeña, y el proceso calculable en el marco de la QCD utilizando teoría de perturbaciones. Examinemos con algo más de detalle esta colisión.

La interacción entre el electrón y el protón se produce mediante el intercambio de un fotón virtual. A estas energías, el fotón tiene una longitud de onda de Compton, $\lambda \sim \hbar/Q$, suficientemente pequeña para ser sensible a la estructura interna del protón, resolviéndolo en sus componentes fundamentales puntuales (quarks y gluones). La interacción tiene lugar en un tiempo característico de $\mathcal{O}(1/Q)$. Después de la colisión, las partículas emergentes se recombinan en un tiempo más largo de $\mathcal{O}(1/\Lambda_{\text{QCD}})$. Este tipo de interacciones, llamadas colisiones profundamente inelásticas, consisten por lo tanto en dos pasos: a) El fotón colisiona con un quark del protón a muy cortas distancias, como corresponde a la gran transferencia de momento. Este subproceso puede describirse adecuadamente en teoría de perturbaciones. b) Los

quarks y gluones resultantes del subproceso anterior se recombinan en hadrones. Es un proceso mucho más lento y no calculable en teoría de perturbaciones. Sin embargo, este último paso puede evitarse si uno considera procesos inclusivos, donde no seleccionamos un estado final hadrónico específico. Como la probabilidad de que los quarks y gluones producidos se transformen en hadrones es exactamente uno (confinamiento), la teoría de perturbaciones permite en este caso realizar cálculos sumamente precisos.

Una variable importante en esta descripción es la fracción x del momento total del protón P^μ que lleva el quark constituyente que sufre la colisión, $p^\mu = x P^\mu$. La interacción electromagnética entre un electrón y un quark es fácilmente calculable en QED. Si $u(x)$, $d(x)$, etc. representan la densidad de probabilidad de encontrar en el interior del protón un quark u , d , etc. con fracción de momento x y procedemos a sumar incoherentemente sobre todas las posibilidades, la sección eficaz correspondiente al proceso $ep \rightarrow eX$, donde X describe un estado hadrónico final arbitrario, viene dada por la correspondiente sección eficaz elástica para un blanco puntual con cuadrimomento $p^\mu = x P^\mu$, que viene predicha por QED, multiplicada por una función de estructura del protón

$$F(x) = \frac{4}{9}u(x) + \frac{1}{9}d(x) + \frac{1}{9}s(x) + \dots \quad (11)$$

Los factores numéricos indican las correspondientes cargas eléctricas al cuadrado de los quarks. Este tipo de descripción proporciona un acuerdo magnífico entre teoría y experiencia y constituye una evidencia directa de la realidad de los quarks.

Como se ha mencionado, es posible llegar a una expresión concreta tal como (11) debido a que estamos considerando cualquier posible estado final; es decir, un proceso totalmente inclusivo y, por ello, no es preciso hacer ninguna hipótesis acerca del mecanismo de recombinación para constituir hadrones, que son los que finalmente se detectan. Aun así está claro que la expresión no es totalmente explícita; las funciones $q(x) = \{u(x), d(x), \dots\}$, denominadas funciones de distribución de los partones (PDF), no están determinadas. Contienen la información sobre en que manera se reparte la energía y el momento del protón entre sus constituyentes y ésta es una información que claramente entra dentro del régimen no perturbativo de QCD. No obstante, la cinemática del proceso de colisión entre el fotón de cuadrimomento q^μ y el quark constituyente con cuadrimomento $p^\mu = x P^\mu$ determina la relación $x = Q^2/[2(P \cdot q)]$. Los experimentos de SLAC demostraron contundentemente que la función de estructura del protón solo depende de las variables cinemáticas del proceso a través del cociente x . Esto es una clara manifestación de la libertad asintótica de los quarks a altas energías, ya que en la descripción del proceso de colisión hemos despreciado totalmente la interacción fuerte.

Si tenemos en cuenta la interacción entre los quarks, es decir los gluones intercambiados y radiados, su efecto consiste en renormalizar las PDF introduciendo una dependencia en Q^2 . Si Q^2 es suficientemente grande, podemos determinar mediante métodos perturbativos la evolución en el parámetro $\log\{(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)\}$ de las funciones $q(x)$ y $g(x)$ (que son las análogas para los gluones y describen la probabilidad

de encontrar un gluón con fracción x del momento en el protón).

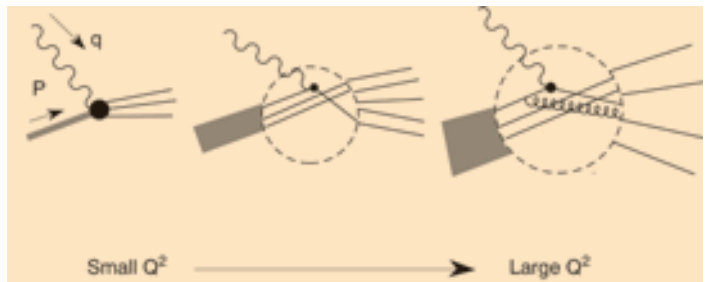


Figura 3. Imagen del protón obtenida a diferentes energías. Un fotón más energético tiene una longitud de onda más pequeña y puede apreciar detalles más finos.

Podemos entender fácilmente esta dependencia en Q^2 , sin necesidad de entrar en detalles técnicos. La colisión entre el haz de electrones y el protón es algo así como un poderoso microscopio que nos permite estudiar la composición interna del protón. La información es obtenida mediante el fotón intercambiado, que lleva la transferencia de momento Q y por lo tanto tiene una longitud de onda $\lambda \sim \hbar/Q$. A muy bajas energías, λ es demasiado grande para apreciar ningún detalle y vemos el protón puntual de la física nuclear. Con las energías utilizadas en los experimentos de SLAC, se obtuvieron longitudes de onda diez veces más pequeñas que el radio del protón, que permitieron observar la existencia de tres quarks constituyentes en su interior. Si aumentamos la energía, obtendremos una λ más pequeña y podremos estudiar detalles más finos. Debido a la interacción fuerte, los quarks están continuamente radiando e intercambiando gluones, que a su vez pueden radiar otros gluones o pares quark-antiquark. Una supuesta “fotografía” del protón obtenida a muy alta energía nos mostraría que los quarks constituyentes observados en SLAC pueden resolverse en un conjunto de quarks, antiquarks y gluones que comparten la fracción de momento x . Por tanto, a distintas transferencias de momento Q observaremos distintas funciones $q(x)$ y $g(x)$ porque la sensibilidad de nuestro “microscopio” es distinta.

En QCD perturbativa es posible calcular la dependencia en Q^2 de las PDF, pero el valor inicial de estas distribuciones en algún Q_0^2 de referencia debe tomarse del experimento o bien apelar a cálculos no perturbativos. Existen también un cierto número de reglas de suma debidas a leyes globales de conservación (carga eléctrica, momento total,...) y ciertos comportamientos asintóticos que permiten imponer algunas restricciones sobre $q(x)$ y $g(x)$. Aunque el desconocimiento de las PDF a Q^2 fijo nos puede parecer una enorme limitación del método, la cantidad de datos acumulada hasta la fecha es tal que los experimentos de colisiones profundamente inelásticas constituyen una muy sólida evidencia de que QCD es la teoría correcta de las interacciones fuertes.

La evolución de las PDF utilizada rutinariamente en los resultados actuales incluye correcciones cuánticas de segundo orden. El acuerdo en la dependencia de Q^2 entre teoría y experimento es realmente remarcable y conduce a una determinación de $\alpha_s(M_Z^2)$ muy precisa. Por ejemplo, el experimento ZEUS en el acelerador ep HERA en Hamburgo

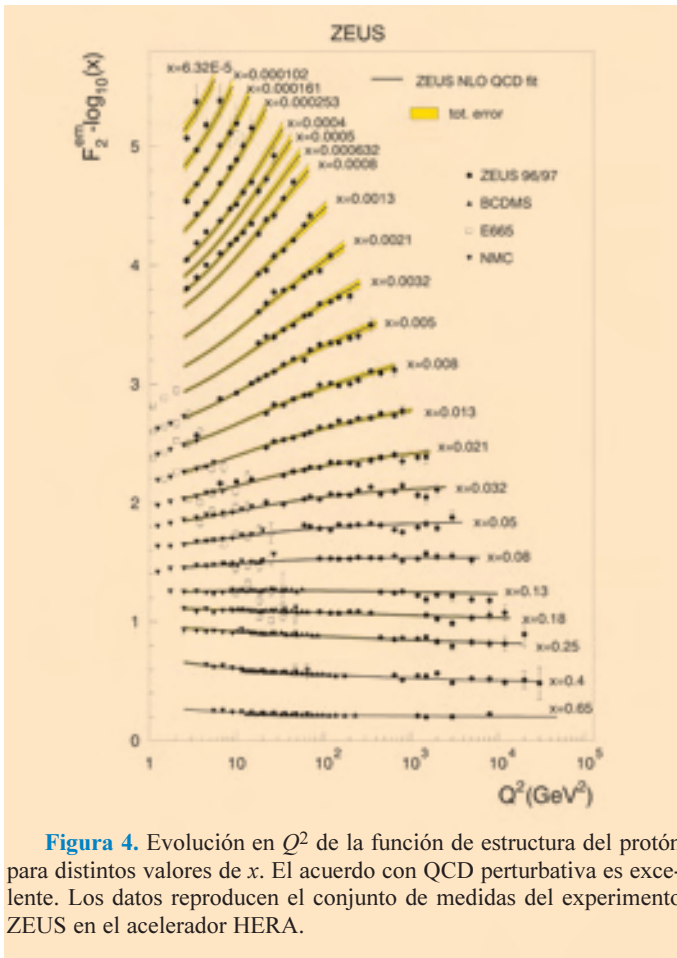


Figura 4. Evolución en Q^2 de la función de estructura del protón para distintos valores de x . El acuerdo con QCD perturbativa es excelente. Los datos reproducen el conjunto de medidas del experimento ZEUS en el acelerador HERA.

encuentra como resumen de todas sus medidas el resultado $\alpha_s(M_Z^2)=0.117 \pm 0.005$, en magnífico acuerdo con las determinaciones obtenidas en las desintegraciones del bosón Z y del leptón τ . El promedio mundial de las medidas de $\alpha_s(M_Z^2)$ es en estos momentos 0.118 ± 0.002 .

HERA culmina más de treinta años de estudios de este tipo de procesos y de QCD perturbativa. Esta máquina singular ha permitido explorar en detalle un rango cinemático muy amplio, tanto para Q^2 como para x , donde ha alcanzado a valores tan pequeños como 10^{-6} , y hasta el momento presente no existe ninguna evidencia realmente convincente de que la evolución de las funciones PDF no venga bien descrita por la teoría de perturbaciones que se deriva de QCD. A pesar de este éxito, se sabe que en algún momento dicha descripción puramente perturbativa debe fallar y ello ha creado una industria alternativa de métodos de cálculo distintos. El paradigma de este tipo de actividad es la llamada ecuación de evolución BFKL, preconizada por Lipatov y otros. La validez y rango de aplicabilidad de esta aproximación es uno de los temas activamente debatidos en la actualidad.

Aparte de su evidente interés intrínseco, las PDF constituirán un ingrediente práctico esencial en la física de los próximos años que, del punto de vista experimental, vendrá dominada por la puesta en marcha del acelerador LHC con vistas a encontrar y estudiar el Higgs, la búsqueda de posibles partículas supersimétricas, violación de CP, física del top, etc. En todos estos procesos, uno precisa un conocimiento adecuado de las PDF.

El estudio de las colisiones profundamente inelásticas ha producido no pocas sorpresas. Quizás una de las primeras fue el comprobar que a energías suficientemente grandes, sólo una fracción bastante inferior al 50% del momento total del protón podía asociarse a los quarks de “valencia” del mismo, **uud**. El resto estaba asociado a los gluones y a los pares quark-antiquark radiados (“el mar de Dirac”).

Otra sorpresa más reciente ha consistido en comprobar a través del estudio de colisiones con blancos polarizados que la mayor parte del espín del protón tampoco está asociado a los quarks sino que, en cierto sentido, debe asignarse a los gluones. Este hecho resulta particularmente intrigante por cuanto la predicción de los momentos magnéticos de los bariones es uno de los grandes triunfos del modelo original de quarks constituyentes.

Este modelo suponía que los bariones y mesones están formados por quarks muy masivos (del orden de un tercio de la masa del protón) débilmente ligados, pero confinados a partir de una cierta distancia. El estudio del espín del protón nos ha recordado que estos quarks y los que se observan en colisiones profundamente inelásticas no son los mismos objetos. Mientras los segundos son entidades fundamentales, los primeros proporcionan una descripción efectiva válida solamente en un cierto régimen cinemático.

5. Simetría Quiral

Los comentarios al final de la sección anterior nos han recordado que los triunfos de la QCD perturbativa tienen un contrapunto en las dificultades que presenta la Cromodinámica Cuántica a largas distancias. ¿Cómo podemos calcular la masa del protón?

A bajas energías no podemos confiar en absoluto en la teoría de perturbaciones y por lo tanto la descripción en términos de quarks y gluones no parece adecuada. ¿Cuál entonces? En los últimos años se ha visto el papel fundamental que juegan las simetrías globales de QCD; en particular la denominada simetría quiral asociada con el número cuántico de sabor.

Si despreciamos las masas de los quarks, lo cual es una aproximación excelente para los quarks **u** y **d** y bastante buena para el **s**, el lagrangiano de QCD asociado a estos tres quarks ligeros,

$$L = \bar{\mathbf{q}} \not{\partial} \mathbf{q} + \bar{\mathbf{q}}_L \not{\partial} \mathbf{q}_L + \bar{\mathbf{q}}_R \not{\partial} \mathbf{q}_R, \quad (12)$$

$$\bar{\mathbf{q}} \equiv (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}),$$

es invariante bajo transformaciones unitarias en el espacio de los tres sabores de los quarks, ya que sus interacciones son idénticas. Esta simetría es bien conocida desde los tiempos del viejo modelo quark de Gell-Mann y Zweig, y es la razón por la que el espectro hadrónico observado puede clasificarse en multipletes de SU(3). Los hadrones pertenecientes a un mismo multiplete tienen aproximadamente la misma masa e idénticos espines, paridades, número bariónico, etc.

Sin embargo, el lagrangiano (12) posee demasiadas simetrías. Al separar los quarks en sus quiralidades izquierda y derecha (la quiralidad es un número cuántico que en el caso de fermiones sin masa coincide exactamente con la helicidad, o proyección del momento angular en la dirección del movimiento), observamos que hay dos simetrías SU(3) inde-

pendientes para las dos quiralidades. Esto implicaría una duplicidad de multipletes hadrónicos con paridades opuestas que no existe en el espectro observado.

La discrepancia entre las simetrías del lagrangiano (la interacción) y del espectro es debida a que el estado fundamental –el vacío– de QCD no respeta la simetría “quiral”. El vacío de QCD se alinea en una cierta dirección en el espacio de simetría interno que representan las transformaciones quirales. En términos matemáticos hablamos de una rotura espontánea del grupo de simetría global $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ a su subgrupo diagonal $SU(3)_V$.

El fenómeno de rotura espontánea de simetría es bien conocido en otras áreas de la física. La interacción entre los espines electrónicos de un material ferromagnético es invariante bajo rotaciones, sin embargo se produce una alineación espontánea de los distintos espines en una misma dirección, de forma aleatoria. Algo parecido sucede con el vacío de QCD, que genera un valor de expectación no nulo para el operador $\bar{\mathbf{q}}\mathbf{q} = \bar{\mathbf{q}}_L\mathbf{q}_R + \bar{\mathbf{q}}_R\mathbf{q}_L$, rompiendo así la simetría quiral.

En términos físicos, la rotura espontánea tiene una consecuencia muy importante, la aparición de ocho mesones pseudo-escalares (paridad negativa) sin masa. Puesto que los quarks \mathbf{u} , \mathbf{d} y \mathbf{s} tienen una pequeña masa, la simetría del lagrangiano no es exacta y estas ocho partículas adquieren una masa si bien muy pequeña en comparación con los restantes hadrones. Una mirada a la tabla de partículas nos permite verificar la existencia de un octete de pseudo-escalares con estas propiedades, formado por los tres piones, los cuatro kaones y la partícula η . La rotura espontánea de simetría implica propiedades muy peculiares para estas partículas, cuya dinámica a bajas energías puede predecirse de forma rigurosa mediante argumentos basados únicamente en la simetría subyacente. La confirmación experimental de todas estas predicciones ha demostrado inequívocamente el fenómeno de rotura espontánea de la simetría quiral en el vacío de QCD.

Las llamadas “teorías de campos efectivas” proporcionan una herramienta muy poderosa para analizar las consecuencias de la simetría quiral. La idea, que en realidad es aplicable a cualquier descripción efectiva de QCD o de cualquier otra teoría de campos, es la siguiente. Si estamos interesados en describir la física hasta una escala de energía y momento Λ , solamente necesitamos retener como grados de libertad explícitos aquellos que pueden producirse cuando en un proceso los cuadrimentos externos son menores que Λ ; es decir aquellas partículas que son ligeras comparadas con Λ . La información sobre los grados de libertad más pesados queda incluida en las constantes de acoplamiento del lagrangiano efectivo “local” que describe la física de bajas energías. Si las simetrías son suficientemente restrictivas, solo podrán existir en el lagrangiano efectivo un número muy pequeño de términos con la dimensión adecuada a una densidad lagrangiana.

Por supuesto, dado que solo pretendemos una descripción válida hasta la escala Λ , nada impide que nuestro lagrangiano efectivo contenga términos con dimensión superior acompañados, eso sí, de constantes de acoplo con potencias inversas de una determinada escala. Obviamente esta escala sólo puede ser Λ , ya que es la única que ha aparecido en el problema. Un mero conteo dimensional indica que la contribución a los observables de dichos términos de dimensión

superior d es de $\mathcal{O}((E^2/\Lambda^2)^{d-4})$ y son progresivamente menos y menos importantes (excepto si las energías son próximas a Λ , por supuesto).

Una vez este marco de trabajo está establecido, nada nos impide tratar la teoría efectiva como una teoría cuántica de campos de pleno derecho, incluyendo correcciones cuánticas hasta el orden que deseemos. De hecho, las correcciones cuánticas son absolutamente necesarias si uno desea preservar ciertos requerimientos básicos tales como unitariedad. Se podría pensar que el marco teórico expuesto es tan general que poco podremos aprender de él. Pero en realidad esto no es así y la clave, como se ha indicado, estriba en poseer una elevada simetría. Este es el caso precisamente de QCD a bajas energías donde la simetría quiral es capaz de restringir de tal manera el lagrangiano efectivo que, si prescindimos de las masas de los quarks, hay solamente un único término al orden más bajo

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{f_\pi^2}{4} \text{Tr}(\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger). \quad (13)$$

En esta expresión, la matriz unitaria 3×3 $U(x)$ contiene 8 grados de libertad $\pi^a(x)$ que son precisamente los ocho pseudo-escalares a que nos hemos referido. Incluir las masas de los quarks no supone ningún problema, de hecho una simetría que está rota por términos de masa –como es el caso de la simetría quiral– es tan útil como una simetría exacta.

El lagrangiano (13) fue popularizado por Weinberg y el estudio del mismo y de sus consecuencias fue sistematizado principalmente por Gasser y Leutwyler. Al lector le parecerá que (13) está muy alejado del lagrangiano de QCD donde sólo tenemos quarks y gluones, y esa percepción es correcta. Su construcción sólo retiene de QCD la simetría global $SU(3)_L \times SU(3)_R$ y la forma en que esta se rompe (ocho mesones aproximadamente sin masa). La restante información de QCD está en realidad contenida en la constante f_π , la denominada constante de desintegración del pión y en otras constantes que acompañan otros términos de dimensión superior que no detallamos y que están suprimidos por potencias de $\Lambda \sim 4\pi f_\pi$. Determinar todas estas constantes a partir del lagrangiano de QCD sigue siendo un problema sin cerrar bastante complejo, debido a que a bajas energías entramos de pleno en el régimen no perturbativo de QCD. No obstante se ha progresado enormemente en los últimos diez años en esta dirección. Las constantes pueden también extraerse del experimento.

El lagrangiano (13) y otros lagrangianos efectivos análogos que contienen más resonancias ligeras han sido aplicados al cálculo de muchos observables y, en términos generales, proporcionan una descripción muy adecuada de la física de los hadrones. Permiten recuperar y extender muchos resultados bien conocidos de la física hadrónica que precedió al descubrimiento de la Cromodinámica Cuántica y su aplicación a otros ámbitos. El término “teoría quiral de perturbaciones” ha sido acuñado para describir estos estudios de QCD a bajas energías, que han alcanzado actualmente un alto grado de sofisticación técnica. Diversos grupos españoles han participado muy activamente en el desarrollo de este campo.

También ha sido muy notable la participación de los físicos del país en otro tipo de teorías efectivas, concretamente

las denominadas teorías efectivas de quarks pesados (**c** y **b**), basadas en la existencia de otras simetrías accidentales del lagrangiano de QCD en el límite de masas de quarks infinitas. Su uso ha permitido una comprensión a un nivel cuantitativo muy importante de la espectroscopía de hadrones con quarks pesados y es muy útil para determinar algunos parámetros fundamentales de la teoría electrodébil (violación de la simetría CP , por ejemplo), cuyo estudio resulta muy complicado debido a la existencia de la interacción fuerte. En este caso el parámetro de expansión Λ es precisamente la masa del quark pesado que es tratado como una fuente estática de color.

6. Métodos No Perturbativos

En los últimos años se han producido avances importantes en el desarrollo de métodos no perturbativos para estudiar la interacción fuerte a bajas energías, donde la constante de acoplamiento es grande. Una buena parte del progreso realizado es debido a la impresionante evolución de la potencia de cálculo por ordenador que ha permitido el desarrollo de métodos numéricos para simular la interacción fuerte. Estos métodos están basados en una discretización del espacio-tiempo que admite una formulación de la teoría cuántica de campos adecuada para tratamientos numéricos. Esto ha permitido comprobar cualitativamente el confinamiento y la rotura de la simetría quiral y verificar cuantitativamente muchas propiedades del espectro hadrónico.

Es posible en este artículo hacer justicia al tremendo esfuerzo dedicado a superar las innumerables dificultades teóricas hasta obtener una transcripción numérica adecuada de QCD. La formulación original del problema es debida a Wilson quien la propuso pocos años después de la aparición de QCD como candidato a describir las interacciones fuertes. Ya en el propio trabajo de Wilson aparece mencionada una de las dificultades cruciales de los métodos numéricos: al intentar transcribir a un espacio-tiempo discreto el lagrangiano de Dirac (2), la correspondiente ecuación presenta una

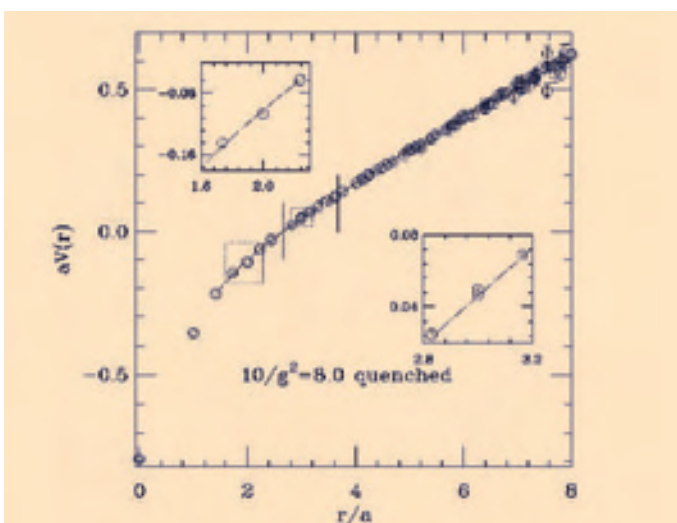


Figura 5. Simulación numérica del potencial de interacción entre dos quarks muy masivos en un espacio-tiempo discretizado en unidades de la longitud elemental del retículo a . El gráfico muestra el ajuste entre los resultados numéricos y un potencial de la forma $V(r)=A/r + B + Cr$ y como a largas distancias éste efectivamente crece linealmente conduciendo al confinamiento. Las simulaciones han sido realizadas por C. Bernard *et al.*

multiplicidad de soluciones que no existen en el continuo. Si los fermiones se acoplan a un campo externo con quiralidad, la mitad de estas soluciones tienen quiralidad positiva y la otra mitad negativa. Para remover las soluciones no físicas, Wilson introdujo un término que tiene el efecto no deseado de romper de manera no controlada la simetría quiral, que como se ha visto es esencial para una descripción adecuada a bajas energías de QCD. Este problema ha permanecido sin registrar ningún progreso relevante hasta hace muy pocos años cuando desde diversos frentes se ha convergido finalmente a una manera de remover las soluciones no deseadas de la ecuación de Dirac que mantiene al mismo tiempo la simetría quiral.

Sea utilizando la formulación original de Wilson, sea con formulaciones más sofisticadas, el tratamiento exacto de los campos representando los quarks resulta sumamente complejo. La mayor parte de las simulaciones realizadas hasta la fecha utilizan la denominada formulación “quenched”, donde se retienen los quarks de valencia, pero no los del mar de Dirac (virtuales). Esta es una aproximación de difícil control teórico. Sólo recientemente se ha dispuesto de ordenadores suficientemente potentes para remover en todo o en parte esta aproximación. Cabe mencionar que la simulación numérica de QCD es una tarea que por complejidad, tamaño, potencial humano requerido y poder de cálculo está sólo al alcance de contadas colaboraciones en todo el mundo.

No resulta sorprendente por lo tanto que los resultados más incontestables sean los que incluyen una QCD sin quarks; sólo con gluones. Los quarks se tratan como fuentes estáticas de color. El análisis del potencial entre quarks resulta especialmente revelador y muestra claramente dos regímenes muy distintos. A cortas distancias, donde α_s es pequeña y teoría de perturbaciones esencialmente correcta, el potencial debido al intercambio de un gluón conduce a un comportamiento $V(r) \sim 1/r$. Este es el régimen adecuado para quarks pesados, puesto que, por ejemplo, $\alpha_s(m_b^2) \ll 1$. A distancias largas, el potencial entre quarks cambia completamente de aspecto y tiene un comportamiento $V(r) \sim r$. Este comportamiento conduce al confinamiento (no existen estados asintóticos de colisión en un potencial de este tipo, todos los estados son ligados).

Los resultados numéricos son concluyentes: QCD describe correctamente las interacciones fuertes también en el régimen no perturbativo. Reproduce perfectamente fenómenos tales como el confinamiento y la rotura de la simetría quiral y, hasta donde hemos podido verificarlo, describe adecuadamente el espectro hadrónico.

Encontrar una explicación teórica del confinamiento es sin embargo mucho más difícil. Durante un tiempo se creyó que la riqueza de soluciones clásicas que presentan las teorías no abelianas aportaría la clave para entender el fenómeno. En particular el papel jugado por ciertas soluciones denominadas “instantones”, descubiertas por 't Hooft y Polyakov, ha sido ampliamente debatido. La esperanza de explicar los aspectos no perturbativos de QCD por éstas o similares configuraciones, no se ha materializado de manera siquiera semi-cuantitativa.

Más recientemente se ha ido abriendo paso entre los físicos la posibilidad de que el llamado efecto Meissner dual sea el responsable de la aparición del potencial confinante. Un superconductor presenta una densidad de cargas eléctricas

(pares de Cooper) que impiden la penetración en su seno de las líneas de campo magnético. Si introducimos en un superconductor dos cargas magnéticas puntuales y opuestas, este efecto forzará la concentración de todas las líneas de campo en la vecindad de la recta que une ambas cargas. Este es el efecto Meissner. Si ahora intercambiamos cargas y campos eléctricos y magnéticos, tendremos el efecto Meissner dual donde las cargas eléctricas están confinadas debido a la proliferación de monopolos. Como resultado se crearía una especie de "cuerda" entre los quarks que produciría el confinamiento. Esta interpretación tiene ciertos visos de ser realidad, pero lamentablemente resulta muy difícil proporcionar una descripción intrínseca del fenómeno, libre de ambigüedades asociadas a la elección del gauge. Este mecanismo ha recibido también un cierto impulso recientemente gracias a los trabajos teóricos de Seiberg y Witten en teorías supersimétricas, aunque por supuesto estos modelos están aún muy lejos de QCD. Aun más especulativos resultan ciertos desarrollos recientes, debidos a Polyakov y otros, que afir-

man la posibilidad de resolver exactamente QCD y teorías similares en términos de una teoría de cuerdas fundamental en cinco dimensiones, de la que en cuatro dimensiones veríamos su proyección efectiva.

Claramente, la complejidad y riqueza dinámica de QCD sigue fascinando y sigue planteando muchas preguntas que generan una activa investigación entre la comunidad actual de físicos de partículas. No obstante, gracias a la enorme evidencia experimental disponible, sabemos sin ninguna duda que QCD es la Teoría correcta de la interacción fuerte.

Domènec Espriu

*está en el Dpto. d'Estructura i Constituents de la Matèria.
CER for Astrophysics. Univ. de Barcelona*

Antonio Pich

*está en el Dpto. de Física Teórica, IFIC, CSIC.
Universidad de Valencia*

PROGRAMA ACTOS CELEBRACIÓN DE LA XXIX REUNIÓN BIENAL CENTENARIO R.S.E.F. Y R.S.E.Q.

7-11 DE JULIO 2003

Domingo 6:

19:00-21:00 h. Entrega de documentación y vino español

Lunes 7:

09:00-09:30 h. Bienvenida de los Presidentes

09:30-10:30 h. Conferencia Prof. Richard R. Ernst. (Premio Nobel de Química 1.991). "Science and Beyond"

10:30-11:00 h. Café

11:00-12:00 h. Conferencia Prof. Martin Huber. (Presidente Sociedad Europea de Física). "Testing Foundations of Physics in Space"

12:00-13:00 h. Conferencia Prof. Manuel Cardona. (Premio Príncipe de Asturias de Investigación. 1988). "Isotopically Modified Semiconductor: Their application in science and technology"

15:30-16:30 h. Conferencia Prof. George A. Olah. (Premio Nobel de Química 1994) "Producing hydrocarbons while mitigating global warming caused by carbon dioxide and methane"

16:30-17:00 h. Café

17:00-18:00 h. Inauguración Oficial XXIX Reunión Bienal Centenario, con la presencia de su Alteza Real el Príncipe de Asturias

19:00-21:00 h. Mesa Redonda. Fundación Ramón Areces (C/ Vitruvio 5, Metro: República Argentina, Línea 6). "Fronteras de la Física y la Química". Moderador: Prof. D. Federico Mayor Zaragoza, con la intervención de todos los Premios Nobel.

21:30 Cóctel de Bienvenida en el Palacio de Congresos

Martes 8:

09:00-10:00 h. Conferencia Prof. Claude Cohen-Tannoudji. (Premio Nobel de Física 1.997) "Laser Manipulation of Atoms"

10:00-10:30 h. Café

10:30-11:30 h. Conferencia Prof. D. Martinus Veltman. (Premio Nobel de Física. 1999) "The Standard Model and Beyond"

12:00-13:00 h. Conferencia Prof. Sir Harold W. Kroto. (Premio Nobel de Química 1996) "2010. NanoSpace Odyssey"

15:30-16:30 h. Conferencia Prof. Jean Marie Lehn. (Premio Nobel de Química 1997) "Perspectives in Chemistry: Information, Self-Organization, Adaptation in Chemical Systems"

16:30-17:00 h. Café

17:00-18:00 h. Conferencia Prof. Eric A. Cornell. (Premio Nobel de Física 2.001). "Bose-Einstein Condensation Experiments in an Ultracold Atomic Gas"

18:00-19:00 h. Conferencia Prof. A. Corma. (Premio Dupont de la Ciencia 1995) "Establishing Bridges Between Enzymatic Homogeneous and Heterogeneous Catalysis"

Miércoles 9:

09:00-10:00 h. Conferencia General Prof. Art McDonald. "Understanding Basic and Solar Neutrino Properties from Deep Underground Experiments".

10:00-11:00 h. Conferencia General Prof. Luis Roso. "Ultrashort Laser Pulses: Present Status of the Ultrafast Time Resolution"

Sesion de tarde Simposios de los Grupos Especializados (programas disponibles en <http://www.centenario-bienales.com/actividades-fisica.html>)

Jueves 10:

09:00-10:00 h. Conferencia General Prof. Henry F. Diaz. "Cambios Globales: ¿Quiénes Pierden, Quiénes Ganan, Quiénes Pagan?".

10:00-11:00 h. Conferencia General Prof. Ivan K. Schuller. "Nanostructures: A Voyage from Three to Zero Dimensions"

Sesion de tarde Simposios de los Grupos Especializados (programas disponibles en <http://www.centenario-bienales.com/actividades-fisica.html>)

Viernes 11:

08:45-09:45 h. Conferencia General Prof. Jan V. Sengers. "Thermodynamics of Critical Fluctuations in Molecular and Complex Fluids"

09:45-10:45 Conferencia de Wubbo Ockels "What Space Means for Physics, a Personal View Based on a Personal Experience"

10:45-11:15 Café

11:15-12:15 h. Conferencia General, Acto de Clausura, Prof. Myriam P. Sarachik. (Presidente de la Sociedad Americana de Física). "Novel Phenomena in Dilute Electron Systems in Two Dimensions"

12:30 h. Asamblea General RSEF

