

Clase 10

Gabriela Navarro

Módulo de Teoría Filial Física de Partículas

28 de abril 2021



Latin American alliance for
Capacity building in Advanced physics
LA-CoNGA physics



Cofinanciado por el
programa Erasmus+
de la Unión Europea





Principio de gauge local

- La idea de la invariancia de gauge es familiar si recordamos el caso del electromagnetismo -> los **campos físicos** \vec{E} y \vec{B} (que se obtienen de los potenciales escalar ϕ y vectorial \vec{A}) no cambian frente a una transformación de gauge:

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \frac{\partial \chi}{\partial t} \quad \text{y} \quad \vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} \chi \quad A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu \chi$$

$$A_\mu = (\phi, -\vec{A})$$

$$\partial_\mu = (\partial_0, \vec{\nabla})$$

- En mecánica cuántica relativista -> la invariancia de gauge del electromagnetismo está relacionada con un principio local de gauge.
- Consideremos una simetría fundamental del Universo que requiere invariancia frente a las transformaciones locales de fase:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\chi(x)}\psi(x)$$

Similar a la transformación global de fase U(1), sólo que aquí la fase depende de la posición en el espacio-tiempo.



Principio de gauge local

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\chi(x)}\psi(x)$$

- Para esta transformación **local** la ecuación de partícula libre de Dirac se vuelve:

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi = m\psi \rightarrow i\gamma^\mu (\partial_\mu + \underbrace{iq\partial_\mu \chi}_{\text{Aparece este término}}) \psi = m\psi$$

Aparece este término

La ecuación de partícula libre de Dirac no posee esta invariancia de transformación de fase local.

- La invariancia local de fase no es posible para la teoría libre, sin interacciones.
- La invariancia se puede establecer sólo si se modifica la ecuación de Dirac incluyendo un nuevo grado de libertad A_μ , tal que:

$$i\gamma_\mu (\partial_\mu + iqA_\mu) \psi - m\psi = 0$$

A_μ será interpretado como el campo correspondiente al bosón de gauge sin masa

Principio de gauge local

$$i\gamma_\mu(\partial_\mu + iqA_\mu)\psi - m\psi = 0$$

- Esta ecuación es invariante frente a transformaciones de fase locales si:

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\chi$$

- Es necesario introducir un nuevo campo y la ecuación de Dirac modificada tiene ahora el término de interacción $q\gamma^\mu A_\mu\psi$ (idéntico al término de interacción de QED).
- QED corresponde a una simetría de gauge local U(1) del Universo.
- La simetría subyacente asociada a la Cromodinámica Cuántica QCD (teoría cuántica de campos de la interacción fuerte) es la invariancia bajo transformaciones de fase locales de SU(3):

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{ig_s\vec{\alpha}(x)\cdot\hat{T}}\psi(x)$$

$\hat{T} = \{T^a\}$ generadores del grupo de simetría SU(3)

Relacionado con las matrices de Gell-Mann:

$$T^a = \frac{1}{2}\lambda^a$$

$\alpha^a(x)$ son 8 funciones del espacio-tiempo



Principio de gauge local

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{ig_S \vec{\alpha}(x) \cdot \hat{T}} \psi(x)$$

- Como los generadores de SU(3) están representados por matrices de 3x3 \rightarrow la función de onda ψ debe incluir 3 grados de libertad adicionales que se puede representar por un vector de 3 componentes (recordar SU(3) de sabor).
- Este nuevo grado de libertad se denomina **color** y sus estados son: **rojo (r)**, **verde (g)** y **azul (b)**.
- La invariancia de gauge local se obtiene introduciendo 8 nuevos campos G_μ^a ($a=1,\dots,8$) que corresponden a los 8 generadores del grupo de simetría SU(3).
- La ecuación de Dirac que incluye las interacciones con los nuevos campos de gauge es:

$$i\gamma^\mu [\partial_\mu + ig_S G_\mu^a T^a] \psi - m\psi = 0$$

Es invariante frente a transformaciones de fase Locales de SU(3)



Principio de gauge local

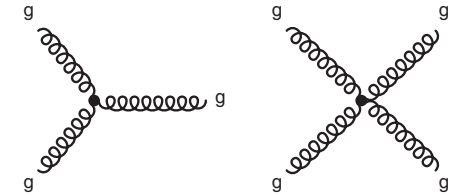
$$i\gamma^\mu [\partial_\mu + ig_S G_\mu^a T^a] \psi - m\psi = 0$$

- Los nuevos campos transforman:

$$G_\mu^k \rightarrow G_\mu^{k'} = G_\mu^k - \partial_\mu \alpha_k - g_S f_{ijk} \alpha_i G_\mu^j$$

Este término aparece porque los generadores de SU(3) no conmutan y las f_{ijk} son las constantes de estructura del grupo SU(3) $\rightarrow [\lambda_i, \lambda_j] = 2if_{ijk}\lambda_k$

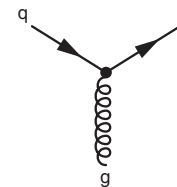
- Como los generadores del grupo SU(3) no conmutan \rightarrow QCD es una teoría de gauge no abeliana y la presencia de este término adicional implica la auto-interacción del Gluón.



- La invariancia local de gauge de SU(3) implica la incorporación de nuevos términos de interacción, uno por cada uno de los 8 generadores.

- Los 8 nuevos campos G^a corresponden a los gluones de QCD y su vértice de interacción qqq es:

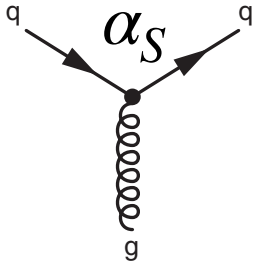
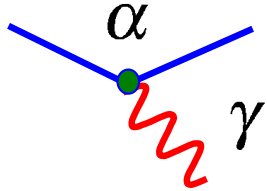
$$g_S T^a \gamma^\mu G_\mu^a \psi = g_S \frac{1}{2} \lambda^a \gamma^\mu G_\mu^a \psi$$





Principio de gauge local

QED	QCD
<ul style="list-style-type: none"> Interacción mediada por fotones sin masa que corresponden al generador de la simetría de gauge local U(1) 	Interacción mediada por 8 gluones sin masa que corresponden a los 8 generadores de la simetría local SU(3)
Única carga conservada: q	Tres cargas de color conservadas; r, g, b . Sólo las partículas con carga de color distinta de 0 se acoplan a gluones.



- La simetría SU(3) de color es una simetría exacta y QCD es invariante frente a las transformaciones unitarias en el espacio de color.
- La intensidad de la interacción de QCD es independiente de la carga de color de las partículas.
- Las antipartículas cargan la carga de color opuesta a la de los quarks: $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$



Principio de gauge local

- Los tres estados de color son:

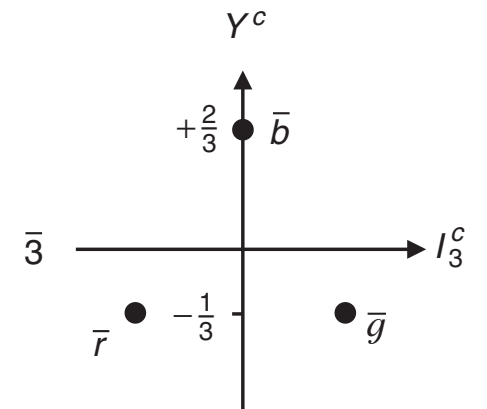
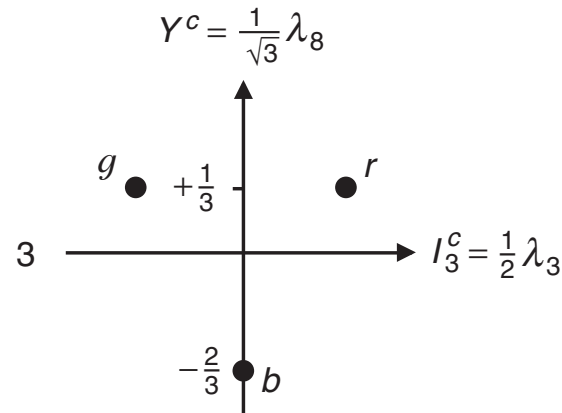
$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

- Los estados de color pueden ser etiquetados con dos números cuánticos aditivos:

- Tercera componente del isospín de color I_3^c
- La hipercarga de color Y^c

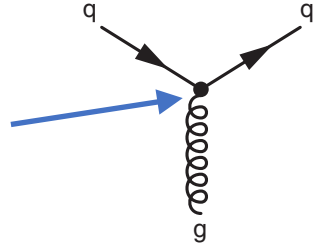




Vértice quark-gluón

- Si comparamos el término de interacción de la QCD y el de la QED:

$$-iq\gamma^\mu A_\mu\psi \rightarrow g_S\frac{1}{2}\lambda^a\gamma^\mu G_\mu^a\psi$$

- El factor correspondiente al vértice de QCD se identifica como: $-iq\gamma^\mu \rightarrow g_S\frac{1}{2}\lambda^a\gamma^\mu$ 

- La función de onda de los quarks necesita incluir el grado de libertad de color: $u(p) \rightarrow c_i u(p)$:

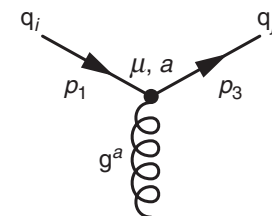
- $u(p)$ es el espinor de Dirac

- c_i representa uno de los posibles estados de color

$$c_1 = r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad c_2 = g = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad c_3 = b = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

- La corriente de quark asociada al vértice de QCD :

$$j_q^\mu = \bar{u}(p_3)c_j^\dagger \left\{ -\frac{1}{2}ig_S\lambda^a\gamma^\mu \right\} c_i u(p_1)$$





Vértice quark-gluón

$$j_q^\mu = \bar{u}(p_3)c_j^\dagger \left\{ -\frac{1}{2}ig_S\lambda^a\gamma^\mu \right\} c_i u(p_1)$$

- Las matrices de 3x3 λ^a actúan sobre la función de onda de color de 3 componentes
- Las matrices de 4x4 γ actúan sobre el spinor de Dirac de 4 componentes
- Podemos factorizar la parte de color:

$$j_q^\mu = \bar{u}(p_3)c_j^\dagger \left\{ -\frac{1}{2}ig_S\lambda^a\gamma^\mu \right\} c_i u(p_1) = -\frac{1}{2}ig_S [c_j^\dagger \lambda^a c_i] \times [\bar{u}(p_3)\gamma^\mu u(p_1)]$$

$$c_j^\dagger \lambda^a c_i = c_j^\dagger \begin{pmatrix} \lambda_{1i}^a \\ \lambda_{2i}^a \\ \lambda_{3i}^a \end{pmatrix} = \lambda_{ji}^a$$

- Podemos escribir el vértice:

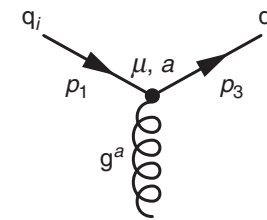
$$j_q^\mu = -\frac{1}{2}ig_S\lambda_{ji}^a [\bar{u}(p_3)\gamma^\mu u(p_1)]$$

- Regla de Feynman asociada al vértice de QCD:

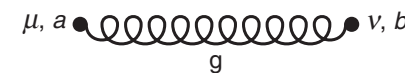
$$-\frac{1}{2}ig_S\lambda_{ji}^a\gamma^\mu$$

- La regla de Feynman para el propagador del gluón:

$$-i\frac{g_{\mu\nu}}{q^2}\delta_{ab}$$



i,j etiqueta el color de los quarks



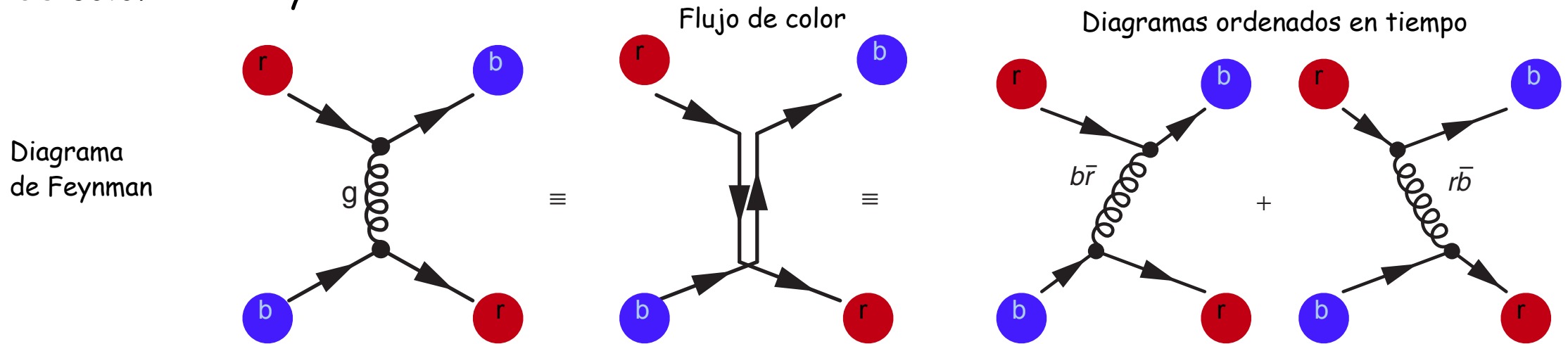


Gluones

- Los gluones conectan estados de quark de diferente color -> para que la carga de color se conserve en el vértice -> los gluones deben llevar carga de color.

- Por ejemplo, el gluón correspondiente a λ_4 contribuye interacciones que involucran cambios de color $r \leftrightarrow b$ y $b \leftrightarrow r$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

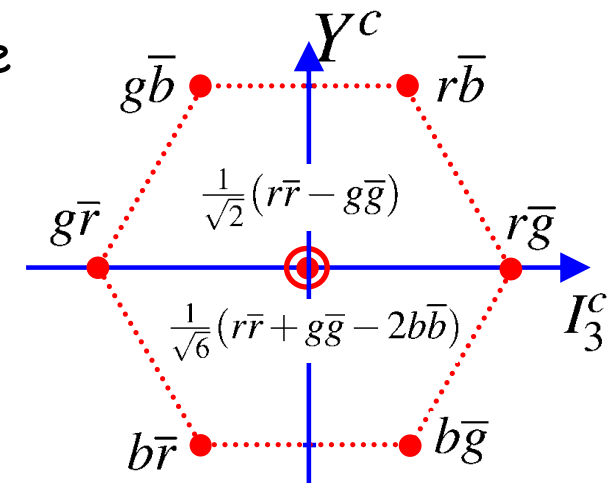


- Como la carga de color se conserva, la interacción involucra el intercambio de un gluón $b\bar{r}$ y $r\bar{b}$ > los gluones llevan simultáneamente carga de color y carga de anticolor.



Gluones

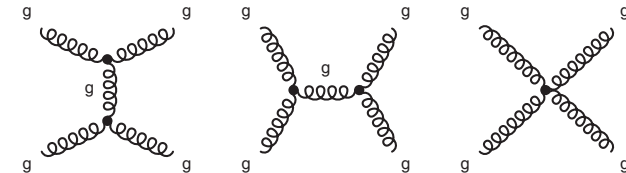
- Como los gluones llevan una combinación de color y anti-color \rightarrow hay 6 gluones con diferente color y anti-color : $r\bar{g}, g\bar{r}, r\bar{b}, b\bar{r}, g\bar{b}, b\bar{g}$
- Podríamos esperar 3 gluones correspondientes a $r\bar{r}, g\bar{g}, b\bar{b}$ \rightarrow sin embargo los gluones físicos corresponden a los campos asociados con los generadores de $SU(3)$ $\lambda_{1,\dots,8}$.
- Los gluones forman un octeto de estados de color análogo a los estados de sabor mesónicos $q\bar{q}$.





Confinamiento de color

- Se cree (aunque no ha sido probado aún) que todas las partículas libres observadas no tienen carga de color -> nunca se ha observado experimentalmente un quark libre (se detectaría como una partícula de carga fraccionaria).
- Esta ausencia de observación de quarks en estado libre se explica con la hipótesis del confinamiento de color:
 - Los objetos con color están siempre confinados a estados singletes de color.
 - Los objetos con carga de color distinta de 0 no se pueden propagar como partículas libres
- El confinamiento de color se cree que surge de la auto-interacción gluón-gluón que aparece porque los gluones llevan carga de color.
- Como consecuencia, los quarks están confinados a hadrones sin color.
- Los gluones que poseen carga de color, también están confinados en objetos sin color.





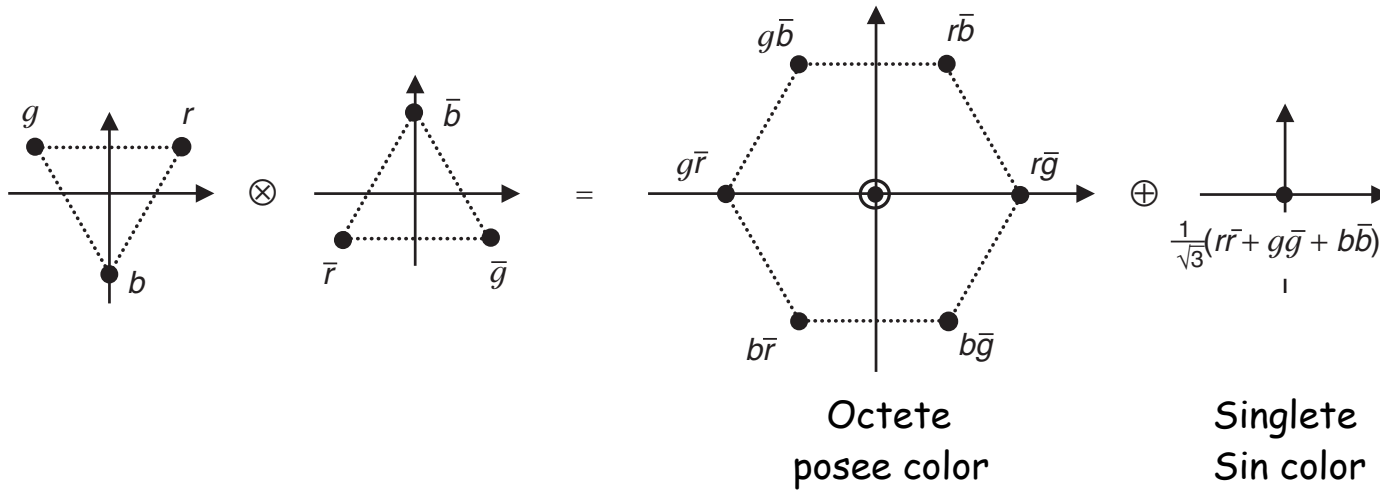
Confinamiento de color

- El confinamiento de color implica que los quarks son siempre observados confinados en estados ligados sin color.
- Los estados singlete de color de $SU(3)$ son combinaciones "sin color":
 - poseen números cuánticos de color $I_3^c = Y^c = 0$ (condición necesaria pero no suficiente).
 - La acción de los operadores escalera en un estado singlete de color debe dar 0 (análogo a el estado singlete de spin "sin espín" $|0,0\rangle$)
- La hipótesis de confinamiento de color implica que sólo los estados singlete de color pueden existir como partículas libres \rightarrow todos los estados ligados de quarks y antiquarks deben ocurrir en singlets de color.
- El álgebra de la simetría exacta $SU(3)$ de color es igual a la de simetría de sabor donde reemplazamos $u \rightarrow r$, $d \rightarrow g$ y $s \rightarrow b$.



Confinamiento de color

- Función de onda de color de un estado ligado $q\bar{q}$:



Función de onda de color de un mesón

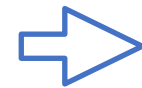
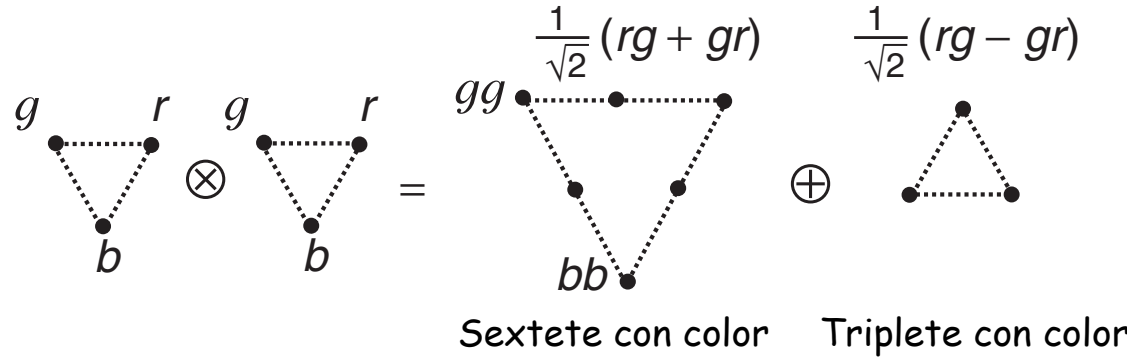
$$\psi^c(q\bar{q}) = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$$

- La adición de un tercer quark o antiquark al octete o al singlete lleva a estados con $I_3^c = Y^c \neq 0 \rightarrow$ estados $qq\bar{q}$ or $q\bar{q}\bar{q}$ no existen en la naturaleza



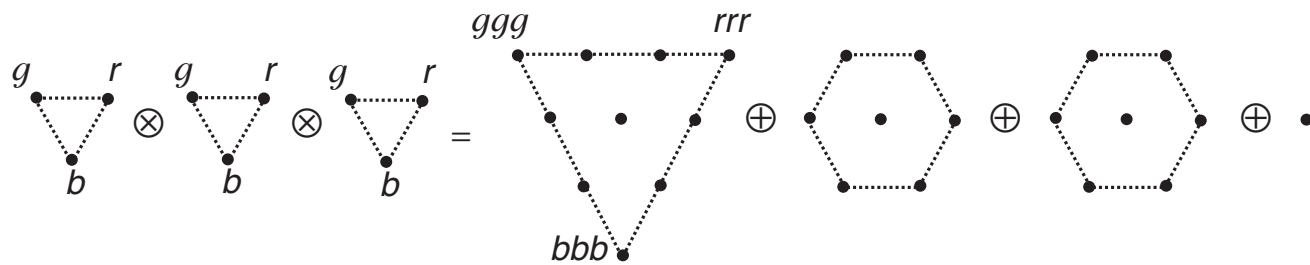
Confinamiento de color

- Estado ligado qq :



Los estados ligados qq son objetos con color y por lo tanto no existen en la naturaleza.

- Si agregamos otro triplete:



Esta combinación da lugar a un singlete de Color:

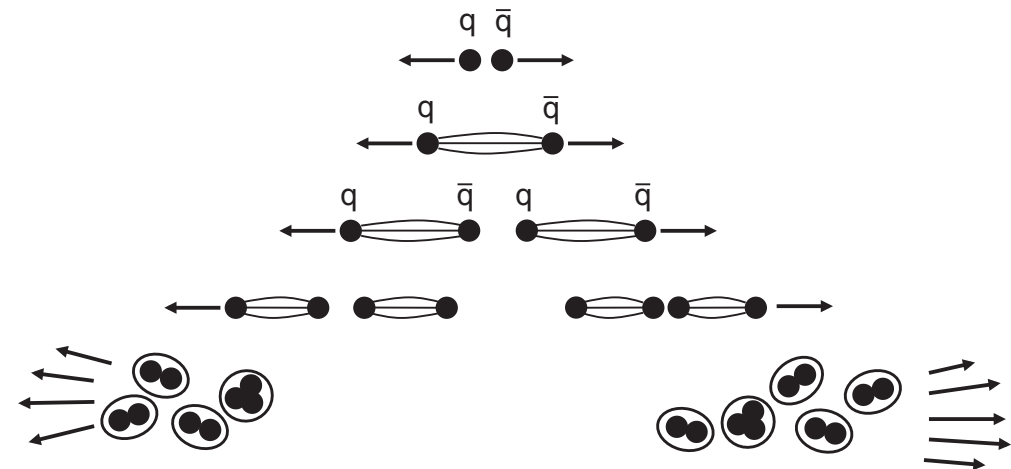
$$\psi^c(qqq) = \frac{1}{\sqrt{6}}(rgb - rbg - gbr - grb + brg - bgr)$$

- Por lo tanto observamos en la naturaleza estados ligados qqq .
- La función de onda de color singlete es totalmente antisimétrica y como es el único estado singlete de color para tres quarks \rightarrow la función de onda de color de bariones es siempre antisimétrica!



Hadronización y jets

- En procesos como $ee \rightarrow qq$, dos quarks inicialmente libres de alta energía son producidos y viajan en sentido contrario en el sistema de referencia centro de masa.
- Como consecuencia del confinamiento de color \rightarrow los quarks no se propagan libremente y son observados como jets (chorros) de partículas sin color.
- El proceso por el cual los quarks de alta energía producen jets se conoce como hadronización.



- Los quarks producidos en la interacción se separan a alta velocidad.
- El campo de color los restringe a un tubo con densidad de energía $\sim 1\text{GeV}/\text{fm}$
- Mientras los quarks se separan, el campo de color es suficiente para proveer la energía necesaria para formar un par $q\bar{q}$.
- El proceso continúa y se forman más pares $q\bar{q}$.
- Todos los quarks y antiquarks tienen suficiente energía para combinarse y formar hadrones sin color.

El proceso de hadronización resulta en dos jets de hadrones, uno en la dirección del quark inicial y el otro en la dirección del antiquark inicial.



Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

- A escalas de baja energía la constante de acoplamiento de la QCD es grande, $\alpha_S \sim O(1)$ -> la expansión perturbativa discutida en el contexto de la QED no converge rápidamente.
- Los procesos de QCD de baja energía no son calculables usando la teoría tradicional de perturbaciones -> existen técnicas computacionales **Lattice QCD** (muy demandantes computacionalmente hablando).
- Resulta que α_S **no es constante** -> su valor depende de la escala de energías de interacción que está siendo considerada.
- A energías altas, α_S se vuelve lo suficientemente pequeña para que podamos utilizar la teoría de perturbaciones.



Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

- En este sentido QCD se divide en:
 - un régimen no perturbativo a bajas energías, donde no es posible hacer cálculos de primeros principios (hadronización)
 - un régimen a altas energías donde la teoría de perturbaciones puede ser utilizada.
- El running de α_s está relacionado al concepto de renormalización.

Renormalización en QED

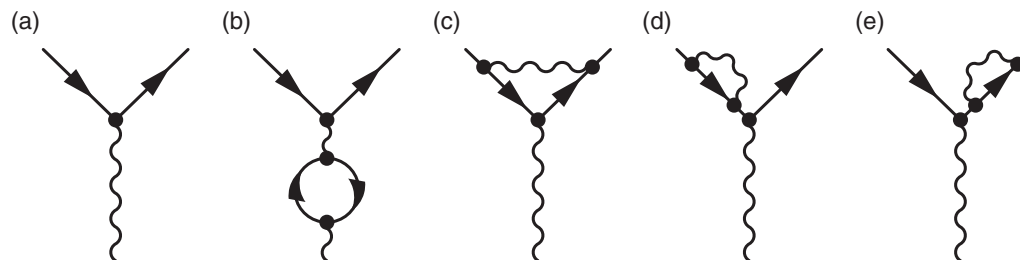
- La intensidad de la interacción entre un fotón y un electrón está determinada por el acoplamiento en el vértice de QED -> hasta aquí considerado constante y con valor e .
- El valor experimental medido de la carga del electrón e , que corresponde a $\alpha \approx 1/137$ se obtiene de mediciones de intensidad del potencial estático de Coulomb en física atómica.



Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QED

- Esta no es la misma intensidad de acoplamiento entre un electrón y un fotón que aparecen en los diagramas de Feynman $\rightarrow e_0$ ("carga del electrón desnudo").
- El valor de e medido es la intensidad efectiva de interacción que resulta de la suma de todas las contribuciones que provienen de los diagramas relevantes de QED de orden más alto.
- Hasta aquí, sólo las contribuciones de menor orden al acoplamiento electrón-fotón de QED se han considerado.
- Sin embargo, para cada vértice de QED en un diagrama de Feynman, hay un conjunto infinito de correcciones a orden más alto ($o(e^2)$).

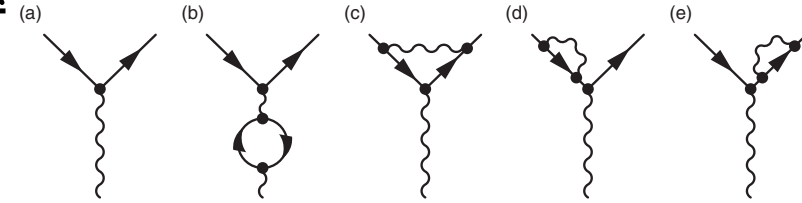


b) correcciones al propagador de fotones.
c)-e) correcciones a la corriente del electrón



Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QED



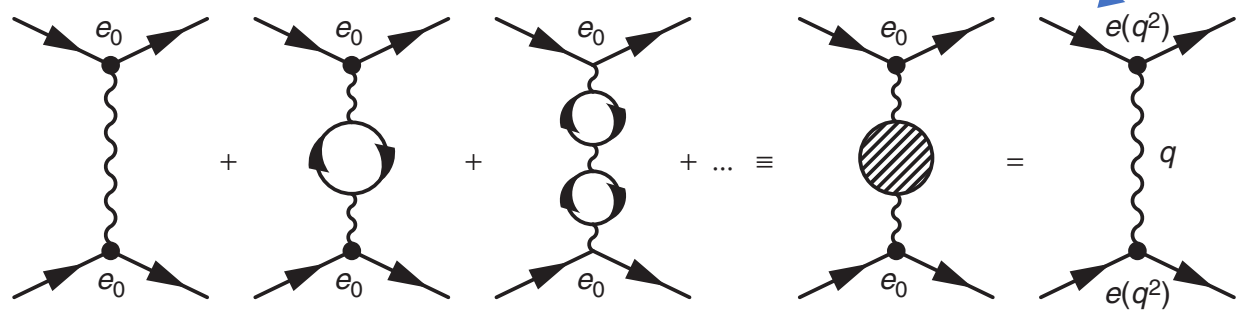
- Para cada diagrama de orden más alto se pueden aplicar las reglas de Feynman para escribir el elemento de matriz.
- Cada loop en los diagramas de Feynman es una integral en los 4 momentos de las partículas en el loop y esos diagramas conducen a divergencias (infinitos).
- Los infinitos asociados con las correcciones a las corrientes se cancelan entre sí.
- Los infinitos asociados al propagador del fotón (términos de auto-energía del fotón) pueden ser absorbidos en la definición de la carga del electrón.



Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QED

- La serie infinita de correcciones al propagador del fotón se tienen en cuenta al reemplazar el diagrama a orden más bajo por una serie infinita de diagramas de loops expresados en términos de e_0 .
- Como resultado de las correcciones de loops, el propagador del fotón no tendrá mas la forma simple de $1/q^2$.
- Los efectos físicos de la modificación al propagador del fotón se tienen en cuenta si conservamos la dependencia $1/q^2$ para el propagador efectivo y absorbemos las correcciones en la definición de la carga eléctrica, que ahora necesariamente depende de q^2





Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QED

- Se puede mostrar que la constante de acoplamiento adquiere la forma:

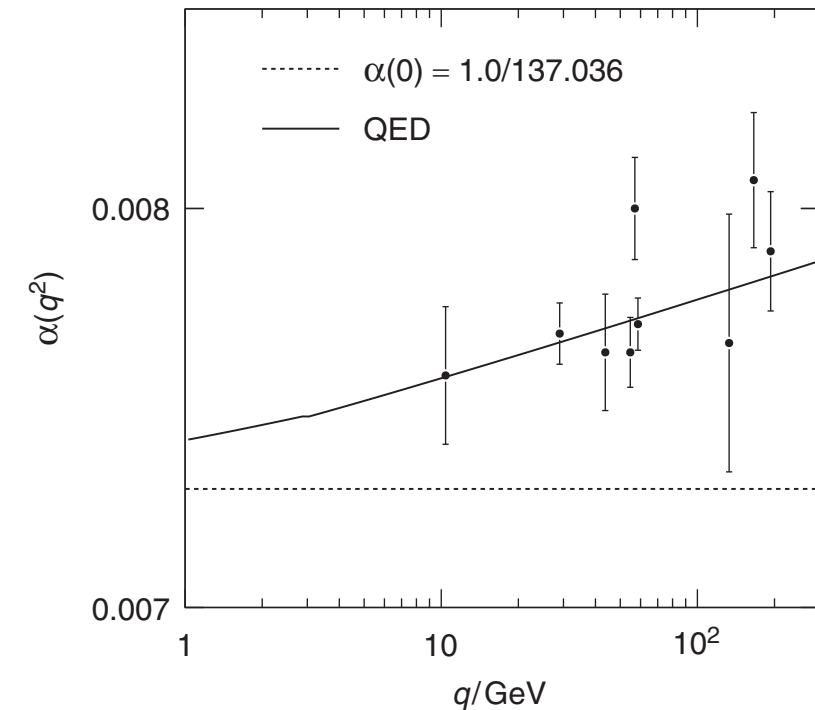
$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(q_0^2)}{1 - \alpha(q_0^2) \frac{1}{3\pi} \ln\left(\frac{q^2}{q_0^2}\right)}$$

- El signo menos implica que el acoplamiento de QED aumenta cuando aumenta q^2 , pero su evolución es lenta.

- Mediciones de física atómica a $q^2 \approx 0 \rightarrow \alpha(q^2 \approx 0) = \frac{1}{137.035}$

- Para una energía de cm 193 GeV $\rightarrow \alpha = \frac{1}{124.4}$

Opal Collaboration
Eur.Phys.J., C33, 173-212

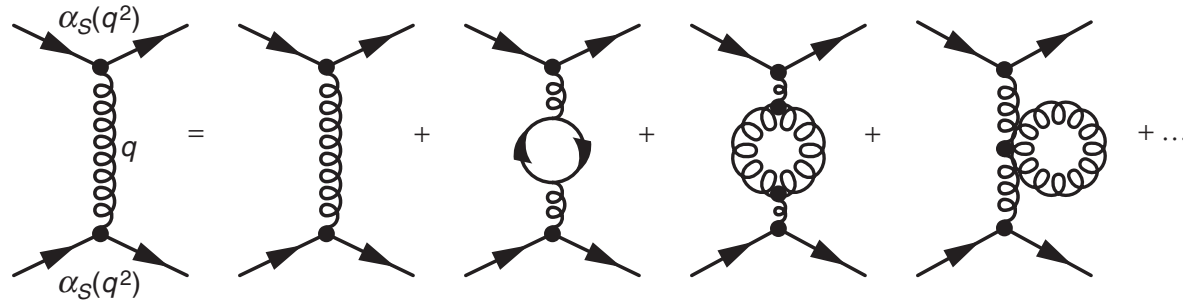




Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Renormalización en QCD

- La renormalización en QCD es similar a la de QED.
- Sin embargo debido a los términos de auto-interacción gluón-gluón -> hay diagramas adicionales



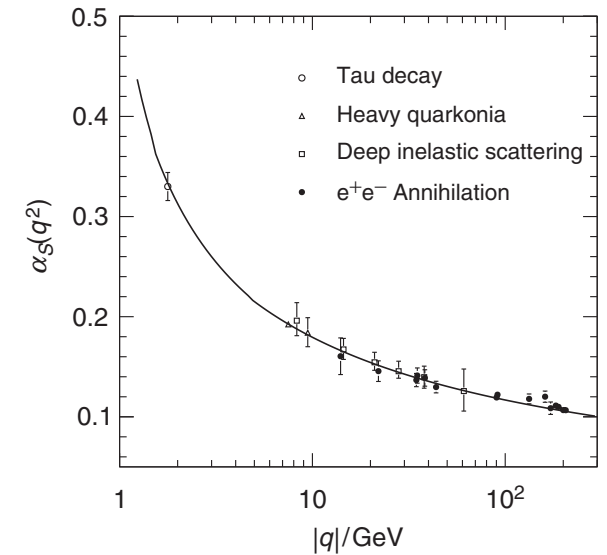
Presencia de loops de botones
Y fermiones

- Podemos escribir el acoplamiento para la interacción fuerte:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{q_0^2}{1 + B\alpha_s(q_0^2)\ln\left(\frac{q^2}{q_0^2}\right)}$$

$$B = \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi}$$

Para 3 colores y $N_f \leq 6$ de quarks
 $B \neq 0 \rightarrow \alpha_s$ decrece con q^2





Running de la constante de acoplamiento y libertad asintótica

Libertad asintótica

- La intensidad del acoplamiento de QCD varía considerablemente en el rango de energías relevante para la física de partículas.
- A $|q| \sim 1\text{GeV}$, α_s es del orden de $O(1)$ y la teoría de perturbaciones no se puede utilizar.
- Este régimen no perturbativo aplica a la discusión de estados hadrónicos ligados y los procesos de hadronización.
- A $|q| > 100\text{GeV}$, escala típica de los experimentos de colisión, $\alpha_s \sim 0.1$, lo cual es lo suficientemente pequeño como para poder usar la teoría de perturbaciones.
- Esta propiedad de la QCD se denomina **libertad asintótica**.
- Esta propiedad es la razón por la cual en la discusión de DIS a alto q^2 \rightarrow los quarks pueden ser tratados como cuasi-libres.
- Si bien podemos utilizar la teoría de perturbaciones, α_s no es lo suficientemente pequeña como para despreciar las correcciones de órdenes más altos.



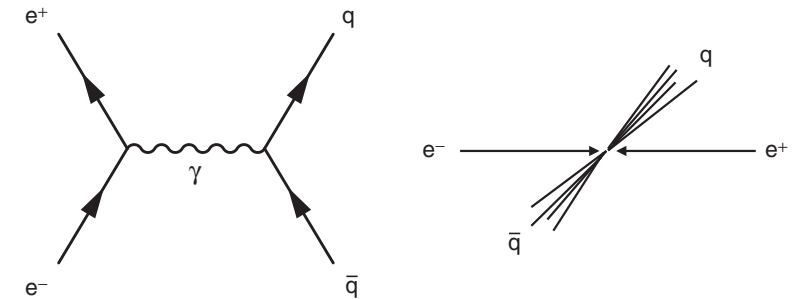
QCD en la aniquilación electrón-positrón

- Gran número de propiedades de la QCD se puede estudiar en colisionadores de ee^+ básicamente a través de la producción de pares $q\bar{q}$.

Ventajas

- El proceso de QED de aniquilación ee^+ es bien entendido y calculado con alta precisión.
- No hay incertezas asociadas a las pdfs.
- El estado final observado corresponde a la interacción subyacente importante.
- Asumiendo que los quarks son partículas de espín 1/2, sabemos que la dependencia angular de la sección eficaz diferencial para el proceso $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ es:

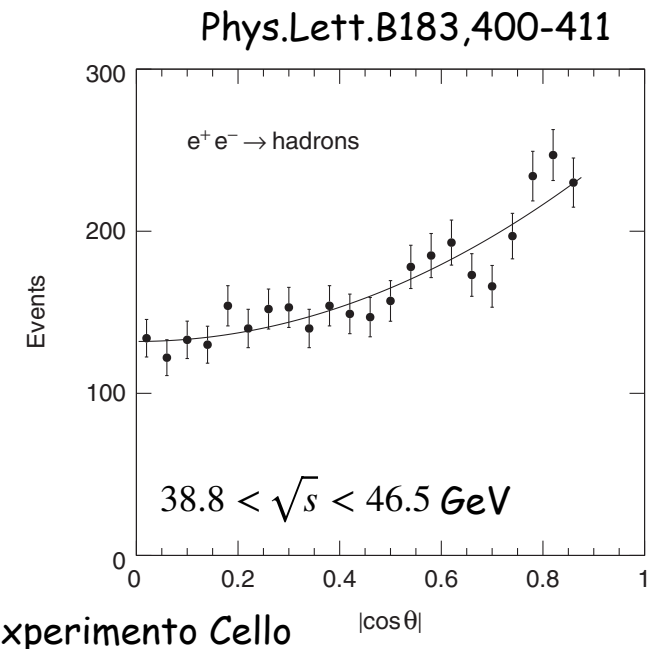
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2 \theta)$$





QCD en la aniquilación electrón-positrón

- Como $q\bar{q}$ se hadronizarán en jets de hadrones \rightarrow no es posible identificar experimentalmente de que sabor de quark fue producido \rightarrow sección eficaz se expresa como una suma inclusiva sobre todos los sabores de quarks.
- No es posible identificar cuál jet proviene del quark y cuál del antiquark \rightarrow sección eficaz se expresa en términos de $|\cos \theta|$
- Distribución angular de jets en el proceso $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$
- Consistente con la forma esperada: $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 + \cos^2 \theta)$
- Los quarks son partículas de espín 1/2





QCD en la aniquilación electrón-positrón

- El color se conserva y las posibles combinaciones de color del estado final $q\bar{q}$ se puede producir como $g\bar{g}$, $r\bar{r}$ o $b\bar{b}$.

- Para un sabor de quark y un color: $\sigma(e^+e^- \rightarrow q_i\bar{q}_i) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_q^2$

- Experimentalmente observamos jets de hadrones: $\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrones) = 3 \sum_{u,d,s,\dots} \frac{4\pi\alpha^2}{3s} Q_q^2$

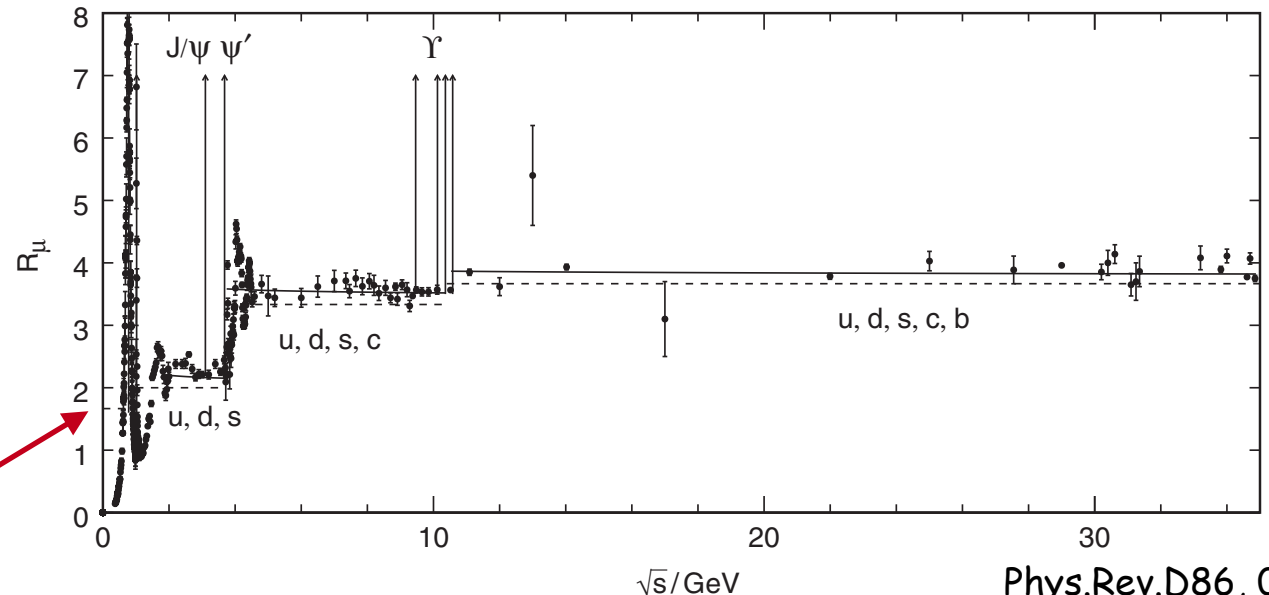
- Usualmente se mide el cociente:

$$R_\mu = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrones)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu + \mu^-)} = 3 \sum_{u,d,s,\dots} Q_q^2$$

Los datos son consistentes con el valor esperado teniendo en cuenta el factor 3 de color.

$$R_\mu = 3 \otimes (1/9 + 4/9 + 1/9) = 2$$

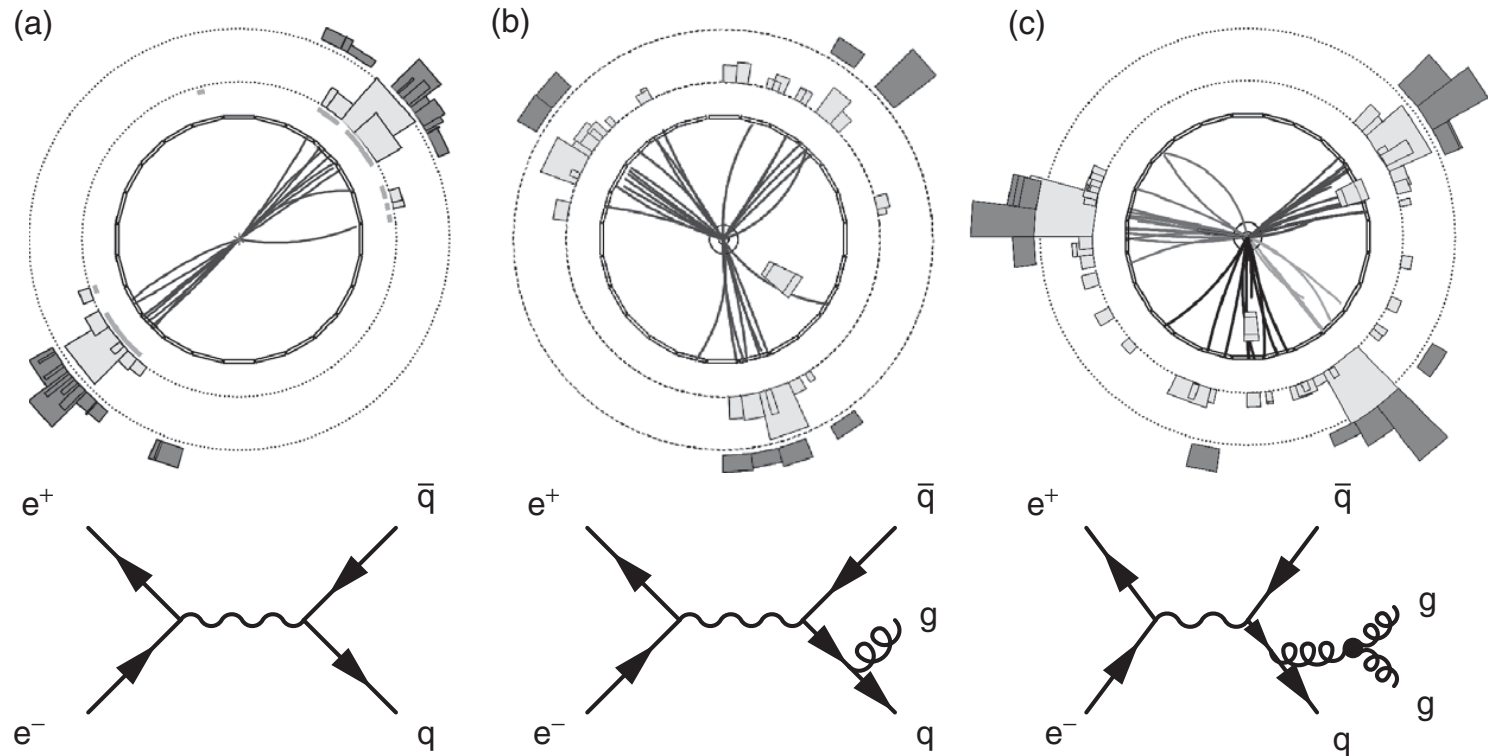
Viene de los colores





QCD en la aniquilación electrón-positrón

- La producción de jets en colisiones electrón-positrón de alta energía provee una evidencia directa de la existencia de gluones.
- La mayoría de los eventos se producen con una topología de 2 jets.
- Existen eventos de 3 y 4 jets.
- N_{3j} relativo a N_{2j} provee una de las mediciones de $\alpha_S(q^2)$ más precisas.
- Las distribuciones angulares de 4 jets permiten distinguir entre una simetría SU(3) de color de otra simetría de gauge.

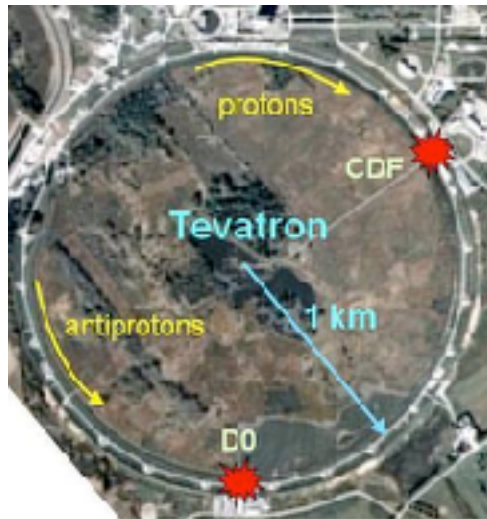


Colaboración OPAL de LEP



Colisiones hadrón-hadrón

- Los colisionadores hadrónicos, protón-protón (LHC) o protón-antiprotón (Tevatron) permiten alcanzar energías de centro de masa mayores que las de un colisionador circular electrón-positrón.
- Son importantes para la búsqueda de nuevas partículas a escalas altas de masas.
- Los procesos subyacentes en colisiones hadrón-hadrón son las interacciones de dos partones, que pueden ser quarks, antiquarks o gluones.





Colisiones hadrón-hadrón

Cinemática de eventos de colisionadores hadrónicos

- En la **dispersión e-p elástica** -> una variable es suficiente para describir la cinemática -> ángulo de dispersión del electrón.
- En la **dispersión e-p inelástica** -> se requieren dos variables, por ejemplo Q^2 , x
- En las **colisiones hadrón-hadrón** -> se necesitan 3 variables, por ejemplo Q^2 , x_1 , x_2
- En estos experimentos, los partones dispersados se observan como jets : pp -> 2 jets + X -> los ángulos de los dos jets con respecto al eje del haz son cantidades que se miden precisamente.
- La sección eficaz suele describirse en términos de los ángulos de los dos jets y la componente del momento de uno de los jets en el plano transversal al eje del haz (momento transversal)

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

El eje z está definido en la dirección del haz



Colisiones hadrón-hadrón

Cinemática de eventos de colisionadores hadrónicos

- En colisionadores como el LHC, la colisión se realiza en el sistema de referencia centro de masa del sistema pp, que no es el sistema cm de los partones que interactúan.
- El momento neto longitudinal del sistema de partones que colisionan está dado por $(x_1 - x_2)E_p$ -> en un proceso pp -> 2 jets + X -> el estado final de dos jets está corrido a lo largo de la dirección del haz.
- Los ángulos de los jets se expresan usualmente en términos de la rapidez $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$
- La masa invariante del sistema de partículas que forman un jet se denomina masa del jet.
- Para jets de alta energía -> $\text{jet}_{\text{mass}} \ll p_z \approx E \cos \theta$ -> $y \approx \frac{1}{2} \ln(\cot^2 \frac{\theta}{2})$ -> utilizamos la pseudorapidez

$$\eta \equiv -\ln\left(\tan \frac{\theta}{2}\right)$$

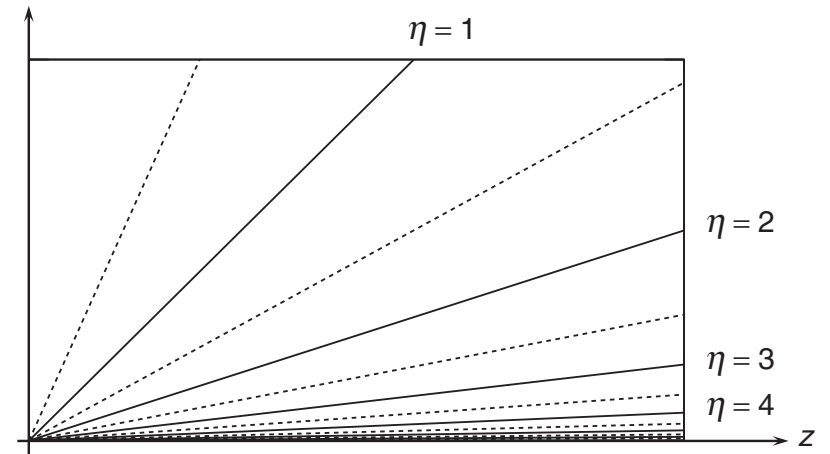


Colisiones hadrón-hadrón

Cinemática de eventos de colisionadores hadrónicos

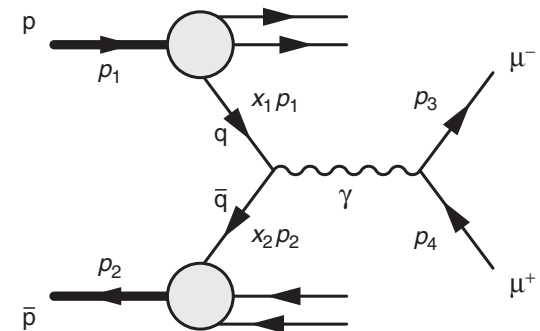
$$\eta \equiv -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right)$$

- La sección eficaz diferencial para la producción de jets en colisiones hadrón-hadrón es aproximadamente constante en η -> igual número de jets se observan en cada intervalo de η .



Proceso de Drell-Yan

- Producción de un par de leptones en colisiones hadrón-hadrón proveniente de la aniquilación $q\bar{q}$





Colisiones hadrón-hadrón

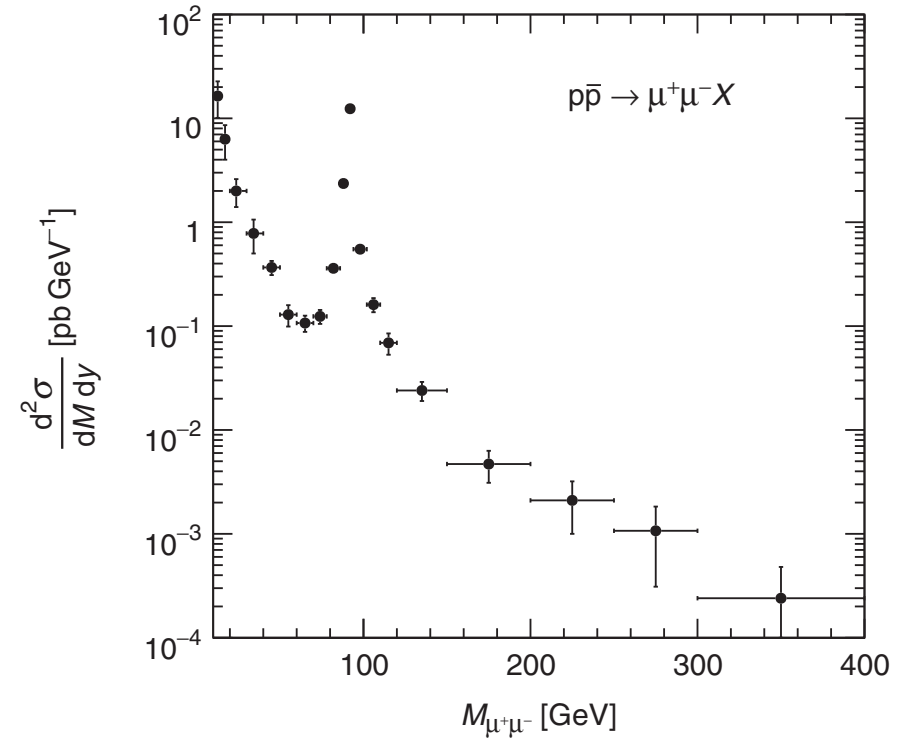
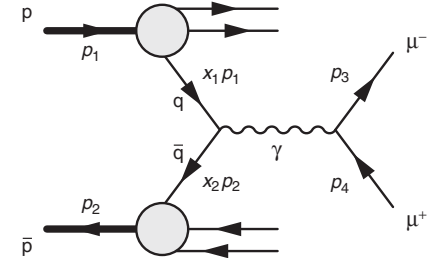
Proceso de Drell-Yan

- La sección eficaz diferencial en términos de la masa invariante y la rapidez del sistema de muones es:

$$\frac{d^2\sigma}{dy dM} = \frac{8\pi\alpha^2}{9M_S} f(x_1, x_2)$$

$$f(x_1, x_2) = \left[\frac{4}{9} \{u(x_1)u(x_2) + \bar{u}(x_1)\bar{u}(x_2)\} + \frac{1}{9} \{d(x_1)d(x_2) + \bar{d}(x_1)\bar{d}(x_2)\} \right]$$

- Sección eficaz de Drell-Yan medida por el experimento
- CDF de Tevatron.
- El fuerte aumento de la sección eficaz alrededor de 91 GeV corresponde a la producción resonante de un bosón Z en vez de un fotón.





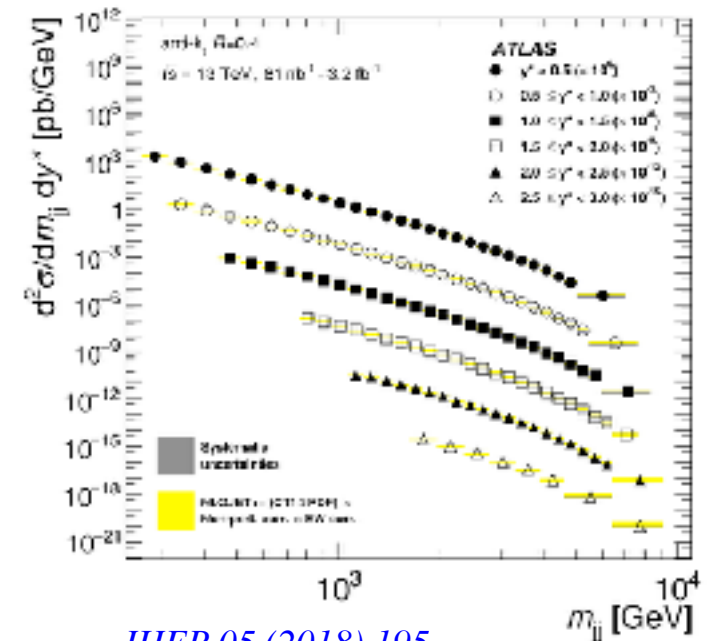
Colisiones hadrón-hadrón

Producción de jets en el LHC

- El LHC es el acelerador de más alta energía jamás construido. Es un colisionador de pp diseñado para llegar a una energía del cm de 14 TeV.
- En sus dos primeras corridas, ha recolectado gran cantidad de datos a una energía de centro de masa 7 TeV (Run 1) y 13 TeV (Run 2)
- El proceso más común de alta energía en el LHC es la producción de QCD de dos jets.

$$\frac{d^3\sigma}{dQ^2 dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha_S^2}{9Q^4} \left[1 + \left(1 - \frac{Q^2}{sx_1x_2} \right)^2 \right] g(x_1, x_2)$$

$$g(x_1, x_2) = [u(x_1)u(x_2) + u(x_1)d(x_2) + d(x_1)u(x_2) + d(x_1)d(x_2)]$$



[JHEP 05 \(2018\) 195](#)



Colisiones hadrón-hadrón

Producción de jets en el LHC

