

Teorie di gauge: QED e QCD

(Appunti per il corso di Fisica Nucleare e Subnucleare 2010/11)

Fiorenzo Bastianelli

Brevi appunti sulle teorie alla base delle interazioni elettromagnetiche e forti nella fisica subnucleare.

1 L'elettrodinamica quantistica (QED) come teoria di gauge abeliana con gruppo $U(1)$

Consideriamo la lagrangiana per un campo di Dirac libero di massa m

$$\mathcal{L}_{Dirac} = -\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (1)$$

Essa è invariante sotto le trasformazioni di simmetria rigide appartenenti al gruppo $U(1)$

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha}\psi(x). \quad (2)$$

Queste trasformazioni sono dette rigide (o globali) perchè il parametro arbitrario α che compare nella trasformazione ($e^{i\alpha} \in U(1)$) è costante.

Supponiamo ora di voler richiedere l'invarianza sotto la simmetria locale (simmetria di gauge)

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (3)$$

che implica la seguente trasformazione per il campo coniugato di Dirac

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(x) \quad (4)$$

che infatti segue dal fatto che $\bar{\psi}$ contiene essenzialmente il complesso coniugato di ψ . Queste sono di nuovo trasformazioni di fase appartenenti al gruppo $U(1)$, ma sono scelte in modo indipendente al variare del punto dello spazio-tempo x . Il termine di massa nella lagrangiana (1) è invariante

$$m\bar{\psi}\psi \rightarrow m\bar{\psi}'\psi' = m\bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}e^{i\alpha(x)}\psi = m\bar{\psi}\psi, \quad (5)$$

ma il termine contenente una derivata non lo è

$$\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi \rightarrow \bar{\psi}'\gamma^\mu\partial_\mu\psi' = \bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}\gamma^\mu\partial_\mu(e^{i\alpha(x)}\psi) = \bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + i\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x). \quad (6)$$

Compare infatti il termine aggiuntivo $i\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x)$ che si annulla solamente quando $\alpha(x)$ è costante, ma noi vogliamo l'invarianza per funzioni $\alpha(x)$ arbitrarie. Occorrerà dunque estendere l'azione in modo opportuno per ottenere l'invarianza di gauge.

Allo scopo di costruire azioni gauge invarianti è utile introdurre un formalismo basato sulla definizione di tensori e derivate covarianti. La derivata covariante è definita da

$$D_\mu = \partial_\mu - iA_\mu(x) \quad (7)$$

e si richiede che $A_\mu(x)$ si trasformi sotto trasformazioni di gauge in modo tale che valga la seguente semplice legge di trasformazione “tensoriale”, simile a quelle in eq. (3) and (4)

$$D_\mu\psi(x) \rightarrow D'_\mu\psi'(x) = e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi(x) \quad (8)$$

dove $D'_\mu = \partial_\mu - iA'_\mu(x)$. Un breve calcolo mostra che questo avviene se il campo di gauge A_μ si trasforma nel modo seguente

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\alpha(x). \quad (9)$$

Con l'utilizzo della derivata covariante è facile ottenere l'estensione gauge invariante della lagrangiana in eq. (1):

$$\mathcal{L} = -\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (10)$$

Commento: in generale possiamo denominare “tensore” (per il gruppo di gauge $U(1)$) ogni quantità $\psi_q(x)$ che si trasforma nel modo seguente

$$\psi_q(x) \rightarrow \psi_q(x)' = e^{iq\alpha(x)}\psi_q(x) \quad (11)$$

dove q rappresenta la carica del campo (è cioè un tensore di carica q : in termini matematici q identifica una rappresentazione irriducibile del gruppo $U(1)$). In generale la derivata covariante può essere definita come

$$D_\mu = \partial_\mu - iA_\mu(x)Q \quad (12)$$

dove Q è un operatore che misura la carica del tensore su cui agisce. La derivata covariante ha la proprietà di non distruggere il carattere tensoriale dell'oggetto su cui agisce: trasforma tensori in tensori. Infatti è facile verificare che

$$D_\mu\psi_q(x) = \partial_\mu\psi_q(x) - iqA_\mu(x)\psi_q(x) \quad (13)$$

è di nuovo un tensore (vedi eq. 8). Una conseguenza di queste definizioni è la validità della regola di Leibnitz per le derivate covarianti

$$D_\mu(\psi_{q_1}\psi_{q_2}) = (D_\mu\psi_{q_1})\psi_{q_2} + \psi_{q_1}(D_\mu\psi_{q_2}). \quad (14)$$

Dunque si può ottenere l'invarianza locale se si introduce il nuovo campo $A_\mu(x)$ che verrà interpretato come il quadripotenziale del campo elettromagnetico. Avendo introdotto un nuovo campo occorrerà aggiungere alla lagrangiana un termine che ne descriva la dinamica. Questo termine dovrà essere gauge invariante perchè il resto della lagrangiana già lo è: la simmetria di gauge è il principio guida per la costruzione dell'azione! Sappiamo già che la lagrangiana libera di Maxwell ha questa proprietà. È comunque utile riderivarla, usando tensori opportuni ed imponendo l'invarianza di gauge. Possiamo calcolare il commutatore

$$[D_\mu, D_\nu]\psi = -iF_{\mu\nu}\psi \quad (15)$$

che definisce la grandezza $F_{\mu\nu}$. Poichè la derivata covariante agente su tensori genera tensori, il lato sinistro è manifestamente un tensore. Dunque lo deve essere anche il lato destro. Da ciò si deduce facilmente che $F_{\mu\nu}$ è un tensore con carica $q = 0$, è cioè invariante per trasformazioni di gauge (per

vederlo basta porre $q = 0$ nella (11)). Calcolando esplicitamente il lato sinistro della (15) si ottiene la seguente espressione

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (16)$$

Ora è facile costruirsi una lagrangiana gauge invariante e contenente al più due derivate temporali per descrivere la dinamica del campo A_μ . Basta utilizzare come mattone elementare $F_{\mu\nu}$, che è già invariante per trasformazioni di gauge, ed in aggiunta imporre l'invarianza per le simmetrie globali del gruppo di Poincarè (cioè per traslazioni spazio-temporali e trasformazioni di Lorentz). Si ottiene in modo univoco (usando una normalizzazione standard)

$$\mathcal{L}_{Maxwell} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (17)$$

Sommando i vari pezzi (eq. (10) e (17)) si ottiene la lagrangiana della QED

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4e^2}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (18)$$

dove abbiamo introdotto un parametro moltiplicativo arbitrario e^{-2} per tener conto del peso relativo tra i vari pezzi della lagrangiana che sono separatamente gauge invarianti.

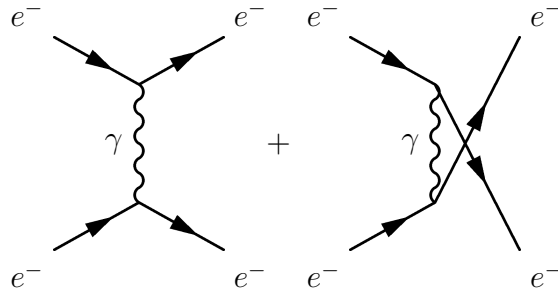
Esplicitiamo i vari termini nella (18) nel seguente modo: ridefiniamo $A_\mu \rightarrow eA_\mu$ (per ottenere la normalizzazione standard del termine cinetico del campo elettromagnetico, cioè l'azione libera di Maxwell) e scriviamo esplicitamente i vari termini della derivata covariante ottenendo

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QED} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \bar{\psi}(\gamma^\mu\partial_\mu + m)\psi + ieA_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \\ &= \text{~~~~~} \gamma \text{~~~~~} + \text{~~~~~} e^- \text{~~~~~} + \text{~~~~~} \begin{array}{c} \gamma \\ \swarrow \\ e^- \\ \searrow \\ e^- \end{array} \end{aligned} \quad (19)$$

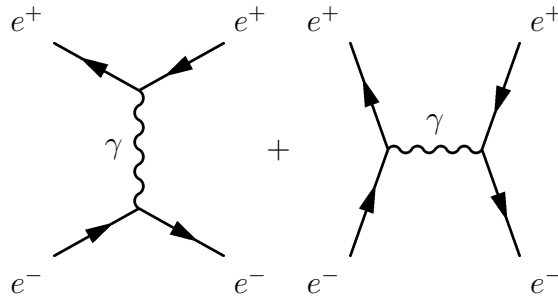
Il primo termine descrive la propagazione libera del campo A_μ (cioè dei fotoni), il secondo termine la propagazione libera del campo ψ (cioè degli elettroni e relative antiparticelle), il terzo termine descrive l'interazione elementare tra fotoni ed elettroni. Si vede che la costante e prima introdotta rappresenta la costante d'accoppiamento ed è immediatamente identificata con la carica elementare dell'elettrone: il principio di gauge ci ha permesso di derivare questa interazione tra campi di spin 1/2 ed 1. Riassumiamo le leggi di trasformazioni di gauge sotto cui la lagrangiana (19) è invariante

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow \bar{\psi}' = e^{-i\alpha}\bar{\psi} \\ A_\mu &\rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha. \end{aligned} \quad (20)$$

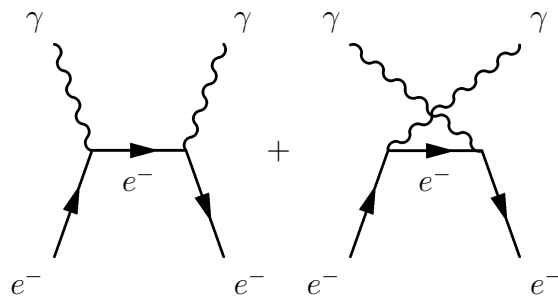
Quando la costante d'accoppiamento e può essere trattata perturbativamente, si possono calcolare le ampiezze dei vari processi fisici descritti dalla QED in termini delle ampiezze parziali corrispondenti ai vari diagrammi di Feynman che si possono costruire con il vertice elementare che compare nella lagrangiana (19). Ad esempio, lo scattering elettrone-elettrone (Möller scattering) all'ordine più basso è dato da (il tempo scorre lungo l'asse orizzontale)



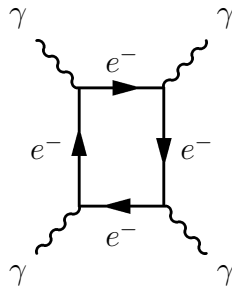
lo scattering elettrone-positrone (Bhabha scattering) da



lo scattering elettrone-fotone (Compton scattering) da



Anche lo scattering fotone-fotone è possibile: il primo termine perturbativo è dato da



insieme a grafici simili in cui le linee fotoniche esterne si attaccano ai vertici in un ordine differente. Questi diagrammi generano un'ampiezza $A \sim e^4 \sim \alpha_{EM}^2$ e conseguentemente una sezione d'urto $\sigma \sim e^8 \sim \alpha_{EM}^4$ (dove $\alpha_{EM} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ è la costante di struttura fine). In generale le correzioni perturbative che corrispondono a grafici con dei "loop" possono essere divergenti: le divergenze devono poi essere curate con la rinormalizzazione. Nel caso dello scattering fotone-fotone il calcolo del grafico è finito (grazie alla struttura dettata dall'invarianza di gauge) e non c'è bisogno della rinormalizzazione.

2 Teorie di gauge non-abeliane e la QCD

La procedura per costruire azioni gauge invarianti descritta precedentemente nel caso abeliano ($U(1)$) può essere estesa a gruppi non abeliani compatti. Questi modelli sono alla base del “modello standard” delle interazioni fondamentali (interazioni elettrodoli e forti).

2.1 Gruppi di Lie

Ricordiamo brevemente alcune proprietà dei gruppi di Lie non abeliani, tenendo in mente come esempio il gruppo $G = SU(N)$. Un elemento del gruppo non abeliano G connesso all'identità può essere parametrizzato con delle coordinate α_a associate a generatori hermitiani T^a . Questi oggetti soddisfano le proprietà elencate di seguito

$$\begin{aligned}
 (i) \quad & U = \exp(i\alpha_a T^a) \in G \quad a = 1, \dots, \dim G \\
 (ii) \quad & [T^a, T^b] = i f^{ab}_c T^c \\
 (iii) \quad & \text{Tr}(T^a T^b) = \frac{1}{2} \delta^{ab} \\
 (iv) \quad & f^{abc} = f^{ab}_d \delta^{dc} \quad \text{tensore antisimmetrico} \\
 (v) \quad & [[T^a, T^b], T^c] + [[T^b, T^c], T^a] + [[T^c, T^a], T^b] = 0 \\
 & \Rightarrow f^{ab}_d f^{dc}_e + f^{bc}_d f^{da}_e + f^{ca}_d f^{db}_e = 0 \\
 (vi) \quad & (T^a_{\text{Agg}})^b_c = -i f^{ab}_c .
 \end{aligned}$$

La (i) descrive la rappresentazione esponenziale di un elemento arbitrario del gruppo che sia connesso all'identità. L'indice a assume tanti valori quanti le dimensioni del gruppo. Un elemento del gruppo è quindi parametrizzato dagli “angoli” α_a .

La (ii) corrisponde all'algebra di Lie soddisfatta dai generatori infinitesimi T^a . Le costanti reali f^{ab}_c sono dette costanti di struttura e caratterizzano il gruppo G .

La (iii) è una scelta di normalizzazione dei generatori nella rappresentazione fondamentale ed identifica una metrica detta “metrica di Killing”. Tale metrica è definita positiva per gruppi di Lie compatti (come ad esempio $SU(N)$) e la normalizzazione qui scelta produce la delta di Kronecker δ^{ab} (cioè gli elementi di matrice dell'identità) come metrica di Killing.

In (iv) si è usata la metrica di Killing per alzare un indice nelle costanti di struttura. Le f^{abc} sono completamente antisimmetriche in tutti gli indici: questa proprietà si può dedurre prendendo la traccia delle identità di Jacobi del punto (v) ed usando la (ii) e la (iii). L'antisimmetria negli indici a e b è ovvia per la (ii).

Le (v) sono le identità di Jacobi.

La (vi) è la rappresentazione aggiunta. Si dimostra che è una rappresentazione dell'algebra di Lie usando le identità di Jacobi.

2.2 Azione con simmetria rigida $SU(N)$

Consideriamo un numero N di campi di Dirac liberi con masse identiche m . Assembliamo tali campi in vettori colonna e vettori riga

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi^1 \\ \psi^2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \psi^N \end{pmatrix} \quad \bar{\psi} = (\bar{\psi}_1, \bar{\psi}_2, \dots, \bar{\psi}_N) . \quad (21)$$

La lagrangiana libera di questi N campi di Dirac è data da

$$\mathcal{L}_{Dirac} = -\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (22)$$

ed è invariante per trasformazioni di simmetria definite dal gruppo $SU(N)$

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = U\psi(x) \\ \bar{\psi}(x) &\rightarrow \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x)U^\dagger = \bar{\psi}(x)U^{-1} \end{aligned} \quad (23)$$

dove $U \in SU(N)$, ed $U^\dagger = U^{-1}$ poichè la matrice U è unitaria.

Queste trasformazioni sono dette rigide (o globali) perché i parametri arbitrari α^a che compaiono in $U = \exp(i\alpha^a T^a)$ sono costanti (gli indici in α^a sono alzati ed abbassati con la metrica di Killing che coincide con l'identità nelle convenzioni scelte). Si può dimostrare che le correnti conservate associate (correnti di Noether) assumono la forma $J^{\mu,a} = i\bar{\psi}\gamma^\mu T^a\psi$.

2.3 Derivata covariante

Per rendere locale la simmetria $SU(N)$ è conveniente introdurre il concetto di derivata covariante. La derivata covariante per definizione produce tensori quando applicata a tensori. Tale derivata covariante è definita da

$$D_\mu = \partial_\mu + W_\mu(x) \quad (24)$$

dove $W_\mu(x)$ è la “connessione” (geometricamente definisce una specie di trasporto parallelo in un certo spazio) o “potenziale di gauge”, ha valori nell'algebra di Lie e quindi è formata da matrici $N \times N$ per ogni μ . Infatti può essere sviluppata in termini dei generatori T^a dell'algebra di Lie come segue

$$W_\mu(x) = -iW_\mu^a(x)T^a . \quad (25)$$

Questa relazione definisce i campi $W_\mu^a(x)$. Dalla richiesta di covarianza

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x) \\ D_\mu\psi(x) &\rightarrow D'_\mu\psi'(x) = U(x)D_\mu\psi(x) \end{aligned} \quad (26)$$

si ottiene la legge di trasformazione dei potenziali di gauge

$$W_\mu(x) \rightarrow W_\mu(x)' = U(x)\partial_\mu U^{-1}(x) + U(x)W_\mu(x)U^{-1}(x) . \quad (27)$$

Infatti, imponendo che $D'_\mu \psi' = U D_\mu \psi$, possiamo calcolare

$$\begin{aligned} D'_\mu \psi' &\equiv (\partial_\mu + W'_\mu) \psi' \\ &= U(\partial_\mu + W_\mu) \psi = U(\partial_\mu + W_\mu) U^{-1} U \psi \\ &= U(\partial_\mu + W_\mu) U^{-1} \psi' = \partial_\mu \psi' + U[(\partial_\mu + W_\mu) U^{-1}] \psi' \end{aligned} \quad (28)$$

da cui segue la legge di trasformazione riportata sopra.

Le derivate covarianti in generale non commutano. Questo permette di definire il tensore di “curvatura” o tensore campo di forza (“field strength”) nel seguente modo

$$[D_\mu, D_\nu] = F_{\mu\nu} \quad (29)$$

da cui

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + [W_\mu, W_\nu] . \quad (30)$$

È facile vedere che il tensore campo di forza si trasforma in modo covariante (nella cosiddetta rappresentazione aggiunta)

$$F_{\mu\nu} \rightarrow F'_{\mu\nu} = U F_{\mu\nu} U^{-1} \quad (31)$$

che segue dalla covarianza della (29).

2.4 Azione gauge invariante

Ora è facile costruirsi dalla (22) una lagrangiana gauge invariante. Basta sostituire alle derivate usuali le derivate gauge covarianti. Si ottiene

$$\mathcal{L}_1 = -\bar{\psi}(\gamma^\mu D_\mu + m)\psi \quad (32)$$

che dipende anche dal nuovo campo W_μ contenuto in D_μ . Si può dare una dinamica al nuovo campo utilizzando la più semplice azione che sia: gauge invariante, Lorentz invariante e con al più due derivate. Tale azione è la seguente

$$\mathcal{L}_2 = \frac{1}{2} \text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} . \quad (33)$$

Introducendo una costante d'accoppiamento g per definire un peso relativo tra le due azioni gauge invarianti si ottiene l'azione totale finale

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2g^2} \text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) - \bar{\psi}(\gamma^\mu D_\mu + m)\psi \quad (34)$$

che è invariante sotto le trasformazioni di gauge ricapitolate qui di seguito

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x) \\ W_\mu(x) &\rightarrow W'_\mu(x) = U(x)(\partial_\mu + W_\mu(x))U^{-1}(x) . \end{aligned} \quad (35)$$

Riportiamo anche le espressioni delle trasformazioni di gauge infinitesime. Definendo la matrice $\alpha \equiv -i\alpha_a T^a$ con $\alpha_a \ll 1$, possiamo scrivere una trasformazione di gauge infinitesima nella forma $U = e^{-\alpha} = 1 - \alpha + O(\alpha^2)$, da cui

$$\begin{aligned} \delta\psi &= -\alpha\psi \\ \delta\bar{\psi} &= \bar{\psi}\alpha \\ \delta W_\mu &= \partial_\mu \alpha + [W_\mu, \alpha] . \end{aligned} \quad (36)$$

Riscriviamo l'azione ridefinendo $W_\mu \rightarrow \bar{W}_\mu = gW_\mu$ per normalizzare in modo canonico l'azione dei campi di gauge. Usiamo ora le componenti

$$\begin{aligned} W_\mu(x) &= -iW_\mu^a(x)T^a \\ F_{\mu\nu}(x) &= -iF_{\mu\nu}^a(x)T^a \end{aligned} \quad (37)$$

da cui

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + gf^{abc}W_\mu^b W_\nu^c \quad (38)$$

e l'azione totale si riscrive come

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \bar{\psi}(\gamma^\mu(\partial_\mu - igW_\mu^a T^a) + m)\psi . \quad (39)$$

Le trasformazioni di gauge infinitesime sono esprimibili come (ridefinendo per comodità anche i parametri $\alpha^a \rightarrow g\alpha^a$)

$$\begin{aligned} \delta\psi(x) &= ig\alpha^a(x)T^a\psi(x) \\ \delta W_\mu^a(x) &= \partial_\mu\alpha^a(x) + gf^{abc}W_\mu^b(x)\alpha^c(x). \end{aligned} \quad (40)$$

Il primo termine nell'azione (39) descrive la propagazione libera dei campi W_μ^a (particelle di spin 1 non abeliane) insieme ai vertici di autointerazione cubici e quartici. Una metrica di Killing non definita positiva comporterebbe un termine di energia cinetica non definito positivo e questo non è accettabile: occorre dunque considerare solo gruppi compatti per soddisfare tale richiesta. Il secondo termine descrive la propagazione libera dei campi ψ (particelle di spin 1/2 con cariche non abeliane) insieme alla loro interazione con il campo di gauge. La costante g è la costante d'accoppiamento che può essere trattata perturbativamente se sufficientemente piccola. Le "cariche non abeliane" corrispondono alla rappresentazione del gruppo di gauge scelta per i campi ψ (nel nostro caso la rappresentazione fondamentale, ma si sarebbe potuta scegliere qualunque altra rappresentazione). Il principio di gauge ha permesso di derivare tutti questi vertici di interazione tra campi di spin 1/2 ed 1 dipendenti dalla sola costante d'accoppiamento g .

Come conseguenza della legge di trasformazione (40), oppure direttamente dalla (31), si ottiene che il campo $F_{\mu\nu}^a$ si trasforma nella rappresentazione aggiunta

$$\delta F_{\mu\nu}^a = gf^{abc}F_{\mu\nu}^b\alpha^c = ig\alpha^c(T^c)^{ab}F_{\mu\nu}^b \quad (41)$$

dove i generatori nella rappresentazione aggiunta sono dati dalle seguenti matrici

$$(T^c)^{ab} = -if^{abc} . \quad (42)$$

Che questa sia una rappresentazione del gruppo segue dalle identità di Jacobi. Similmente la legge di trasformazione di W_μ^a può essere espressa tramite la derivata covariante agente su un tensore nella rappresentazione aggiunta

$$\delta W_\mu^a = \partial_\mu\alpha^a + gf^{abc}W_\mu^b\alpha^c = \partial_\mu\alpha^a - igW_\mu^b(T^b)^{ac}\alpha^c = (D_\mu\alpha)^a . \quad (43)$$

2.5 L'azione della cromodinamica quantistica (QCD)

L'azione della cromodinamica quantistica è basata sul gruppo $SU(3)$ ed oltre ai gluoni (le otto particelle associate al campo di gauge W_μ^a , che sono cariche poichè compare l'indice della rappresentazione aggiunta, la $\mathbf{8}$ di $SU(3)$) contiene sei campi fermionici che si trasformano nella rappresentazione fondamentale di $SU(3)$ e descrivono i sei sapori di quark conosciuti: *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top*, *bottom*. Ciascun sapore di quark è degenere poichè si trasforma nella $\mathbf{3}$ di $SU(3)$: si dice che sono colorati (rosso, verde e blu nella convenzione solita) mentre l'assenza di colore indica uno scalare come la lagrangiana (la $\mathbf{1}$ di $SU(3)$). Naturalmente le corrispondenti antiparticelle, gli antiquark ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{c}, \bar{s}, \bar{t}, \bar{b}$), si trasformano nella rappresentazione coniugata, la $\bar{\mathbf{3}}$ di $SU(3)$.

Gli otto generatori infinitesimi di $SU(3)$ nella rappresentazione fondamentale sono definiti tramite le matrici di Gell-Mann λ^a (che generalizzano le matrici di Pauli σ^i per $SU(2)$)

$$T^a = \frac{\lambda^a}{2} \quad a = 1, \dots, 8 \quad (44)$$

dove

$$\begin{aligned} \lambda^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda^2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda^3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda^5 &= \begin{pmatrix} 0 & & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda^6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda^7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda^8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (45)$$

Queste matrici sono normalizzate secondo la convenzione scelta

$$\text{Tr}(T^a T^b) = \frac{1}{2} \delta^{ab}. \quad (46)$$

Un elemento arbitrario del gruppo $SU(3)$ nella rappresentazione fondamentale è dunque descritto da matrici 3×3 della forma $U = \exp(-i\alpha^a \frac{\lambda^a}{2})$. Calcolando l'algebra di Lie si possono trovare le costanti di struttura che identificano il gruppo $SU(3)$. La lagrangiana della QCD è quindi

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QCD}} &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \sum_{f=1}^6 \bar{\psi}_f (\gamma^\mu D_\mu + m_f) \psi_f \\ &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \sum_{f=1}^6 \bar{\psi}_f (\gamma^\mu \partial_\mu + m_f) \psi_f + i \frac{g_s}{2} W_\mu^a \sum_{f=1}^6 \bar{\psi}_f \gamma^\mu \lambda^a \psi_f \\ &= \text{diagrammi} \end{aligned} \quad (47)$$

dove l'indice $f \in (1, 2, \dots, 6) = (u, d, c, s, t, b)$ indica il sapore del quark. Naturalmente quark con sapori diversi hanno masse m_f diverse. Con g_s abbiamo indicato la costante d'accoppiamento

(solitamente si definisce anche $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$, in analogia con la costante di struttura fine). Si noti che del primo termine (“ F^2 ”) emergono sia il propagatore libero degli otto gluoni, che le autointerazioni tra i gluoni stessi (vertici con 3 e 4 gluoni; infatti “ $F \sim \partial W + W^2$ ”).

Questa lagrangiana possiede inoltre varie simmetrie rigide oltre a quelle già menzionate. Una simmetria rigida sempre presente è la simmetria $U(1)$ che ruota tutti i campi dei quark con la stessa fase: la carica conservata è il *numero barionico*. Questa simmetria è conservata anche dalle altre interazioni fondamentali. Ci sono poi altre simmetrie $U(1)$ che ruotano separatamente i vari campi fermionici associati ai sapori dei quark e danno origine alle leggi di conservazioni dei rispettivi *numeri fermionici* (ad esempio *carica di stranezza* S , *carica di charm* C , etc.), queste simmetrie di sapore sono esatte solo per la QCD (e la QED) ma la forza debole le viola. In totale ci sono 6 cariche $U(1)$ conservate, una per ogni sapore di quark, ed il numero barionico è una particolare combinazione lineare di queste sei cariche indipendenti (così come lo è la carica elettrica).

Ci sono inoltre altre simmetrie approssimate della lagrangiana della QCD. Nel limite in cui le masse di alcuni quark sono considerate identiche si ha una addizionale simmetria rigida non abeliana. Ad esempio, assumendo masse identiche per i quark up e down, $m_u = m_d$, si possono ruotare i campi ψ_u e ψ_d tra di loro con matrici $SU(2)$. Questa simmetria $SU(2)$ rigida corrisponde all’ *isospin forte*, utilizzato per raggruppare in famiglie gli adroni (gli stati dei quark legati dalla interazione cromodinamica che a causa del suo accoppiamento forte produce il confinamento del colore in stati legati senza colore totale). Un esempio di queste famiglie sono: (i) il doppietto di isospin dei nucleoni (protone e neutrone) composti appunto da tre quarks di tipo up e down confinati; (ii) il tripletto dei mesoni pi greco, i pioni π^\pm e π^0 , composti da un quark e da un antiquark di tipo up o down.

Considerando masse identiche per i quark di tipo up, down e strange, $m_u = m_d = m_s$, si ha un gruppo di simmetria ancora più grande, il *gruppo* $SU(3)$ di sapore, che mescola tra loro i tre sapori up, down e strange, e non va confuso con il gruppo $SU(3)$ di colore. Esempi di multipletti di particelle adroniche descritte dal gruppo $SU(3)$ di sapore sono:

un ottetto mesonico ($\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0, \bar{K}^0, \eta$),

un ottetto barionico ($p, n, \Sigma^\pm, \Sigma^0, \Xi^\pm, \Lambda$),

un decupletto barionico ($\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}, \Sigma^{*\pm}, \Sigma^{*0}, \Xi^{*\pm}, \Omega^-$).

L’esistenza di queste famiglie è comprensibile dalla teoria dei gruppi: la 8 e la 10 sono rappresentazioni di $SU(3)$. Consideriamo più in dettaglio i mesoni. Essi sono formati da una coppia quark-antiquark ($q\bar{q}$). I quark q si trasformano nella 3 di $SU(3)$, dove 3 $\sim (u, d, s)$, mentre gli antiquark \bar{q} si trasformano nella 3 di $SU(3)$, con 3 $\sim (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$. Da questo segue che uno stato legato ($q\bar{q}$) si trasforma nella

$$\underline{3} \times \underline{\bar{3}} = \underline{1} + \underline{8}$$

e dunque possono esistere sia singoletti che ottetti mesonici.

I barioni invece sono costituiti da uno stato legato di tre quarks (qqq) che sotto $SU(3)$ si trasformano come

$$\underline{3} \times \underline{3} \times \underline{3} = (\underline{6} + \underline{\bar{3}}) \times \underline{3} = \underline{10} + \underline{8} + \underline{8} + \underline{1}$$

ed infatti esistono ottetti e decupletti barionici.