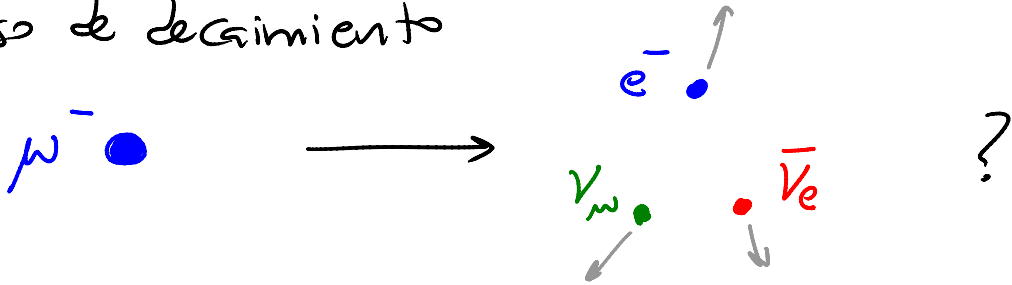


A partir de los procesos básicos asociados a las interacciones fuerte y electromagnética, podemos entender una buena parte de lo que sucede en la naturaleza (p.ej., la manera en que los quarks se ligan entre sí para formar protones, neutrones y núcleos, y el modo en que los núcleos se ligan a electrones para producir átomos, moléculas, reacciones químicas, vida, etc.), pero No todo. P.ej., ¿cómo explicaríamos el proceso de decaimiento

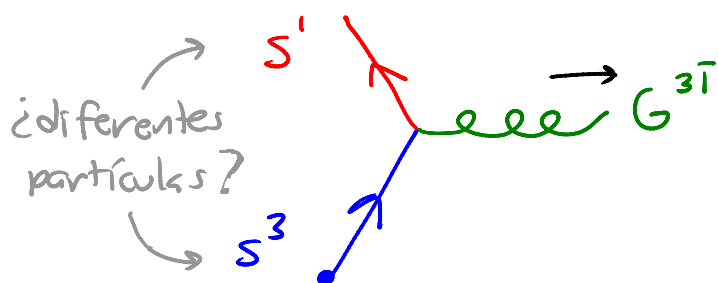


No puede ser un proceso fuerte (porque los leptones no tienen carga de color) ni electromagnético (porque al emitir fotones las partículas no cambian de identidad, y además los neutrinos no tienen carga eléctrica).

Otro ejemplo es el decaimiento del neutrón, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ (que en el fondo es $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$), el cual está

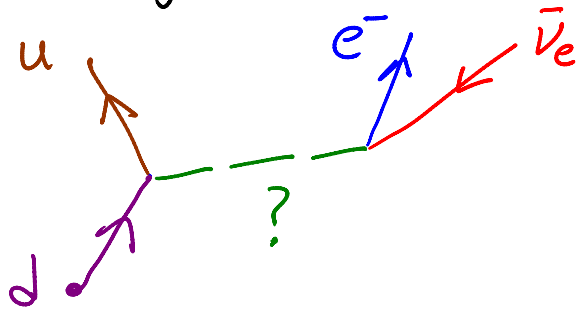
detrás del decaimiento 'beta' de algunos núcleos radiactivos (p.ej., ${}_{27}^{60}\text{Co} \rightarrow {}_{28}^{60}\text{Ni} + e^{-} + \bar{\nu}_e$).

Debe entonces existir una tercera fuerza, a la cual responden tanto los quarks como los leptones, incluyendo a los neutrinos. Más aún, la emisión de (al menos algunas de) las partículas mensajeras de esta fuerza debe cambiar la identidad de la partícula emisora. Recordemos que algo similar sucede en el caso de la interacción fuerte, en el sentido de que el quark emisor en general cambia su color:



Como vimos, esto está estrechamente relacionado con el hecho de que s^1 y s^3 forman parte de un mismo vector de color $s \equiv \begin{bmatrix} s^1 \\ s^2 \\ s^3 \end{bmatrix}$, y G^{31} es componente de una matriz de color (3×3 , sin traza).

La descripción de la tercera fuerza resulta ser análoga. Pej., $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ se origina de



y la existencia de este proceso está asociada al hecho de que u y d forman parte de un mismo vector, e^- y ν_e también, y la partícula mensajera ? es parte de una matriz.

En efecto, tenemos

3) Interacción **Débil** $\longleftrightarrow W^+, W^-$ ($m=157400, q=\pm 1$),
 Z^0 ($m=178400, q=0$)

asociadas al campo vectorial $W_\mu(x)$.

Así como existen 3 tipos de carga fuerte (los colores rojo, verde y azul), hay también 3 tipos de carga débil, pero (a diferencia del color) no vienen los 3 en un solo 'paquete', sino en dos (2+1).

Para empezar, las 6 distintas variedades (o 'sabores') de quarks están empaquetados en 3 vectores de 2 componentes:

$$D \equiv \begin{Bmatrix} {}^1D \\ {}^2D \end{Bmatrix} \equiv \begin{Bmatrix} u \\ d \end{Bmatrix}, \quad S \equiv \begin{Bmatrix} {}^1S \\ {}^2S \end{Bmatrix} \equiv \begin{Bmatrix} c \\ s \end{Bmatrix}, \quad B \equiv \begin{Bmatrix} {}^1B \\ {}^2B \end{Bmatrix} \equiv \begin{Bmatrix} t \\ b \end{Bmatrix},$$

$$d \equiv \begin{bmatrix} d^1 \\ d^2 \\ d^3 \end{bmatrix}, \quad d^3 \equiv \begin{pmatrix} d_1^3 \\ d_2^3 \\ d_3^3 \\ d_4^3 \end{pmatrix}$$

y lo mismo sucede con los 6 leptones:

$$E \equiv \begin{Bmatrix} {}^1E \\ {}^2E \end{Bmatrix} \equiv \begin{Bmatrix} \nu_e \\ e \end{Bmatrix}, \quad M \equiv \begin{Bmatrix} {}^1M \\ {}^2M \end{Bmatrix} \equiv \begin{Bmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{Bmatrix}, \quad T \equiv \begin{Bmatrix} {}^1T \\ {}^2T \end{Bmatrix} \equiv \begin{Bmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{Bmatrix}$$

Decimos que las componentes superiores 1Q , 1L tienen isospin débil $I_3 = +1/2$, y las inferiores 2Q , 2L isospin débil $I_3 = -1/2$. (Esto sería análogo a tener solo 2 colores, que podríamos llamar blanco y negro.) En cierto sentido, hay entonces solamente 3 quarks + 3 leptones (= 3 generaciones). Existe además una tercera carga ('empaquetada' aparte), la llamada hipercarga débil Y , tal que $Y_Q = +1/3$ y $Y_L = -1$.

(Notemos que todas las partículas guardan la misma relación entre su isoespín débil, su hipercarga débil, y su carga eléctrica: $q = I_3 + \frac{1}{2}Y$. Más adelante veremos que esto no es casualidad...)

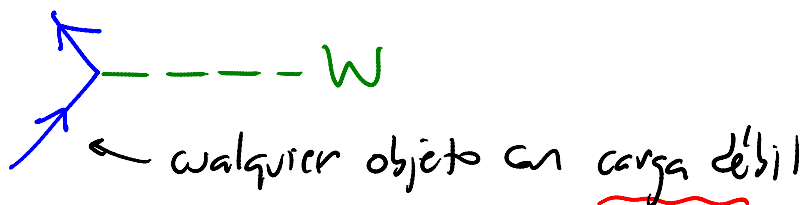
El campo vectorial $W_\mu(x)$ es una matriz 2×2 ^{hermitiana} sin traza,

$$W_\mu \equiv \begin{Bmatrix} 1\bar{1} W & 2\bar{1} W \\ 1\bar{2} W & 2\bar{2} W \end{Bmatrix}$$

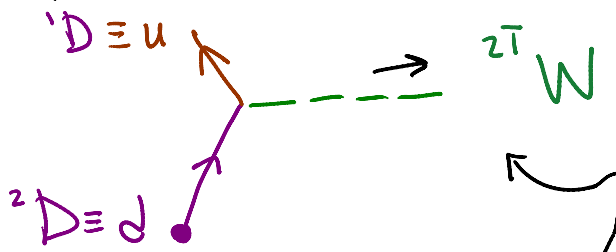
que tiene entonces 3 componentes independientes.

Como sucedió con los gluones, vemos que las partículas mensajeras de la interacción débil están a su vez cargadas (p.ej. $2\bar{1} W$ porta isoespín $-1/2$ y 'anti-isoespín $+1/2$ ', es decir, el 'color débil' que hubiéramos podido llamar negro-antiblanco).

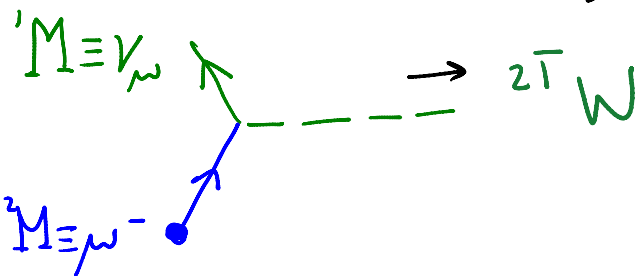
Justo como para la interacción fuerte, tenemos 2 procesos básicos. Por un lado,



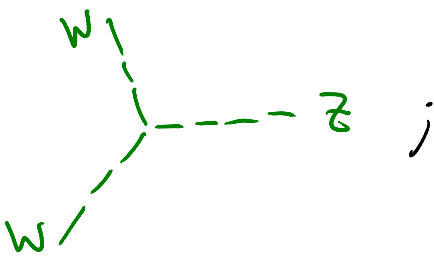
que incluye tanto a



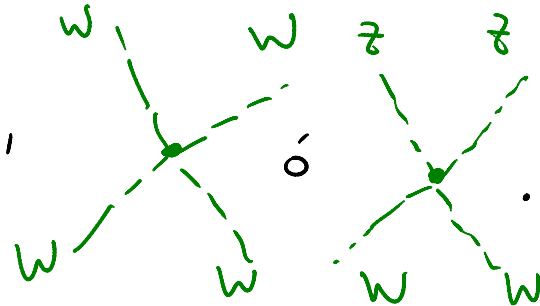
como a



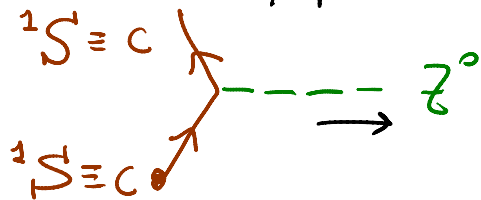
y a



por otro lado, el proceso de 4 'patas'



Debe tener $\eta = -1$, por lo que le llamamos $W^- \equiv W^{2\bar{1}}$. Su antipartícula es $W^+ \equiv W^{1\bar{2}}$. Z^0 está relacionada con W^\pm $W = -Z$, que permite p.ej.



La interacción débil se parece entonces a la fuerte en varios aspectos. Pero saltan a la vista 3 grandes diferencias: i) los gluones tienen $m=0$, pero W^\pm, Z^0 tienen $m \neq 0$; ii) los gluones tienen $\eta=0$, pero W^\pm tienen $\eta \neq 0$; iii) los vectores y matriz de color agrupan partículas con masas iguales, pero los vectores y matriz de isospin

débil combinan partículas con masas distintas.

25/08

Para entender el origen de estas 3 diferencias (que de hecho están relacionadas), debemos primero señalar una característica que las 3 fuerzas sí comparten: cada una de ellas resulta estar asociada a una cierta simetría. Las simetrías que nos son más familiares se refieren a transformaciones espaciotemporales.

Por ej., hasta donde sabemos, las leyes de la física son invariantes bajo traslaciones, rotaciones y transformaciones de Lorentz; aunque el estado particular en que se encuentra un sistema dado (como este axón) generalmente no es invariante. Las simetrías asociadas a las interacciones son de otro tipo: se refieren no a transformaciones que actúan sobre el espaciotiempo, sino a transformaciones 'internas' que actúan sobre el espacio abstracto en el que toman valores los campos (no su 'dominio', sino su 'codominio').

El caso más sencillo es el del electromagnetismo. Hemos visto que los campos con carga eléctrica deben ser complejos, como los campos espinoriales $u, d, c, s, t, b, e, \mu, \tau$, o el campo vectorial W . Independientemente de la estructura adicional (de espín, color y/o isoespín débil) que posean, podemos entonces descomponerlos en 2 partes, $\Phi = \text{Re } \Phi + i \text{Im } \Phi$. La ecuación de movimiento que controla la dinámica del campo Φ depende de su espín; es p.ej. la ec. de 'Klein-Gordon'

$$\left[c^{-2} \partial_t^2 - \vec{\nabla}^2 + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \right] \Phi(\vec{x}, t) = 0$$

si el campo es escalar ($\Leftrightarrow s=0$), y la ec. de Dirac

$$\left[\gamma^0 i c^{-1} \partial_t + \vec{\gamma} \cdot i \vec{\nabla} - \frac{m c}{\hbar} \right] \Phi(\vec{x}, t) = 0$$

si es espinorial ($\Leftrightarrow s=1/2$). Pero en todos los casos

la ec. es invariante bajo 'rotaciones' que mezclan

$\text{Re } \Phi$ con $\text{Im } \Phi$, es decir, bajo cualquier

transformación $\Phi(\vec{x}, t) \rightarrow \Phi'(\vec{x}, t) \equiv e^{i\theta} \Phi(\vec{x}, t)$.

Notemos que esto no hubiera sido una simetría si tomáramos $\theta = \theta(\vec{x}, t) \neq \text{cte.}$, porque las derivadas 'estarían' perturbadas. Podemos entonces redefinir a nuestro antojo la fase del campo $\Phi(\vec{x}, t)$, siempre y cuando lo hagamos simultáneamente y de la misma manera en todos los puntos del universo. Contrario a lo que pudiera parecer (y a veces se lee en los libros de texto) este requisito no tiene nada de peculiar, y en particular no entra en contradicción con la relatividad especial. (La situación es análoga a redefinir el origen de nuestras coordenadas espaciotemporales, lo cual surge un 'efecto' simultáneo aquí y en Plutón.) Pero lo que sí resulta interesante es que podemos lograr que $\Phi(\vec{x}, t) \rightarrow \Phi'(\vec{x}, t) \equiv e^{i\theta(\vec{x}, t)} \Phi(\vec{x}, t)$ sea una simetría si nos inventamos a mano un campo vectorial $A_\mu(\vec{x}, t)$ que esté acoplado a $\Phi(\vec{x}, t)$, apareciendo en la ec. de éste último a través del sencillo reemplazo

$$\partial_0 \equiv c^{-1} \partial_t \rightarrow \partial_0 + i A_0 \equiv D_0, \quad \vec{\nabla} \rightarrow \vec{\nabla} + i \vec{A} \equiv \vec{D},$$

↑ 'derivada covariante' ↓

y que tiene la propiedad de transformarse de acuerdo

$$\text{con } A_\mu(\vec{x}, t) \rightarrow A'_\mu(\vec{x}, t) \equiv A_\mu(\vec{x}, t) - \partial_\mu \theta(\vec{x}, t)$$

cando llevamos a cabo la rotación interna $\leftarrow \equiv (\partial_0, \vec{\nabla})$

$$\Phi(\vec{x}, t) \rightarrow \Phi'(\vec{x}, t) \equiv e^{i\theta(\vec{x}, t)} \Phi(\vec{x}, t).$$

Esto sería solo una curiosidad, de no ser por

$$\text{si definimos } A_\mu(\vec{x}, t) \equiv q A_\mu(\vec{x}, t)$$

↑ carga eléctrica de Φ ,

el campo $A_\mu(\vec{x}, t)$ aparece en la ec. de Φ precisamente

como el campo electromagnético !! Y más aún, denotando

$\theta(\vec{x}, t) \equiv q \lambda(\vec{x}, t)$, vemos que la transformación

$$A_\mu(\vec{x}, t) \rightarrow A'_\mu(\vec{x}, t) \equiv A_\mu(\vec{x}, t) - \partial_\mu \lambda(\vec{x}, t)$$

$$\text{equivale a } \begin{cases} \varphi(\vec{x}, t) \rightarrow \varphi(\vec{x}, t) - c^{-1} \partial_t \lambda(\vec{x}, t) \\ \vec{A}(\vec{x}, t) \rightarrow \vec{A}(\vec{x}, t) - \vec{\nabla} \lambda(\vec{x}, t) \end{cases},$$

← potencial escalar

que no es otra cosa más que la transformación de

norma que deja invariante a \vec{E} y \vec{B} , ¡ y \therefore

también a las ec. de Maxwell !

En resumen, hemos visto que la teoría que describe a nuestro campo cargado Φ acoplado al campo electromagnético es invariante bajo la transformación conjunta

$$\begin{cases} \Phi(\vec{x}, t) \rightarrow \Phi'(\vec{x}, t) = e^{iq\lambda(\vec{x}, t)} \Phi(\vec{x}, t) \\ A_\mu(\vec{x}, t) \rightarrow A'_\mu(\vec{x}, t) = A_\mu(\vec{x}, t) - \partial_\mu \lambda(\vec{x}, t) \end{cases}$$

Por el hecho de que el parámetro λ que lo define puede variar de un punto a otro (y de un instante a otro), llamamos a esta una simetría local ó simetría de norma (a diferencia del caso original donde solo podríamos considerar $\lambda = \text{cte.}$, y tendríamos entonces lo que llamamos una simetría global).

Podemos decir que el campo electromagnético existe precisamente para hacer posible esta simetría. Este punto de vista nos permite en particular explicar por qué el fotón no tiene masa: el punto es simplemente que si agregáramos un término de masa $m^2 A_\mu$

a la ec. de mov. de A_μ (que son las ec. de Maxwell)
 ¡perdemos la invariancia de norma a menos que $m=0$!
 Vale la pena resaltar que la existencia de una
 "simetría" local en una teoría de campo es en
 última instancia una indicación de que nuestra
 descripción es redundante. En el caso particular que
 estamos considerando, sabemos que ningún resultado físico
 puede depender de nuestra elección de $\lambda(\vec{x}, t)$ (cambiar
 λ es simplemente un cambio de perspectiva, análogo a
 escoger una orientación distinta para $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$), y
 podemos aprovechar esta libertad para estipular
 de una vez por todas que, p.ej., $A_3(\vec{x}, t) = 0$.
 Esto muestra claramente que al describir a nuestro
 sistema con los 4 campos $A_\mu(\vec{x}, t) = (\varphi(\vec{x}, t), \vec{A}(\vec{x}, t))$
 estamos reteniendo cierta información que no es física.
 (La razón por la cual preferimos hacer esto es que solo así
 tenemos un lenguaje 'covariante' bajo rotaciones y Lorentz.)

Notemos ahora que realizar 2 transformaciones de norma sucesivas con parámetros λ_1 y λ_2 es equivalente a realizar una sola con parámetro $\lambda_3 = \lambda_1 + \lambda_2$, y también que siempre podemos 'deshacer' una transformación con parámetro λ_1 simplemente actuando con la transformación 'opuesta', que tiene parámetro $\lambda_2 = -\lambda_1$. Esto nos dice que las transformaciones en cuestión forman lo que los matemáticos llaman un 'grupo', es decir, un conjunto G de elementos con una cierta 'regla de multiplicación' (es decir, una receta que asigna a cada par de elementos $g_1, g_2 \in G$ un tercero $g_3 \equiv g_1 \cdot g_2 \in G$), que incluye un 'elemento identidad' ($e \in G$ tal que $e \cdot g = g \cdot e = g \quad \forall g \in G$), y un 'inverso' para cada elemento $g \in G$ (g^{-1} tal que $g^{-1} \cdot g = g \cdot g^{-1} = e$). Pej., los enteros \mathbb{Z} forman un grupo bajo adición ($\cdot \equiv +$), pero no bajo multiplicación.

Otro ejemplo un poco más sofisticado son las rotaciones usuales en 3 dimensiones,

$$\vec{x} \rightarrow \vec{x}' = \underbrace{R(\theta_x, \theta_y, \theta_z)}_{\text{matriz } 3 \times 3} \vec{x} \quad (\text{i.e., } x'_i = \sum_{j=1}^3 R_{ij} x_j)$$

que conforman el grupo que llamamos

$$SO(3) \equiv \left\{ \begin{array}{l} \text{matrices reales } 3 \times 3 \text{ que son} \\ \text{'ortogonales'} \quad (\underline{R}^{-1} = \underline{R}^T \leftarrow \text{transpuesto}) \text{ y} \\ \text{'especiales'} \quad (\det \underline{R} = +1) \end{array} \right\}$$

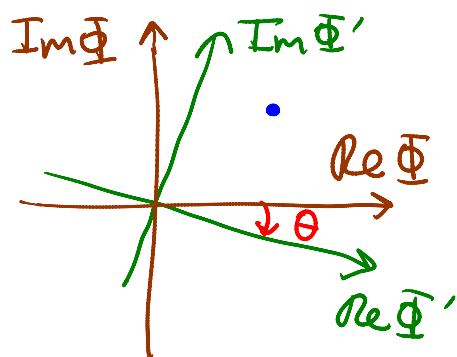
Notemos que mientras que \mathbb{Z} es un grupo 'discreto' y 'abeliano' ($g_1 g_2 = g_2 g_1 \forall g_1, g_2 \in G$), $so(3)$ es 'continuo' y 'no abeliano' (en general $g_1 g_2 \neq g_2 g_1$).

Las transformaciones asociadas a la interacción electromagnética son el conjunto de fases $\{e^{i\theta} \equiv e^{i\vec{T}\lambda}\}$, y forman el grupo continuo y abeliano que llamamos

$$U(1) \equiv \left\{ \begin{array}{l} \text{matrices complejas } 1 \times 1 \text{ que son} \\ \text{'unitarias'} \quad (\underline{M}^{-1} = \underline{M}^\dagger \equiv (\underline{M}^T)^* \leftarrow \begin{array}{l} \text{conjugado} \\ \text{complejo} \end{array}) \end{array} \right\}$$

\uparrow conjugado hermítico

(Si separamos $\Phi = \text{Re}\Phi + i\text{Im}\Phi$ y usamos $e^{i\theta} = \cos\theta + i\sin\theta$, podemos ver que $\Phi \rightarrow \Phi' = e^{i\theta}\Phi$ es literalmente una rotación que mezcla $\text{Re}\Phi$ con $\text{Im}\Phi$:



$$\begin{pmatrix} \text{Re}\Phi' \\ \text{Im}\Phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re}\Phi \\ \text{Im}\Phi \end{pmatrix},$$

matriz ortogonal
y especial

de modo que $U(1) \cong SO(2)$ — los matemáticos dicen que estos 2 grupos son 'isomorfos'.

Resumiendo, hemos visto que la existencia y propiedades del campo (y \therefore la interacción) electromagnético(a) están estrechamente relacionadas con la existencia de una simetría local asociada al grupo de norma $U(1)_{EM}$, que actúa mezclando entre sí las partes real e imaginaria de cada campo cargado.

(Por esta razón es habitual llamar a A_μ un 'campo de norma'.)

La situación con las interacciones fuerte y débil es completamente análoga: ambas están asociadas también a la existencia de simetrías locales, aunque los grupos de norma correspondientes (es decir, los respectivos conjuntos de transformaciones locales) resultan ser más complicados que $U(1)$, porque además de mezclar entre sí las partes reales e imaginarias de cada campo, pueden también mezclar las componentes del vector de color $[\color{red}{:}]$ o de isoespín débil $\{\color{red}{:}\}$, respectivamente.

Explícitamente, las transformaciones en cuestión son:

$$D(\vec{x}, t) \equiv \begin{Bmatrix} u(\vec{x}, t) \\ d(\vec{x}, t) \end{Bmatrix} \rightarrow D'(\vec{x}, t) \equiv \begin{Bmatrix} u'(\vec{x}, t) \\ d'(\vec{x}, t) \end{Bmatrix} = \underbrace{U(\vec{x}, t)}_{\text{matriz } 2 \times 2} D(\vec{x}, t)$$

(e igual \forall los vectores $Q, L = \{\color{red}{:}\}$), en

$$\underline{U} \in SU(2) \equiv \left\{ \text{matrices } \underline{\text{complejas}} \ 2 \times 2 \text{ que son} \right. \\ \left. \underline{\text{unitarias}} \ (\underline{U}^{-1} = \underline{U}^\dagger \equiv \underline{U}^{T*}) \text{ y } \underline{\text{especiales}} \ (\det \underline{U} = 1) \right\}$$

en el caso de la interacción débil, y

$$u(\vec{x}, t) \equiv \begin{bmatrix} u^1(\vec{x}, t) \\ u^2(\vec{x}, t) \\ u^3(\vec{x}, t) \end{bmatrix} \longrightarrow u'(\vec{x}, t) \equiv \begin{bmatrix} u'^1(\vec{x}, t) \\ u'^2(\vec{x}, t) \\ u'^3(\vec{x}, t) \end{bmatrix} = \underbrace{U(\vec{x}, t)}_{\text{matriz } 3 \times 3} u(\vec{x}, t)$$

(e igual para todos los quarks $d, c, s, t, b = [::]$), con
 $\tilde{U} \in SU(3) \equiv \{ \text{matrices complejas } 3 \times 3 \text{ que son} \}$
unitarias y especiales

L30/08

A diferencia de $U(1)$, los grupos $SU(2)$ y $SU(3)$ son no abelianos. (Una consecuencia es que la manera en que transforman los campos vectoriales $G_\mu(\vec{x}, t) = [:::]$ y $W_\mu = \{::\}$ resulta ser más complicada que la de A_μ : al 'rotar' $Q(\vec{x}, t) \rightarrow Q'(\vec{x}, t) = \tilde{U}(\vec{x}, t) Q(\vec{x}, t)$ y $L(\vec{x}, t) \rightarrow L'(\vec{x}, t) = \tilde{U}(\vec{x}, t) L(\vec{x}, t)$,

tenemos

$$\tilde{W}_\mu(\vec{x}, t) \longrightarrow \tilde{W}'_\mu(\vec{x}, t) = \tilde{U}(\vec{x}, t) \left(\tilde{W}_\mu(\vec{x}, t) + \frac{i}{g_2} \mathbb{1} \partial_\mu \right) \tilde{U}^\dagger(\vec{x}, t)$$

cte. de acoplamiento débil \uparrow identidad \uparrow $(\partial_\mu, \vec{\nabla})$
 2×2

y bajo $SU(3)$ G_μ transforman de manera análoga.

Notar que para $U(\vec{x}, t) = e^{i\varphi\lambda(\vec{x}, t)} \in U(1)$ tenemos $U^{-1} = e^{-i\varphi\lambda}$, y como todas las 'matrices' conmutan, vemos que esta fórmula en efecto coincide con $A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \lambda$.

Podemos ahora entender con mayor claridad un punto que mencionamos antes: el que existan estas 'rotaciones' abstractas $\underline{U} \in \text{SU}(2)$ que mezclan u con d , e con ν_e , etc. (y que por otra parte representen simplemente un cambio de nuestra perspectiva, análogo a girar la cabeza) es precisamente la razón por la cual insistimos en considerar a u y d , e y ν_e , etc. como parte de un mismo 'objeto'. Lo mismo podemos decir para $u^{1,2,3}$, $d^{1,2,3}$, etc. con base en $\underline{U} \in \text{SU}(3)$.

Otro punto que vale la pena señalar es que, así como para cualquier $U \in \text{U}(1)$ podemos escribir $U = \exp(i\theta)$, donde θ debe ser real (pues de otra manera tendríamos $U^\dagger = U^* = \exp(-i\theta^*) \neq \exp(-i\theta) = U^{-1}$, es decir, U no sería unitaria), para $\underline{U} \in \text{SU}(N)$ podemos también escribir

$$\underline{U} = \exp(i \underline{H}) \equiv \underline{1} + i \underline{H} + \frac{1}{2} (i \underline{H})^2 + \frac{1}{3!} (i \underline{H})^3 + \dots,$$

donde la matriz $N \times N$ \underline{H} debe ser 'hermitiana'
 ($\underline{H}^\dagger \equiv \underline{H}^{\text{T}*} = \underline{H}$, lo cual es necesario para que
 $\underline{U}^\dagger = \exp(-i\underline{H}^\dagger)$ coincida con $\underline{U}^{-1} = \exp(-i\underline{H})$)
 y además no tener traza (porque usando
 $\det[\exp \underline{M}] = \exp[\text{tr} \underline{M}]$ tendremos entonces
 $\det \underline{U} = \exp(\text{tr}(i\underline{H})) = e^0 = 1$).

En el caso de $SU(2)$, las matrices \underline{H} (2×2 , hermitianas y
 sin traza) se pueden caracterizar con 3 parámetros libres (p.ej.,
 $\underline{H} = \theta_1 \underline{\sigma}^1 + \theta_2 \underline{\sigma}^2 + \theta_3 \underline{\sigma}^3$, con σ^i las matrices de Pauli) — ¡justo
 como W_{μ} ! Para $SU(3)$, se requieren 8 parámetros, justo como G_{μ} .

En conjunto, hemos visto que el grupo de
simetría local del Modelo Estándar es

$$\mathcal{G} \equiv SU(3) \times SU(2) \times U(1)$$

$\begin{array}{ccc} \uparrow & \uparrow & \uparrow \\ \text{fuerte} & \text{débil} & \text{¿electromagnetismo?} \end{array}$

(El que escribamos los 3 grupos 'multiplicados'
 simplemente quiere decir son independientes uno del otro;
 p.ej., $\underline{U} \in SU(3)$ actúa solo sobre los índices de color.)

Estamos por fin listos para entender el modo en que la fuerza débil difiere de, p.ej., la fuerza de color. El punto es que, si bien las leyes de la física (y en particular, las ecs. de mov. de todos los campos del Modelo Estándar) son invariantes (o en realidad, 'covariantes') bajo el grupo de norma y completo, el estado actual de nuestro universo resulta ser invariante bajo el factor $SU(3)$, ¡pero No bajo $SU(2) \times U(1)$! Antes de intentar entender por qué, notemos que esto apunta a que el factor $U(1)$ No puede ser directamente el grupo de norma $U(1)_{EM}$ asociado al electromagnetismo, porque este último sí es una simetría del estado actual del universo (lo cual se manifiesta como vimos en el hecho de que el fotón, como el gluón, tiene $m=0$). En realidad el $U(1)$ que se ve en y resulta estar asociado no a A_μ , sino a