

matheus@ift.unesp.br

<http://www.ift.unesp.br/users/matheus/>

Física de Partículas

Parte 2

Ricardo D'Elia Matheus

XXVIII JORNADA DE FÍSICA TEÓRICA

Construindo Lagrangeanas

Onde estamos: vimos que a estrutura teórica adequada para descrever a física de partículas é a da **Teoria Quântica de Campos (relativística)** – TQC

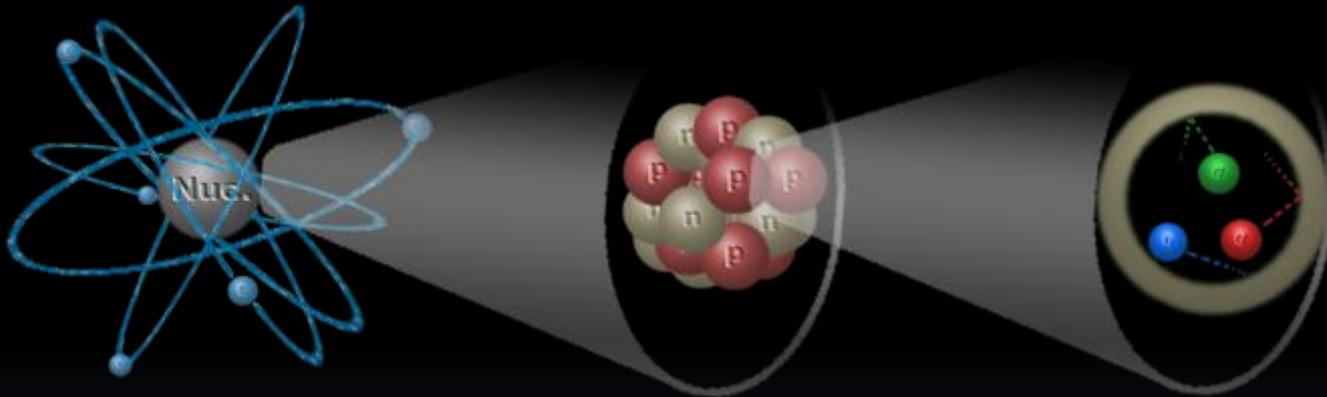
Vimos também que toda informação física sobre um sistema pode ser codificada em uma Lagrangeana – é ela que consiste no **modelo** que estudarei. Uma vez que temos uma “em mãos” existe uma prescrição clara de como obter observáveis físicos (***pele menos no regime perturbativo***)

A questão que se impõe é: em que estão baseadas estas Lagrangeanas?

Construindo Lagrangeanas

Elementos principais:

- Graus de liberdade – rigorosamente temos infinitos, mas muitas vezes este termo é usado para se referir a quais são os campos relevantes.



- Invariância de Lorentz:

$$\mathcal{L}$$

~~$$\mathcal{L}_\mu$$~~

~~$$\mathcal{L}_{\mu\nu}$$~~

- Outras simetrias

- Renormalizabilidade

$$[op.] \leq 4$$

Simetrias



Desempenham um papel importante em qualquer ramo da física.
Muitas vezes identificar simetrias é crítico para que um problema possa ser resolvido.

Simetrias



Mas vai além disso, dada a ação: $S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)$

E dada uma transformação contínua dos campos:

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \phi(x) + \delta\phi = \phi(x) + \alpha\Delta\phi$$

esta será uma simetria se as equações de movimento não mudarem, ou seja:

$$\delta S = 0 \longrightarrow \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + \alpha\partial_\mu \mathcal{J}^\mu$$

Simetrias



Mas vai além disso, dada a ação: $S = \int d^4x \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi)$

E dada uma transformação contínua dos campos:

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \phi(x) + \delta\phi = \phi(x) + \alpha\Delta\phi$$

esta será uma simetria se as equações de movimento não mudarem, ou seja:

$$\delta S = 0 \quad \longrightarrow \quad \mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L} + \alpha\partial_\mu \mathcal{J}^\mu$$

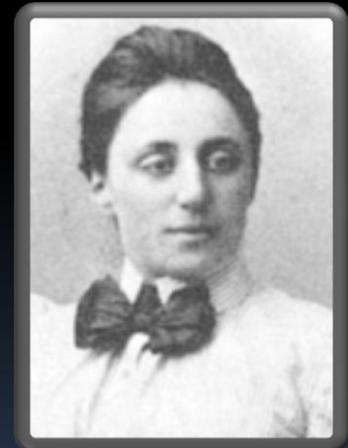
Teorema de Noether

Eq. de continuidade

$$\partial_\mu j^\mu(x) = 0$$

Corrente conservada

$$j^\mu(x) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \Delta\phi - \mathcal{J}^\mu$$



A. Noether

Simetrias

$$\partial_\mu j^\mu(x) = 0$$



$$\partial_t j^0(x) + \nabla \cdot \vec{j}(x) = 0$$



$$\int_V d^3x \partial_t j^0(x) = - \int_V d^3x \nabla \cdot \vec{j}(x)$$



$$\partial_t Q = - \int_\sigma dS \vec{j} \cdot \hat{n}$$

Teor. Gauss



Superfície Grande

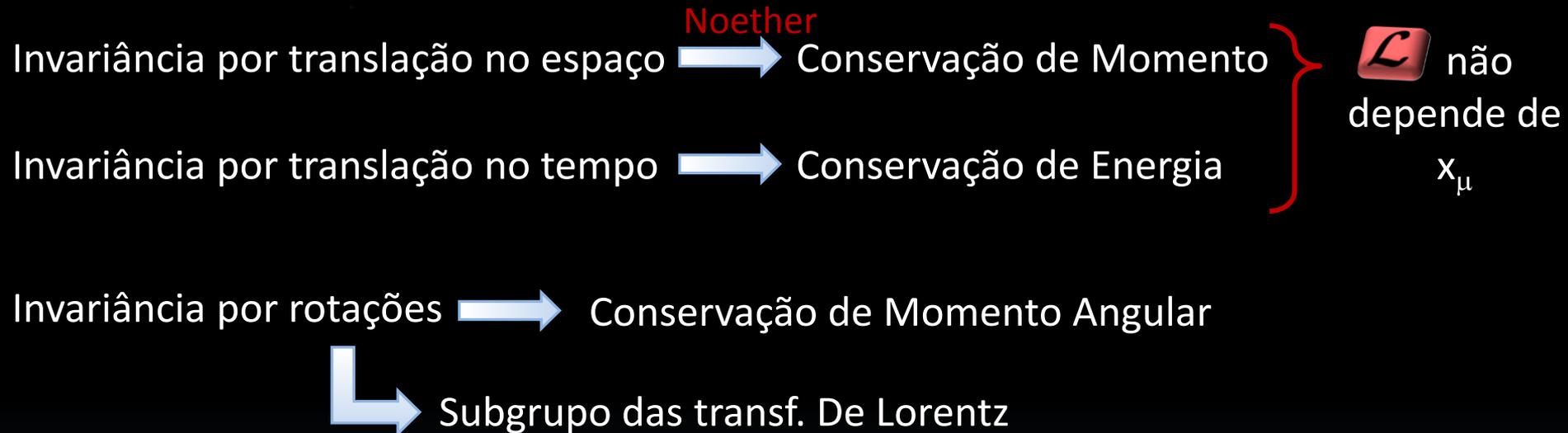
$$\partial_t Q = 0$$

$$Q = \int_V d^3x j^0(x)$$

Grandeza conservada

Simetrias

Exemplos:



Todas transformações de coordenadas, e as transformações dos campos?

Simetrias

Escalar Complexo:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$$

Transformação de Fase Global

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha} \phi \quad \longrightarrow \quad \phi^* \rightarrow e^{i\alpha} \phi^* \quad \longrightarrow \quad \delta \mathcal{L} = 0$$

Teoria de Grupos: $U(1)$

Simetrias

Escalar Complexo:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$$

Transformação de Fase Global

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha} \phi \quad \longrightarrow \quad \phi^* \rightarrow e^{i\alpha} \phi^* \quad \longrightarrow \quad \delta \mathcal{L} = 0$$

Teoria de Grupos: $U(1)$

 Noether

$$j^\mu = i(\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*)$$

$$Q = i \int dV (\phi^* \partial_t \phi - \phi \partial_t \phi^*)$$

Somente para campos complexos!

Veremos em breve que:

Q - carga elétrica

\vec{j} - Densidade de corrente EM

Simetrias

Outro caso em que as simetrias são úteis ocorre quando podemos agrupar partículas de propriedades (aproximadamente) iguais

Ex: nucleon $\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_p \gamma^\mu \partial_\mu \psi_p - m_p \bar{\psi}_p \psi_p + i\bar{\psi}_n \gamma^\mu \partial_\mu \psi_n - m_n \bar{\psi}_n \psi_n$$

\downarrow $m = m_p = m_n$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = (\bar{\psi}_p \quad \bar{\psi}_n) (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

Simetrias

Outro caso em que as simetrias são úteis ocorre quando podemos agrupar partículas de propriedades (aproximadamente) iguais

Ex: nucleon $\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$ $\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$

Neste caso o sistema é invariante por transformações:

$$\psi \rightarrow U\psi$$

$$U = e^{-i\alpha_a \sigma_a}$$

Matrizes de Pauli

$$a = 1, 2, 3$$

Teoria de Grupos: SU(2)

Simetria de Isospin

$$Q = n_p - n_n$$

Simetrias

Outro caso em que as simetrias são úteis ocorre quando podemos agrupar partículas de propriedades (aproximadamente) iguais

Ex: nucleon

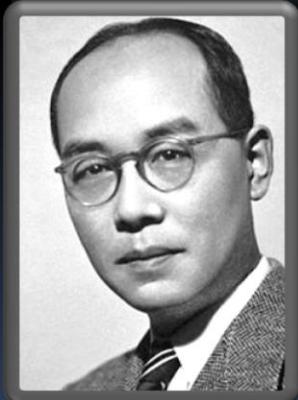
$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

De fato a **força nuclear** preserva esta simetria de isospin e se origina do termo de **interação de Yukawa**:

$$\mathcal{L}_I = ig\bar{\psi}\sigma_a\phi_a\gamma_5\psi$$

$$a = 1, 2, 3$$



Spinor

Escalar

Simetrias

Outro caso em que as simetrias são úteis ocorre quando podemos agrupar partículas de propriedades (aproximadamente) iguais

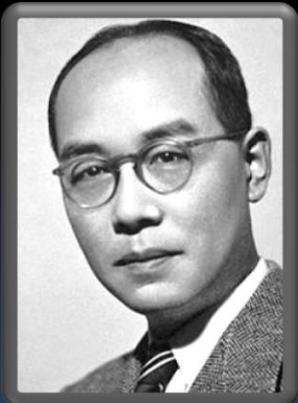
Ex: nucleon

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

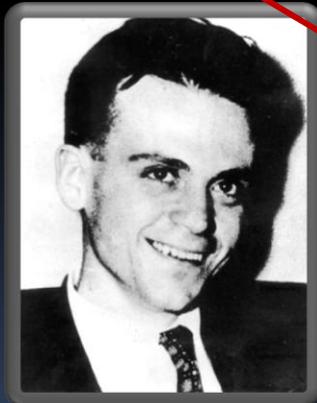
$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

De fato a **força nuclear** preserva esta simetria de isospin e se origina do termo de **interação de Yukawa**:

$$\mathcal{L}_I = ig\bar{\psi}\sigma_a\phi_a\gamma_5\psi = ig(\bar{p}\pi^0\gamma_5p - \bar{n}\pi^0\gamma_5n + \bar{p}\pi^-\gamma_5n + \bar{n}\pi^+\gamma_5p)$$

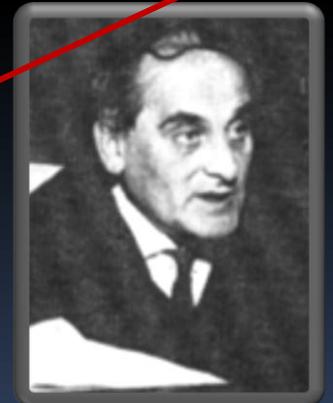


H. Yukawa
16/07/2013



C. Lattes

(& C. Powell)



G. Occhialini

Simetrias

Outro caso em que as simetrias são úteis ocorre quando podemos agrupar partículas de propriedades (aproximadamente) iguais

Ex: nucleon

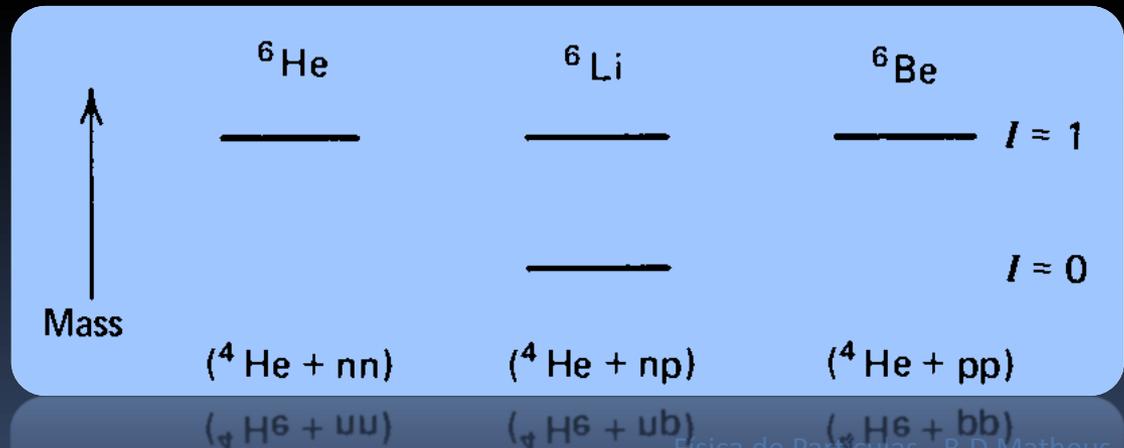
$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$

De fato a **força nuclear** preserva esta simetria de isospin e se origina do termo de **interação de Yukawa**:

$$\mathcal{L}_I = ig\bar{\psi}\sigma_a\phi_a\gamma_5\psi = ig(\bar{p}\pi^0\gamma_5p - \bar{n}\pi^0\gamma_5n + \bar{p}\pi^-\gamma_5n + \bar{n}\pi^+\gamma_5p)$$

A escolha por um modelo que conserva isospin não foi arbitrária, mas sim baseada em observações:



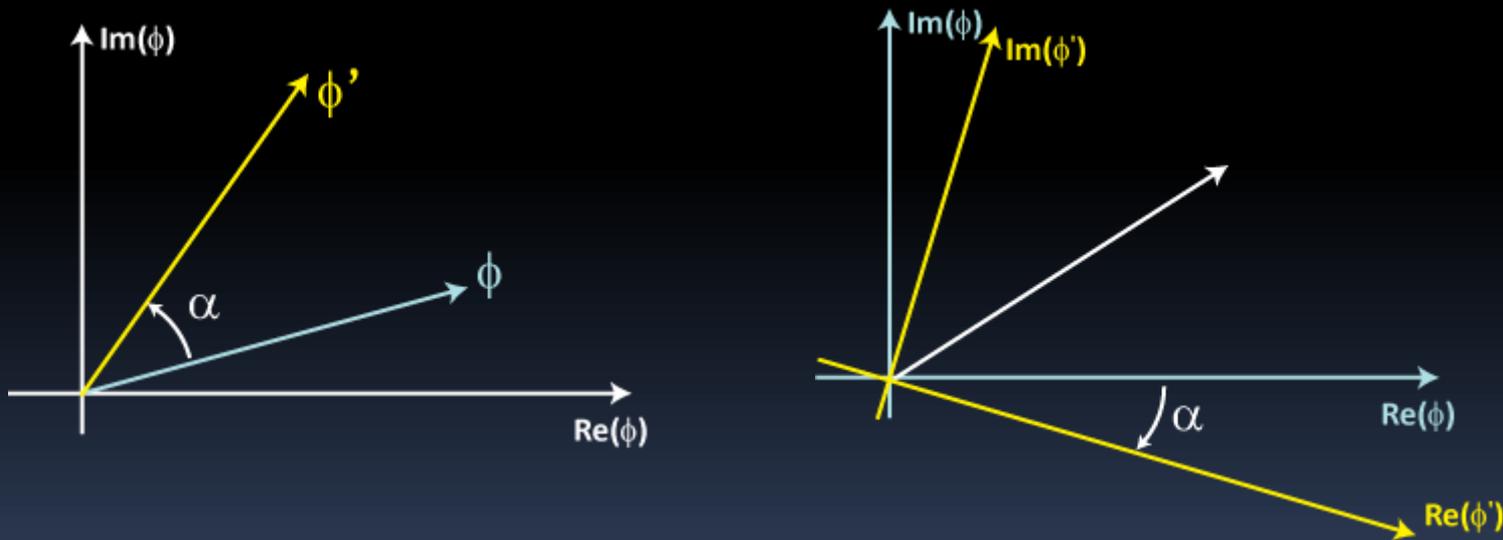
Simetrias: Globais vs. Locais

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha} \phi$$

Transformação de Fase Global

Transformação de Calibre (ou Gauge) da Primeira Espécie

Consiste em uma rotação no plano complexo de ϕ (ou, equivalentemente, uma mudança no referencial que estabelece o “ângulo zero”)



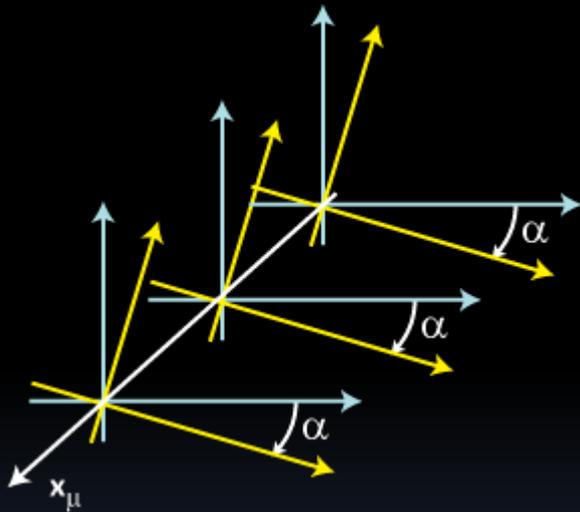
Simetrias: Globais vs. Locais

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha} \phi$$

Transformação de Fase Global

Transformação de Calibre (ou Gauge) da Primeira Espécie

Consiste em uma rotação no plano complexo de ϕ

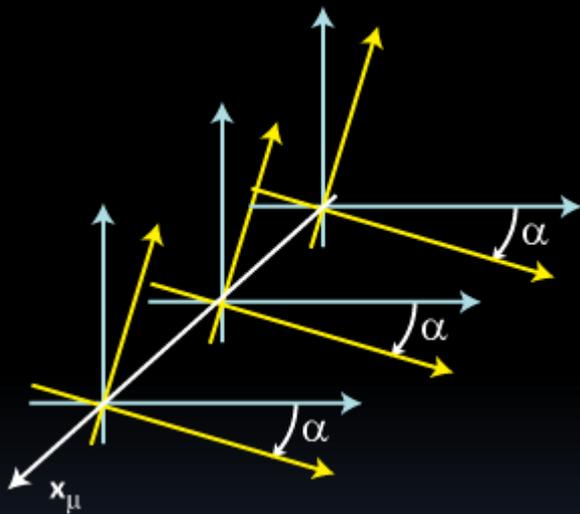


De fato, fazemos uma rotação do **mesmo ângulo** em todos os pontos do espaço tempo. Estamos **assumindo** que faz sentido comparar estes ângulos em pontos distantes. Isso é um problema?

Não, pois esta fase não é um observável físico (o mesmo raciocínio aplicado a observáveis tais como simultaneidade ou direções no espaço gera problemas com a relatividade)

Simetrias: Globais vs. Locais

Ainda assim, podemos não assumir isso e considerar uma transformação **mais geral**: uma mudança de fase arbitrária para cada ponto do espaço.



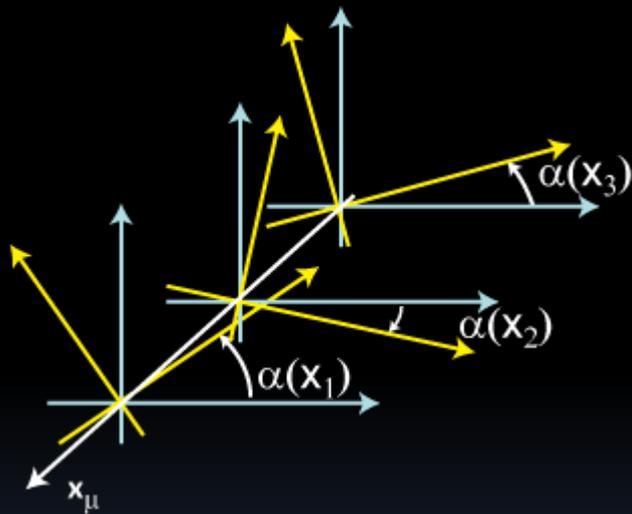
$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha} \phi$$

Transformação de Fase Global

Transformação de Calibre (ou Gauge) da Primeira Espécie

Simetrias: Globais vs. Locais

Ainda assim, podemos não assumir isso e considerar uma transformação **mais geral**: uma mudança de fase arbitrária para cada ponto do espaço.



$\alpha(x)$ um função bem comportada de x_μ

A transformação global pode ser obtida da local simplesmente se $\alpha(x) = \text{constante}$

$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha(x)} \phi$$

Transformação de Fase Local

Transformação de Calibre (ou Gauge) da Segunda Espécie

Simetrias: Globais vs. Locais

O mesmo pode ser feito para simetrias com grupos maiores:

$$\psi \rightarrow e^{-i\alpha_a \sigma_a} \psi \quad \text{SU}(N) \text{ Global}$$

$$a = 1, 2, \dots, n$$

$$\psi \rightarrow e^{-i\alpha_a(x) \sigma_a} \psi \quad \text{SU}(N) \text{ Local ou "de Gauge"}$$

ps: no jargão atual de física de partículas raramente se diz “gauge global” ou “espécie”. Em geral simetria de gauge quer dizer simetria local.

Quais são as consequências de exigir da minha Lagrangeana uma simetria de gauge?

Simetria U(1) Local

Escalar Complexo: $\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$

U(1): $\phi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)} \phi(x) \simeq \phi(x) - i\alpha(x)\phi(x)$

Simetria U(1) Local

Escalar Complexo: $\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$

U(1): $\phi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)} \phi(x) \simeq \phi(x) - i\alpha(x)\phi(x)$

Termo de
massa



$$m^2 e^{i\alpha(x)} \phi^* e^{-i\alpha(x)} \phi = m^2 \phi^* \phi$$

OK!

Simetria U(1) Local

Escalar Complexo: $\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$

U(1): $\phi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)} \phi(x) \simeq \phi(x) - i\alpha(x)\phi(x)$

Termo de
massa



$$m^2 e^{i\alpha(x)} \phi^* e^{-i\alpha(x)} \phi = m^2 \phi^* \phi$$

OK!

Termo
Cinético



$$(\partial_\mu e^{-i\alpha} \phi) (\partial^\mu e^{i\alpha} \phi^*) =$$

!?

$$= (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi^*) + (\partial_\mu \alpha) [i(\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*)]$$

Simetria U(1) Local

Escalar Complexo: $\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$

U(1): $\phi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)} \phi(x) \simeq \phi(x) - i\alpha(x)\phi(x)$

Termo de
massa



$$m^2 e^{i\alpha(x)} \phi^* e^{-i\alpha(x)} \phi = m^2 \phi^* \phi$$

OK!

Termo
Cinético



$$(\partial_\mu e^{-i\alpha} \phi) (\partial^\mu e^{i\alpha} \phi^*) =$$

$$= (\partial_\mu \phi) (\partial^\mu \phi^*) + (\partial_\mu \alpha) [i(\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*)]$$

Esta Lagrangeana não é invariante pela simetria local. Mas...
existe alguma que seria?



Simetria U(1) Local

Fica mais fácil ver o que está faltando no caso de spinores de Dirac. No caso escalar o que ocorreu foi:

Escalar Complexo: $\mathcal{L}_\phi \rightarrow \mathcal{L}_\phi + (\partial_\mu \alpha) j_\phi^\mu$

No caso spinorial ocorre um problema idêntico:

Spinorial:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

$$j_\psi^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$$



$$\mathcal{L}_\psi \rightarrow \mathcal{L}_\psi + (\partial_\mu \alpha) j_\psi^\mu$$

Simetria U(1) Local

Fica mais fácil ver o que está faltando no caso de spinores de Dirac. No caso escalar o que ocorreu foi:

Escalar Complexo: $\mathcal{L}_\phi \rightarrow \mathcal{L}_\phi + (\partial_\mu \alpha) j_\phi^\mu$

No caso spinorial ocorre um problema idêntico:

Spinorial:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

$$j_\psi^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$$



$$\mathcal{L}_\psi \rightarrow \mathcal{L}_\psi + (\partial_\mu \alpha) j_\psi^\mu$$

Precisamos adicionar um novo termo à Lagrangeana, um que se transforme assim:

$$\clubsuit \rightarrow \clubsuit - (\partial_\mu \alpha) j^\mu$$

$$j_\psi^\mu \rightarrow j_\psi^\mu$$

(no caso escalar a transformação da corrente não era tão simples, mas a conclusão final é a mesma)

Simetria U(1) Local

Fica mais fácil ver o que está faltando no caso de spinores de Dirac. No caso escalar o que ocorreu foi:

Escalar Complexo: $\mathcal{L}_\phi \rightarrow \mathcal{L}_\phi + (\partial_\mu \alpha) j_\phi^\mu$

No caso spinorial ocorre um problema idêntico:

Spinorial:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

$$j_\psi^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$$



$$\mathcal{L}_\psi \rightarrow \mathcal{L}_\psi + (\partial_\mu \alpha) j_\psi^\mu$$

Precisamos adicionar um novo termo à Lagrangeana, um que se transforme assim:

$$\clubsuit \rightarrow \clubsuit - (\partial_\mu \alpha) j^\mu$$

$$\clubsuit = c_1 \spadesuit_\mu j^\mu$$

$$j_\psi^\mu \rightarrow j_\psi^\mu$$

$$\spadesuit_\mu \rightarrow \spadesuit_\mu - 1/c_1 (\partial_\mu \alpha)$$

OK!

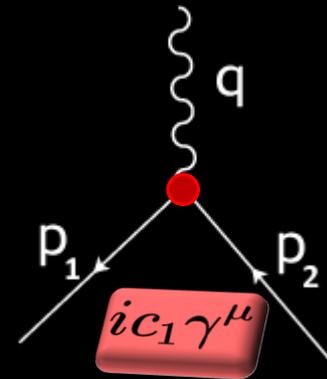
U(1) local restaurado!

Simetria U(1) Local

A conclusão é que, para restaurar a simetria de gauge, foi preciso introduzir um termo de interação com um campo vetorial na Lagrangeana:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + c_1 \not{\partial}_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$$

Constante de acoplamento

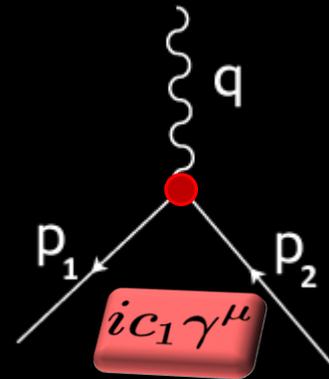


Simetria U(1) Local

A conclusão é que, para restaurar a simetria de gauge, foi preciso introduzir um termo de interação com um campo vetorial na Lagrangeana:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + c_1 \not{A}_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$$

Constante de acoplamento



As propriedades do novo campo vetorial são dadas pela sua transformação:

$$U(1): \not{A}_\mu \rightarrow \not{A}_\mu - 1/c_1 (\partial_\mu \alpha)$$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + m^2 \not{A}_\mu \not{A}^\mu$$

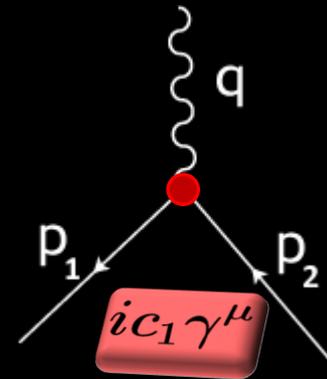
Proca

Simetria U(1) Local

A conclusão é que, para restaurar a simetria de gauge, foi preciso introduzir um termo de interação com um campo vetorial na Lagrangeana:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi + c_1 \not{A}_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$$

Constante de acoplamento



As propriedades do novo campo vetorial são dadas pela sua transformação:

$$U(1): \not{A}_\mu \rightarrow \not{A}_\mu - 1/c_1 (\partial_\mu \alpha)$$

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + m^2 \not{A}_\mu \not{A}^\mu$$

Proca

$$F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \rightarrow F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$\not{A}_\mu \not{A}^\mu \rightarrow \not{A}_\mu \not{A}^\mu + \dots$$

- $m = 0$
- Satisfaz as **equações de Maxwell**

Simetria U(1) Local

Enfim:



- Bóson vetorial sem massa que satisfaz as equações de Maxwell
- Ele se acopla com partículas de spin ½ com intensidade controlada pela constante de acoplamento c_1
- Podemos escrever a Lagrangeana final na forma:

$$\bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

Derivada covariante: $D_\mu = \partial_\mu - ic_1 \spadesuit_\mu$

Simetria U(1) Local

Enfim:



- Bóson vetorial sem massa que satisfaz as equações de Maxwell
- Ele se acopla com partículas de spin ½ com intensidade controlada pela constante de acoplamento c_1
- Podemos escrever a Lagrangeana final na forma:

$$\bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

Derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - ic_1 \spadesuit_\mu$$

Uma versão 4D da substituição mínima do EM

$$p \rightarrow p - eA$$

$$\nabla \rightarrow \nabla - ieA$$

Simetria U(1) Local

Enfim:



- Bóson vetorial sem massa que satisfaz as equações de Maxwell
- Ele se acopla com partículas de spin ½ com intensidade controlada pela constante de acoplamento c_1
- Podemos escrever a Lagrangeana final na forma:

$$\bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

Derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - ic_1 \spadesuit_\mu$$

Uma versão 4D da substituição mínima do EM

$$\spadesuit_\mu \rightarrow \spadesuit_\mu - 1/c_1 (\partial_\mu \alpha)$$

Transformações De Gauge do EM

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} - \nabla \chi$$

$$\phi \rightarrow \phi + \frac{\partial \chi}{\partial t}$$

Simetria U(1) Local

Enfim:



- Bóson vetorial sem massa que satisfaz as equações de Maxwell
- Ele se acopla com partículas de spin ½ com intensidade controlada pela constante de acoplamento c_1
- Podemos escrever a Lagrangeana final na forma:

$$\bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

Derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - ic_1 \spadesuit_\mu$$

Uma versão 4D da substituição mínima do EM

$$\spadesuit_\mu \rightarrow \spadesuit_\mu - 1/c_1 (\partial_\mu \alpha)$$

Transf. De Gauge do EM

$$\begin{aligned} \phi &\rightarrow \phi + \frac{\partial \chi}{\partial t} \\ \mathbf{A} &\rightarrow \mathbf{A} - \nabla \chi \end{aligned}$$

\spadesuit_μ É o foton! A_μ

c_1 É a carga elétrica do férmion em questão

Simetria U(1) Local

A existência do fóton e a QED são consequências diretas da simetria de gauge!

$$\bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$$



$$\bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

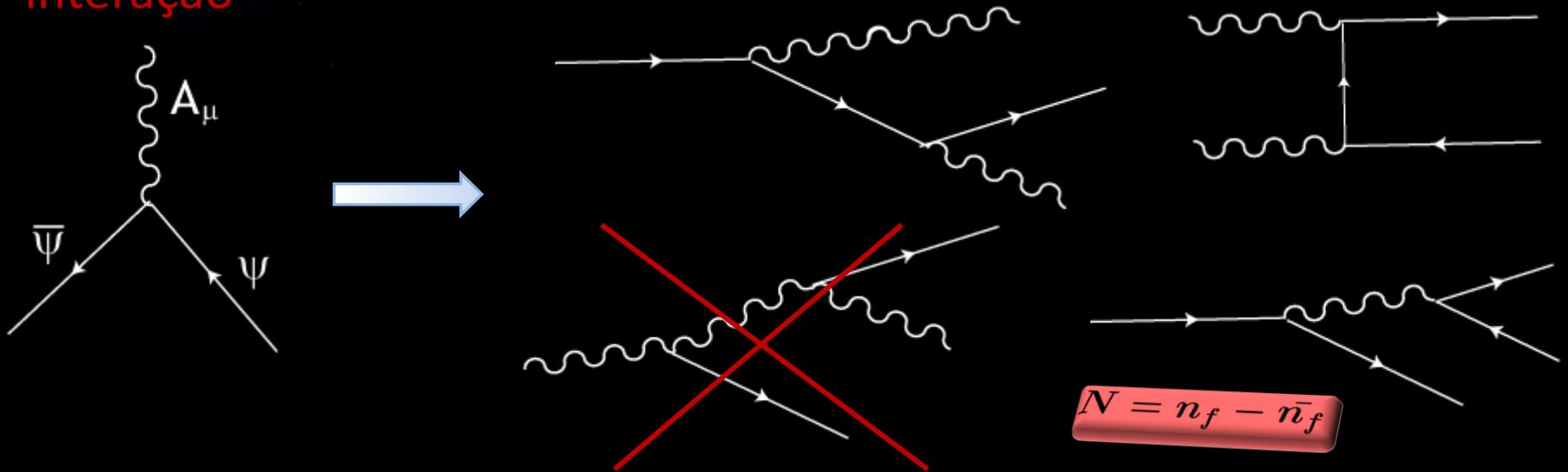
$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$$

$$D_\mu \psi \rightarrow e^{-i\alpha(x)} D_\mu \psi$$

- IMPORTANTE:
- O fóton é um **bóson de gauge**
 - Os bósons de gauge **não podem ter termos de massa!**
 - A carga aparece ao mesmo tempo com quantidade conservada ($\int j^0 dV$) e como constante de acoplamento – isto sempre acontece quando uma **quantidade conservada Q** está associada a uma **simetria de gauge**

Elétron vs. Fóton

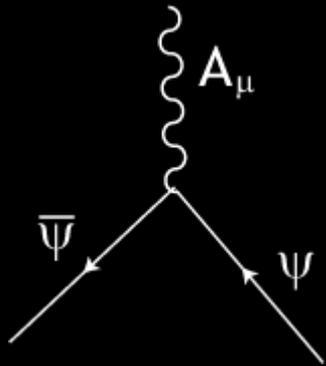
Sobre essa ótica, fica mais clara a relação entre **matéria, radiação e interação**



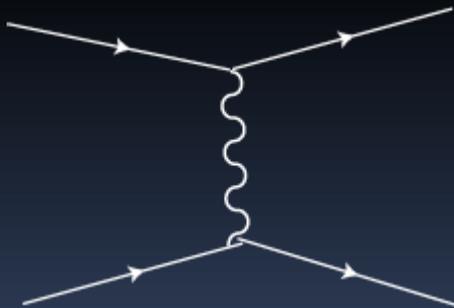
Férmions são mais “sólidos” que os bósons – além do princípio de exclusão de Pauli, há simetrias de conservação de número associada a eles.

Elétron vs. Fóton

Sobre essa ótica, fica mais clara a relação entre **matéria**, **radiação** e **interação**

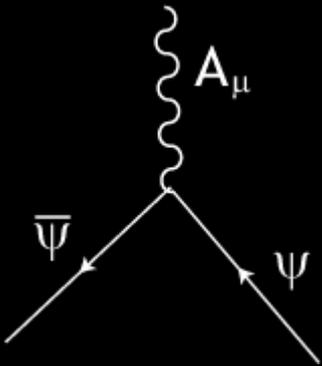


- Férmions são mais “sólidos” que os bósons – além do princípio de exclusão de Pauli, há simetrias de conservação de número associada a eles.

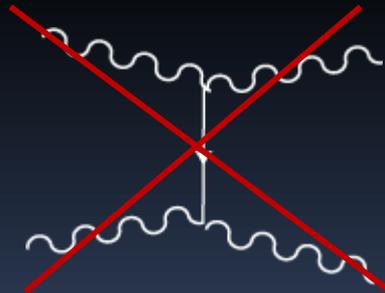
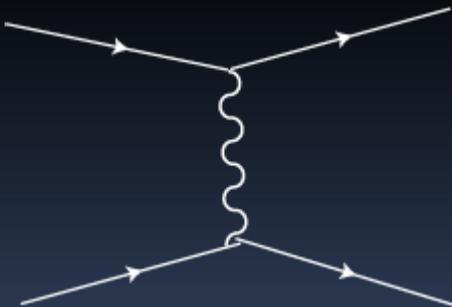


Elétron vs. Fóton

Sobre essa ótica, fica mais clara a relação entre **matéria**, **radiação** e **interação**

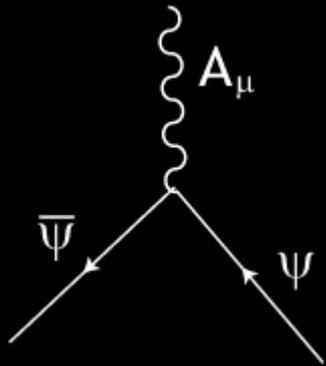


- Férmions são mais “sólidos” que os bósons – além do princípio de exclusão de Pauli, há simetrias de conservação de número associada a eles.

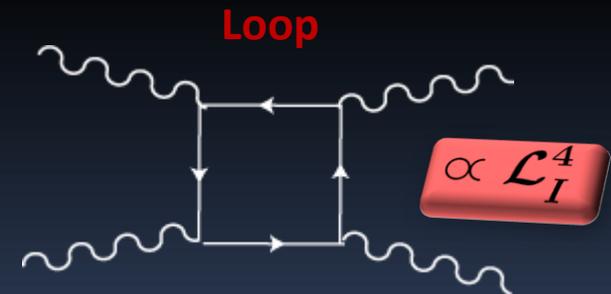
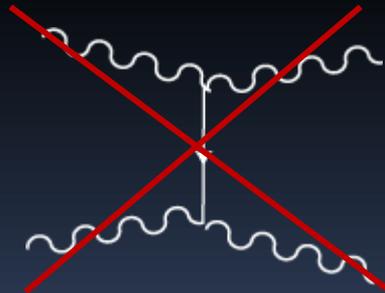
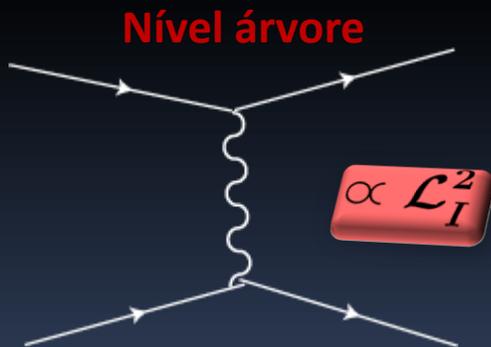


Elétron vs. Fóton

Sobre essa ótica, fica mais clara a relação entre **matéria**, **radiação** e **interação**



- Férmions são mais “sólidos” que os bósons – além do princípio de exclusão de Pauli, há simetrias de conservação de número associada a eles.
- As interações em “**nível árvore**” são intermediadas por bósons. Os bósons de gauge são consequência da simetria dos férmions



Campo Escalar Complejo

Escalar Complejo:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$$

$$D_\mu \phi \rightarrow e^{-i\alpha(x)} D_\mu \phi$$

$$D_\mu \phi^* \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \phi^*$$



$$D_\mu \phi = (\partial_\mu + ieA_\mu)\phi$$

$$D_\mu \phi^* = (\partial_\mu - ieA_\mu)\phi^*$$

Campo Escalar Complexo

Escalar Complexo:

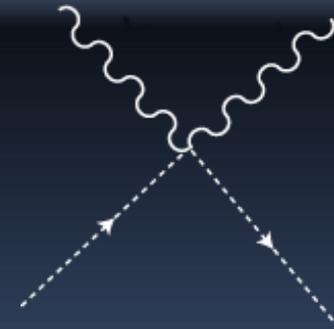
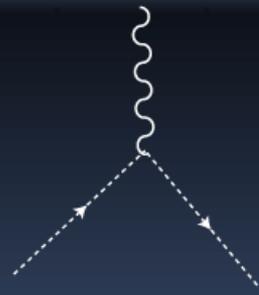
$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$$

$$\begin{array}{l} D_\mu \phi \rightarrow e^{-i\alpha(x)} D_\mu \phi \\ D_\mu \phi^* \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \phi^* \end{array} \rightarrow \begin{array}{l} D_\mu \phi = (\partial_\mu + ieA_\mu)\phi \\ D_\mu \phi^* = (\partial_\mu - ieA_\mu)\phi^* \end{array}$$

Invariante de U(1) local

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$= \dots - ie(\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*) A_\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$



Campo Escalar Complexo

Escalar Complexo:

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi$$

$$\begin{array}{l} D_\mu \phi \rightarrow e^{-i\alpha(x)} D_\mu \phi \\ D_\mu \phi^* \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \phi^* \end{array} \longrightarrow \begin{array}{l} D_\mu \phi = (\partial_\mu + ieA_\mu)\phi \\ D_\mu \phi^* = (\partial_\mu - ieA_\mu)\phi^* \end{array}$$

Invariante de U(1) local

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$= \dots - ie(\phi^* \partial^\mu \phi - \phi \partial^\mu \phi^*) A_\mu + e^2 A_\mu A^\mu \phi^* \phi$$

Esse modelo é conhecido por **QED Escalar**. Note que um campo escalar real não tem essa simetria

ϕ real \longrightarrow Partículas neutras

ϕ complexo \longrightarrow Partículas carregadas

Teoria de Gauge SU(N)

$$\psi \rightarrow e^{-i\alpha_a(x)t_a}\psi$$

$$\text{SU}(2): a = 1, 2, 3$$

$$\text{SU}(3): a = 1, \dots, 8$$

$$\text{SU}(N): a = 1, \dots, N^2 - 1$$

Estas simetrias pertencem a grupos **não-abelianos** com N^2-1 **geradores**. Os férmions estarão agrupados em **multipletos** que se transformam em alguma **representação** deste grupo:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \vdots \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

Rep. Fundamental: $n = N$

Rep. Adjunta: $n = N^2-1$

Spin: SU(2)

Partícula de Spin $\frac{1}{2}$ \rightarrow Fundamental (2 componentes)

Partícula de Spin 1 \rightarrow Adjunta (3 componentes)

Teoria de Gauge SU(N)

A invariância local agora exige mais campos de gauge:

Aparece um bóson de gauge para cada gerador

$$D_\mu \psi = (\partial_\mu - ig A_\mu^a t_a) \psi$$

Constante de acoplamento

Teoria de Gauge SU(N)

A invariância local agora exige mais campos de gauge:

Aparece um bóson de gauge para cada gerador

$$D_\mu \psi = (\partial_\mu - ig A_\mu^a t_a) \psi$$

A Lagrangeana invariante se parece muito com a da QED:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

Com o tensor $F_{\mu\nu}$ definido da seguinte forma:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

Novidade

Cte. De Estrutura

Teoria de Gauge SU(N)

A invariância local agora exige mais campos de gauge:

Aparece um bóson de gauge para cada gerador

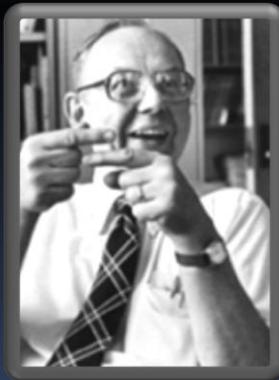
$$D_\mu \psi = (\partial_\mu - ig A_\mu^a t_a) \psi$$

A Lagrangeana invariante se parece muito com a da QED:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}}_{\text{Yang-Mills}}$$



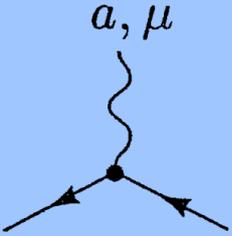
C.N. Yang



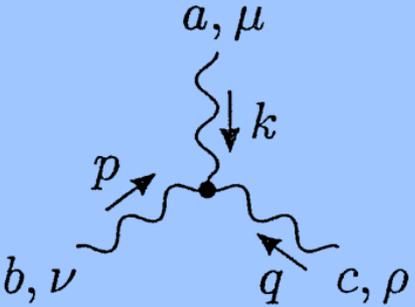
R. Mills

Teoria de Gauge SU(N)

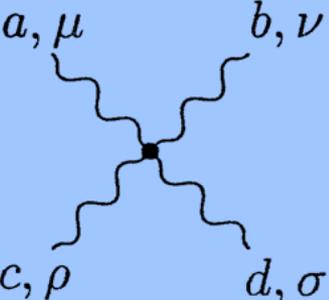
O que muda?



$$= ig\gamma^\mu t^a$$



$$= gf^{abc} [g^{\mu\nu} (k - p)^\rho + g^{\nu\rho} (p - q)^\mu + g^{\rho\mu} (q - k)^\nu]$$



$$= -ig^2 [f^{abe} f^{cde} (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) + f^{ace} f^{bde} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) + f^{ade} f^{bce} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma})]$$



C.N. Yang



R. Mills

Auto-interações: os bósons de gauge são “carregados”

Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

Sec XIX

(não tão completa)

1	IA																18	VIIIA	
1	1.0079																	2	4.0026
	H																		He
	HYDROGEN																		HELIUM
2	3 6.941	4 9.0122																	10 20.180
	Li	Be																	Ne
	LITHIUM	BERYLLIUM																	NEON
3	11 22.990	12 24.305																	18 39.948
	Na	Mg																	Ar
	SODIUM	MAGNESIUM																	ARGON
4	19 39.098	20 40.078	21 44.956	22 47.867	23 50.942	24 51.996	25 54.938	26 55.845	27 58.933	28 58.693	29 63.546	30 65.39	31 69.723	32 72.64	33 74.922	34 78.96	35 79.904	36 83.80	
	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr	
	POTASSIUM	CALCIUM	SCANDIUM	TITANIUM	VANADIUM	CHROMIUM	MANGANESE	IRON	COBALT	NICKEL	COPPER	ZINC	GALLIUM	GERMANIUM	ARSENIC	SELENIUM	BROMINE	KRYPTON	
5	37 85.468	38 87.62	39 88.906	40 91.224	41 92.906	42 95.94	43 (98)	44 101.07	45 102.91	46 106.42	47 107.87	48 112.41	49 114.82	50 118.71	51 121.76	52 127.60	53 126.90	54 131.29	
	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe	
	RUBIDIUM	STRONTIUM	YTRIUM	ZIRCONIUM	NIOBIUM	MOLYBDENUM	TECHNETIUM	RUTHENIUM	RHODIUM	PALLADIUM	SILVER	CADMIUM	INDIUM	TIN	ANTIMONY	TELLURIUM	IODINE	XENON	
6	55 132.91	56 137.33	57-71	72 178.49	73 180.95	74 183.84	75 186.21	76 190.23	77 192.22	78 195.08	79 196.97	80 200.59	81 204.38	82 207.2	83 208.98	84 (209)	85 (210)	86 (222)	
	Cs	Ba	La-Lu	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	
	CAESIUM	BARIUM	Lanthanide	HAFNIUM	TANTALUM	TUNGSTEN	RHENIUM	OSMIUM	IRIDIUM	PLATINUM	GOLD	MERCURY	THALLIUM	LEAD	BISMUTH	POLONIUM	ASTATINE	RADON	
7	87 (223)	88 (226)	89-103	104 (261)	105 (262)	106 (266)	107 (264)	108 (277)	109 (268)	110 (281)	111 (272)	112 (285)		114 (289)					
	Fr	Ra	Ac-Lr	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Uun	Uuu	Uub		Uuq					
	FRANCIUM	RADIUM	Actinide	RUTHERFORDIUM	DUBNIUM	SEABORGIUM	BOHRIUM	HASSIUM	MEITNERIUM	UNUNNIUM	UNUNUNIUM	UNUNBIUM		UNUNQUADIUM					

LANTHANIDE

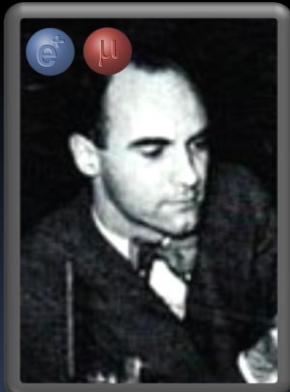
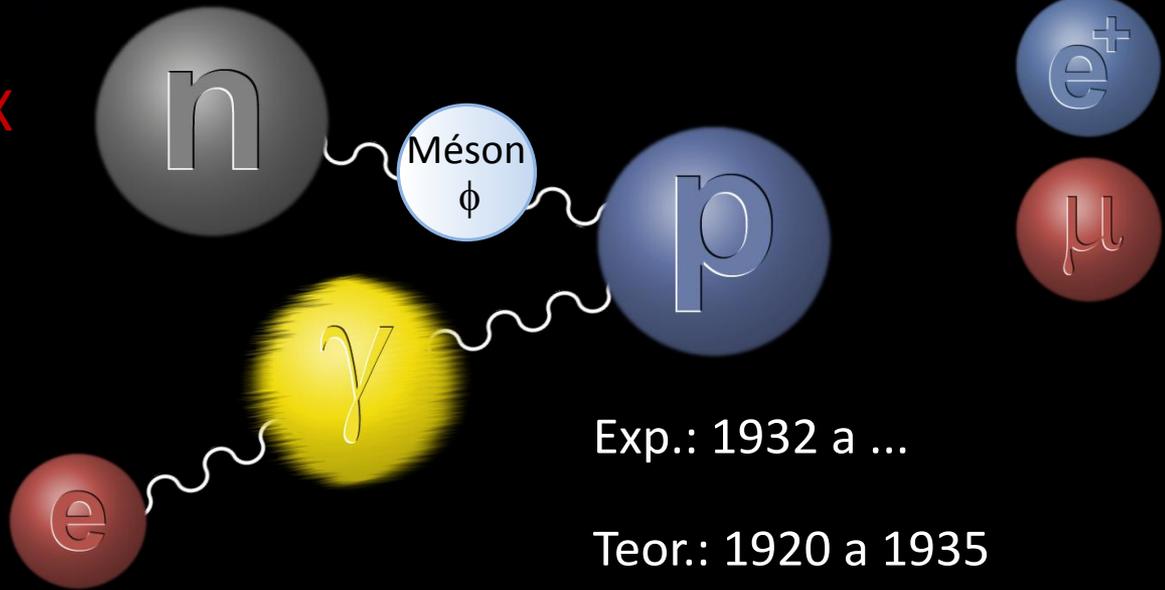
57 138.91	58 140.12	59 140.91	60 144.24	61 (145)	62 150.36	63 151.96	64 157.25	65 158.93	66 162.50	67 164.93	68 167.26	69 168.93	70 173.04	71 174.97
La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
LANTHANUM	CERIUM	PRASEODYMIUM	NEODYMIUM	PROMETHIUM	SAMARIUM	EUROPIUM	GADOLINIUM	TERBIUM	DYSPROSIUM	HOLMIUM	ERBIUM	THULIUM	YTTERIUM	LUTETIUM

ACTINIDE

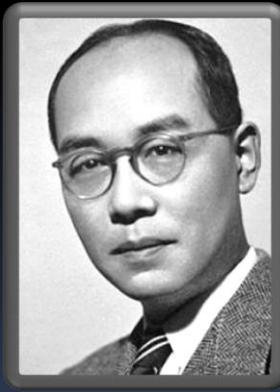
89 (227)	90 232.04	91 231.04	92 238.03	93 (237)	94 (244)	95 (243)	96 (247)	97 (247)	98 (251)	99 (252)	100 (257)	101 (258)	102 (259)	103 (262)
Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr
ACTINIUM	THORIUM	PROTACTINIUM	URANIUM	NEPTUNIUM	PLUTONIUM	AMERICIUM	CURIUM	BERKELIUM	CALIFORNIUM	EINSTEINIUM	FERMIUM	MENDELEVIUM	NOBELIUM	LAWRENCIUM

Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

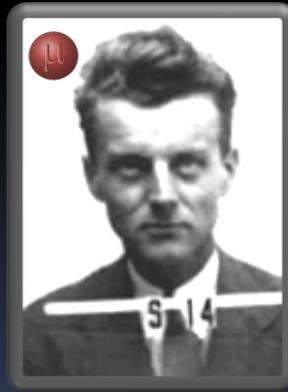
Sec XX



Anderson - 1932,
1936



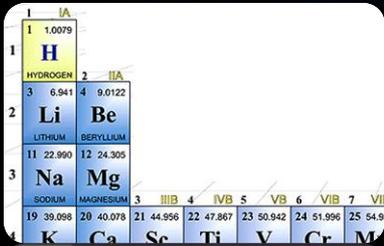
Yukawa - 1935



Neddermeyer - 1936

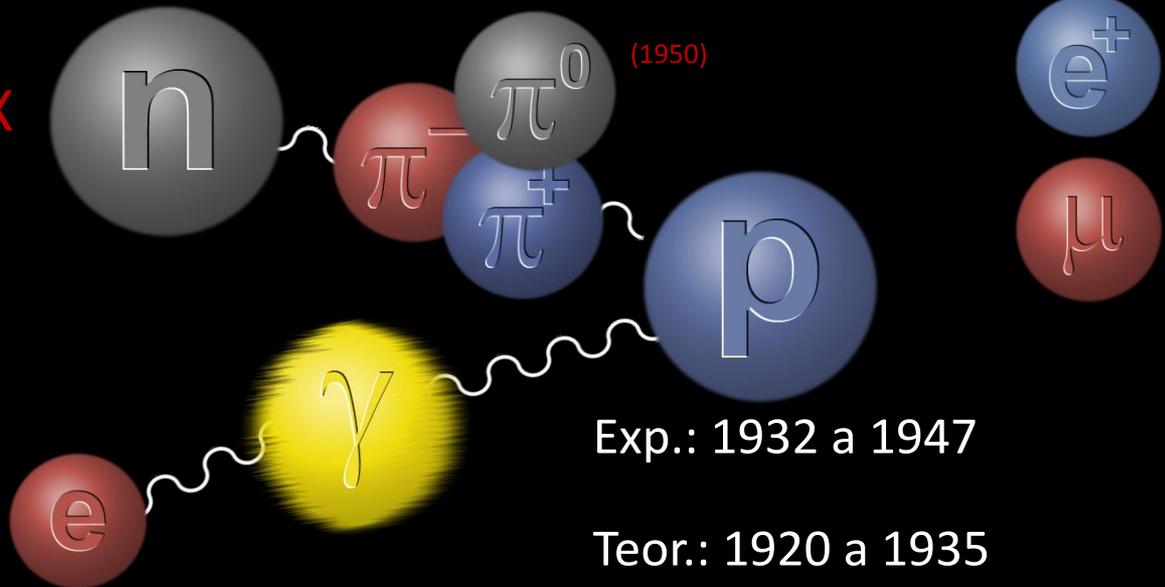
$m_{\mu} = 105 \text{ MeV}$
(foi confundido com o "méson" de Yukawa por algum tempo)

Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



1	IA		
1		1.0079	
		H	
		HYDROGEN	
2			
3		6.941	
		Li	
		LITHIUM	
4			
5		9.0122	
		Be	
		BERYLLIUM	
6			
7		11	22.990
		Na	
		SODIUM	
8			
9		12	24.305
		Mg	
		MAGNESIUM	
10			
11		19	39.098
		K	
		POTASSIUM	
12			
13		20	40.078
		Ca	
		CALCIUM	
14			
15		21	44.956
		Sc	
		SCANDIUM	
16			
17		22	47.867
		Ti	
		TITANIUM	
18			
19		23	50.942
		V	
		Vanadium	
20			
21		24	51.996
		Cr	
		Chromium	
22			
23		25	54.938
		Mn	
		MANGANESE	

Sec XX

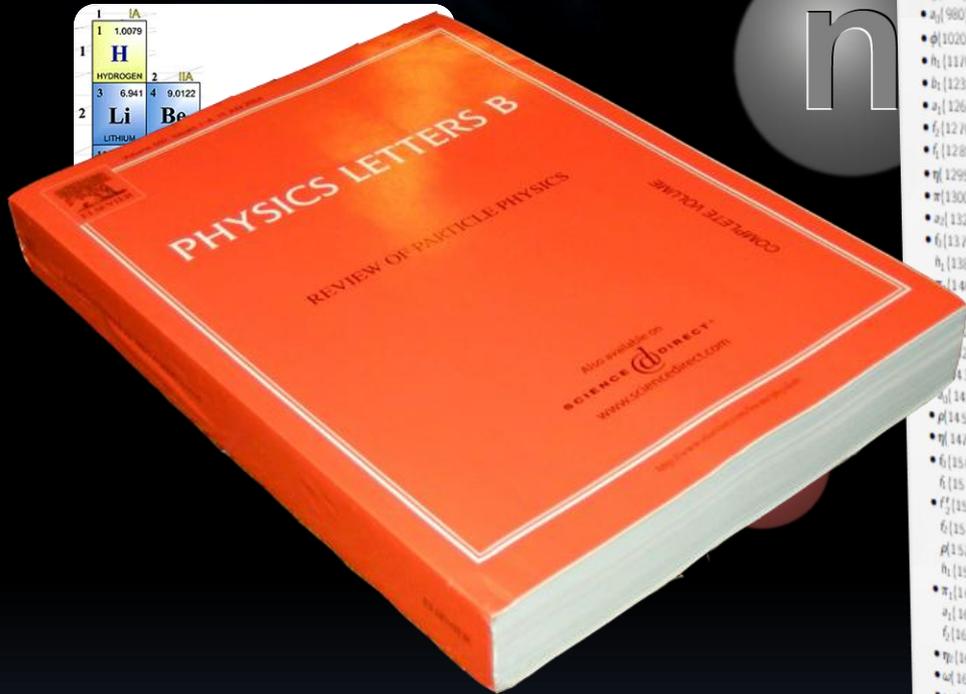


A simplicidade não durou...

1947: Kaon (~500 MeV)

1947: Λ^0 (~1.1 GeV)

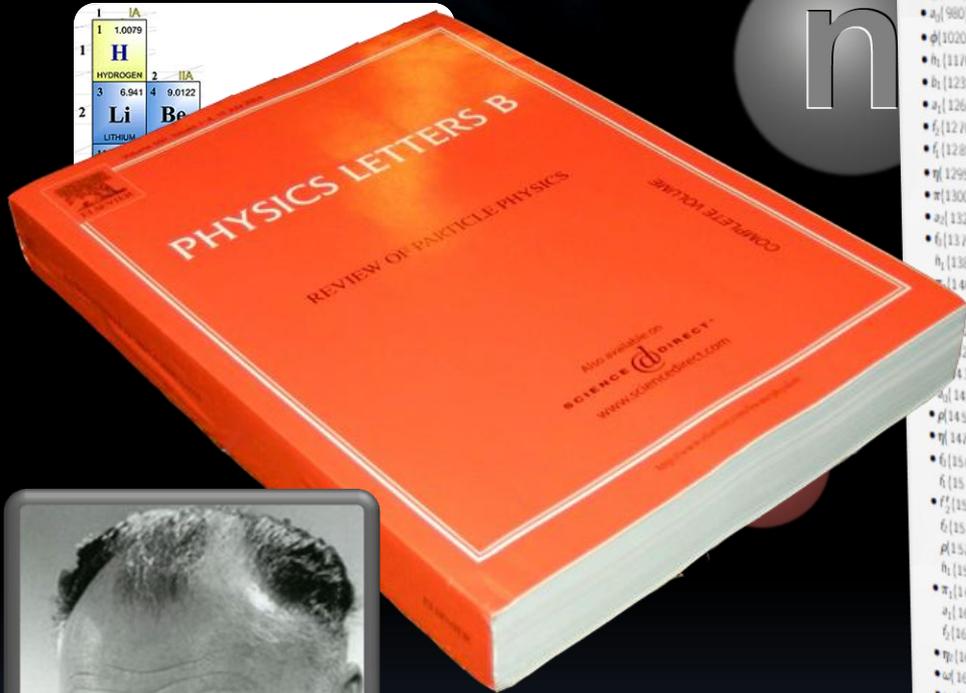
Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



LIGHT UNFLAVORED (S = C = B = 0)		STRANGE (S = ±1, C = B = 0)		UNFLAVORED, STRANGE (C = S = ±1)		CC $\psi(J^{PC})$		
$\psi(J^{PC})$	$\psi(J^{PC})$	(J^{PC})	(J^{PC})	(J^{PC})	(J^{PC})	$\psi(J^{PC})$	$\psi(J^{PC})$	
π^{\pm} $1^{-}(0^{-})$	$\pi_2(1670)$ $1^{-}(2^{-+})$	K^{\pm} $1/2(0^{-})$	D_s^{\pm} $0(0^{-})$	D_s^{\pm} $0(0^{-})$	$\eta_c[1S]$ $0^{+}(0^{-+})$	$J/\psi[1S]$ $0^{-}(1^{-+})$	$J/\psi[1S]$ $0^{-}(1^{-+})$	
π^0 $1^{-}(0^{-+})$	$\rho(1680)$ $0^{-}(1^{-+})$	K^0 $1/2(0^{-})$	$D_s^{*\pm}$ $0(0^{+})$	$D_s^{*\pm}$ $0(0^{+})$	$\chi_{c0}(1P)$ $0^{+}(0^{++})$	$\chi_{c0}(1P)$ $0^{+}(0^{++})$	$\chi_{c0}(1P)$ $0^{+}(0^{++})$	
η $0^{+}(0^{-+})$	$\rho(1690)$ $1^{+}(3^{-})$	K_S^0 $1/2(0^{-})$	$D_{s1}^{\pm}(2317)^{\pm}$ $0(0^{+})$	$D_{s1}^{\pm}(2317)^{\pm}$ $0(0^{+})$	$\chi_{c1}(1P)$ $0^{+}(1^{++})$	$\chi_{c1}(1P)$ $0^{+}(1^{++})$	$\chi_{c1}(1P)$ $0^{+}(1^{++})$	
$\phi(1500)$ $0^{+}(0^{++})$	$\rho(1700)$ $1^{+}(1^{-+})$	K_L^0 $1/2(0^{-})$	$D_{s1}(2460)^{\pm}$ $0(1^{+})$	$D_{s1}(2460)^{\pm}$ $0(1^{+})$	$h_c(1P)$ $?^{2}(1^{+-})$	$h_c(1P)$ $?^{2}(1^{+-})$	$h_c(1P)$ $?^{2}(1^{+-})$	
$\omega(770)$ $1^{+}(1^{-+})$	$\omega_2(1700)$ $1^{-}(2^{++})$	$K_S^0(800)$ $1/2(0^{+})$	$D_{s1}(2536)^{\pm}$ $0(1^{+})$	$D_{s1}(2536)^{\pm}$ $0(1^{+})$	$\chi_{c2}(1P)$ $0^{+}(2^{++})$	$\chi_{c2}(1P)$ $0^{+}(2^{++})$	$\chi_{c2}(1P)$ $0^{+}(2^{++})$	
$\omega(782)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\phi(1710)$ $0^{+}(0^{++})$	$K^*(892)$ $1/2(1^{-})$	$D_{s1}(2573)$ $0(?)^{2}$	$D_{s1}(2573)$ $0(?)^{2}$	$\eta_c[2S]$ $0^{+}(0^{-+})$	$\eta_c[2S]$ $0^{+}(0^{-+})$	$\eta_c[2S]$ $0^{+}(0^{-+})$	
$\eta(958)$ $0^{+}(0^{-+})$	$\eta(1760)$ $0^{+}(0^{-+})$	$K_1(1270)$ $1/2(1^{-})$	$D_{s1}^{*}(2700)^{\pm}$ $0(1^{-})$	$D_{s1}^{*}(2700)^{\pm}$ $0(1^{-})$	$\psi(2S)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\psi(2S)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\psi(2S)$ $0^{-}(1^{-+})$	
$\phi(1980)$ $0^{+}(0^{++})$	$\pi(1800)$ $1^{-}(0^{-+})$	$K_1(1400)$ $1/2(1^{+})$	$D_{s1}^{*}(2860)^{\pm}$ $0(?)^{2}$	$D_{s1}^{*}(2860)^{\pm}$ $0(?)^{2}$	$\psi(3770)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\psi(3770)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\psi(3770)$ $0^{-}(1^{-+})$	
$\phi(1020)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\phi(1810)$ $0^{+}(0^{++})$	$K^*(1410)$ $1/2(1^{-})$	$D_{sJ}(3040)^{\pm}$ $0(?)^{2}$	$D_{sJ}(3040)^{\pm}$ $0(?)^{2}$	$X(3872)$ $0^{2}(??^{+})$	$X(3872)$ $0^{2}(??^{+})$	$X(3872)$ $0^{2}(??^{+})$	
$h_c(1170)$ $0^{-}(1^{+-})$	$X(1835)$ $?^{2}(?^{-+})$	$K_2^*(1430)$ $1/2(0^{+})$			$X(3915)$ $0^{+}(??^{+})$	$X(3915)$ $0^{+}(??^{+})$	$X(3915)$ $0^{+}(??^{+})$	
$b_1(1235)$ $1^{+}(1^{+-})$	$\phi_1(1850)$ $0^{-}(3^{-+})$	$K_2^*(1430)$ $1/2(2^{+})$			$\chi_{c2}(2P)$ $0^{+}(2^{++})$	$\chi_{c2}(2P)$ $0^{+}(2^{++})$	$\chi_{c2}(2P)$ $0^{+}(2^{++})$	
$a_1(1260)$ $1^{-}(1^{++})$	$\eta_2(1870)$ $0^{-}(2^{-+})$	$K(1460)$ $1/2(0^{-})$			$X(3940)$ $?^{2}(??^{+})$	$X(3940)$ $?^{2}(??^{+})$	$X(3940)$ $?^{2}(??^{+})$	
$a_2(1280)$ $0^{+}(2^{++})$	$\pi_2(1880)$ $1^{-}(2^{-+})$	$K_2(1580)$ $1/2(2^{-})$						
$\phi(1270)$ $0^{+}(2^{++})$	$\rho(1900)$ $1^{+}(1^{-+})$	$K(1630)$ $1/2(2^{+})$			BOTTOM (B = ±1)			
$\phi(1285)$ $0^{+}(1^{++})$	$\phi(1910)$ $0^{+}(2^{++})$	$K_1(1650)$ $1/2(1^{+})$			B^{\pm} $1/2(0^{-})$	$\psi(4040)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\psi(4040)$ $0^{-}(1^{-+})$	
$\eta(1295)$ $0^{+}(0^{-+})$	$\phi(1950)$ $0^{+}(2^{++})$	$K_1^*(1680)$ $1/2(1^{+})$			B^0 $1/2(0^{-})$	$X(4050)^{\pm}$ $?^{2}(??^{+})$	$X(4050)^{\pm}$ $?^{2}(??^{+})$	
$\pi(1300)$ $1^{-}(0^{-+})$	$\rho(1990)$ $1^{+}(3^{-})$	$K_2^*(1770)$ $1/2(2^{+})$			B^{\pm}/B^0 ADMIXTURE	$X(4140)$ $0^{+}(??^{+})$	$X(4140)$ $0^{+}(??^{+})$	
$a_1(1320)$ $1^{-}(2^{++})$	$\phi(2010)$ $0^{+}(2^{++})$	$K_2^*(1770)$ $1/2(2^{-})$			$B^{\pm}/B^0/B_S^0/b$ baryon ADMIXTURE	$\psi(4160)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\psi(4160)$ $0^{-}(1^{-+})$	
$\phi(1370)$ $0^{+}(0^{++})$	$\phi(2020)$ $0^{+}(0^{++})$	$K_2^*(1780)$ $1/2(3^{-})$			V_{cb} and V_{ub} CKM Matrix Elements	$X(4160)$ $?^{2}(??^{+})$	$X(4160)$ $?^{2}(??^{+})$	
$h_c(1380)$ $?^{2}(1^{+-})$	$a_4(2040)$ $1^{-}(4^{++})$	$K_2^*(1820)$ $1/2(2^{-})$			B^* $1/2(1^{-})$	$X(4250)^{\pm}$ $?^{2}(??^{+})$	$X(4250)^{\pm}$ $?^{2}(??^{+})$	
$\phi(1400)$ $1^{-}(1^{+-})$	$\phi(2050)$ $0^{+}(4^{++})$	$K(1830)$ $1/2(0^{-})$			B_1^* (5732) $?^{2}(??^{+})$	$X(4260)$ $?^{2}(1^{-+})$	$X(4260)$ $?^{2}(1^{-+})$	
$\phi(1450)$ $1^{-}(0^{+-})$	$\pi_2(2100)$ $1^{-}(2^{-+})$	$K_2^*(1950)$ $1/2(0^{+})$			$B_1^*(5721)^0$ $1/2(1^{+})$	$X(4350)$ $0^{+}(??^{+})$	$X(4350)$ $0^{+}(??^{+})$	
$\eta(1475)$ $0^{+}(0^{-+})$	$\phi(2100)$ $0^{+}(0^{++})$	$K_2^*(1980)$ $1/2(2^{+})$			$B_2^*(5747)^0$ $1/2(2^{+})$	$X(4360)$ $?^{2}(1^{-+})$	$X(4360)$ $?^{2}(1^{-+})$	
$\phi(1500)$ $0^{+}(0^{++})$	$\phi(2150)$ $0^{+}(2^{++})$	$K_2^*(2045)$ $1/2(4^{+})$				$\psi(4415)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\psi(4415)$ $0^{-}(1^{-+})$	
$\phi(1510)$ $0^{+}(1^{++})$	$\phi(2170)$ $0^{-}(3^{-+})$	$K_2(2250)$ $1/2(2^{-})$			BOTTOM, STRANGE (B = ±1, S = ∓1)			
$\phi(1525)$ $0^{+}(1^{++})$	$\phi(2200)$ $0^{+}(0^{++})$	$K_2^*(2320)$ $1/2(3^{+})$			B_c^0 $0(0^{-})$	$\eta_b[1S]$ $0^{+}(0^{-+})$	$\eta_b[1S]$ $0^{+}(0^{-+})$	
$\phi(1530)$ $0^{+}(1^{++})$	$\phi(2220)$ $0^{+}(2^{++})$	$K_2^*(2380)$ $1/2(5^{-})$			B_c^+ $0(1^{-})$	$T[1S]$ $0^{-}(1^{-+})$	$T[1S]$ $0^{-}(1^{-+})$	
$\phi(1565)$ $0^{+}(2^{++})$	$\eta(2225)$ $0^{+}(0^{-+})$	$K_4(2500)$ $1/2(4^{-})$			$B_c^0(5830)^0$ $0(1^{+})$	$\chi_{cb}(1P)$ $0^{+}(0^{++})$	$\chi_{cb}(1P)$ $0^{+}(0^{++})$	
$\phi(1570)$ $1^{+}(1^{-+})$	$\rho_1(2250)$ $1^{+}(3^{-+})$	$K(3100)$ $?^{2}(??^{+})$			$B_c^+(5840)^0$ $0(2^{+})$	$\chi_{cb}(1P)$ $0^{+}(1^{++})$	$\chi_{cb}(1P)$ $0^{+}(1^{++})$	
$h_c(1595)$ $0^{-}(1^{+-})$	$\phi(2300)$ $0^{+}(2^{++})$				$B_c^+(5850)$ $?^{2}(??^{+})$	$h_c(1P)$ $?^{2}(1^{+-})$	$h_c(1P)$ $?^{2}(1^{+-})$	
$\pi_1(1600)$ $1^{-}(1^{-+})$	$\phi(2330)$ $0^{+}(4^{++})$	CHARMED (C = ±1)		D^{\pm} $1/2(0^{-})$	BOTTOM, CHARMED (B = C = ±1)		$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(0^{++})$	$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(0^{++})$
$a_1(1640)$ $1^{-}(1^{++})$	$\phi(2330)$ $0^{+}(0^{++})$	D^0 $1/2(0^{-})$	D_s^{\pm} $0(0^{-})$	D_s^{\pm} $0(0^{-})$	$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(1^{++})$	$T[2S]$ $0^{-}(1^{-+})$	$T[2S]$ $0^{-}(1^{-+})$	
$\phi(1640)$ $0^{+}(2^{++})$	$\phi(2340)$ $0^{+}(2^{++})$	$D^0(2007)^0$ $1/2(0^{-})$	D_s^{*0} $0(0^{+})$	D_s^{*0} $0(0^{+})$	$T[1D]$ $0^{-}(2^{-+})$	$T[1D]$ $0^{-}(2^{-+})$	$T[1D]$ $0^{-}(2^{-+})$	
$\eta(1645)$ $0^{+}(2^{-+})$	$\phi(2350)$ $1^{+}(5^{-})$	$D^0(2010)^{\pm}$ $1/2(1^{-})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(0^{++})$	$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(0^{++})$	$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(0^{++})$	
$\omega(1650)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\phi(2350)$ $0^{+}(2^{++})$	$D_s^0(2400)^0$ $1/2(0^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$h_c(2P)$ $0^{+}(1^{+-})$	$h_c(2P)$ $0^{+}(1^{+-})$	$h_c(2P)$ $0^{+}(1^{+-})$	
$\omega_1(1670)$ $0^{-}(3^{-+})$	$\phi(2350)$ $0^{+}(2^{++})$	$D_s^0(2400)^{\pm}$ $1/2(0^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(2^{++})$	$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(2^{++})$	$\chi_{cb}(2P)$ $0^{+}(2^{++})$	
		$D_s^0(2400)^{\pm}$ $1/2(0^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$T[3S]$ $0^{-}(1^{-+})$	$T[3S]$ $0^{-}(1^{-+})$	$T[3S]$ $0^{-}(1^{-+})$	
		$D_1(2420)^{\pm}$ $1/2(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$\chi_b(3P)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\chi_b(3P)$ $0^{-}(1^{-+})$	$\chi_b(3P)$ $0^{-}(1^{-+})$	
		$D_1(2420)^{\pm}$ $1/2(2^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$T(4S)$ $0^{-}(1^{-+})$	$T(4S)$ $0^{-}(1^{-+})$	$T(4S)$ $0^{-}(1^{-+})$	
		$D_1(2430)^0$ $1/2(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$X(10610)^{\pm}$ $?^{2}(1^{+-})$	$X(10610)^{\pm}$ $?^{2}(1^{+-})$	$X(10610)^{\pm}$ $?^{2}(1^{+-})$	
		$D_1(2430)^0$ $1/2(2^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$X(10650)^{\pm}$ $?^{2}(1^{+-})$	$X(10650)^{\pm}$ $?^{2}(1^{+-})$	$X(10650)^{\pm}$ $?^{2}(1^{+-})$	
		$D_1(2460)^0$ $1/2(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$T(10860)$ $0^{-}(1^{-+})$	$T(10860)$ $0^{-}(1^{-+})$	$T(10860)$ $0^{-}(1^{-+})$	
		$D_1(2460)^0$ $1/2(2^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	$T(11020)$ $0^{-}(1^{-+})$	$T(11020)$ $0^{-}(1^{-+})$	$T(11020)$ $0^{-}(1^{-+})$	
		$D(2550)^0$ $1/2(0^{-})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$				
		$D(2600)$ $1/2(0^{-})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$				
		$D^*(2640)^{\pm}$ $1/2(??^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$				
		$D(2640)^{\pm}$ $1/2(??^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$				
		$D(2750)$ $1/2(??^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$	D_s^{*+} $0(1^{+})$				

Mais e mais partículas subatômicas descobertas...

Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

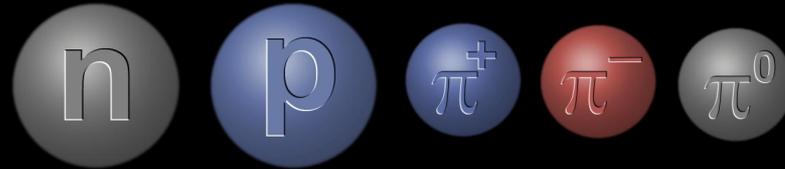


"Had I foreseen that, I would have gone into botany" – W. Pauli

LIGHT UNFLAVORED (S = C = B = 0)		STRANGE (S = ±1, C = B = 0)		UNFLAVORED, STRANGE (C = S = ±1)		CC $\psi(J^{PC})$	
J^{PC}	J^{PC}	J^{PC}	J^{PC}	J^{PC}	J^{PC}	J^{PC}	J^{PC}
π^{\pm} 1 ⁻ (0 ⁻)	$\pi_1(1670)$ 1 ⁻ (2 ⁻ +)	K^{\pm} 1/2(0 ⁻)	D_s^{\pm} 0(0 ⁻)	$\eta_c[1S]$ 0 ⁺ (0 ⁻ +)	$J/\psi[1S]$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$\eta_c[1S]$ 0 ⁺ (0 ⁻ +)	$J/\psi[1S]$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)
π^0 1 ⁻ (0 ⁻)	$\phi(1680)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	K^0 1/2(0 ⁻)	$D_s^{*\pm}$ 0(0 ⁺)	$\chi_{c0}(1P)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\chi_{c1}(1P)$ 0 ⁺ (1 ⁺ +)	$\chi_{c0}(1P)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\chi_{c1}(1P)$ 0 ⁺ (1 ⁺ +)
η 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\phi(1690)$ 1 ⁺ (3 ⁻ +)	K_S^0 1/2(0 ⁻)	$D_{s1}^{\pm}(2317)^{\pm}$ 0(0 ⁺)	$\chi_{c2}(1P)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)			
$\rho(770)$ 1 ⁺ (1 ⁺ +)	$\rho(1700)$ 1 ⁺ (1 ⁻ +)	K_L^0 1/2(0 ⁻)	$D_{s1}^0(2460)^{\pm}$ 0(1 ⁺)	$\eta_c[2S]$ 0 ⁺ (0 ⁻ +)	$\psi(2S)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$\eta_c[2S]$ 0 ⁺ (0 ⁻ +)	$\psi(2S)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)
$\omega(782)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$\phi(1710)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$K_S^{*0}(800)$ 1/2(0 ⁺)	$D_{s1}^{\pm}(2536)^{\pm}$ 0(1 ⁺)	$\psi(3770)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$X(3872)$ 0 ⁺ (?2 ⁺)	$\psi(3770)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$X(3872)$ 0 ⁺ (?2 ⁺)
$\eta(958)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\eta(1760)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$K_L^{*0}(892)$ 1/2(1 ⁻)	$D_{s1}^0(2573)$ 0(?2 ⁺)	$X(3915)$ 0 ⁺ (?2 ⁺)	$X(3915)$ 0 ⁺ (?2 ⁺)	$X(3915)$ 0 ⁺ (?2 ⁺)	$X(3915)$ 0 ⁺ (?2 ⁺)
$\phi(1980)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\pi(1800)$ 1 ⁻ (0 ⁺ +)	$K_L(1270)$ 1/2(1 ⁺)	$D_{s1}^{\pm}(2700)^{\pm}$ 0(1 ⁻)	$\chi_{c2}(2P)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$X(3940)$?2(?2 ⁺)	$\chi_{c2}(2P)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$X(3940)$?2(?2 ⁺)
$\phi(1980)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\phi(1810)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$K_L(1400)$ 1/2(1 ⁺)	$D_{s1}^0(2860)^{\pm}$ 0(?2 ⁺)	$X(4040)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$\psi(4040)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$X(4040)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$\psi(4040)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)
$\phi(2020)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$X(1835)$?2(?2 ⁺)	$K_L^*(1430)$ 1/2(0 ⁺)	$D_{sJ}(3040)^{\pm}$ 0(?2 ⁺)	B^{\pm} 1/2(0 ⁻)	B^0 1/2(0 ⁻)	B^{\pm} 1/2(0 ⁻)	B^0 1/2(0 ⁻)
$h_1(1170)$ 0 ⁻ (1 ⁺ +)	$\phi_1(1850)$ 0 ⁻ (3 ⁻ +)	$K_L^*(1430)$ 1/2(2 ⁺)		B^{\pm}/B^0 ADMIXTURE	B^{\pm}/B^0 ADMIXTURE	B^{\pm}/B^0 ADMIXTURE	B^0 ADMIXTURE
$b_1(1235)$ 1 ⁺ (1 ⁺ +)	$\eta_1(1870)$ 0 ⁻ (2 ⁺ +)	$K(1460)$ 1/2(0 ⁻)		$B^{\pm}/B^0/B_S^0/b$ baryon ADMIXTURE	$B^{\pm}/B^0/B_S^0/b$ baryon ADMIXTURE	$B^{\pm}/B^0/B_S^0/b$ baryon ADMIXTURE	B^0 ADMIXTURE
$a_1(1260)$ 1 ⁻ (1 ⁺ +)	$\pi_1(1880)$ 1 ⁻ (2 ⁻ +)	$K(1580)$ 1/2(2 ⁻)		V_{ub} and V_{cb} CKM Matrix Elements			
$a_2(1260)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$\rho(1900)$ 1 ⁺ (1 ⁻ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B^*	B_1^*	B_2^*	B_3^*
$\phi(1270)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$\rho(1900)$ 1 ⁺ (3 ⁻ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1285)$ 0 ⁺ (1 ⁺ +)	$\phi(1910)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\eta(1295)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\phi(1950)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\pi(1300)$ 1 ⁻ (0 ⁺ +)	$\rho(1990)$ 1 ⁺ (3 ⁻ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$a_1(1320)$ 1 ⁻ (2 ⁺ +)	$\phi(2010)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1370)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\phi(2020)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$h_1(1380)$?2(1 ⁺ +)	$a_1(2040)$ 1 ⁻ (4 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1400)$ 1 ⁻ (1 ⁺ +)	$\phi(2050)$ 0 ⁺ (4 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1450)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\pi_1(2100)$ 1 ⁻ (2 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1450)$ 0 ⁺ (1 ⁺ +)	$\phi(2100)$ 0 ⁺ (1 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1450)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$\phi(2150)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1450)$ 1 ⁺ (1 ⁺ +)	$\phi(2170)$ 0 ⁻ (3 ⁻ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1475)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\phi(2200)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1500)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$\phi(2220)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1510)$ 0 ⁺ (1 ⁺ +)	or 4 ⁺ +	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1525)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$\eta(2225)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1565)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$\rho(2250)$ 1 ⁺ (3 ⁻ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1570)$ 1 ⁺ (1 ⁺ +)	$\phi(2300)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$h_1(1595)$ 0 ⁻ (1 ⁺ +)	$\phi(2300)$ 0 ⁺ (4 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\pi_1(1600)$ 1 ⁻ (1 ⁺ +)	$\phi(2330)$ 0 ⁺ (0 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$a_1(1640)$ 1 ⁻ (1 ⁺ +)	$\phi(2340)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\phi(1640)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$\rho(2350)$ 1 ⁺ (5 ⁻ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\eta(1645)$ 0 ⁺ (2 ⁺ +)	$a_1(2450)$ 1 ⁻ (6 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\omega(1650)$ 0 ⁻ (1 ⁻ +)	$\phi(2510)$ 0 ⁺ (6 ⁺ +)	$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*
$\omega(1670)$ 0 ⁻ (3 ⁻ +)		$K(1630)$ 1/2(2 ⁺)		B_1^*	B_2^*	B_3^*	B_4^*

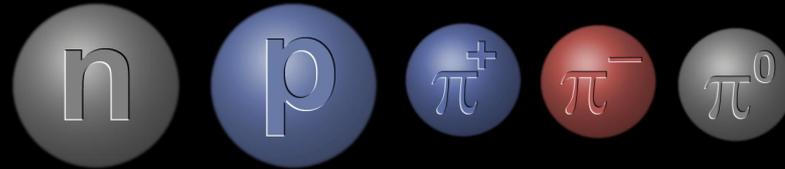
Os Hádrons e a QCD

A situação era bem complicada no setor dos **hadrons**: as partículas que interagem fortemente:



Os Hádrons e a QCD

A situação era bem complicada no setor dos **hadrons**: as partículas que interagem fortemente:



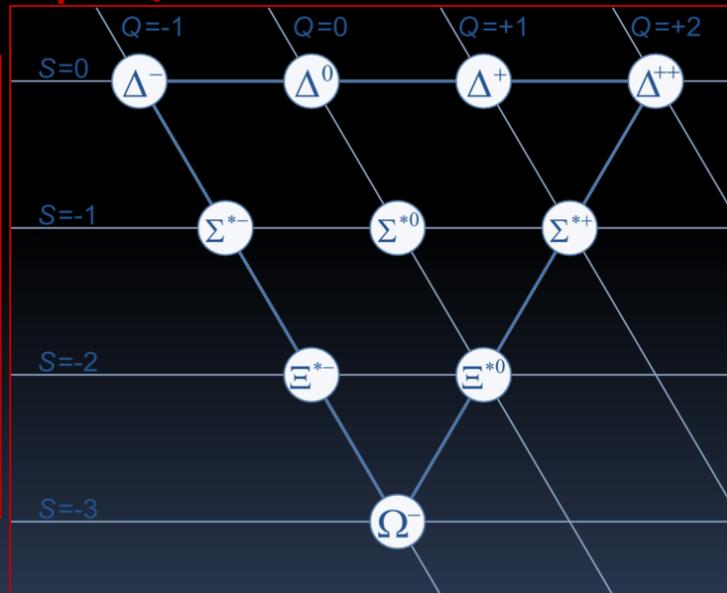
Um padrão foi lentamente emergindo:

Spin 1/2



Estranheza S

Spin 3/2



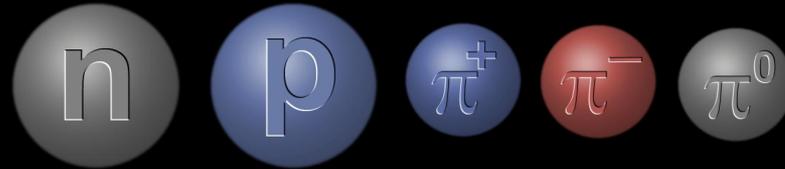
Nishijima



Gell-Mann

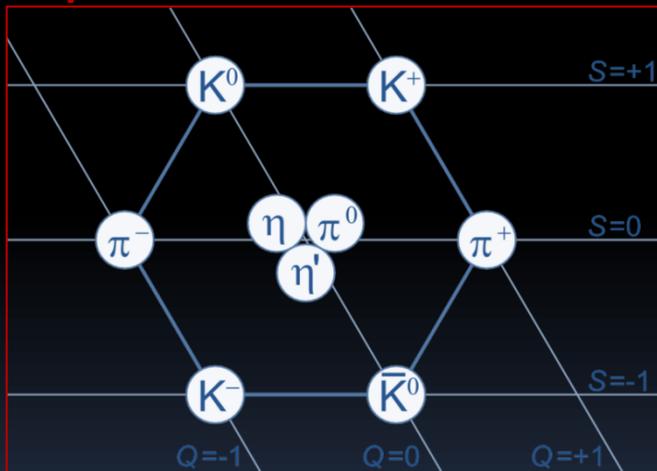
Os Hádrons e a QCD

A situação era bem complicada no setor dos **hadrons**: as partículas que interagem fortemente:



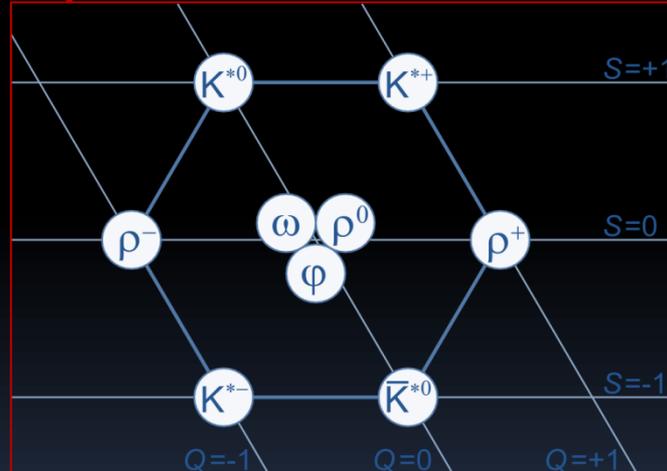
Um padrão foi lentamente emergindo:

Spin 0



Estranheza S

Spin 1



Nishijima



Gell-Mann

Os Hádrons e a QCD



"Three **quarks** for Muster Mark!"

$Q = 2/3$

u

up

$Q = -1/3$

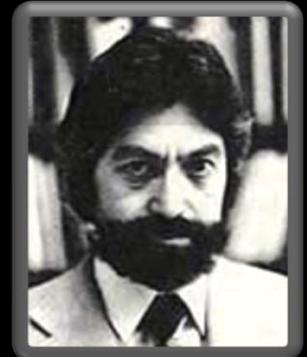
d

down

s

strange

Zweig



Os Hádrons e a QCD



"Three **quarks** for Muster Mark!"

$Q = 2/3$

u

up

c

charm

$Q = -1/3$

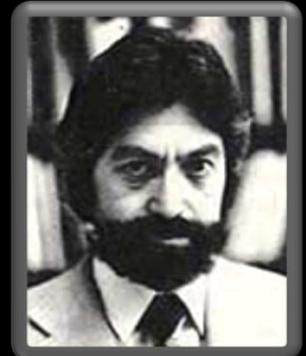
d

down

s

strange

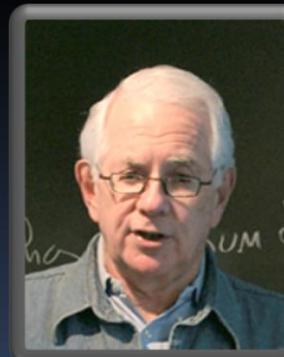
Zweig



Mecanismo GIM

u,d,s,c - **Sabores**

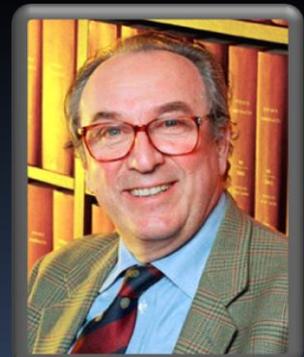
Glashow



Iliopoulos



Maiani



Os Hádrons e a QCD



Spin $3/2$

$S = 0$

$Q = 2$

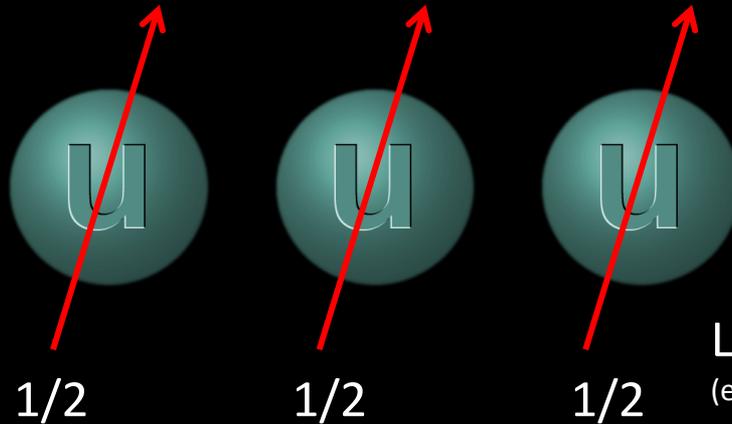
Os Hádrons e a QCD



Spin $3/2$

$S = 0$

$Q = 2$



$L = 0$
(estado fundamental)

Problema de estatística

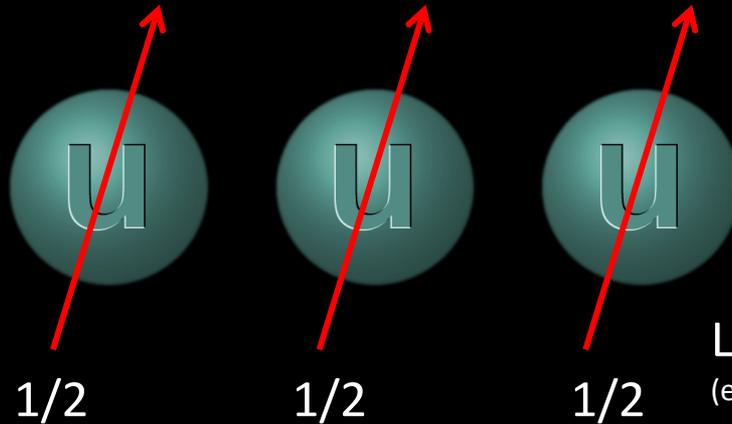
Os Hádrons e a QCD



Spin 3/2

S = 0

Q = 2



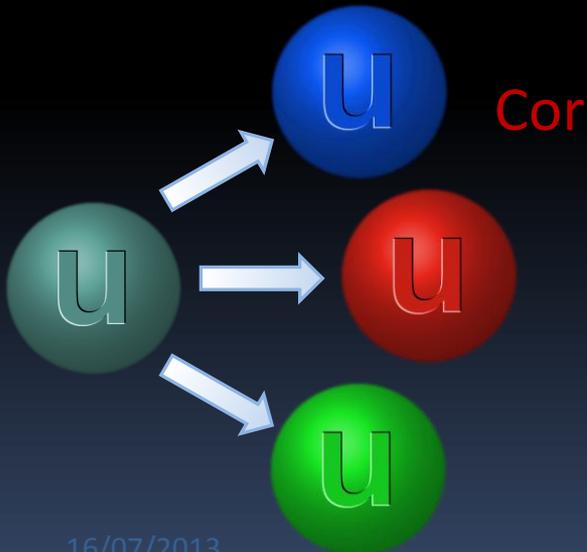
1/2

1/2

1/2

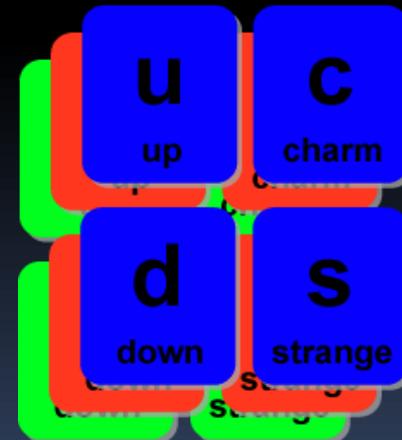
L = 0
(estado fundamental)

Problema de estatística



Cor

$$q = \begin{pmatrix} q_R \\ q_G \\ q_B \end{pmatrix}$$



Os Hádrons e a QCD

$$\mathcal{L} = \bar{u} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) u + \bar{d} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) d + \dots$$

$$q \rightarrow e^{-i\alpha_a t_a} q$$

$$a = 1, \dots, 8$$



$$u = \begin{pmatrix} u_R \\ u_G \\ u_B \end{pmatrix}$$

$$d = \begin{pmatrix} d_R \\ d_G \\ d_B \end{pmatrix} \dots$$



Quarks se transformam na rep. fundamental de SU(3)

Nambu



Han



Greenberg



Os Hádrons e a QCD

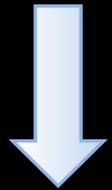
$$\mathcal{L} = \bar{u} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) u + \bar{d} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) d + \dots$$

$$q \rightarrow e^{-i\alpha_a(x)t_a} q$$

$$a = 1, \dots, 8$$

$$u = \begin{pmatrix} u_R \\ u_G \\ u_B \end{pmatrix}$$

$$d = \begin{pmatrix} d_R \\ d_G \\ d_B \end{pmatrix} \dots$$



Local

$$G_\mu^a$$

Oito bósons de Gauge,
os **Gluons**

Nambu



Han



Greenberg



Os Hádrons e a QCD

A Cromodinâmica Quântica (QCD):

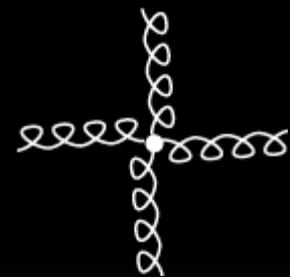
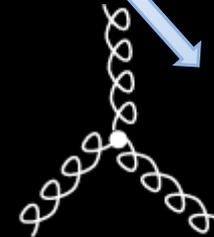
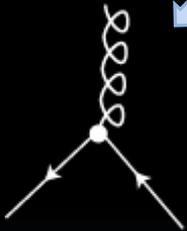
$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$$i = u, d, s, c, \dots$$

$$g_s$$

Acoplamento Forte

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$$



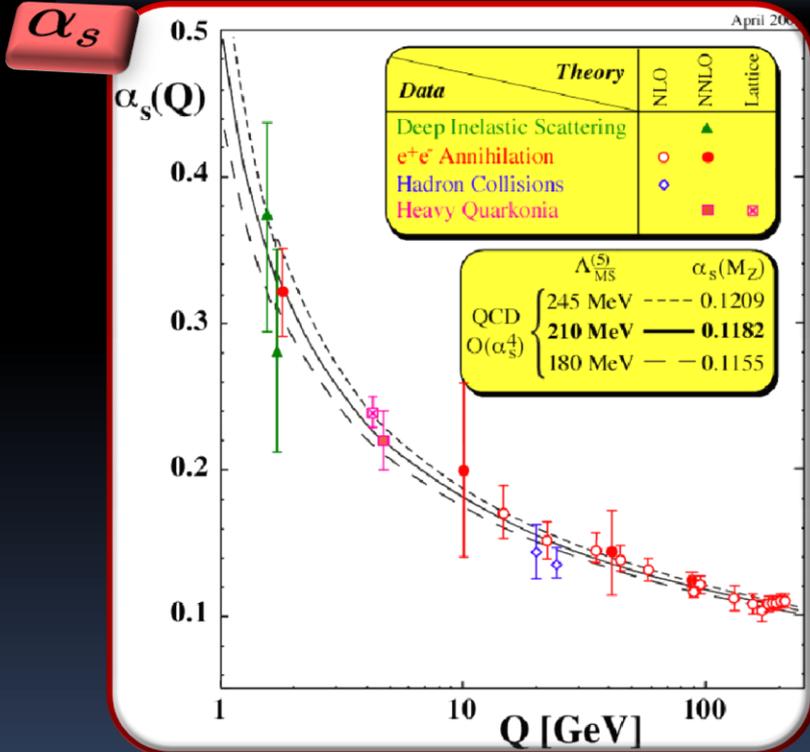
- Toda a riqueza de estados observados no espectro hadrônico vem de um conjunto pequeno de férmions simétricos por SU(3) local.
- A interação entre hádrons, feita por píons (bósons escalares colocados “a mão”) agora na mais é que um efeito coletivo da QCD. Tanto os píons quanto os nucleons são feito de quarks (pense em dois átomos neutros se ligam, ex: H₂)

Os Hádrons e a QCD

A Cromodinâmica Quântica (QCD):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$i = u, d, s, c, \dots$



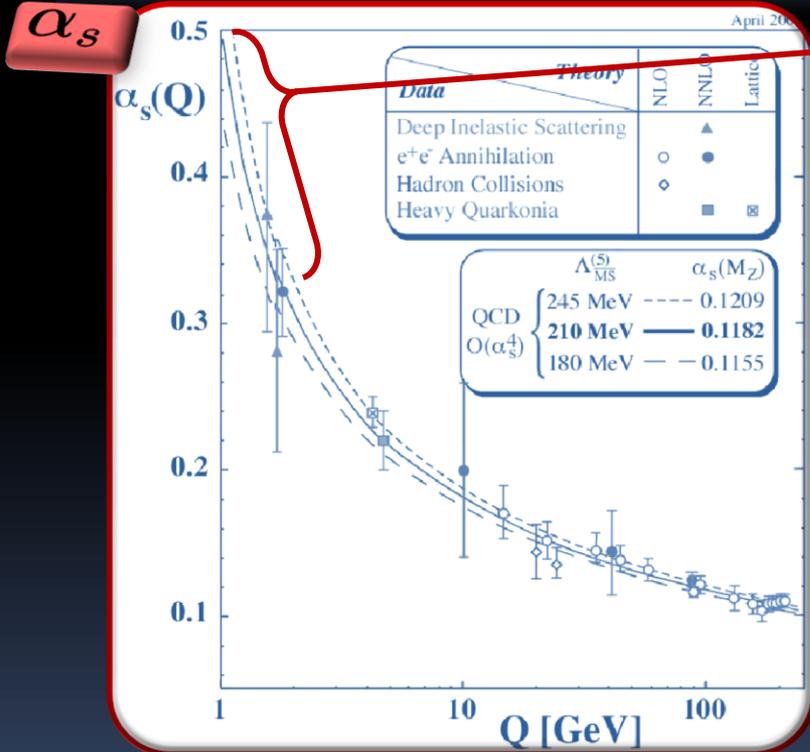
S. Bethke,
Nucl. Phys.
Proc. Suppl.
135, 345
(2004)

Os Hádrons e a QCD

A Cromodinâmica Quântica (QCD):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$$i = u, d, s, c, \dots$$



• α_s fica enorme para baixas energias. Estados que carreguem cor são ligados fortemente, somente combinações “brancas” escapam. Chamamos isso de **Confinamento**.

Bárions: 3 quarks

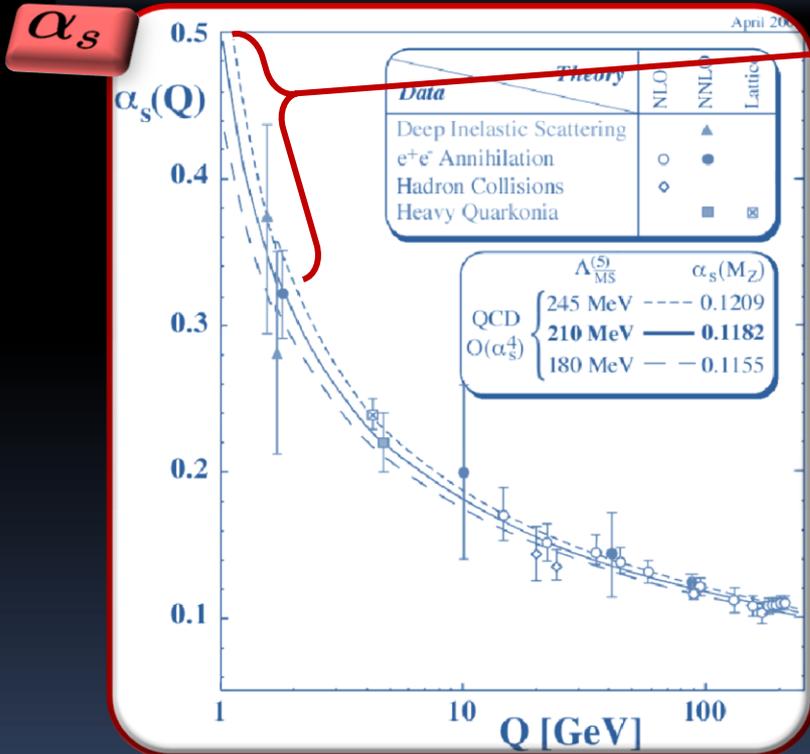
Mésons: quark-antiquark

Os Hádrons e a QCD

A Cromodinâmica Quântica (QCD):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$$i = u, d, s, c, \dots$$



- α_s fica enorme para baixas energias. Estados que carreguem cor são ligados fortemente, somente combinações “brancas” escapam. Chamamos isso de **Confinamento**.

Bárions: 3 quarks

Mésons: quark-antiquark

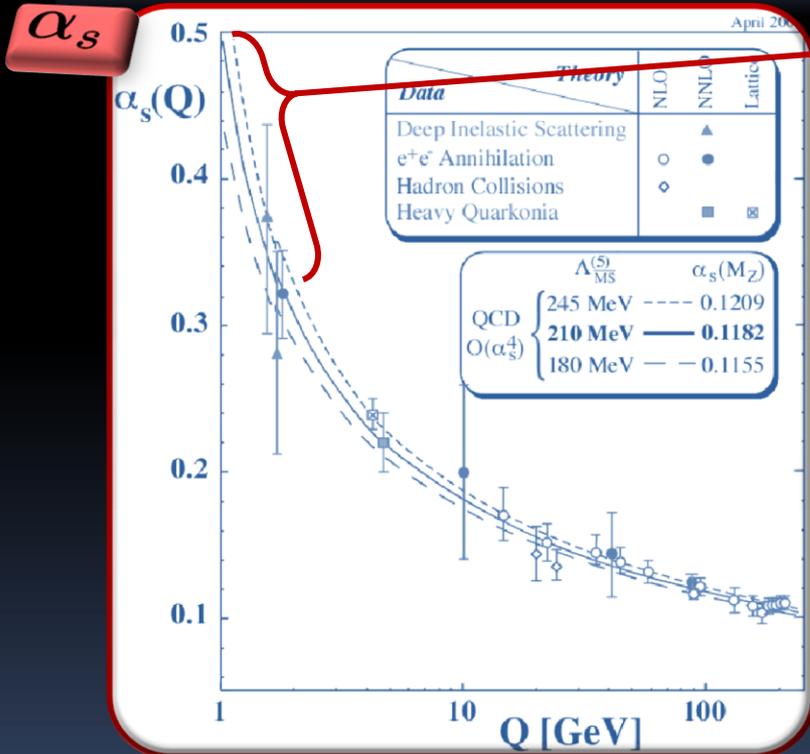
- Por isso não vemos cargas fracionárias
- Se tentamos separar cargas de cor, temos que investir tanta energia que produzimos mais partículas: resultam em **jatos** (observados em exp.)

Os Hádrons e a QCD

A Cromodinâmica Quântica (QCD):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$$i = u, d, s, c, \dots$$



- α_s fica enorme para baixas energias. Estados que carreguem cor são ligados fortemente, somente combinações “brancas” escapam. Chamamos isso de **Confinamento**.

Bárions: 3 quarks

Mésons: quark-antiquark

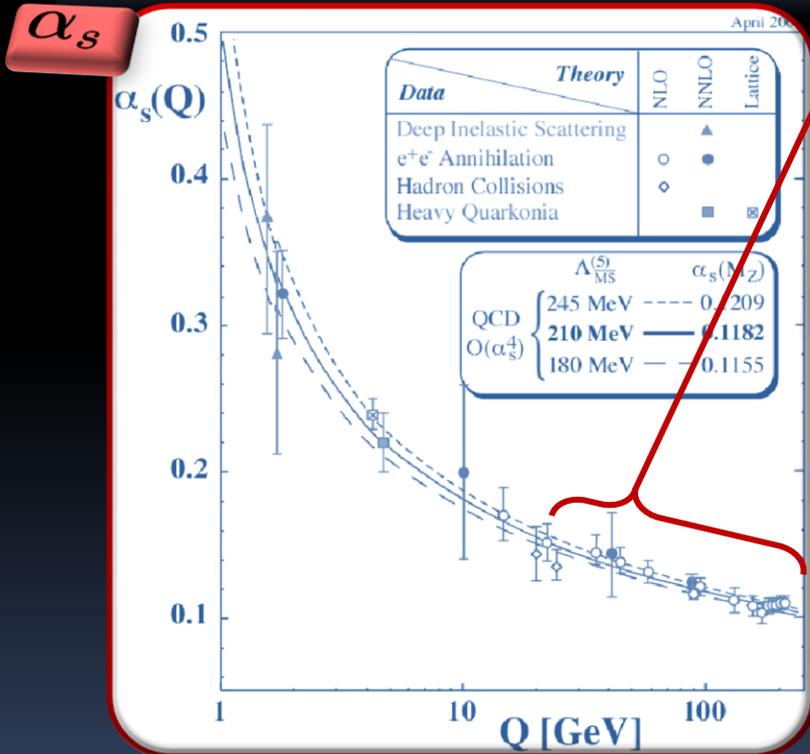
- Por isso não vemos cargas fracionárias
- Se tentamos separar cargas de cor, temos que investir tanta energia que produzimos mais partículas: resultam em **jatos** (observados em exp.)
- Mas... e a teoria de perturbação !?!?

Os Hádrons e a QCD

A Cromodinâmica Quântica (QCD):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$i = u, d, s, c, \dots$



- Para altas energias o valor da constante cai rapidamente, nesta escala a QCD funciona perfeitamente. Chamamos isso de **liberdade assintótica**. Isso torna a QCD útil!

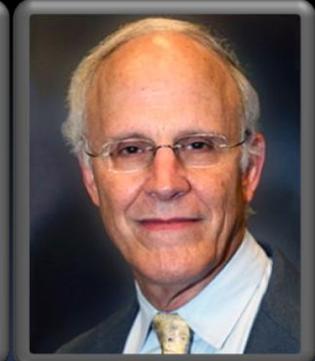
Wilczek



Politzer



Gross

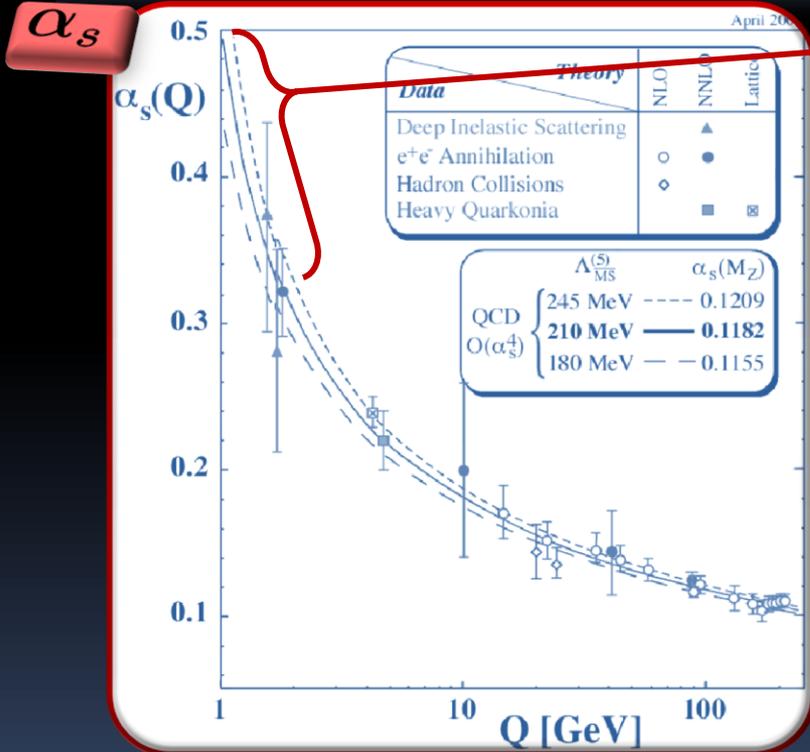


Os Hádrons e a QCD

A Cromodinâmica Quântica (QCD):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$$i = u, d, s, c, \dots$$



A origem e a dinâmica do confinamento ainda não são quantitativamente bem compreendidas. Como podemos tratar teorias no regime não perturbativo?

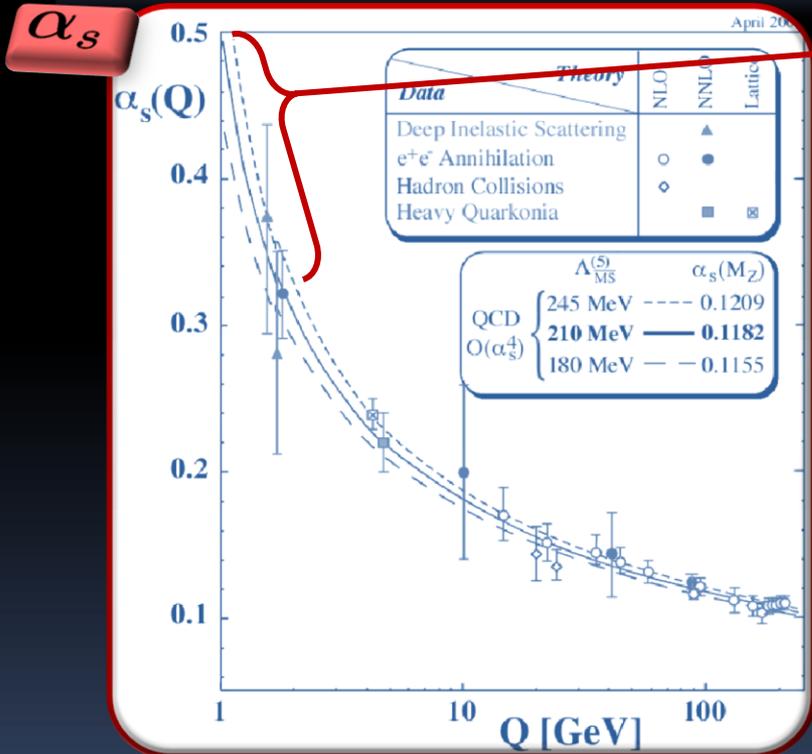
Ex: porque não temos estados com mais quarks (4, 5, ...)? Poderemos calcular a massa dos hádrons exatamente?

Os Hádrons e a QCD

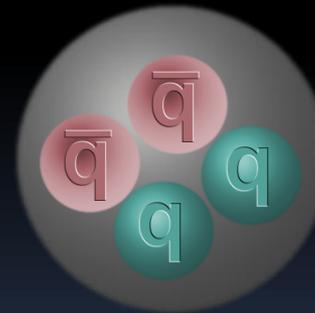
A Cromodinâmica Quântica (QCD):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$i = u, d, s, c, \dots$



A origem e a dinâmica do confinamento ainda não são quantitativamente bem compreendidas. Como podemos tratar teorias no regime não perturbativo?



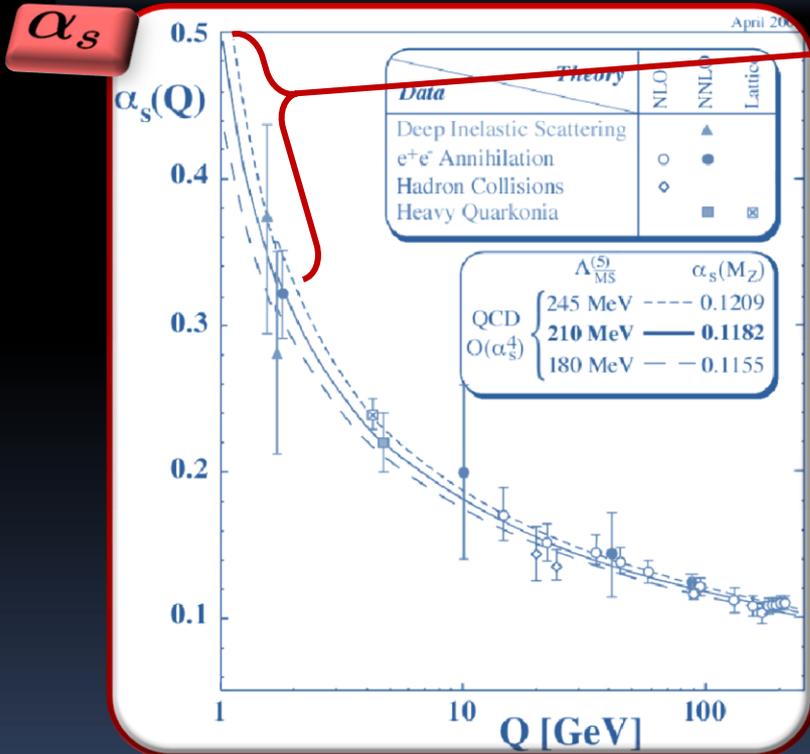
X(3872) ?

Os Hádrons e a QCD

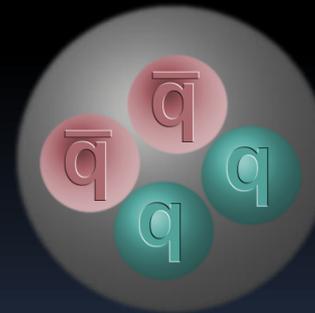
A Cromodinâmica Quântica (QCD):

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu}$$

$i = u, d, s, c, \dots$



A origem e a dinâmica do confinamento ainda não são quantitativamente bem compreendidas. Como podemos tratar teorias no regime não perturbativo?

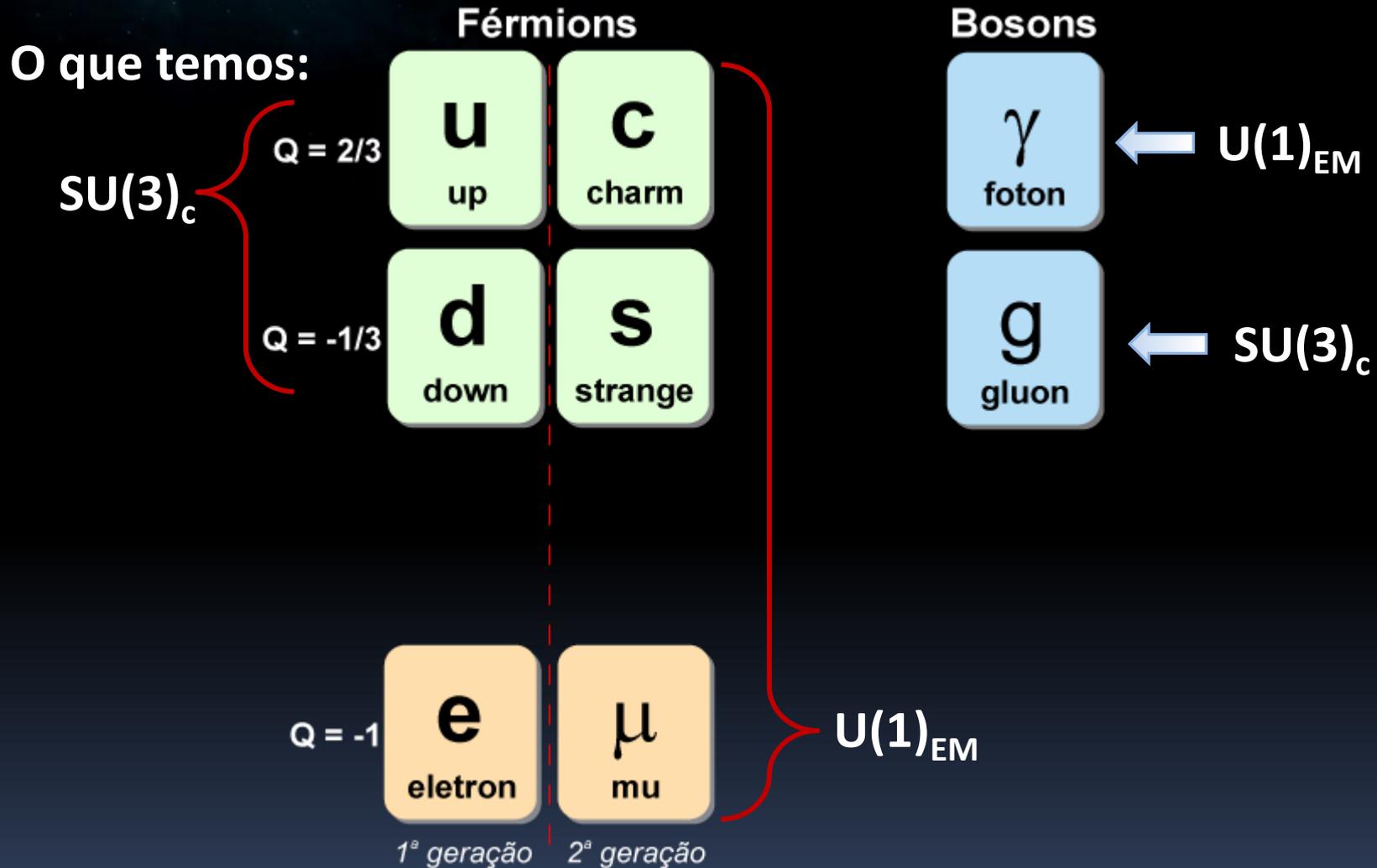


X(3872) ?

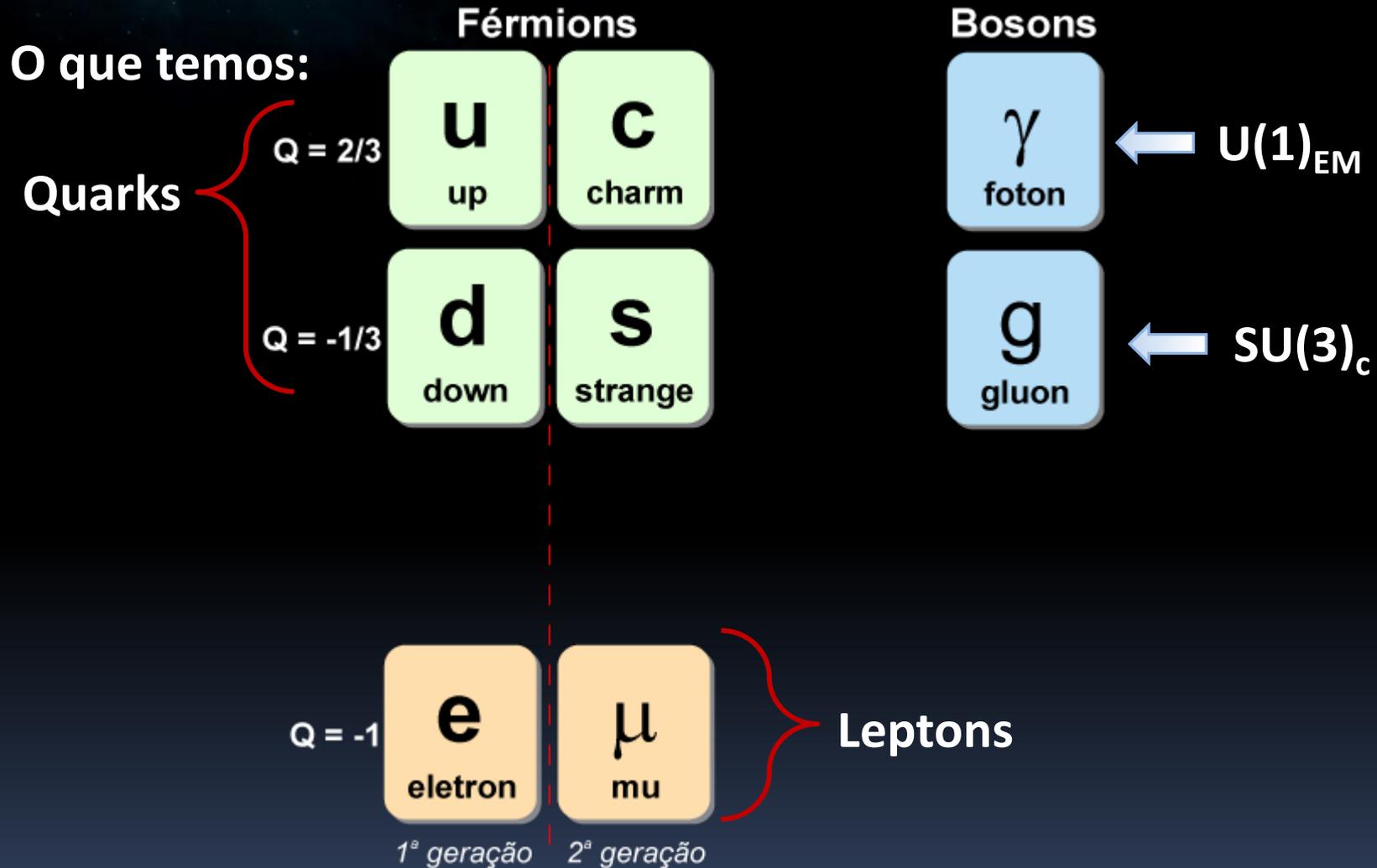
Essa é a área de trabalho de alguns professores do IFT...



Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

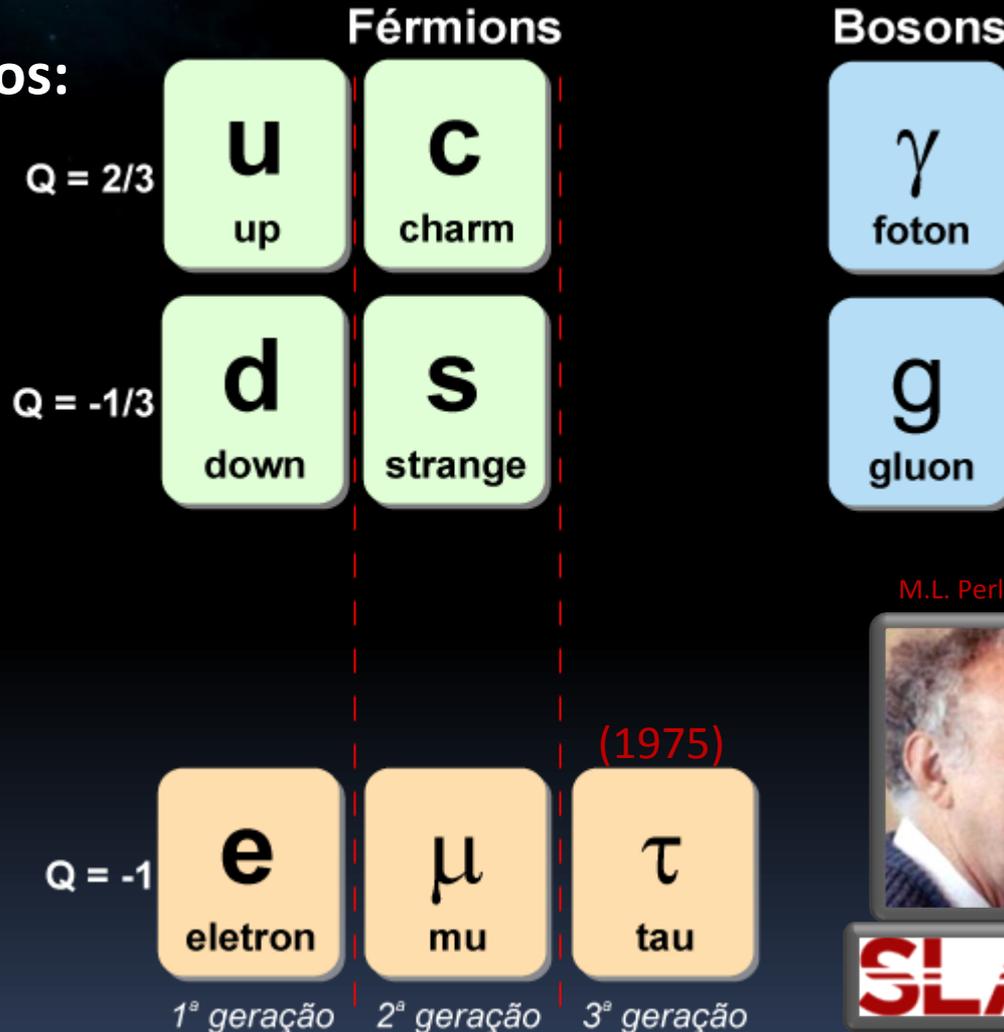


Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

O que temos:



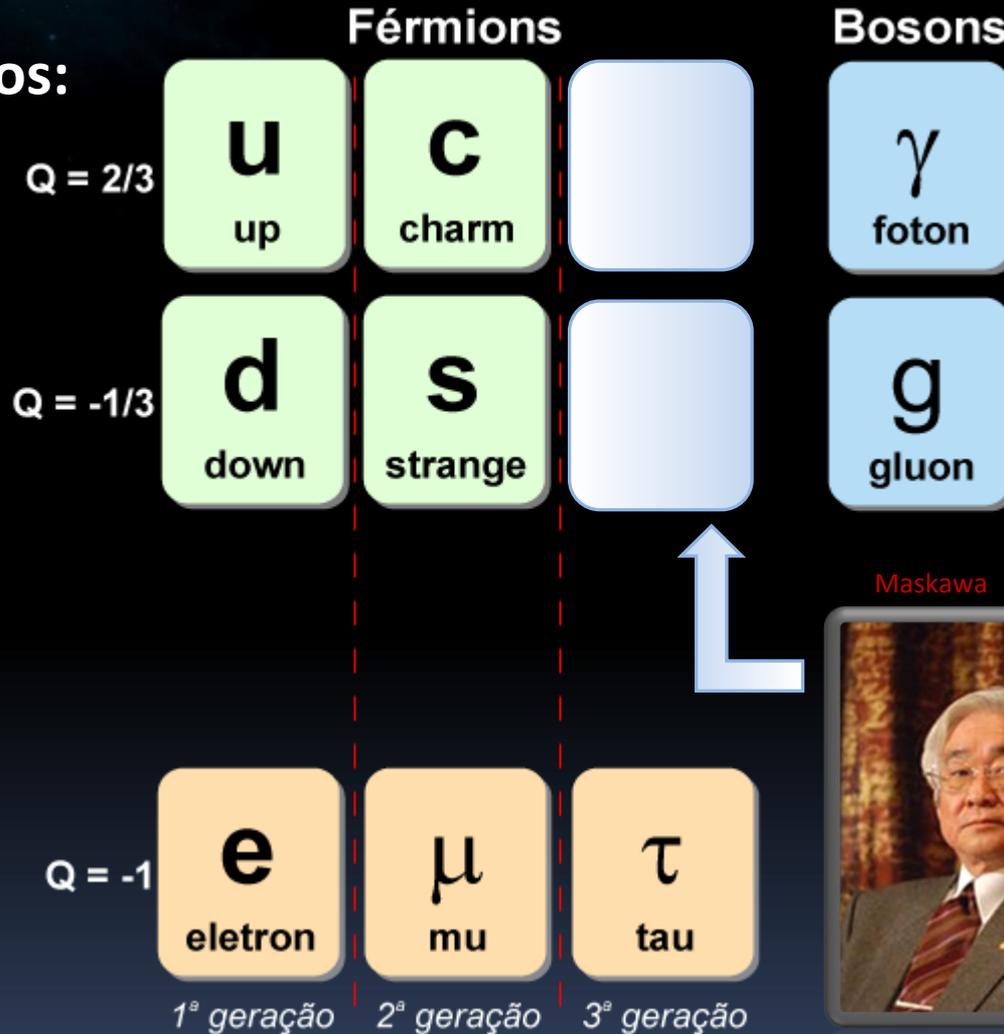
(1975)

M.L. Perl



Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

O que temos:



Kobayashi



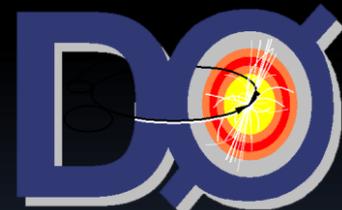
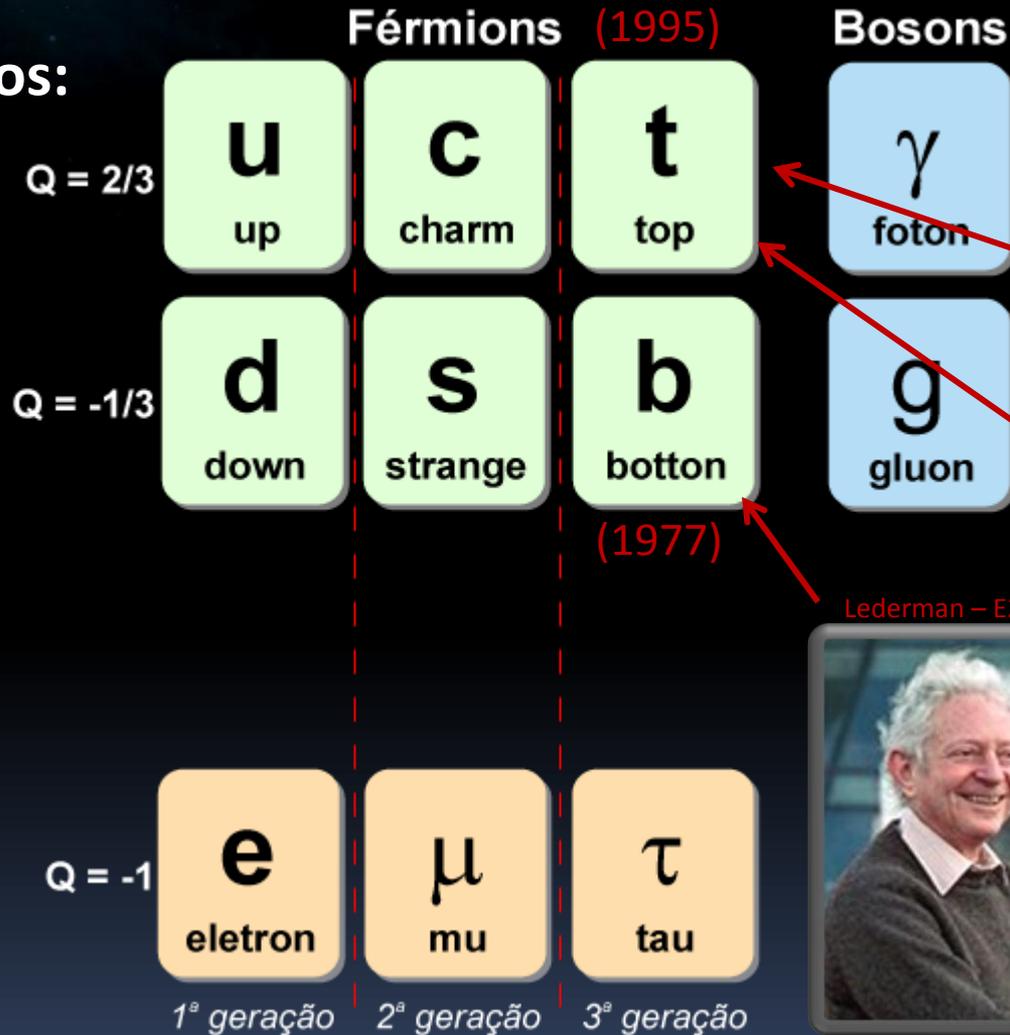
Maskawa



Violação de CP

Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

O que temos:



O (parcialmente) culpado por ouvirmos tanto "partícula de deus"

Cenas dos próximos capítulos

- Base teórica: Teoria Quântica de Campos
- Construindo Lagrangianas, uma questão de simetria
- Simetrias locais e seu papel especial
 - Relação entre matéria, radiação e interação
- Construindo um Modelo para a física de partículas - quando as simetrias “quebram”
 - As interações nucleares fortes
 - As interações nucleares fracas
 - A interação eletrofraca
- O Modelo Padrão da Física de Partículas
- Problemas do modelo padrão