

[matheus@ift.unesp.br](mailto:matheus@ift.unesp.br)

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

# Física de Partículas

Parte 2

Ricardo D'Elia Matheus

**XXVII Jornada de Física Teórica**

09 a 13 de julho de 2012

# 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

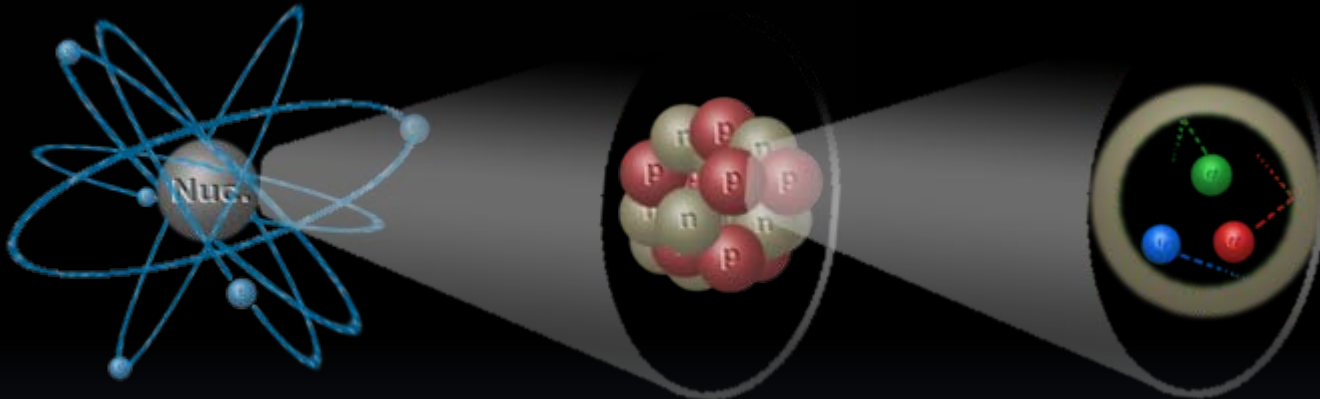
Vimos também que toda informação física sobre um sistema pode ser codificada em uma Lagrangeana – é ela que consiste no **modelo** que estudarei. Uma vez que temos uma “em mãos” existe uma prescrição clara de como obter observáveis físicos (***pelo menos no regime perturbativo***)

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:

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

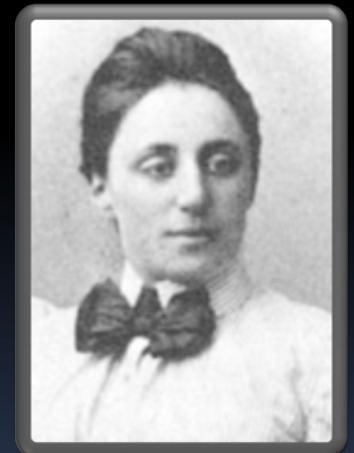
Teorema de Noether

Eq. de continuidade

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

Corrente conservada

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



# 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

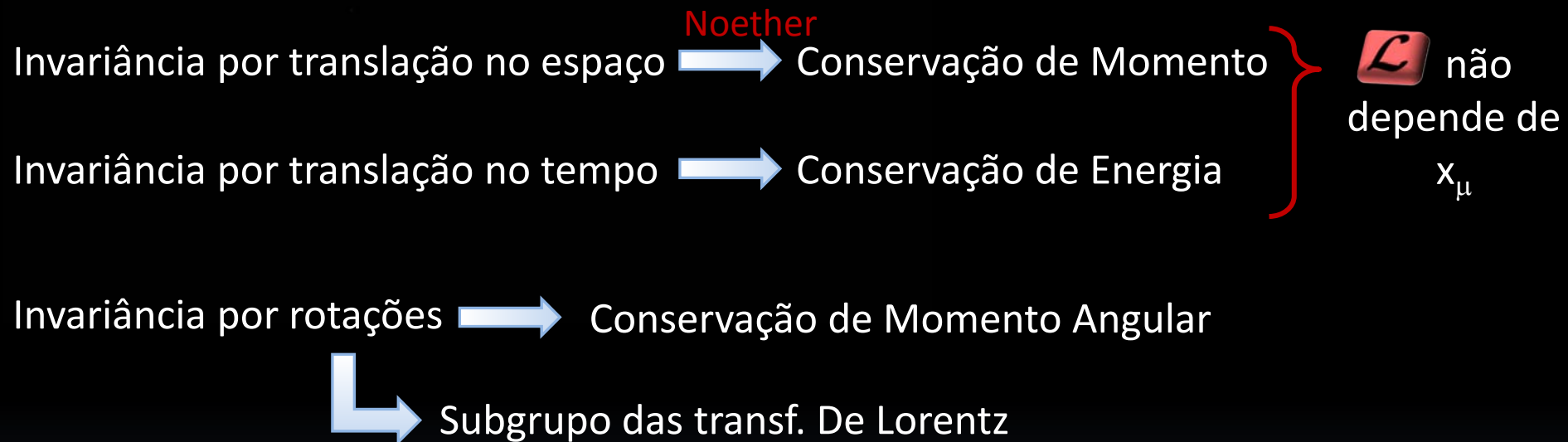
$$\partial_t Q = 0$$

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

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:  $U(1)$

 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

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

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



$$m = m_p = m_n$$

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

# 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

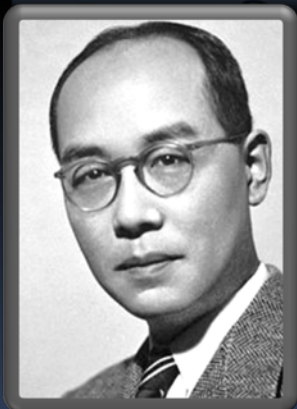
$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

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

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

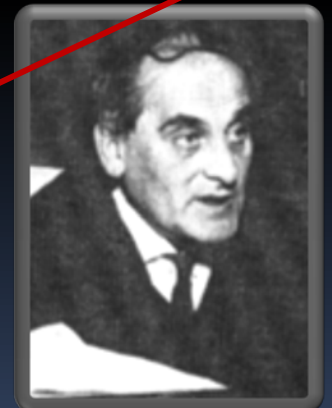
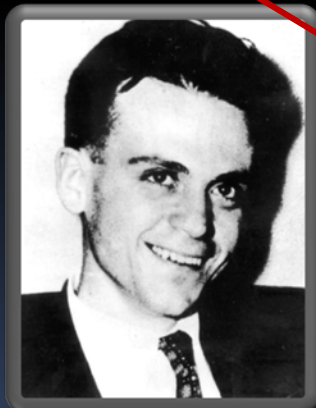
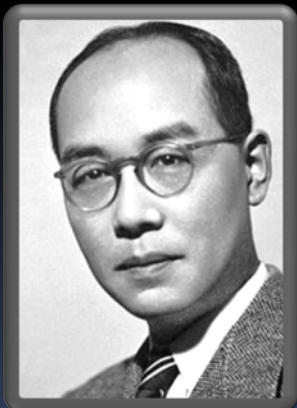
Ex: nucleon

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

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

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

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



Pions

# Simetrias

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

Ex: nucleon

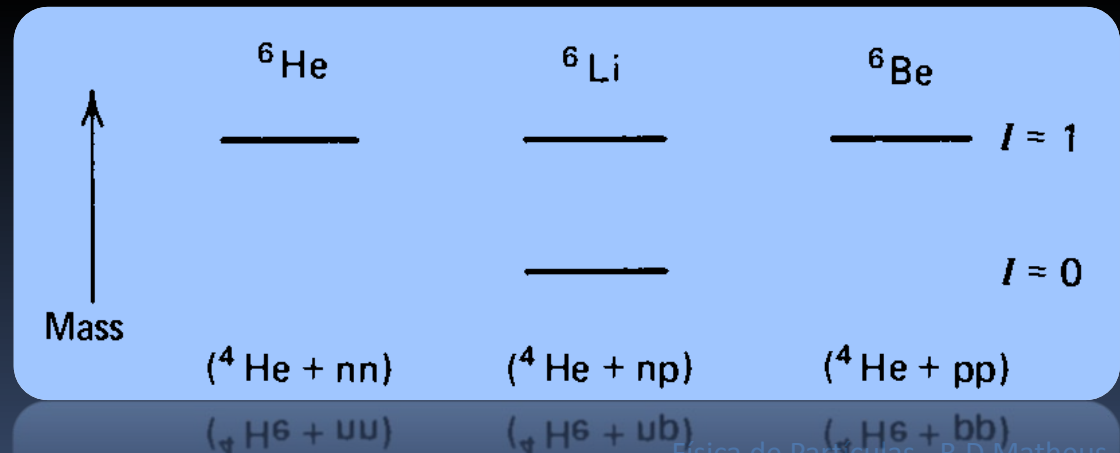
$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$$

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

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:



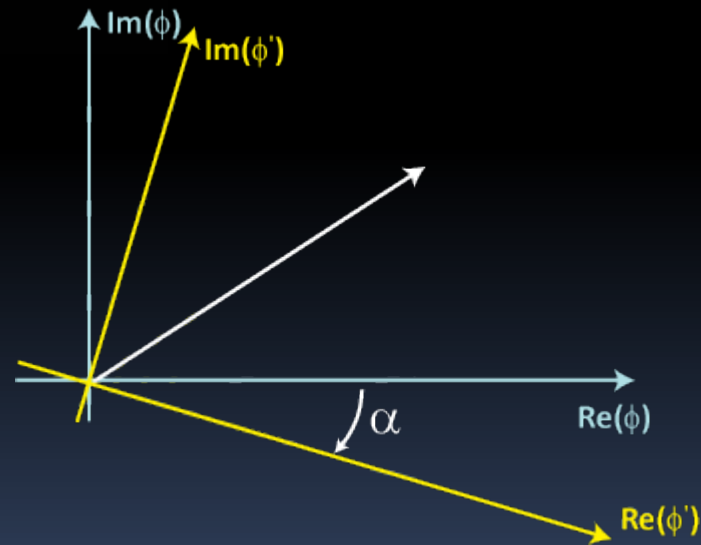
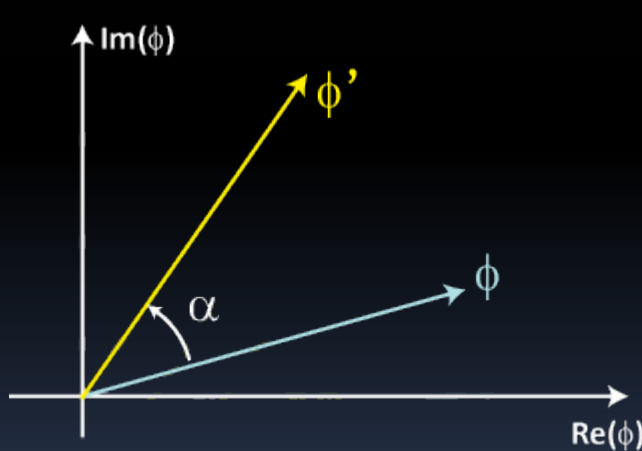
# Simetrias: Globais vs. Locais

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

Transformação de Fase Global

Transformação de Calibre (ou Gauge) da Primeira Espécie

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



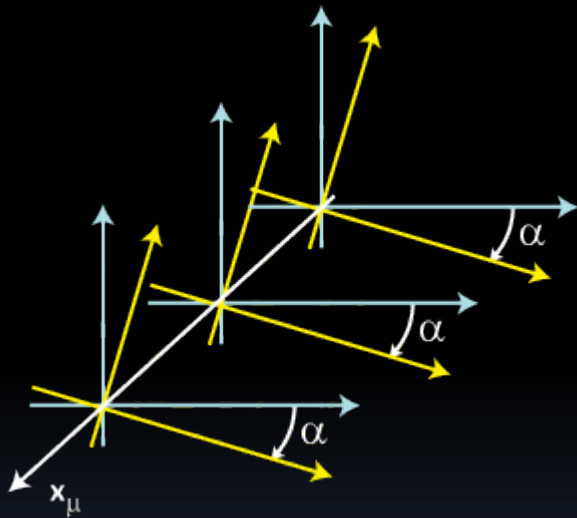
# Simetrias: Globais vs. Locais

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

Transformação de Fase Global

Transformação de Calibre (ou Gauge) da Primeira Espécie

Consiste em uma rotação no plano complexo de  $\phi$

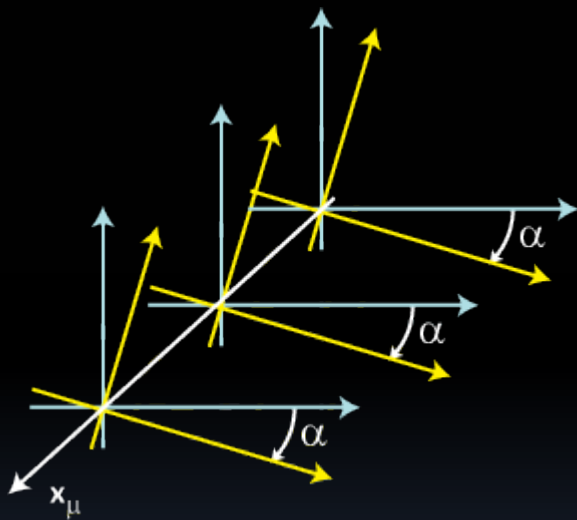


De fato, fazemos uma rotação do **mesmo ângulo** em todos os pontos do espaço tempo. Estamos **assumindo** que faz sentido comparar estes ângulos em pontos distantes. Isso é um problema?

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.



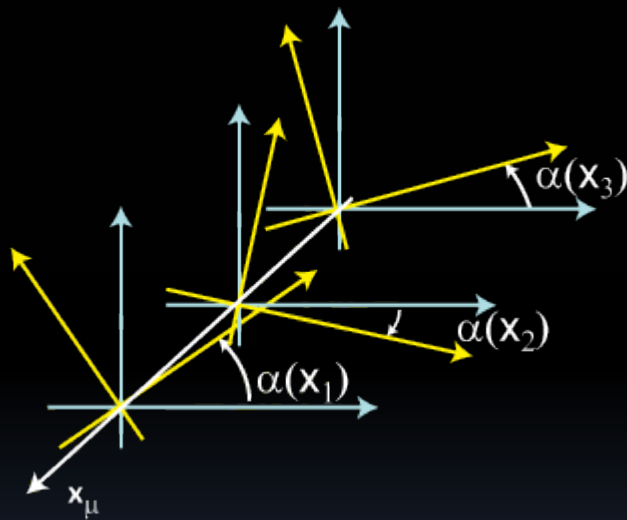
$$\phi \rightarrow e^{-i\alpha} \phi$$

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  $x_\mu$

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

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:**

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

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



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

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!**

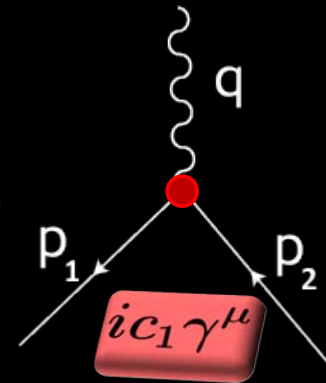
U(1) local restaurado!

# 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:

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

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:

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

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

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

$$A \rightarrow A - \nabla \chi$$

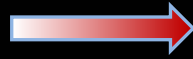
$\spadesuit_\mu$  É o foton!  $A_\mu$

$c_1$  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!

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



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

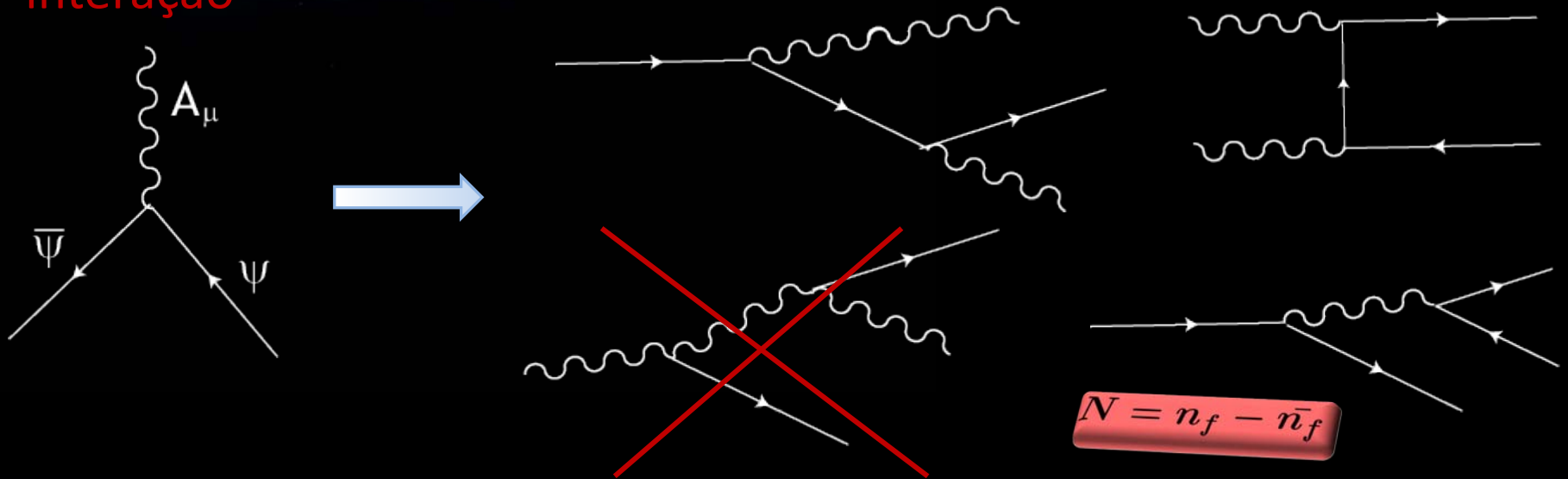
$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$$

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

- 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

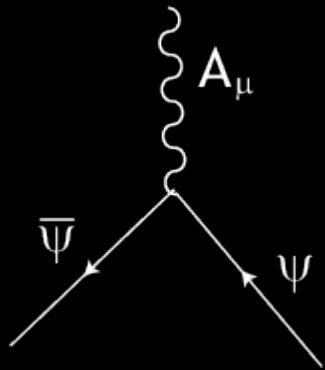
Sobre essa ótica, fica mais clara a relação entre **matéria**, **radiação** e **interação**



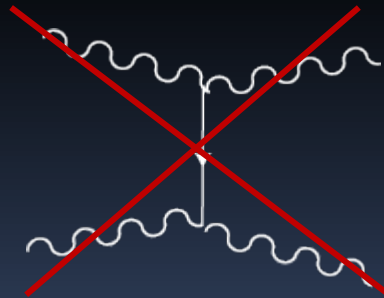
Férmions são mais “sólidos” que os bósons – além do princípio de exclusão de Pauli, há simetrias de conservação de número associada a eles.

# Elétron vs. Fóton

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

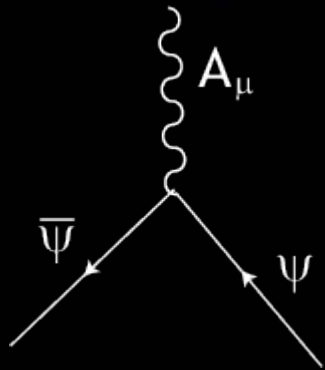


- Férmions são mais “sólidos” que os bósons – além do princípio de exclusão de Pauli, há simetrias de conservação de número associada a eles.



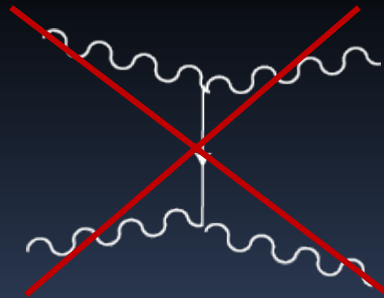
# Elétron vs. Fóton

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

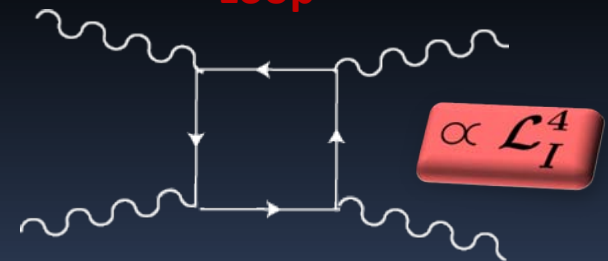


- Férmions são mais “sólidos” que os bósons – além do princípio de exclusão de Pauli, há simetrias de conservação de número associada a eles.
- As interações em “**nível árvore**” são intermediadas por bósons. Os bósons de gauge são consequência da simetria dos férmions

**Nível árvore**



**Loop**



# 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:

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

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

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



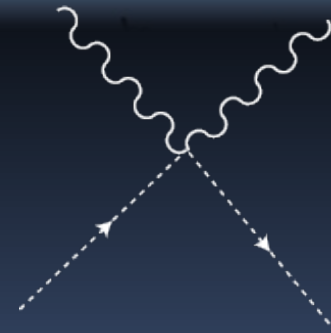
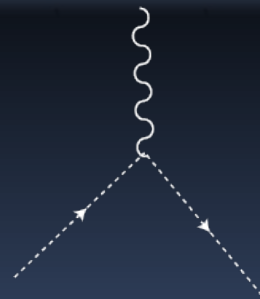
$$D_\mu \phi = (\partial_\mu + ieA_\mu)\phi$$

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

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

$\phi$  real  $\longrightarrow$  Partículas neutras

$\phi$  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:

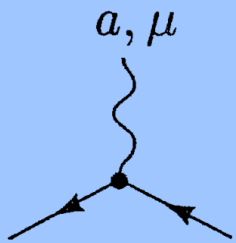
$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}}_{\text{Yang-Mills}}$$



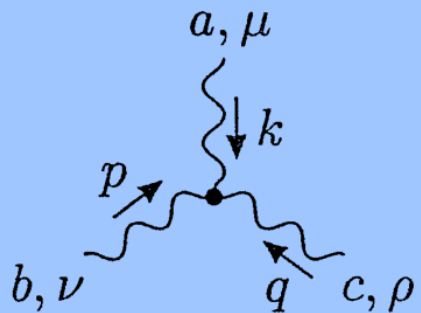
Yang-Mills

# Teoria de Gauge SU(N)

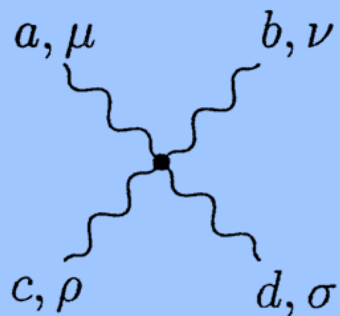
O que muda?



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



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



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



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

# Teoria de Gauge SU(N)

O que não-muda?

- Termos de massa para os bósons de gauge violam a simetria. **Bósons de gauge tem massa zero!**
- Um único acoplamento  $g$  controla todas as interações associadas a esta simetria



# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

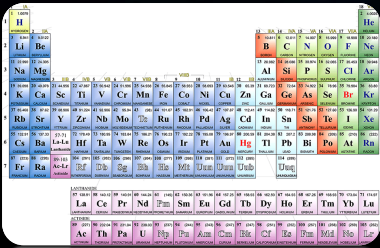
## Sec XIX

(não tão completa)

1	IA																18	VIIA		
1	1.0079																	2	4.0026	
	<b>H</b>																		<b>He</b>	
	HYDROGEN																		HELIUM	
2	3	4																	10	11
	<b>Li</b>	<b>Be</b>																	<b>Ne</b>	
	LITHIUM	BERYLLIUM																	NEON	
3	11	12																	18	19
	<b>Na</b>	<b>Mg</b>																	<b>Ar</b>	
	SODIUM	MAGNESIUM																	ARGON	
4	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36		
	<b>K</b>	<b>Ca</b>	<b>Sc</b>	<b>Ti</b>	<b>V</b>	<b>Cr</b>	<b>Mn</b>	<b>Fe</b>	<b>Co</b>	<b>Ni</b>	<b>Cu</b>	<b>Zn</b>	<b>Ga</b>	<b>Ge</b>	<b>As</b>	<b>Se</b>	<b>Br</b>	<b>Kr</b>		
	POTASSIUM	CALCIUM	SCANDIUM	TITANIUM	VANADIUM	CHROMIUM	MANGANESE	IRON	COBALT	NICKEL	COPPER	ZINC	GALLIUM	GERMANIUM	ARSENIC	SELENIUM	BROMINE	KRYPTON		
5	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54		
	<b>Rb</b>	<b>Sr</b>	<b>Y</b>	<b>Zr</b>	<b>Nb</b>	<b>Mo</b>	<b>Tc</b>	<b>Ru</b>	<b>Rh</b>	<b>Pd</b>	<b>Ag</b>	<b>Cd</b>	<b>In</b>	<b>Sn</b>	<b>Sb</b>	<b>Te</b>	<b>I</b>	<b>Xe</b>		
	RUBIDIUM	STRONTIUM	YTRIUM	ZIRCONIUM	NIOBIUM	MOLYBDENUM	TECHNETIUM	RUTHENIUM	RHODIUM	PALLADIUM	SILVER	CADMIUM	INDIUM	TIN	ANTIMONY	TELLURIUM	IODINE	XENON		
6	55	56	57-71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86		
	<b>Cs</b>	<b>Ba</b>	<b>La-Lu</b>	<b>Hf</b>	<b>Ta</b>	<b>W</b>	<b>Re</b>	<b>Os</b>	<b>Ir</b>	<b>Pt</b>	<b>Au</b>	<b>Hg</b>	<b>Tl</b>	<b>Pb</b>	<b>Bi</b>	<b>Po</b>	<b>At</b>	<b>Rn</b>		
	CAESIUM	BARIUM	Lanthanide	HAFNIUM	TANTALUM	TUNGSTEN	RHENIUM	OSMIUM	IRIDIUM	PLATINUM	GOLD	MERCURY	THALLIUM	LEAD	BISMUTH	POLONIUM	ASTATINE	RADON		
7	87	88	89-103	104	105	106	107	108	109	110	111	112		114						
	<b>Fr</b>	<b>Ra</b>	<b>Ac-Lr</b>	<b>Rf</b>	<b>Db</b>	<b>Sg</b>	<b>Ib</b>	<b>Hs</b>	<b>Mt</b>	<b>Uun</b>	<b>Uuu</b>	<b>Uub</b>		<b>Uuq</b>						
	FRANCIUM	RADIUM	Actinide	RUTHERFORDIUM	DUBNIUM	SEABORGIUM	BOHRIUM	HASSIUM	MEITNERIUM	UNUNNIUM	UNUNUNIUM	UNUNBIUM		UNUNQUADIUM						
LANTHANIDE																				
	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71					
	<b>La</b>	<b>Ce</b>	<b>Pr</b>	<b>Nd</b>	<b>Pm</b>	<b>Sm</b>	<b>Eu</b>	<b>Gd</b>	<b>Tb</b>	<b>Dy</b>	<b>Ho</b>	<b>Er</b>	<b>Tm</b>	<b>Yb</b>	<b>Lu</b>					
	LANTHANUM	CERIUM	PRASEODYMIUM	NEODYMIUM	PROMETHIUM	SAMARIUM	EUROPIUM	GADOLINIUM	TERBIUM	DYSPROSIUM	HOLMIUM	ERBIUM	THULIUM	YTTERIUM	LUTETIUM					
ACTINIDE																				
	89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103					
	<b>Ac</b>	<b>Th</b>	<b>Pa</b>	<b>U</b>	<b>Np</b>	<b>Pu</b>	<b>Am</b>	<b>Cm</b>	<b>Bk</b>	<b>Cf</b>	<b>Es</b>	<b>Fm</b>	<b>Md</b>	<b>No</b>	<b>Lr</b>					
	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

n

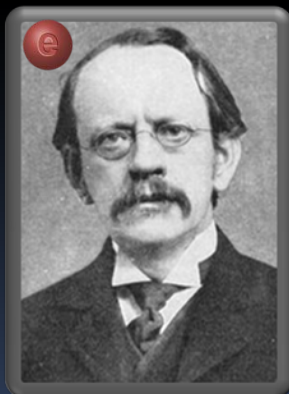
p

$\gamma$

e

Exp.: 1932 a ...

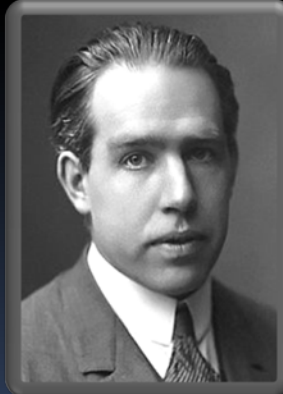
Teor.: 1920 a ...



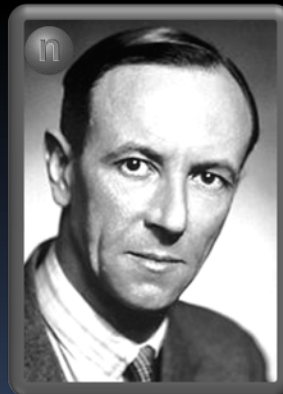
Thompson - 1898



Rutherford

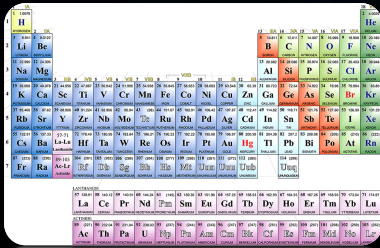


Bohr



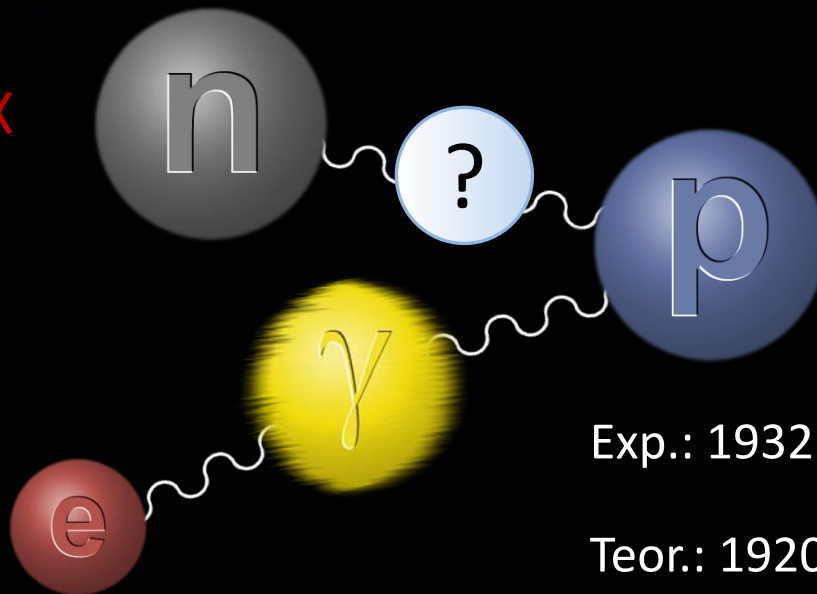
Chadwick - 1932

# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



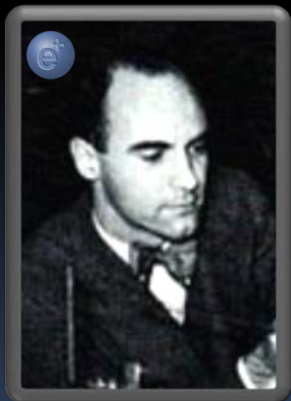
A standard periodic table of elements, showing the layout of the periodic table with various elements and their symbols.

Sec XX



Exp.: 1932 a ...

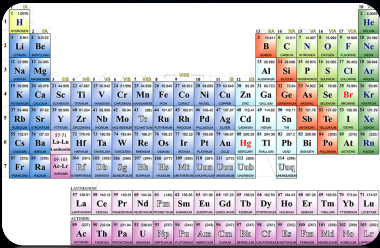
Teor.: 1920 a ...



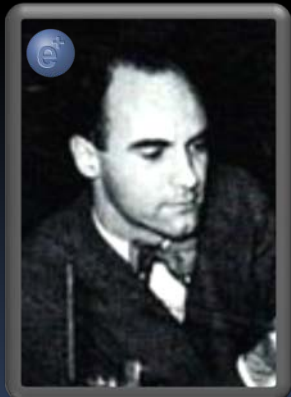
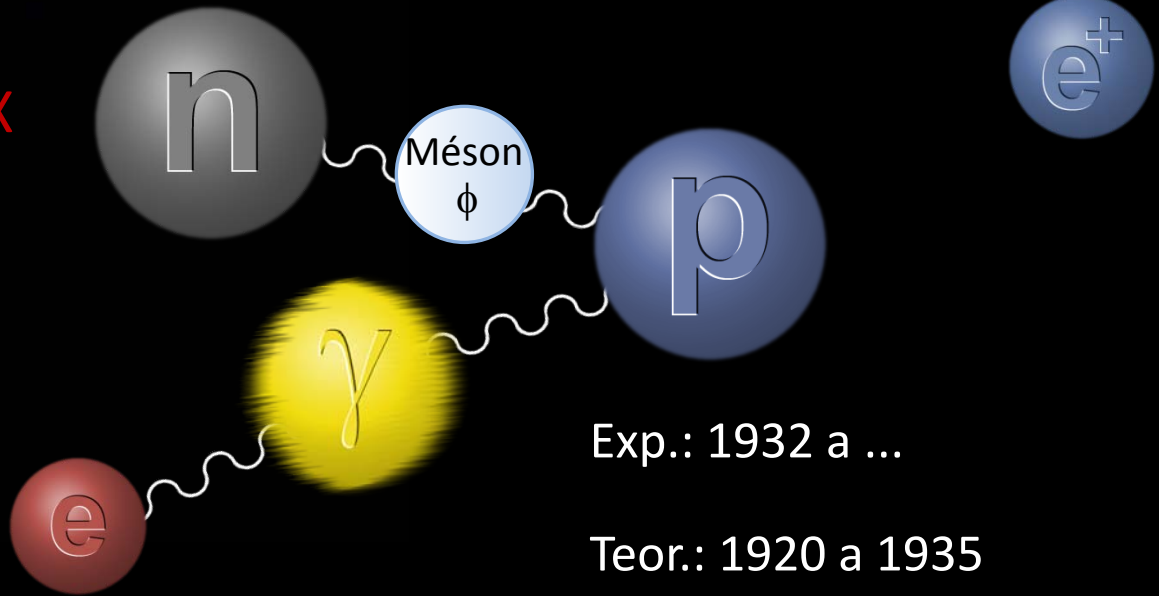
Anderson - 1932

12/07/2012

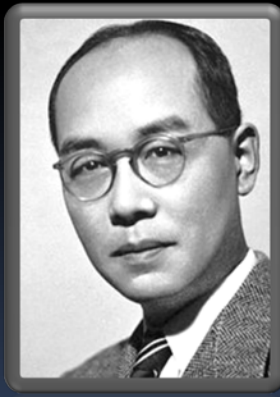
# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



Sec XX



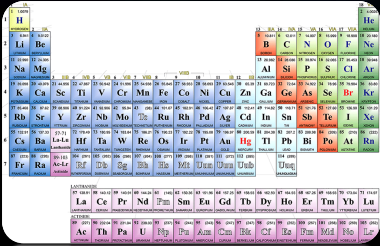
Anderson - 1932



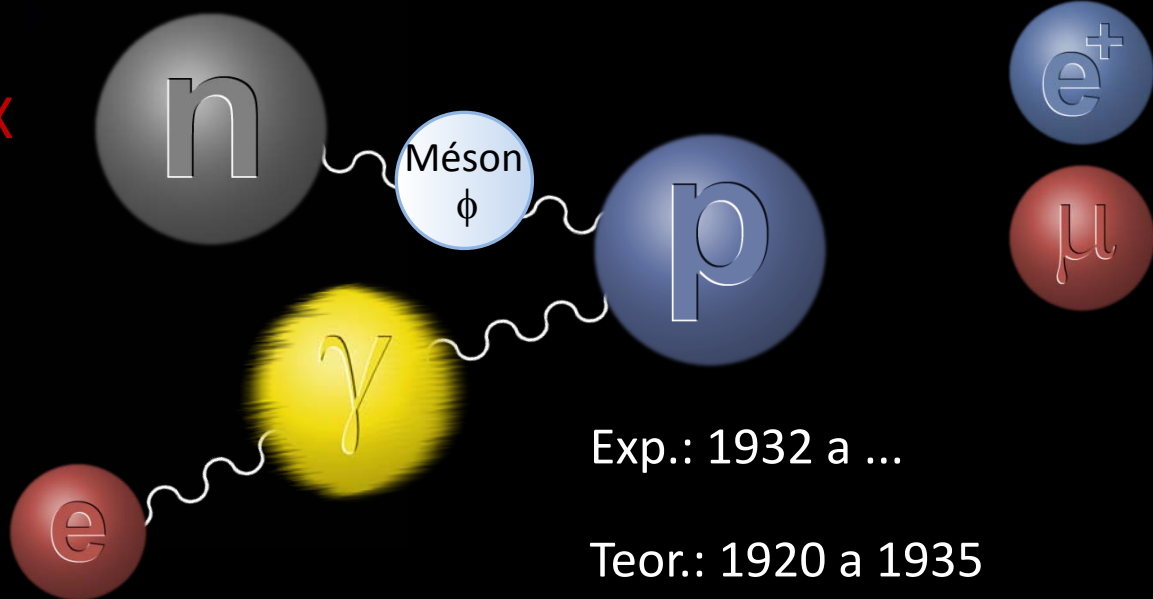
Yukawa - 1935

Massa do Méson: cerca de 100 MeV

# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

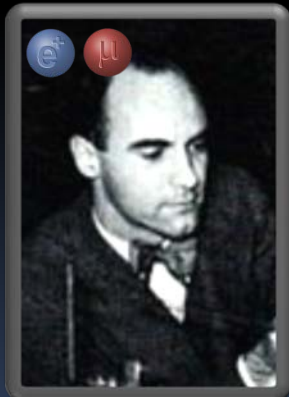


Sec XX

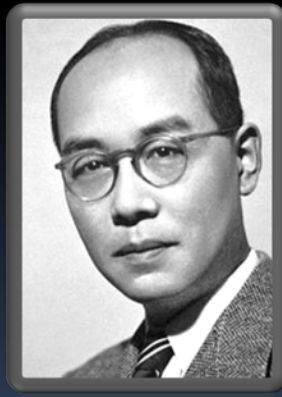


Exp.: 1932 a ...

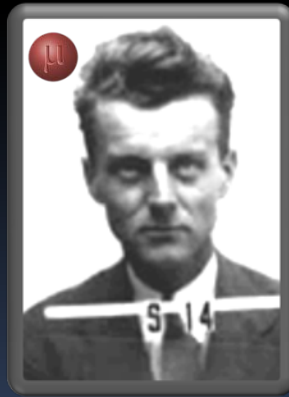
Teor.: 1920 a 1935



Anderson - 1932,



Yukawa - 1935

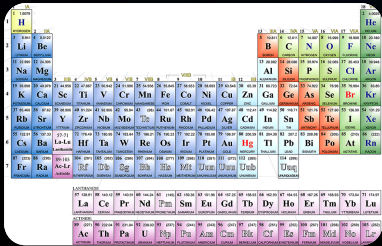


Neddermeyer - 1936

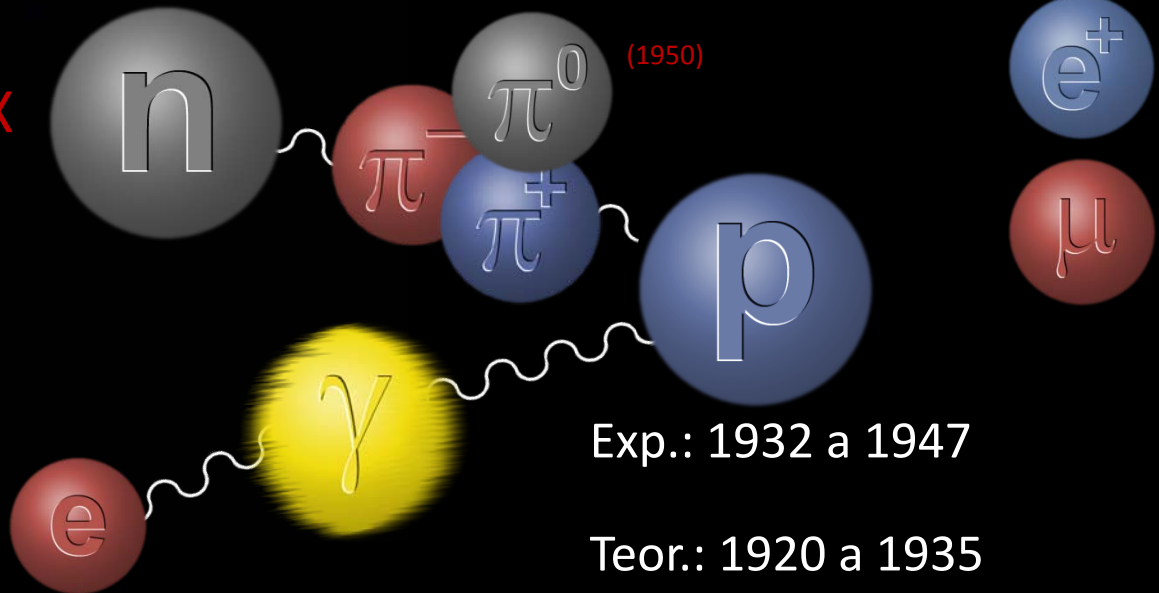
$$m_{\mu} = 105 \text{ MeV}$$

(foi confundido com o "méson" de Yukawa por algum tempo)

# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

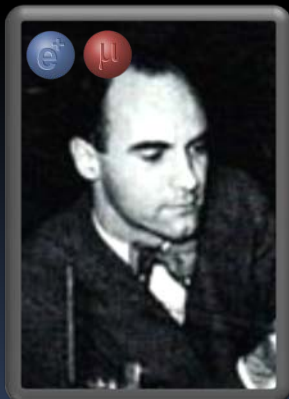


Sec XX



Exp.: 1932 a 1947

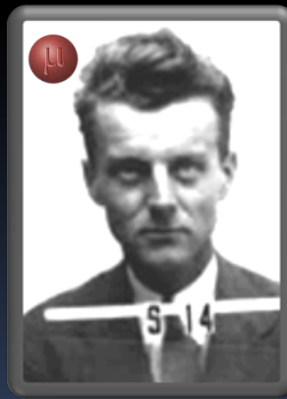
Teor.: 1920 a 1935



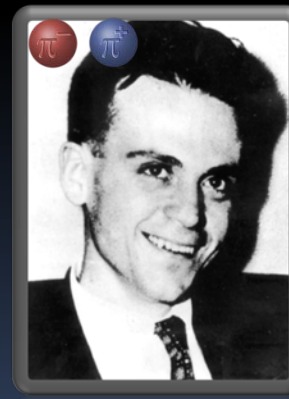
Anderson - 1932,



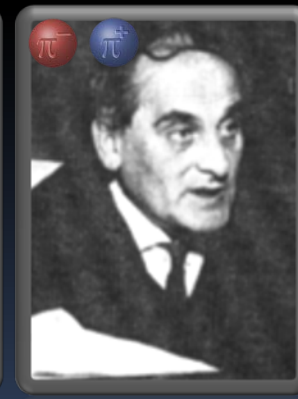
Yukawa - 1935



Neddermeyer - 1936



Lattes - 1947

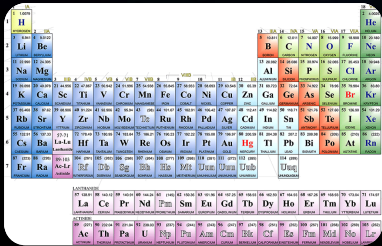


Occhialini - 1947

$$m_{\pi^+} = 140 \text{ MeV}$$

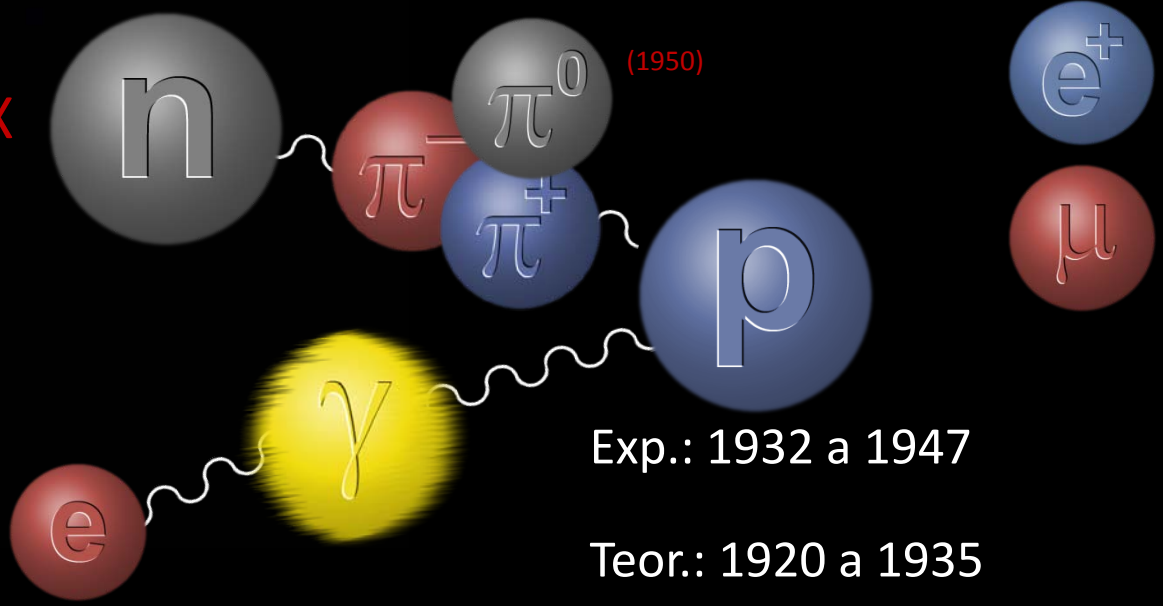
$$m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$$

# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



H	He																	Hu					
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne						
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar						
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Cu	Ni	Cob	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr						
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sb	Te	I	Xe							
Cs	Ba	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn							
Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mende	No	Lr							
		La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu							
		Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Mende	No	Lr							

Sec XX

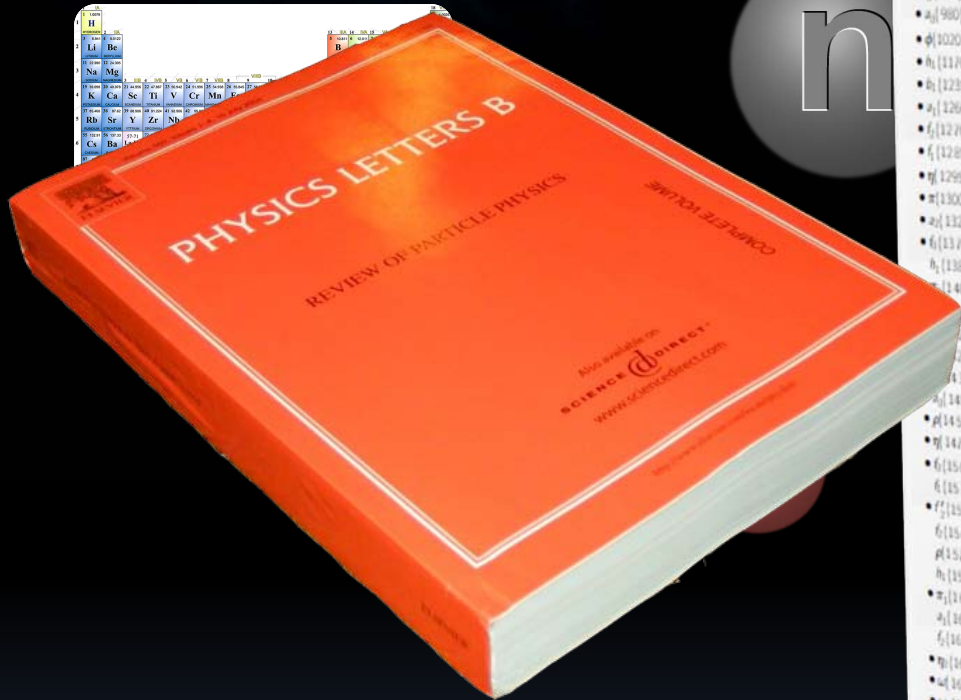


A simplicidade não durou...

1947: Kaon (~500 MeV)

1947:  $\Lambda^0$  (~1.1 GeV)

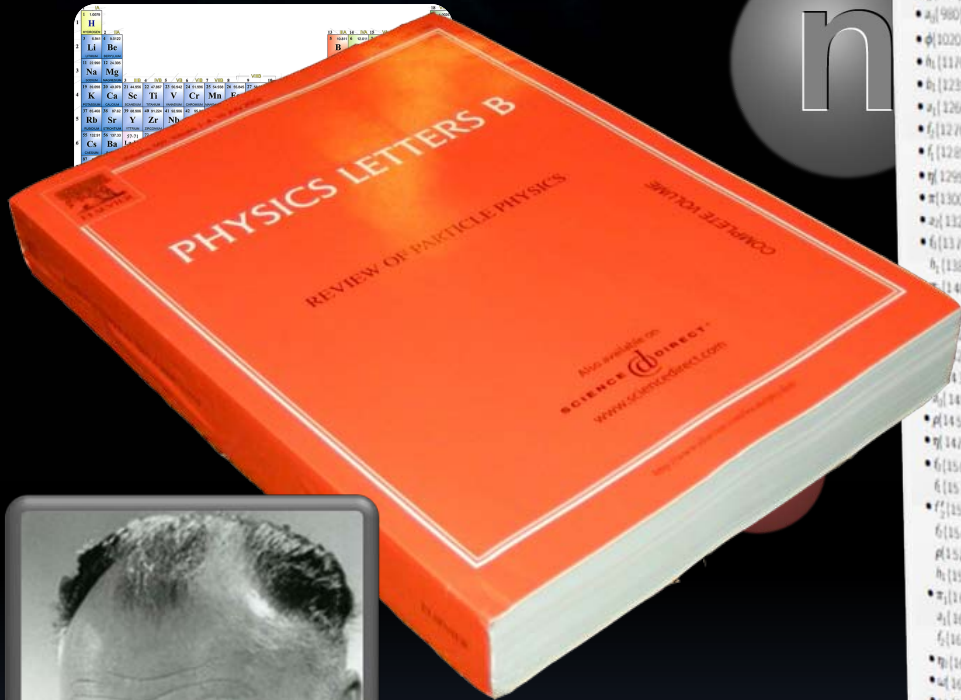
# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



LIGHT UNFLAVORED (S = C = B = 0)		STRANGE (S = ±1, C = B = 0)		UNFLAVORED, STRANGE (C = S = ±1)		CC $\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )	
$\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )	$\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )	$\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )	$\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )	$\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )	$\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )	$\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )	$\bar{c}c$ ( $J^{PC}$ )
$\pi^{\pm}$ 1 <sup>-</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\eta$ 1 <sup>-</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\eta(1670)$ 1 <sup>-</sup> (2 <sup>-</sup> )	$\eta(1870)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_s^{\pm}$ 0(0 <sup>-</sup> )	$D_s^{\pm}$ 0(0 <sup>-</sup> )	$\eta_c(1S)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>-</sup> )	$J/\psi(1S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho^{\pm}$ 1 <sup>-</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\phi(1680)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\phi(1690)$ 1 <sup>+</sup> (3 <sup>-</sup> )	$D_s^{\pm}$ 0(0 <sup>+</sup> )	$D_s^{\pm}$ 0(0 <sup>+</sup> )	$\chi_{c0}(1P)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\chi_{c1}(1P)$ 0 <sup>+</sup> (1 <sup>+</sup> )
$\omega(1700)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(1710)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$\chi_{c2}(1P)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )	$\chi_{c0}(2P)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )
$\omega(1782)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\omega(1790)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(1790)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(1790)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$\chi_{c1}(2P)$ 0 <sup>+</sup> (1 <sup>+</sup> )	$\chi_{c2}(2P)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )
$\eta(1950)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\eta(1980)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\eta(1980)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\eta(1980)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$\psi(2S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\psi(3770)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\omega(1980)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(1980)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(1980)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(1980)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$X(3872)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )	$X(3915)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )
$\phi(2020)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\phi(2020)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\phi(2020)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\phi(2020)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$X(4040)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4050)^{\pm}$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )
$\eta(2170)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\eta(2170)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\eta(2170)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\eta(2170)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$X(4140)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )	$X(4160)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\omega(2170)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2170)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2170)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2170)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$X(4260)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )	$X(4360)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )
$\rho(2170)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2170)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2170)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2170)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$X(4360)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )	$X(4415)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\omega(2220)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2220)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2220)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2220)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$X(4430)^{\pm}$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )	$X(4460)$ 0 <sup>+</sup> (2 <sup>+</sup> )
$\rho(2220)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2220)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2220)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2220)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2280)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2280)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2280)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2280)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2280)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2280)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2280)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2280)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2300)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2300)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2300)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2300)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2300)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2300)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2300)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2300)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2340)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2340)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2340)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2340)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2340)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2340)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2340)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2340)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2450)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2450)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2450)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2450)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2450)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2450)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2450)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2450)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2600)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2600)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2600)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2600)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2600)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2600)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2600)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2600)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2640)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2640)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2640)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2640)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2640)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2640)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2640)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2640)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2670)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2670)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2670)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2670)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2670)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2670)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2670)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2670)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2690)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2690)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2690)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2690)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2690)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2690)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2690)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2690)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\omega(2750)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2750)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2750)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\omega(2750)$ 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		
$\rho(2750)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2750)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2750)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(2750)$ 1 <sup>+</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )	$D_{s1}$ 0(1 <sup>+</sup> )		

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

LEIGHT UNFLAVORED (S = C = B = 0)		STRANGE (S = ±1, C = B = 0)		UPFLAVORED, STRANGE (C = S = ±1)		CC	
$J^P$	$J^P$	$J^P$	$J^P$	$J^P$	$J^P$	$J^P$	$J^P$
$\pi^\pm$ 1 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$\eta$ 1 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$\rho^\pm$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\omega$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$D_s^\pm$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$D_s^*$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\eta_c(1S)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$J/\psi(1S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(770)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\omega(782)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$\omega(1270)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$\eta(1760)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^\pm(2317)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2460)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\chi_{c0}(1P)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\chi_{c1}(1P)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>+</sup> )
$\eta(1300)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$\eta(1405)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>+</sup> )	$\eta(1800)$ 1 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$\eta(1890)$ 0 <sup>-</sup> (2 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2573)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2700)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\chi_{c2}(1P)$ 0 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> )	$\eta_c(2S)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\psi(2S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\psi(3770)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(3872)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(3915)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(3915)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4040)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4040)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4140)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4140)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4160)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4160)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4360)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4360)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4415)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4415)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4430)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4430)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4660)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(4660)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\eta_b(1S)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\eta_b(1S)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$T(1S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\eta_b(1S)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$\chi_{b0}(1P)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>+</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\chi_{b0}(1P)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>+</sup> )	$\chi_{b1}(1P)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>+</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\chi_{b1}(1P)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>+</sup> )	$\eta_b(2S)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\eta_b(2S)$ 0 <sup>-</sup> (0 <sup>-</sup> )	$T(2S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(2S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(1D)$ 0 <sup>-</sup> (2 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(1D)$ 0 <sup>-</sup> (2 <sup>-</sup> )	$\chi_{b1}(2P)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>+</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\chi_{b1}(2P)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>+</sup> )	$\chi_{b2}(2P)$ 0 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\chi_{b2}(2P)$ 0 <sup>-</sup> (2 <sup>+</sup> )	$T(3S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(3S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\chi_b(3P)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\chi_b(3P)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(4S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(4S)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(10610)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(10610)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(10650)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$X(10650)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(10860)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )
$\rho(1450)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1700)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1900)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$\rho(1950)$ 1 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(2860)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$D_{s1}^*(3040)^\pm$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(10860)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )	$T(11020)$ 0 <sup>-</sup> (1 <sup>-</sup> )



# Os Hádrons e a QCD

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



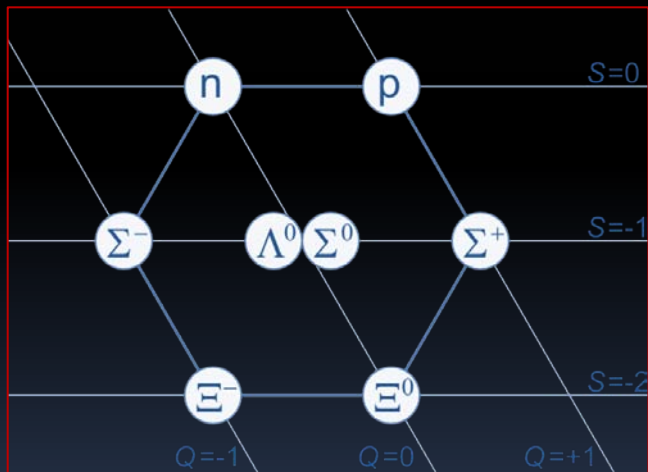
# Os Hádrons e a QCD

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



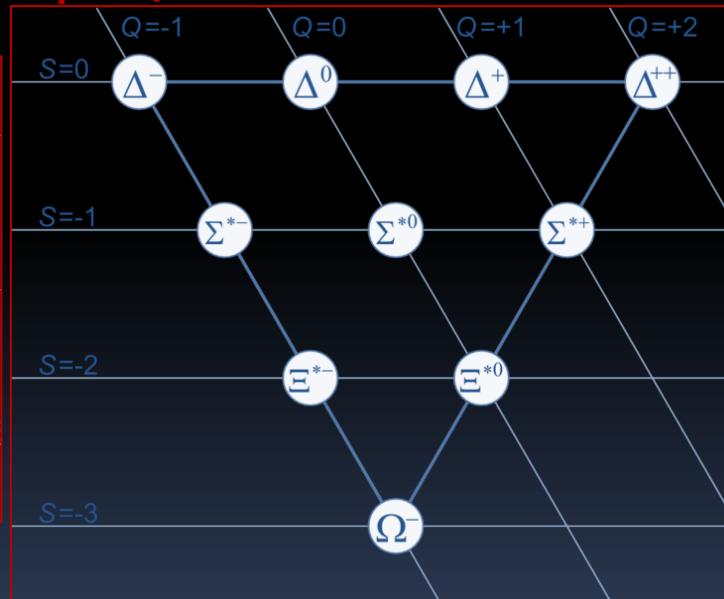
Um padrão foi lentamente emergindo:

**Spin 1/2**



**Estranheza S**

**Spin 3/2**



Nishijima



Gell-Mann

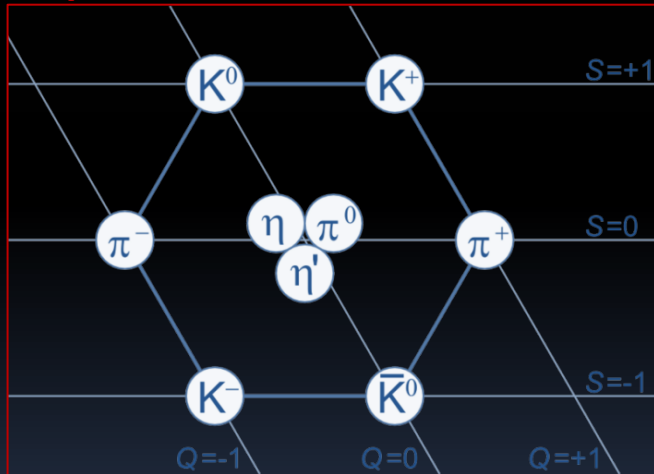
# Os Hádrons e a QCD

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



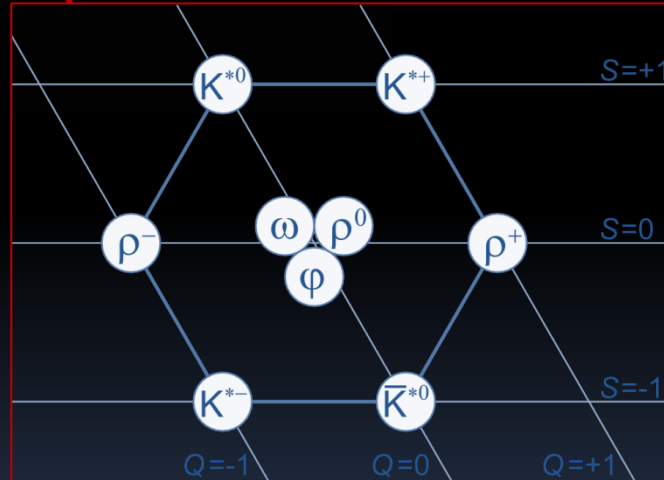
Um padrão foi lentamente emergindo:

**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

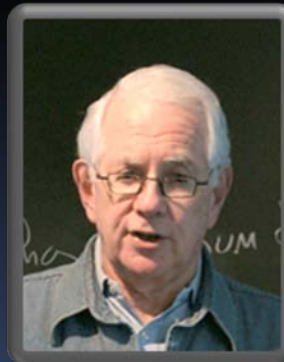
Zweig



Mecanismo GIM

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

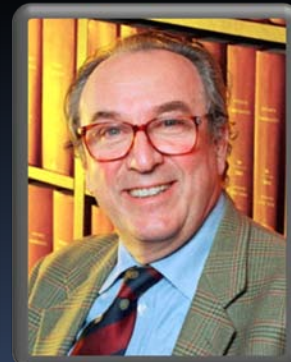
Glashow



Iliopoulos



Maiani



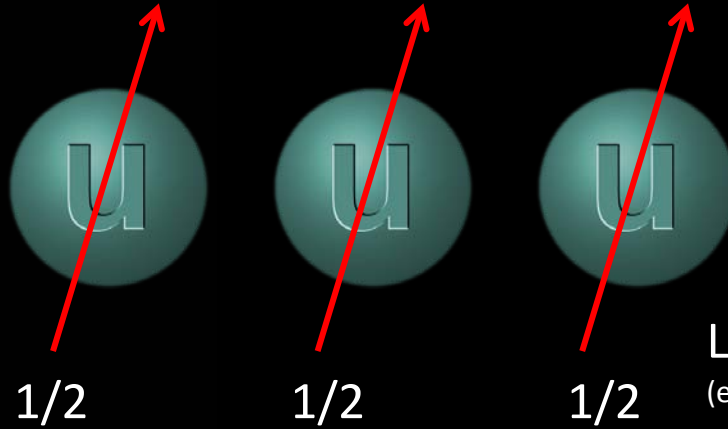
# Os Hádrons e a QCD



Spin 3/2

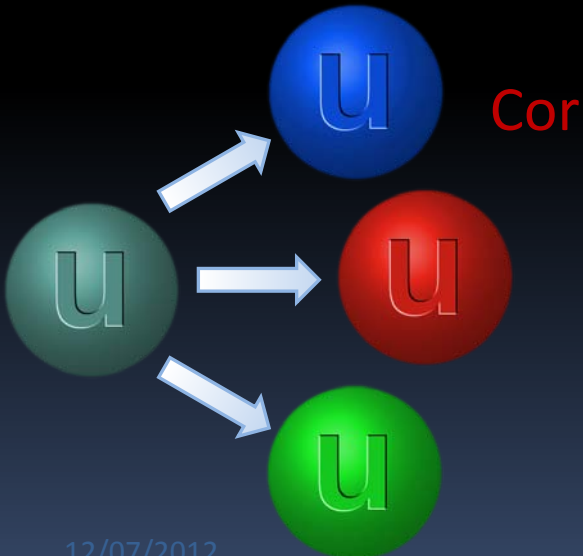
S = 0

Q = 2

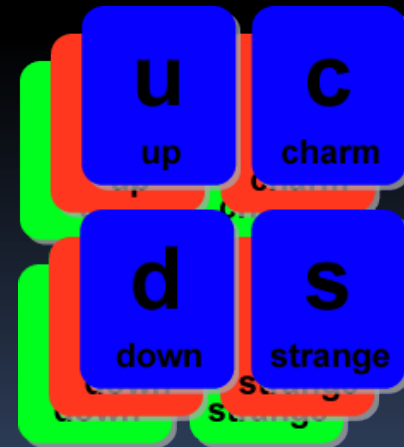


L = 0  
(estado fundamental)

Problema de estatística



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

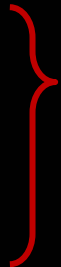


# Os Hádrons e a QCD

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

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

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



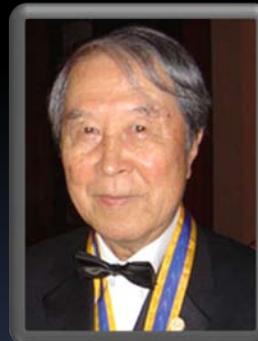
$$u = \begin{pmatrix} u_R \\ u_G \\ u_B \end{pmatrix}$$

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



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

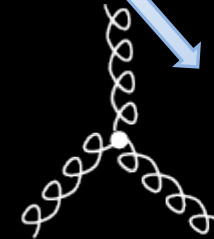
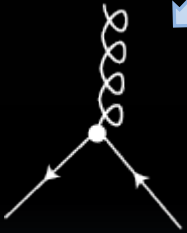
## A Cromodinâmica Quântica (QCD):

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

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

$g_s$  Acoplamento Forte

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



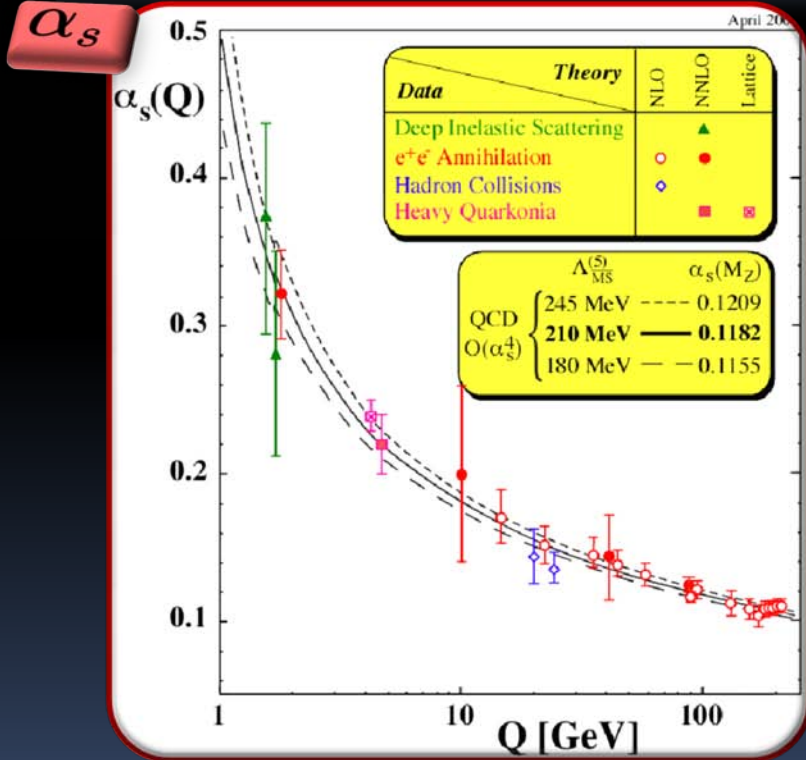
- Toda a riqueza de estados observados no espectro hadrônico vem de um conjunto pequeno de férmions simétricos por SU(3) local.
- A interação entre hádrons, feita por píons (bósons escalares colocados “a mão”) agora na mais é que um efeito coletivo da QCD. Tanto os píons quanto os nucleons são feito de quarks (pense em dois átomos neutros se ligam, ex: H<sub>2</sub>)

# Os Hádrons e a QCD

## A Cromodinâmica Quântica (QCD):

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

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



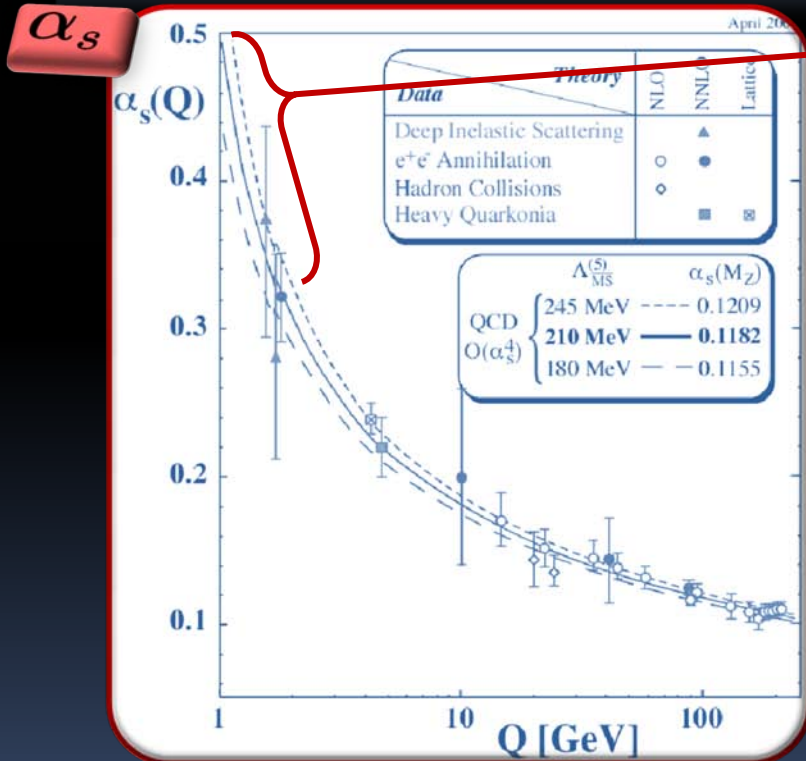
S. Bethke,  
Nucl. Phys.  
Proc. Suppl.  
135, 345  
(2004)

# Os Hádrons e a QCD

## A Cromodinâmica Quântica (QCD):

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

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



- $\alpha_s$  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

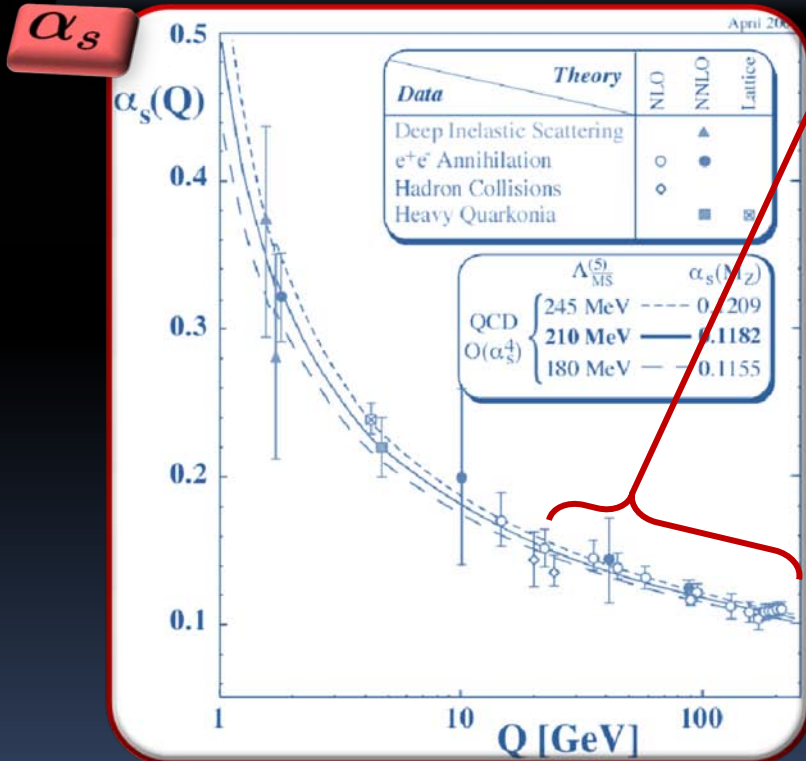
- Por isso não vemos cargas fracionárias
- Se tentamos separar cargas de cor, temos que investir tanta energia que produzimos mais partículas: resultam em **jatos** (observados em exp.)
- Mas... e a teoria de perturbação !?!?

# 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!

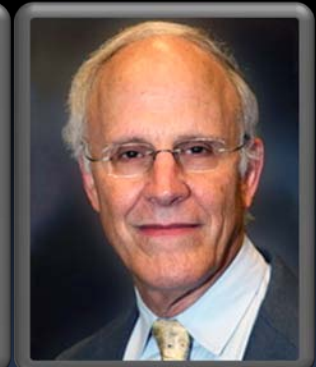
Wilczek



Politzer



Gross

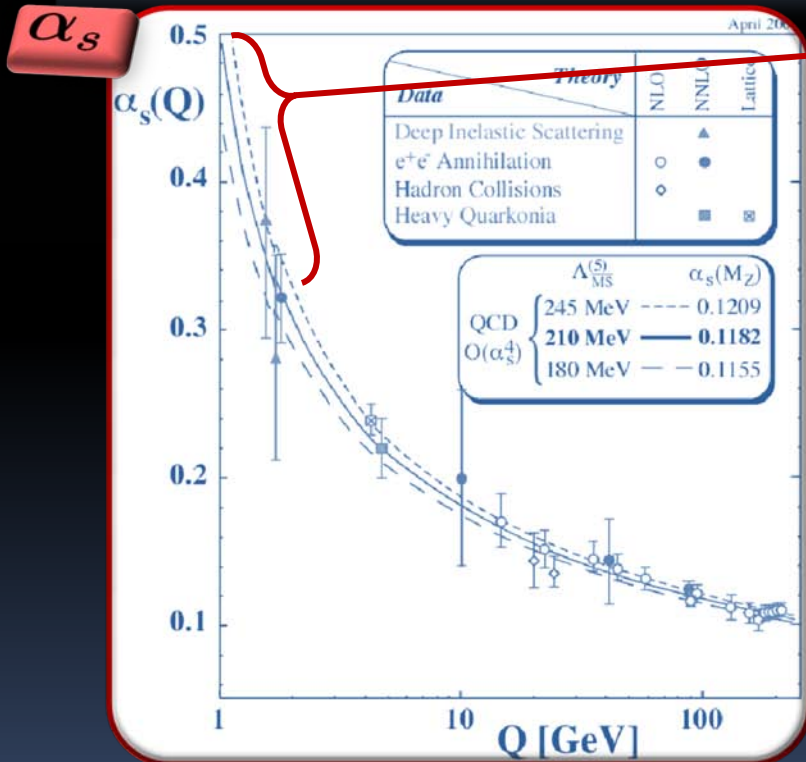


# Os Hádrons e a QCD

## 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?

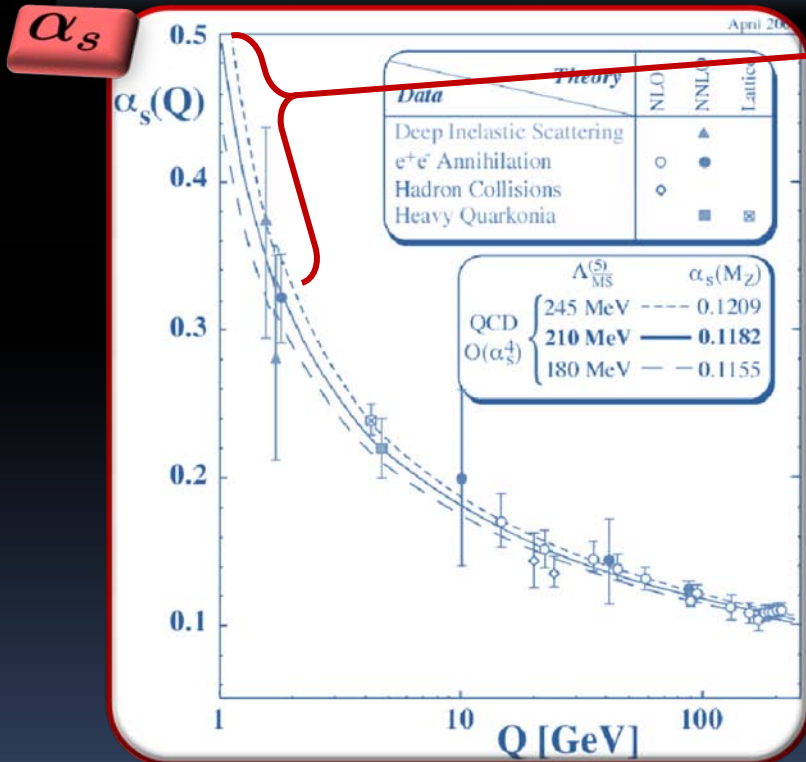
Ex: porque não temos estados com mais quarks (4, 5, ...)? Poderemos calcular a massa dos hádrons exatamente?

# Os Hádrons e a QCD

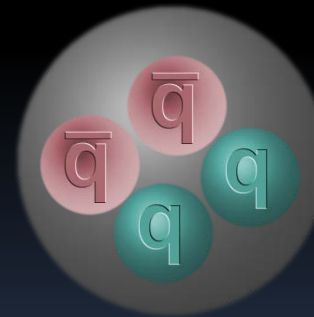
A Cromodinâmica Quântica (QCD):

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

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



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



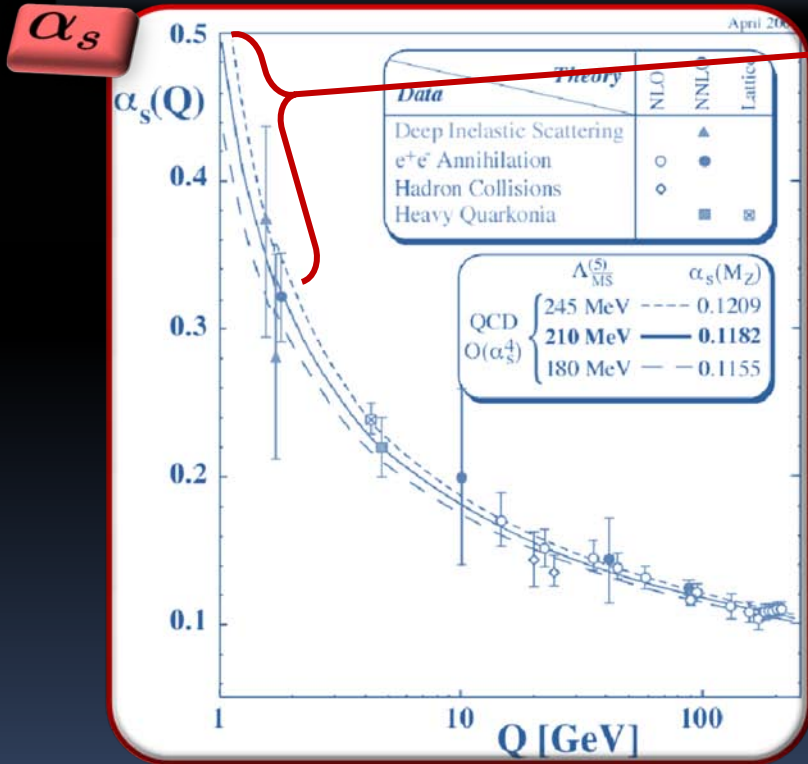
X(3872) ?

# Os Hádrons e a QCD

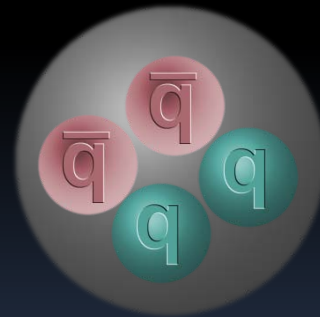
A Cromodinâmica Quântica (QCD):

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

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



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

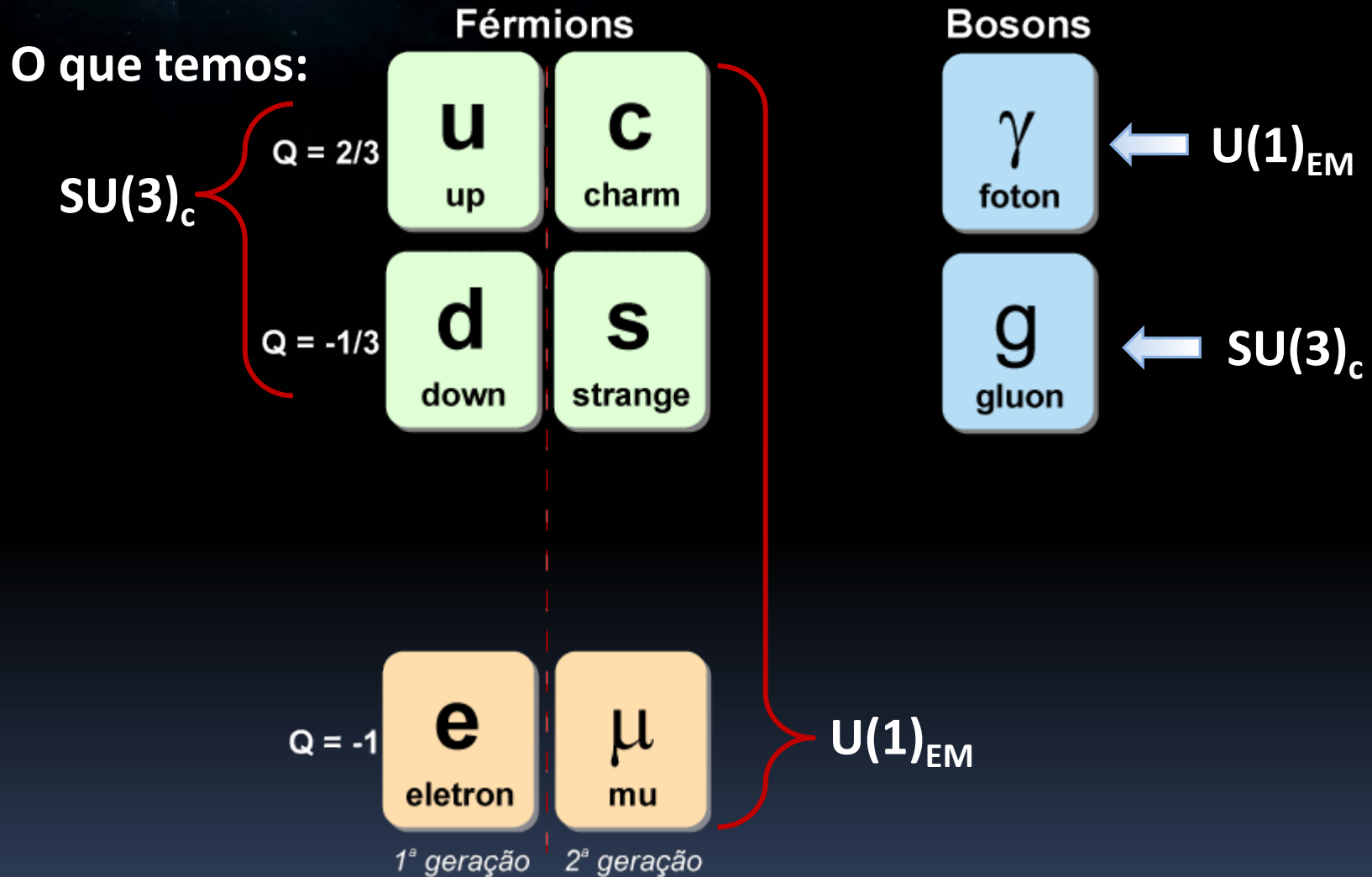


X(3872) ?

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

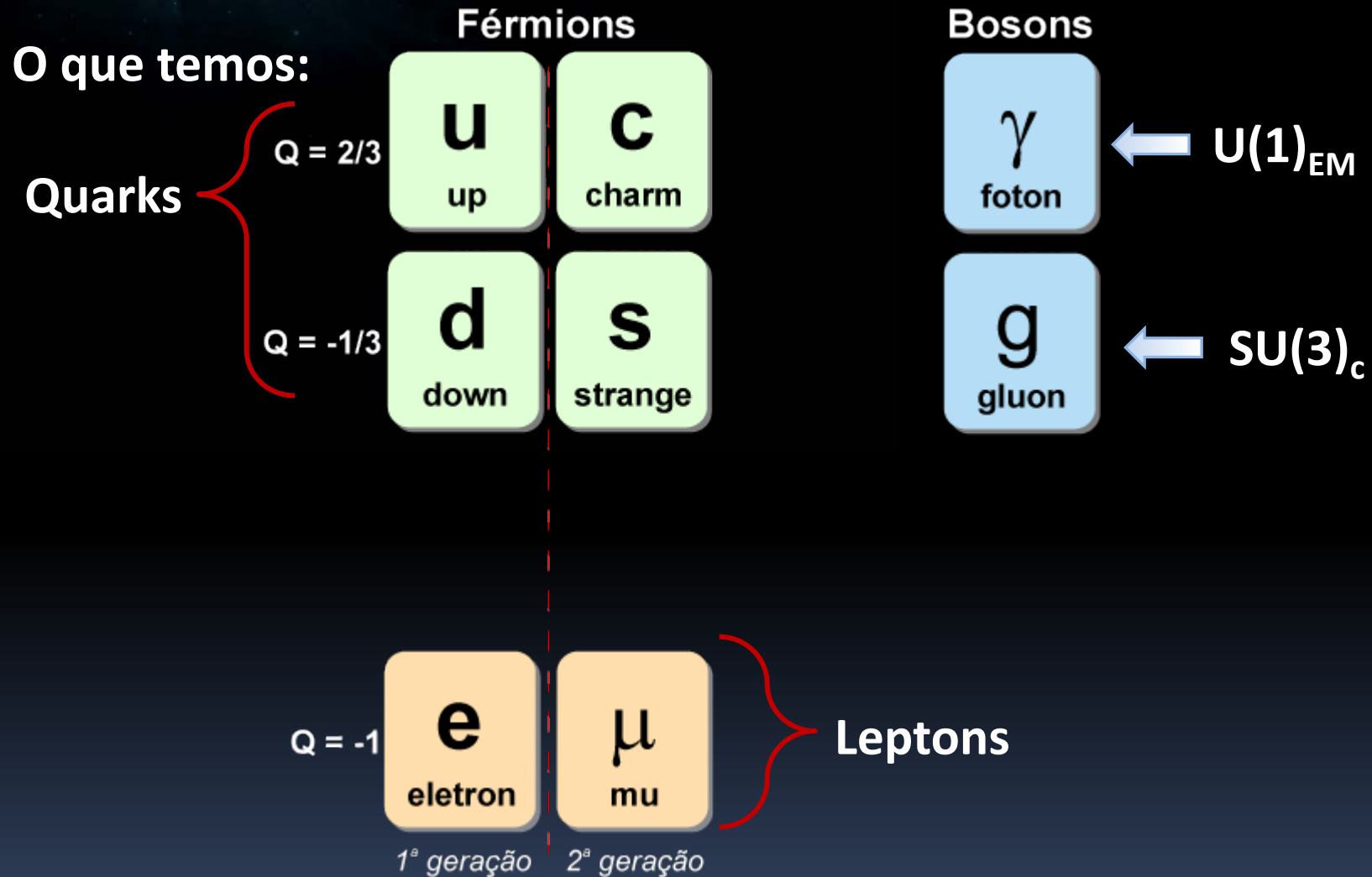


# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



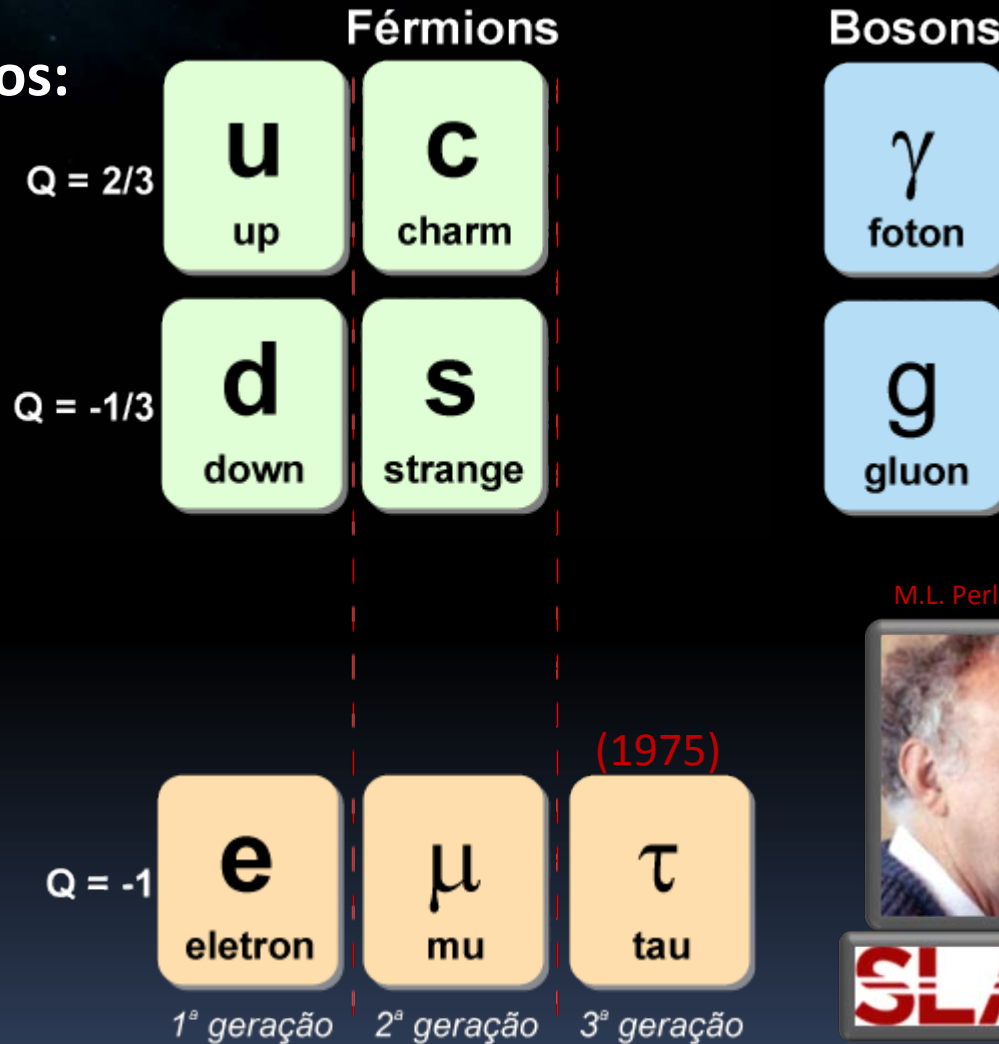


# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas



# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

O que temos:

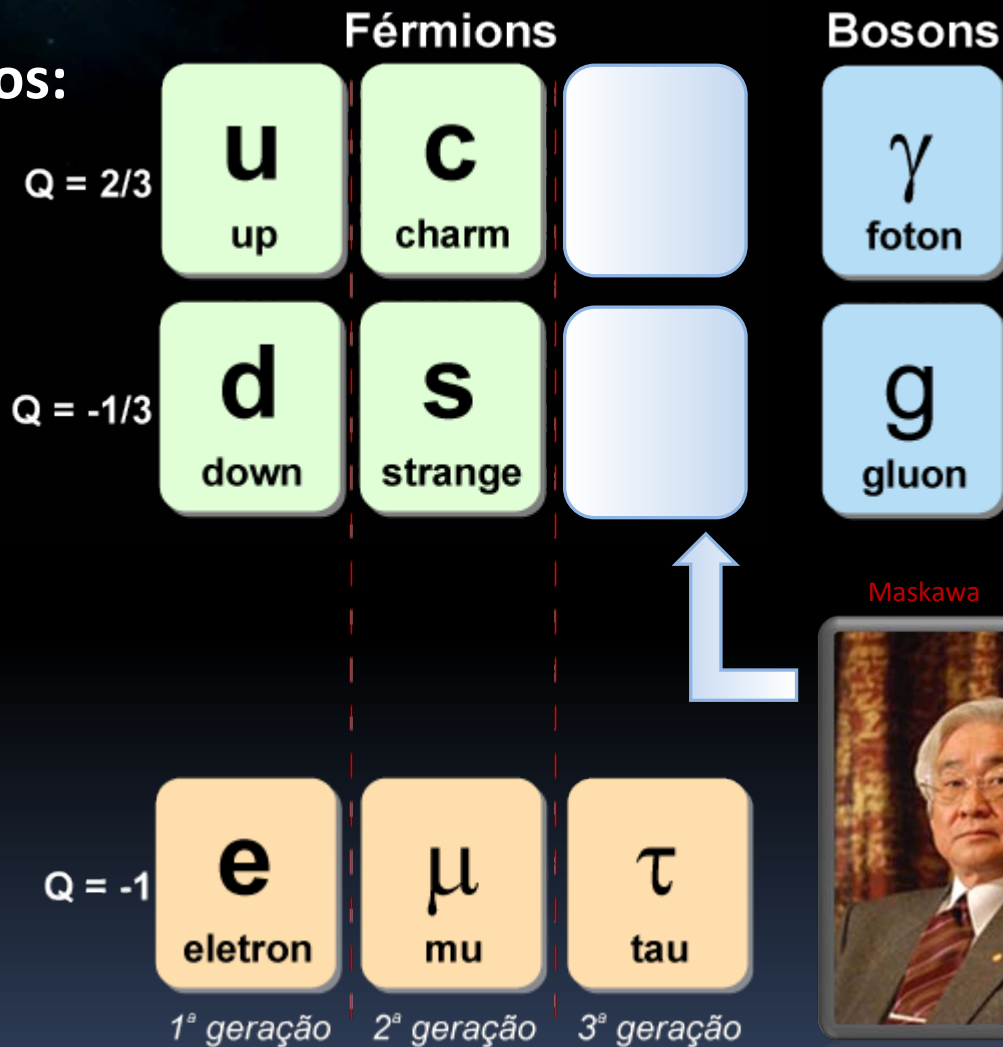


M.L. Perl



# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

O que temos:



Kobayashi



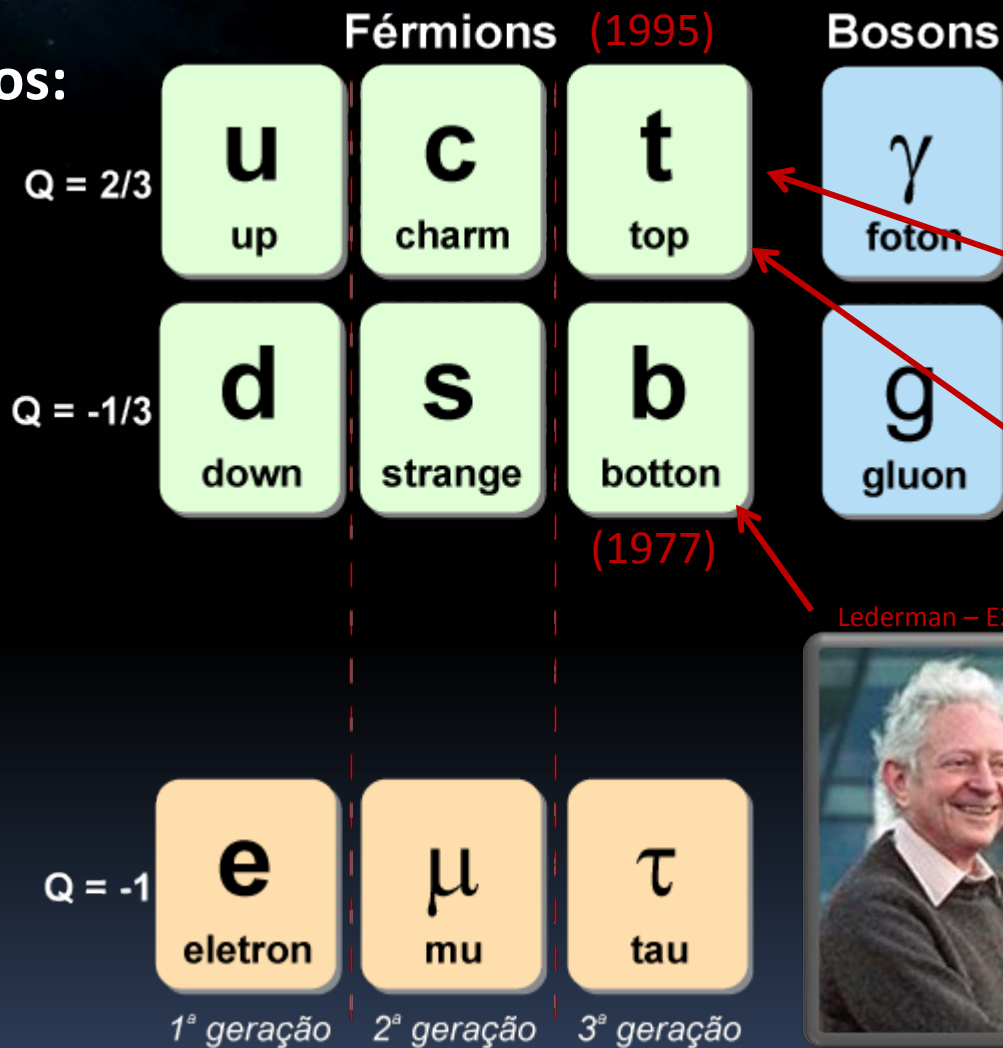
Maskawa



Violação de CP

# Construindo o Modelo Padrão da Física de Partículas

O que temos:



*O (parcialmente) culpado por ouvirmos tanto "particula 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