

Inverno Astrofísico 2019

Acampamento
Científico!



1 a 8 de Agosto de 2019
Fazenda do Centro/Castelo - ES

FÍSICA DE PARTÍCULAS ELEMENTARES

GLÁUBER CARVALHO DORSCH

Fazenda do Centro — Castelo/ES

01 a 08 de Agosto de 2019



Universidade Federal
do Espírito Santo



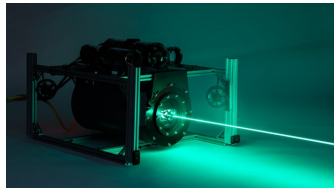
O Modelo Padrão da Física de Partículas:

Uma teoria de quase tudo



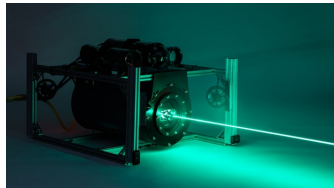
O Modelo Padrão da Física de Partículas:

Uma teoria de quase tudo



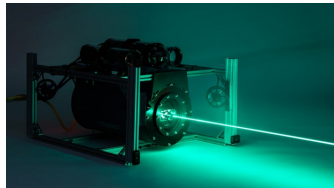
O Modelo Padrão da Física de Partículas:

Uma teoria de quase tudo



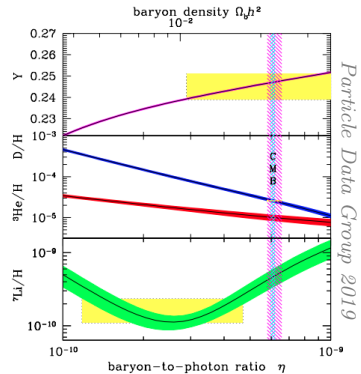
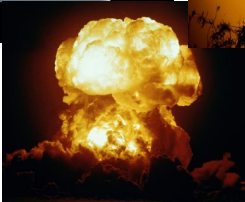
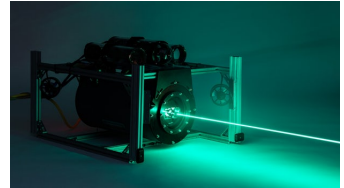
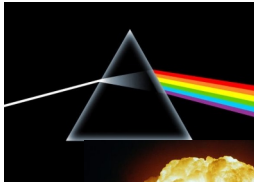
O Modelo Padrão da Física de Partículas:

Uma teoria de quase tudo



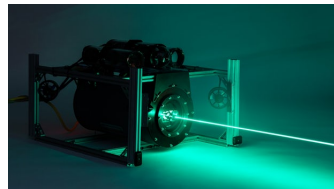
O Modelo Padrão da Física de Partículas:

Uma teoria de quase tudo



O Modelo Padrão da Física de Partículas:

Uma teoria de quase tudo

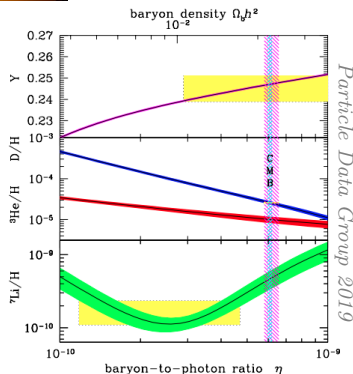


Predições espetaculares!

Momento magnético anômalo do elétron:

$$a_e^{\text{exp}} = 0.001\,159\,652\,180\,73(28)$$

$$a_e^{\text{teo}} = 0.001\,159\,652\,181\,643(764)$$



Os primórdios da Física de Partículas

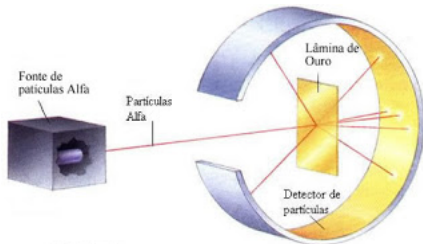
EXTRA!!

EXTRA!!

Rutherford
divide o “indivisível”!



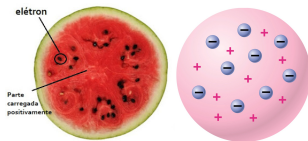
O experimento de Rutherford-Geiger-Marsden



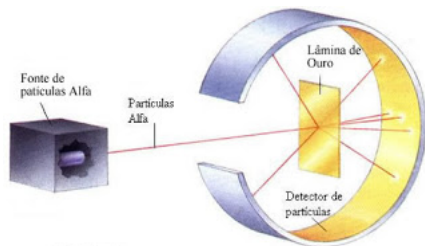
1908 a 1913

Espalhamento de α por átomos de Au
realizado por Geiger e Marsden
sob supervisão de Rutherford.

Modelo atômico de Thomson



O experimento de Rutherford-Geiger-Marsden

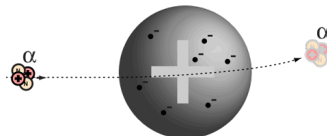
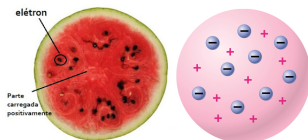


1908 a 1913

Espalhamento de α por átomos de Au
realizado por Geiger e Marsden
sob supervisão de Rutherford.

Esfera uniforme
carga Ze , raio $R \sim 10^{-10}$ m.

Modelo atômico de Thomson

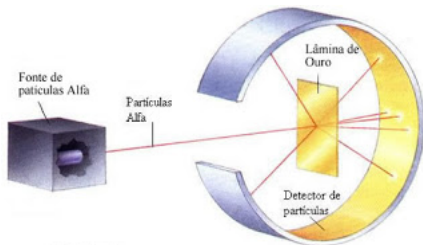


$$E_{\alpha} \approx 4.87 \text{ MeV}$$

Colisão frontal:

$$\Delta E_{\alpha} = \frac{4.55 \times 10^{-13} \text{ m}}{R} \text{ MeV}$$

O experimento de Rutherford-Geiger-Marsden

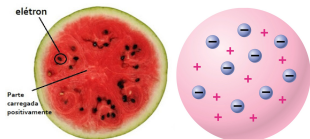


1908 a 1913

Espalhamento de α por átomos de Au
realizado por Geiger e Marsden
sob supervisão de Rutherford.

Esfera uniforme
carga Ze , raio $R \sim 10^{-10}$ m.

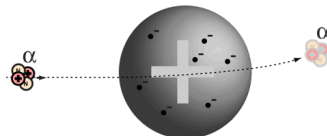
Modelo atômico de Thomson



$$\bar{\Theta} \lesssim \sqrt{N} \theta_{\text{átomo}} \sim 1^\circ$$

$$P(\Theta) \sim e^{-\Theta^2/\bar{\Theta}^2}$$

$$P(\Theta > 90^\circ) \lesssim 10^{-3500}$$

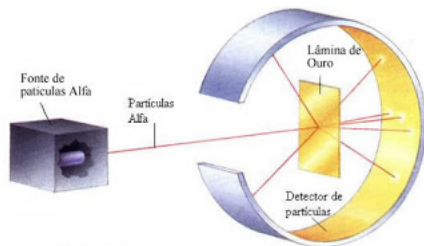


$$E_\alpha \approx 4.87 \text{ MeV}$$

Colisão frontal:

$$\Delta E_\alpha = \frac{4.55 \times 10^{-13} \text{ m}}{R} \text{ MeV}$$

O experimento de Rutherford-Geiger-Marsden

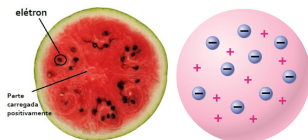


$E_\alpha \approx 4.87 \text{ MeV}$. Colisão frontal:

$$\Delta E_\alpha = \frac{4.55 \times 10^{-13} \text{ m}}{R} \text{ MeV}$$

Aprox. 1 em cada 8000 partículas rebatiam a um ângulo $\Theta > 90^\circ$.

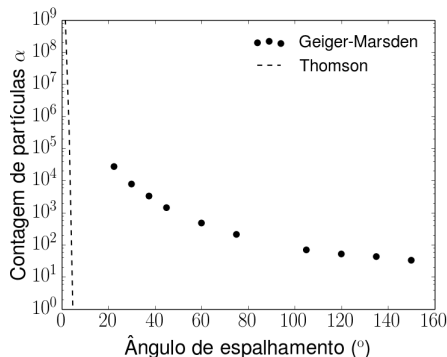
Modelo atômico de Thomson



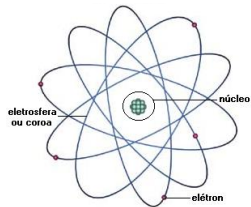
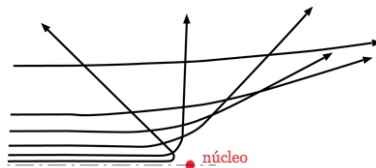
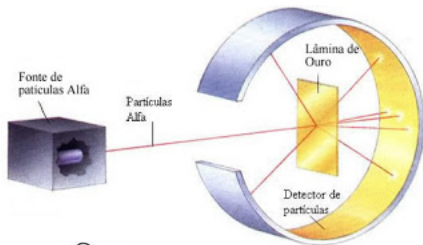
$$\bar{\Theta} \lesssim \sqrt{N} \theta_{\text{átomo}} \sim 1^\circ$$

$$P(\Theta) \sim e^{-\Theta^2/\bar{\Theta}^2}$$

$$P(\Theta > 90^\circ) \lesssim 10^{-3500}$$

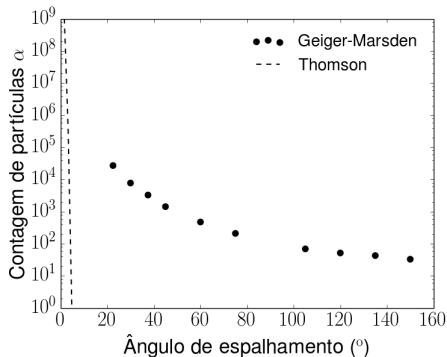


O experimento de Rutherford-Geiger-Marsden

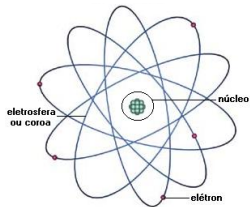
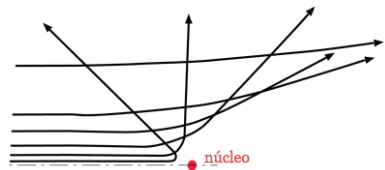
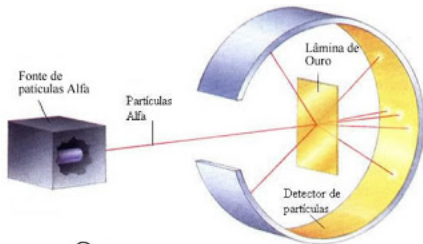


Espalhamento
por carga
pontual!

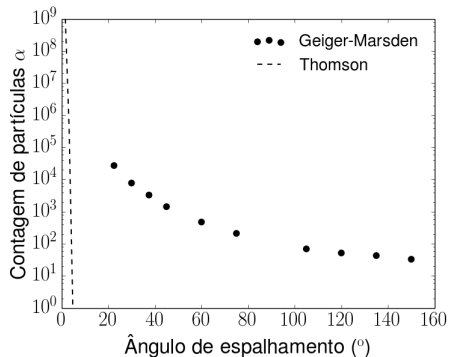
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{n^{\circ} \text{ de espalhamentos}}{\text{fluxo} \times n^{\circ} \text{ de átomos no alvo}}$$



O experimento de Rutherford-Geiger-Marsden

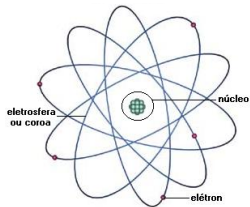
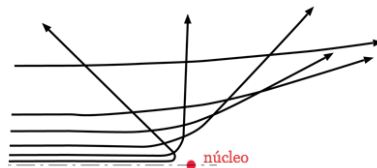
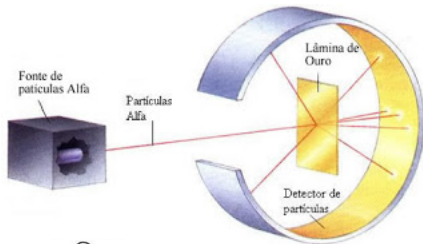


Espalhamento
por carga
pontual!

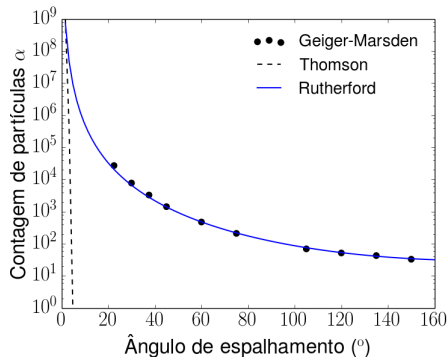


$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\text{n}^\circ \text{ de espalhamentos}}{\text{fluxo} \times \text{n}^\circ \text{ de átomos no alvo}} \\ &= \frac{4Z^2 e^4}{16(4\pi\epsilon_0)^2 E_\alpha^2 \sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \end{aligned}$$

O experimento de Rutherford-Geiger-Marsden



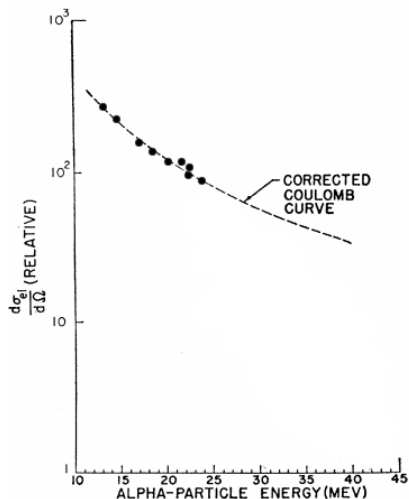
Espalhamento
por carga
pontual!



$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\text{n}^\circ \text{ de espalhamentos}}{\text{fluxo} \times \text{n}^\circ \text{ de átomos no alvo}} \\ &= \frac{4Z^2 e^4}{16(4\pi\epsilon_0)^2 E_\alpha^2 \sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \end{aligned}$$

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

Aumentando-se a energia das partículas α , espera-se que $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{E_\alpha^2}$.

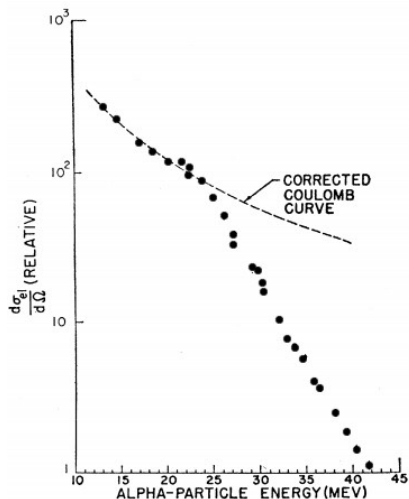


Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

Aumentando-se a energia das partículas α , espera-se que $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{E_\alpha^2}$.

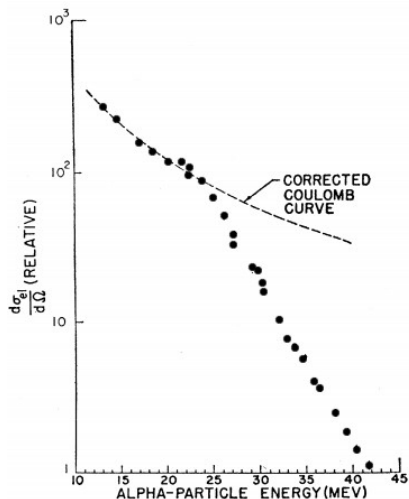


Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

Aumentando-se a energia das partículas α , espera-se que $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{E_\alpha^2}$.

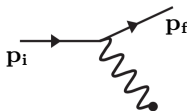
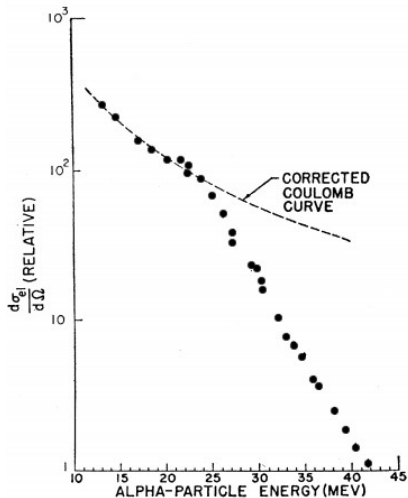


Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



Espalhamento $\mathbf{p}_i \rightarrow \mathbf{p}_f$



emissão de radiação de comprimento

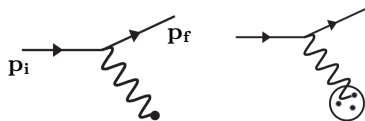
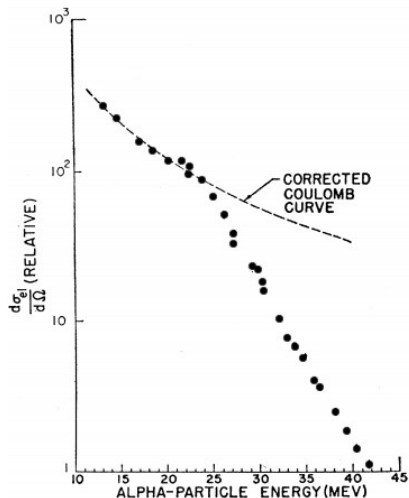
$$\lambda = \frac{h}{|\mathbf{q}|}, \quad \mathbf{q} \equiv \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i$$

Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



Espalhamento $\mathbf{p}_i \rightarrow \mathbf{p}_f$



emissão de radiação de comprimento

$$\lambda = \frac{h}{|\mathbf{q}|}, \quad \mathbf{q} \equiv \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i$$

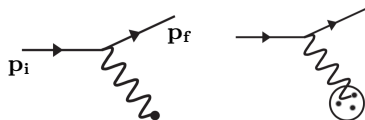
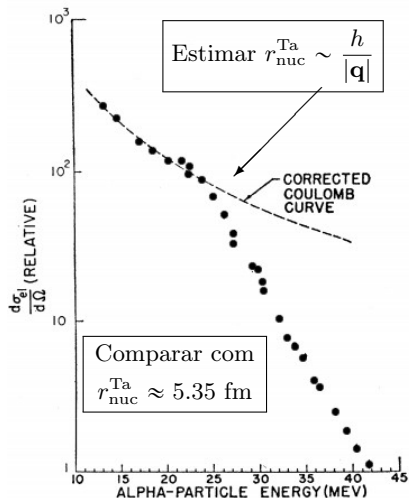
Quando $\lambda \lesssim r_{\text{nuc}}$, o espalhamento “enxerga” a subestrutura do núcleo.

Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



Espalhamento $\mathbf{p}_i \rightarrow \mathbf{p}_f$



emissão de radiação de comprimento

$$\lambda = \frac{h}{|\mathbf{q}|}, \quad \mathbf{q} \equiv \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i$$

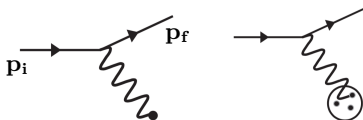
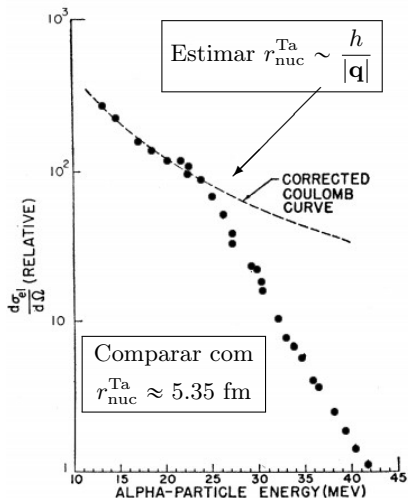
Quando $\lambda \lesssim r_{\text{nuc}}$, o espalhamento “enxerga” a subestrutura do núcleo.

Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



Espalhamento $\mathbf{p}_i \rightarrow \mathbf{p}_f$



emissão de radiação de comprimento

$$\lambda = \frac{h}{|\mathbf{q}|}, \quad \mathbf{q} \equiv \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i$$

Quando $\lambda \lesssim r_{\text{nuc}}$, o espalhamento “enxerga” a subestrutura do núcleo.

sondagem de
menores
distâncias



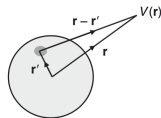
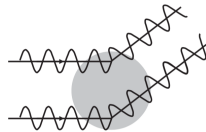
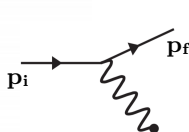
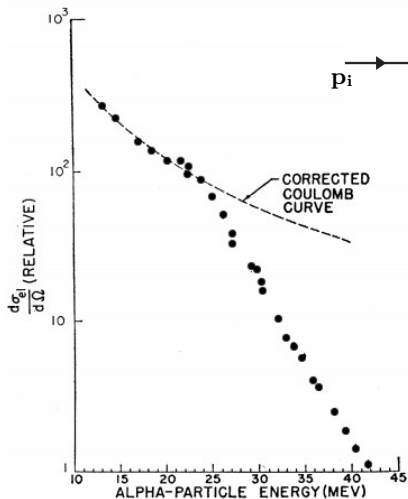
colisões a
mais altas
energias

Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



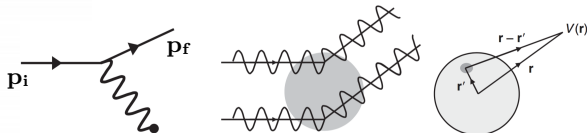
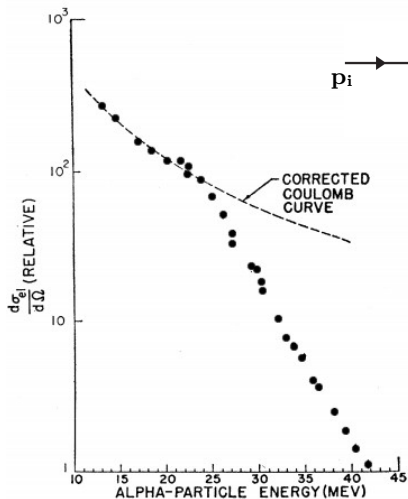
$$V(\mathbf{r}) = \int \frac{Q\rho(\mathbf{r}')}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'$$

Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



$$V(\mathbf{r}) = \int \frac{Q\rho(\mathbf{r}')}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'$$

Aproximação de Born (i.e. primeira ordem):

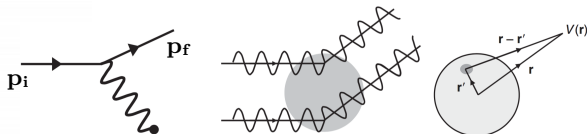
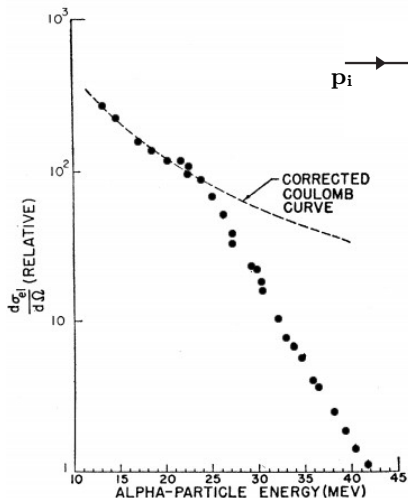
$$\mathcal{M}_{fi} = \langle p_f | V(\mathbf{r}) | p_i \rangle = \int e^{-i\mathbf{p}_f \cdot \mathbf{r}} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r}$$

Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



$$V(\mathbf{r}) = \int \frac{Q\rho(\mathbf{r}')}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'$$

Aproximação de Born (i.e. primeira ordem):

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{fi} &= \langle p_f | V(\mathbf{r}) | p_i \rangle = \int e^{-i\mathbf{p}_f \cdot \mathbf{r}} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r} \\ &= \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}} \frac{Q}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{R}|} d^3\mathbf{R} \underbrace{\int \rho(\mathbf{r}') e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}'} d^3\mathbf{r}'}_{F(\mathbf{q}^2) \equiv \text{fator de forma}} \end{aligned}$$

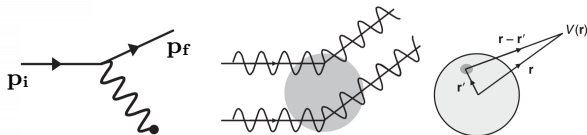
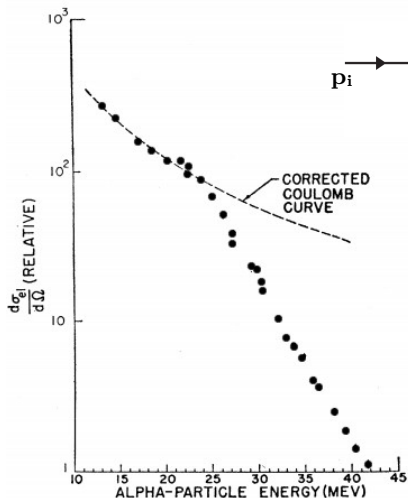
$$\mathbf{q} \equiv \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i \quad \mathbf{R} \equiv \mathbf{r} - \mathbf{r}'$$

Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, *Rev. Mod. Phys.* 33 p. 190 (1961)

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



$$V(\mathbf{r}) = \int \frac{Q\rho(\mathbf{r}')}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'$$

Aproximação de Born (i.e. primeira ordem):

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{fi} &= \langle p_f | V(\mathbf{r}) | p_i \rangle = \int e^{-i\mathbf{p}_f \cdot \mathbf{r}} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r} \\ &= \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}} \frac{Q}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{R}|} d^3\mathbf{R} \underbrace{\int \rho(\mathbf{r}') e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}'} d^3\mathbf{r}'}_{F(\mathbf{q}^2) \equiv \text{fator de forma}} \end{aligned}$$

$$\mathbf{q} \equiv \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i \quad \mathbf{R} \equiv \mathbf{r} - \mathbf{r}'$$

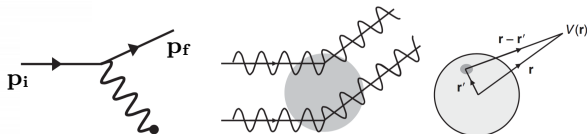
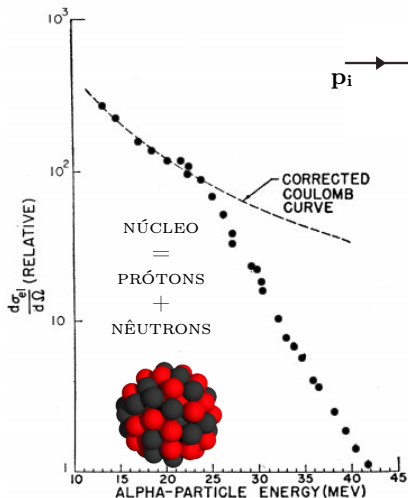
Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, *Rev. Mod. Phys.* 33 p. 190 (1961)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{pontual}} |F(\mathbf{q}^2)|^2$$

Espalhamentos elásticos a mais altas energias

A altas energias a sub-estrutura dos núcleos se manifesta.



$$V(\mathbf{r}) = \int \frac{Q\rho(\mathbf{r}')}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}'$$

Aproximação de Born (i.e. primeira ordem):

$$\mathcal{M}_{fi} = \langle p_f | V(\mathbf{r}) | p_i \rangle = \int e^{-i\mathbf{p}_f \cdot \mathbf{r}} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r}$$

$$= \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}} \frac{Q}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{R}|} d^3\mathbf{R} \underbrace{\int \rho(\mathbf{r}') e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}'} d^3\mathbf{r}'}_{F(\mathbf{q}^2) \equiv \text{fator de forma}}$$

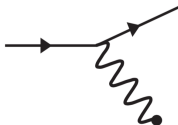
$$\mathbf{q} \equiv \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i \quad \mathbf{R} \equiv \mathbf{r} - \mathbf{r}'$$

Espalhamento de α por ^{73}Ta a 60° .

Eisberg, Porter, Rev. Mod. Phys. 33 p. 190 (1961)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{pontual}} |F(\mathbf{q}^2)|^2$$

Espalhamento elétron-próton



“BAIXAS” ENERGIAS

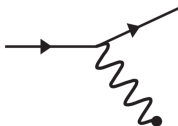
e^- NÃO-RELATIVÍSTICO

INTERAGE SOMENTE COM

A CARGA DO PRÓTON

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \underbrace{\frac{e^4}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Rutherford}}$$

Espalhamento elétron-próton

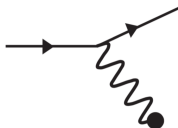


“BAIXAS” ENERGIAS

e^- NÃO-RELATIVÍSTICO

INTERAGE SOMENTE COM

A CARGA DO PRÓTON



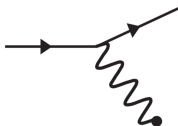
ESPALHAMENTO

RELATIVÍSTICO

INTERAÇÃO COM CARGA

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \underbrace{\frac{e^4}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Rutherford}} \underbrace{\frac{E'}{E}}_{\text{recuo}} \left[\mathbf{1} \cdot \underbrace{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{carga} \\ \text{(elétrica)}}} \right]$$

Espalhamento elétron-próton

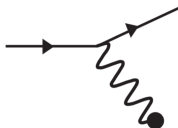


“BAIXAS” ENERGIAS

e^- NÃO-RELATIVÍSTICO

INTERAGE SOMENTE COM

A CARGA DO PRÓTON



ESPALHAMENTO

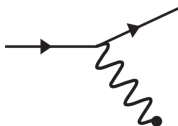
RELATIVÍSTICO

INTERAÇÃO COM CARGA

E SPIN- $\frac{1}{2}$ PONTUAIS

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \underbrace{\frac{e^4}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Rutherford}} \underbrace{\frac{E'}{E}}_{\text{recuo}} \left[\mathbf{1} \cdot \underbrace{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{carga} \\ \text{(elétrica)}}} - \mathbf{1} \cdot \underbrace{\frac{q^2}{2m_p^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{spin-}\frac{1}{2} \\ \text{(magnética)}}} \right]$$

Espalhamento elétron-próton

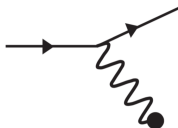


“BAIXAS” ENERGIAS

e^- NÃO-RELATIVÍSTICO

INTERAGE SOMENTE COM

A CARGA DO PRÓTON

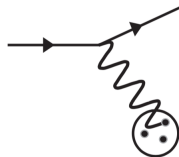


ESPALHAMENTO

RELATIVÍSTICO

INTERAÇÃO COM CARGA

E $\text{SPIN-}\frac{1}{2}$ PONTUAIS



RELATIVÍSTICO

ALTAS ENERGIAS

SONDAGEM DA FORMA DO

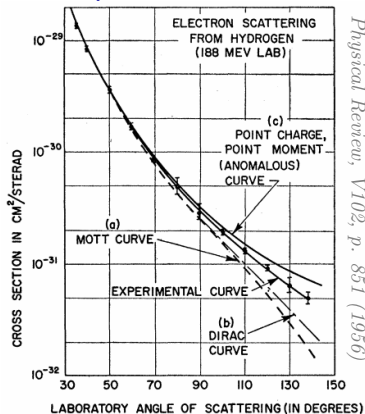
PRÓTON

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \underbrace{\frac{e^4}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Rutherford}} \underbrace{\frac{E'}{E}}_{\text{recuo}} \left[\underbrace{F_2(q^2) \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{carga} \\ \text{(elétrica)}}} - F_1(q^2) \underbrace{\frac{q^2}{2m_p^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{spin-}\frac{1}{2} \\ \text{(magnética)}}} \right]$$

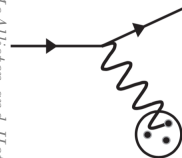
Espalhamento elétron-próton

PRÓTON TEM
ESTRUTURA INTERNA

$$r_p \approx 0.8 \text{ fm}$$



*McAllister and Hofstadter
Physical Review, V102, p. 851 (1956)*

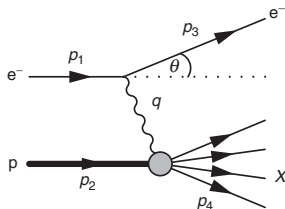


RELATIVÍSTICO
ALTAS ENERGIAS
SONDAGEM DA FORMA DO
PRÓTON

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \underbrace{\frac{e^4}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Rutherford}} \underbrace{\frac{E'}{E}}_{\text{recuo}} \left[\underbrace{F_2(q^2) \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\text{carga (elétrica)}} - F_1(q^2) \underbrace{\frac{q^2}{2m_p^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\text{spin-}\frac{1}{2} \text{ (magnética)}} \right]$$

Espalhamento profundamente inelástico

A altíssimas energias, $|q^2| \gg 4m_p^2$, o próton é fragmentado pela colisão!



Variáveis cinemáticas:

$$Q^2 \equiv -q^2 > 0$$

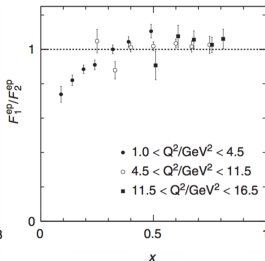
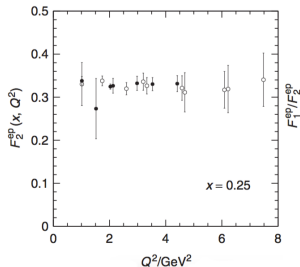
$$x \equiv \frac{Q^2}{Q^2 + m_X^2 - m_p^2} \leq 1$$

fator de inelasticidade

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \underbrace{\frac{e^4}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Rutherford}} \underbrace{\frac{E'}{E}}_{\text{recuo}} \left[F_2(q^2) \underbrace{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{carga} \\ \text{(elétrica)}}} - F_1(q^2) \underbrace{\frac{q^2}{2m_p^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{spin-}\frac{1}{2} \\ \text{(magnética)}}} \right]$$

Espalhamento profundamente inelástico

A energias altas suficientes, fatores de forma
representam partículas pontuais!



Variáveis cinemáticas:

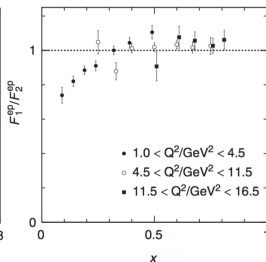
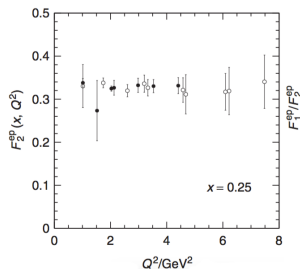
$$Q^2 \equiv -q^2 > 0$$

$$\underbrace{x \equiv \frac{Q^2}{Q^2 + m_X^2 - m_p^2}}_{\text{fator de inelasticidade}} \leq 1$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \underbrace{\frac{e^4}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Rutherford}} \underbrace{\frac{E'}{E}}_{\text{recuo}} \left[\underbrace{F_2(q^2) \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{carga} \\ \text{(elétrica)}}} - F_1(q^2) \underbrace{\frac{q^2}{2m_p^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{spin-}\frac{1}{2} \\ \text{(magnética)}}} \right]$$

Espalhamento profundamente inelástico

A energias altas suficientes, fatores de forma
representam partículas pontuais!



Variáveis cinemáticas:

$$Q^2 \equiv -q^2 > 0$$

$$\underbrace{x \equiv \frac{Q^2}{Q^2 + m_X^2 - m_p^2}}_{\text{fator de inelasticidade}} \leq 1$$

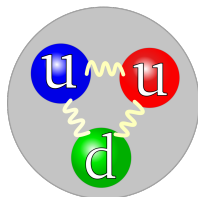
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \underbrace{\frac{e^4}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}}_{\text{Rutherford}} \underbrace{\frac{E'}{E}}_{\text{recuo}}$$

$$\left[\mathbf{1} \cdot \underbrace{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{carga} \\ \text{(elétrica)}}} - \mathbf{1} \cdot \underbrace{\frac{q^2}{2m_p^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}_{\substack{\text{spin-}\frac{1}{2} \\ \text{(magnética)}}} \right]$$

O modelo dos quarks

Em suma, o **próton** é constituído de partículas pontuais.

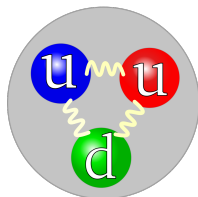
Quarks (2 up, 1 down)



O modelo dos quarks

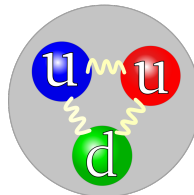
Em suma, o **próton** é constituído de partículas pontuais.

Quarks (2 up, 1 down)

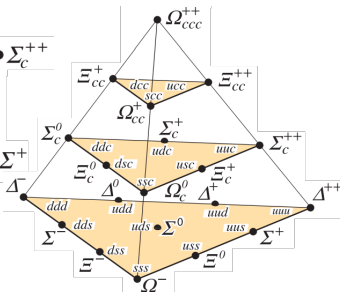
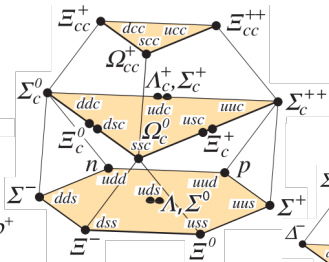
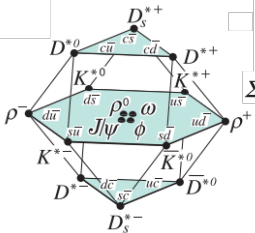
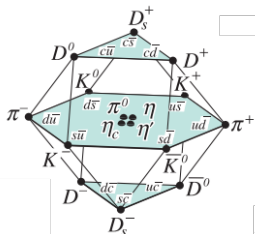


Modelo de quarks explica bem muitas propriedades dos hádrons.

Quarks (2 up, 1 down)



Modelo de quarks explica bem
muitas propriedades dos hádrons.



Decaimentos β e o mistério da energia desaparecida



O problema dos decaimentos β

No início do séc. XX, já se sabia que
vários núcleos atômicos apresentam
decaimentos do tipo:

nêutron $\rightarrow$ próton + elétron ...

(por ex. ${}^{14}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + e^- \dots$)

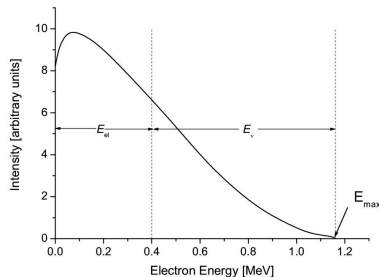
O problema dos decaimentos β

No início do séc. XX, já se sabia que vários núcleos atômicos apresentam decaimentos do tipo:

nêutron $\rightarrow$ próton + elétron ...

(por ex. ${}^{14}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + e^- \dots$)

Mas o espectro contínuo do e^- viola conservação de energia-momento...



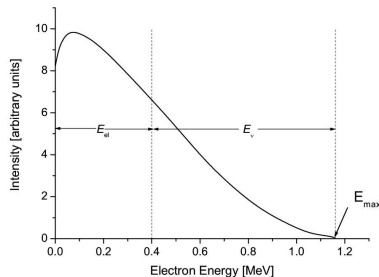
O problema dos decaimentos β

No início do séc. XX, já se sabia que vários núcleos atômicos apresentam decaimentos do tipo:

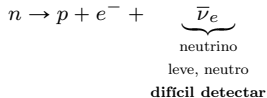
nêutron $\rightarrow$ próton + elétron ...

(por ex. $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + e^- \dots$)

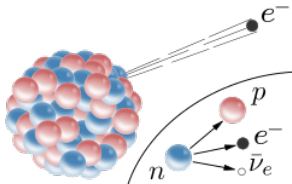
Mas o espectro contínuo do e^- viola conservação de energia-momento...



Em 1930 Pauli sugeriu que a reação correta seria



O neutrino “rouba” parte da energia do elétron.



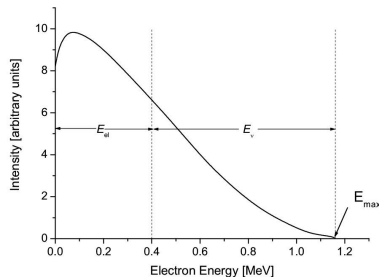
O problema dos decaimentos β

No início do séc. XX, já se sabia que vários núcleos atômicos apresentam decaimentos do tipo:

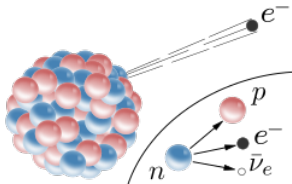
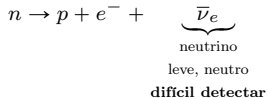
nêutron $\rightarrow$ próton + elétron ...

(por ex. $^{14}_6\text{C} \rightarrow ^{14}_7\text{N} + e^- \dots$)

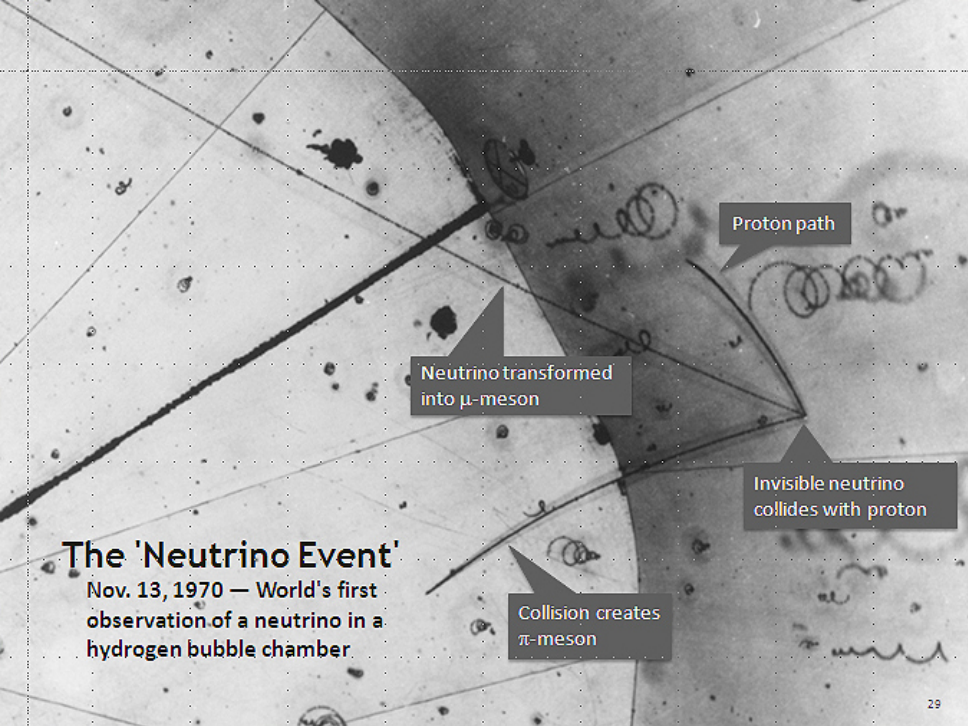
Mas o espectro contínuo do e^- viola conservação de energia-momento...



Em 1930 Pauli sugeriu que a reação correta seria



O neutrino “rouba” parte da energia do elétron.
Primeira detecção direta de neutrinos em 1956!
Partícula **predita pela teoria!**



Proton path

Neutrino transformed
into μ -meson

Invisible neutrino
collides with proton

Collision creates
 π -meson

The 'Neutrino Event'

Nov. 13, 1970 — World's first
observation of a neutrino in a
hydrogen bubble chamber.

QUARKS

LÉPTONS

massa→ $\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$ carga→ $2/3$ spin→ $1/2$ u up				
$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ d down				
$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ e elétron				
$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_e neutrino do elétron				

QUARKS

LÉPTONS

massa→ $\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$ carga→ $2/3$ spin→ $1/2$	 up	 charm		
 down	 strange			
 elétron	 múon			
 neutrino do elétron	 neutrino do múon			

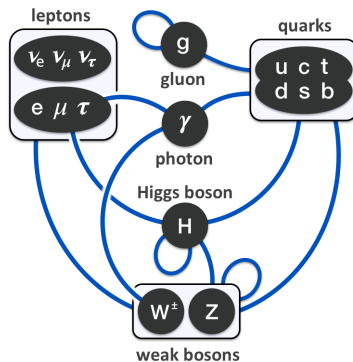
QUARKS

LÉPTONS

massa→ $\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$ carga→ $2/3$ spin→ $1/2$ u up	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ c charm	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ t top		
$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ d down	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ s strange	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ b bottom		
$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ e elétron	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ μ múon	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ -1 $1/2$ τ tau		
$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_e neutrino do elétron	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_μ neutrino do múon	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_τ neutrino do tau		

AS INTERAÇÕES FUNDAMENTAIS

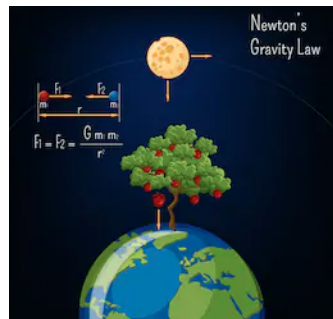
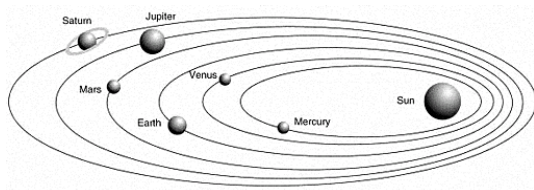
como a matéria conversa entre si



Gravidade

Clássico

$$\vec{F} = -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r}$$



Gravidade

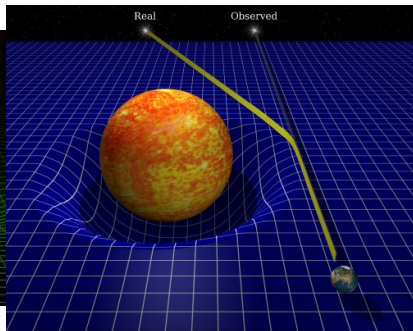
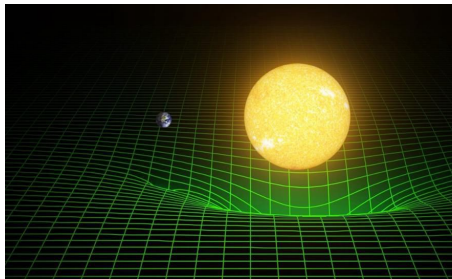
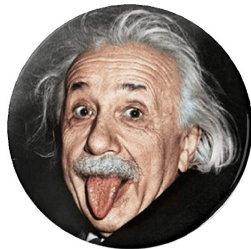


Clássico

$$\vec{F} = -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r}$$

Relativístico

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$



Gravidade

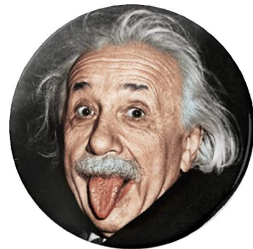


Clássico

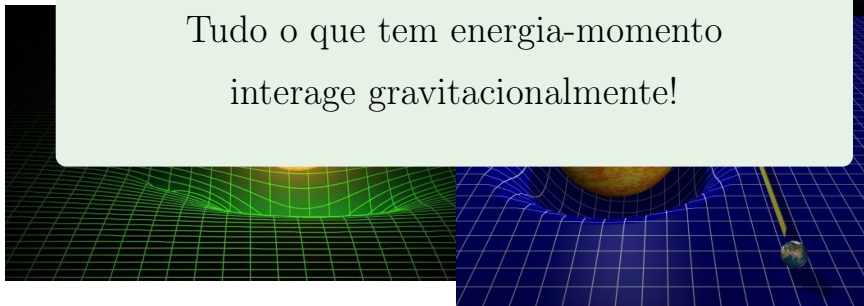
$$\vec{F} = -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r}$$

Relativístico

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$



Tudo o que tem energia-momento
interage gravitacionalmente!



Gravidade

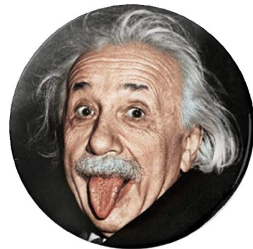


Clássico

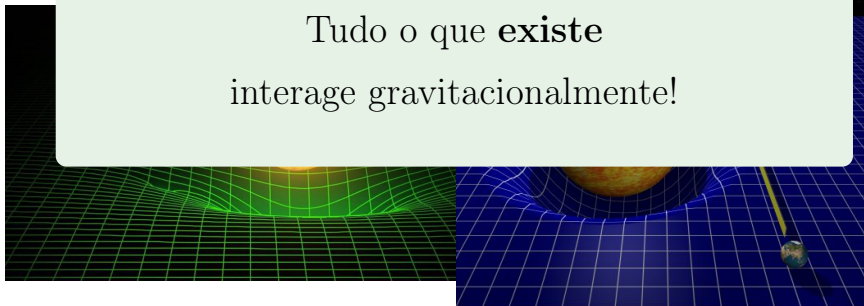
$$\vec{F} = -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r}$$

Relativístico

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$



Tudo o que **existe**
interage gravitacionalmente!



Gravidade

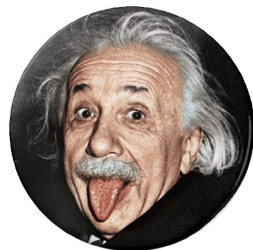


Clássico

$$\vec{F} = -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r}$$

Relativístico

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}$$



Tudo o que **existe**
interage gravitacionalmente!

EXISTIR $\equiv$ GRAVITAR



Eletromagnetismo

A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

REGIME CLÁSSICO (E JÁ INERENTEMENTE RELATIVÍSTICO!)

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

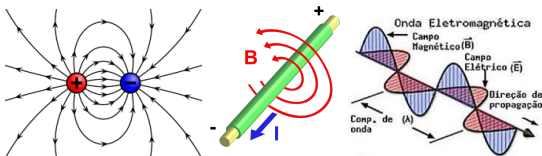
$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0$$

$$\nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \vec{j}$$

ou

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = \mu_0 j^\nu$$



$$\mathcal{L}_{\text{em}} = \underbrace{-\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}}_{\text{termo cinético}} - \underbrace{e A^\mu j_\mu}_{\text{acoplamento campo-carga}}$$

$$F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Eletromagnetismo

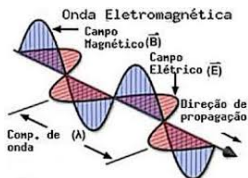
A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

ANTIGA TEORIA QUÂNTICA

Quantização

das ondas eletromagnéticas
(constituídas de **fótons**)



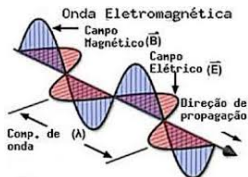
Eletromagnetismo

A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

ANTIGA TEORIA QUÂNTICA

Quantização
das ondas eletromagnéticas
(constituídas de **fótons**)



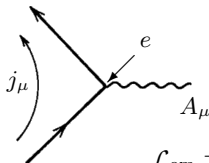
Eletromagnetismo

A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

ELETRODINÂMICA QUÂNTICA (QED)

Quantização
do **campo** eletromagnético
(excitações = **fótons**)



$$\mathcal{L}_{\text{em}} \supset \underbrace{e A^\mu j_\mu}_{\text{acoplamento campo-carga}}$$

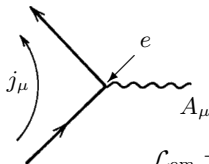
Eletromagnetismo

A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

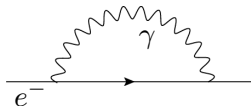
ELETRODINÂMICA QUÂNTICA (QED)

Quantização
do **campo** eletromagnético
(excitações = **fótons**)



$$\mathcal{L}_{\text{em}} \supset \underbrace{e A^\mu j_\mu}_{\text{acoplamento campo-carga}}$$

Cargas elétricas são sempre acompanhadas de
uma “nuvem” de fótons...



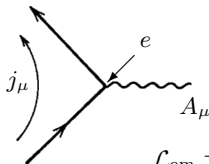
Eletromagnetismo

A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

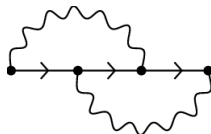
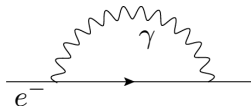
ELETRODINÂMICA QUÂNTICA (QED)

Quantização
do **campo** eletromagnético
(excitações = **fótons**)



$$\mathcal{L}_{\text{em}} \supset \underbrace{e A^\mu j_\mu}_{\text{acoplamento campo-carga}}$$

Cargas elétricas são sempre acompanhadas de
uma “nuvem” de fótons...



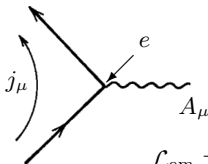
Eletromagnetismo

A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

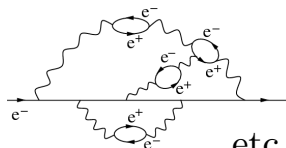
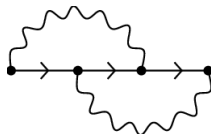
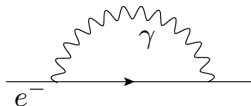
ELETRODINÂMICA QUÂNTICA (QED)

Quantização
do **campo** eletromagnético
(excitações = **fótons**)



$$\mathcal{L}_{\text{em}} \supset \underbrace{e A^\mu j_\mu}_{\text{acoplamento campo-carga}}$$

Cargas elétricas são sempre acompanhadas de
uma “nuvem” de fótons...



etc...

Eletromagnetismo

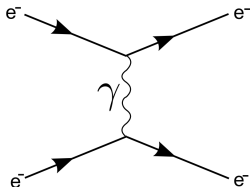
A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

ELETRODINÂMICA QUÂNTICA (QED)

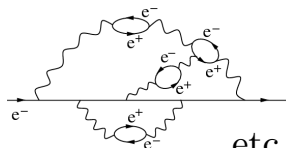
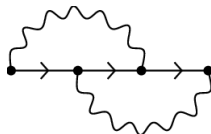
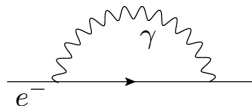
Quantização

do **campo** eletromagnético
(excitações = **fótons**)



... e a troca de fótons
dá origem à interação.

Cargas elétricas são sempre acompanhadas de
uma “nuvem” de fótons...



etc...

Eletromagnetismo

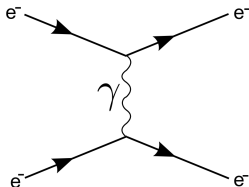
A interação mais bem conhecida é a **eletromagnética**.

Às partículas que assim interagem se associa uma **carga elétrica**.

ELETRODINÂMICA QUÂNTICA (QED)

Quantização

do **campo** eletromagnético
(excitações = **fótons**)



O **fóton** γ é o *mediador* da
interação eletromagnética

Eletromagnetismo

A interação

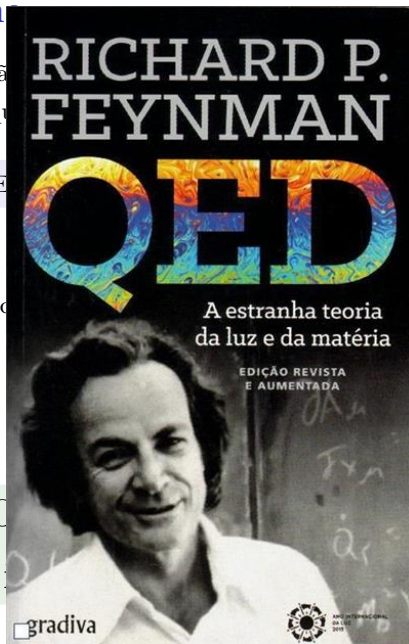
Às partículas quânticas

E

Quantização

do **campo** eletromagnético
(excitações = **fótons**)

C



nética.

rga elétrica.

a

A interação forte

O núcleo atômico é constituído de **prótons** ($\mathbf{p}^+$) e **nêutrons** ($\mathbf{n}^0$).

Como pode ser *estável* frente à repulsão eletrostática?



A interação forte

O núcleo atômico é constituído de **prótons** ($\mathbf{p}^+$) e **nêutrons** ($\mathbf{n}^0$).

Como pode ser *estável*
frente à repulsão eletrostática?



Deve existir uma outra interação que mantêm os núcleons ligados.

Em última instância é uma interação entre quarks.

A interação forte

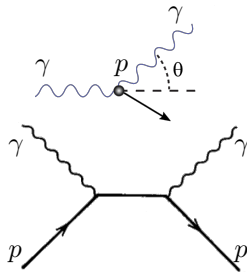
O núcleo atômico é constituído de **prótons** (p^+) e **nêutrons** (n^0).

Como pode ser *estável* frente à repulsão eletrostática?



Deve existir uma outra interação que mantêm os núcleons ligados.

Em última instância é uma interação entre quarks.



A interação forte

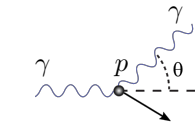
O núcleo atômico é constituído de
prótons ($\mathbf{p}^+$) e **nêutrons** ($\mathbf{n}^0$).

Como pode ser *estável*
frente à repulsão eletrostática?



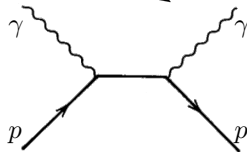
Deve existir uma outra interação que mantêm os núcleons ligados.

Em última instância é uma interação entre quarks.



$$\mathcal{A} \sim \alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \sim \frac{1}{137}$$

$$\sigma_{\gamma p} \sim \alpha^2$$



A interação forte

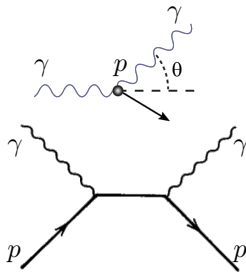
O núcleo atômico é constituído de
prótons (p^+) e **nêutrons** (n^0).

Como pode ser *estável*
frente à repulsão eletrostática?



Deve existir uma outra interação que mantêm os núcleons ligados.

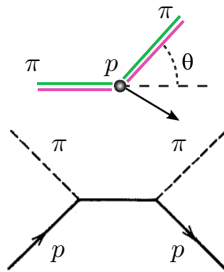
Em última instância é uma interação entre quarks.



$$\mathcal{A} \sim \alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \sim \frac{1}{137}$$

$$\sigma_{\gamma p} \sim \alpha^2$$

$$\sigma_{\pi p} \sim \alpha_s^2$$



A interação forte

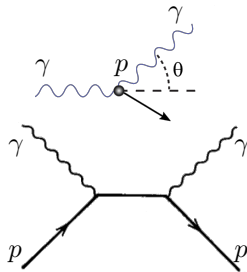
O núcleo atômico é constituído de
prótons (p^+) e **nêutrons** (n^0).

Como pode ser *estável*
frente à repulsão eletrostática?



Deve existir uma outra interação que mantêm os núcleons ligados.

Em última instância é uma interação entre quarks.

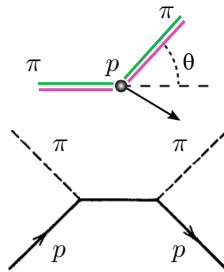


$$A \sim \alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \sim \frac{1}{137}$$

$$\sigma_{\gamma p} \sim \alpha^2$$

$$\sigma_{\pi p} \sim \alpha_s^2$$

Comparando valores
experimentais de $\sigma_{\pi p}$ e $\sigma_{\gamma p}$
vem $\alpha_s \sim 100 \cdot \alpha \sim 1$.



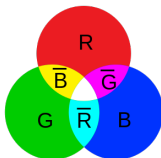
Existe apenas um tipo de
carga eletromagnética...



Existe apenas um tipo de
carga eletromagnética...



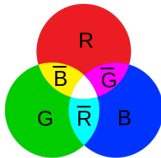
...mas **três** tipos de
carga forte (cor)



Existe apenas um tipo de carga eletromagnética...

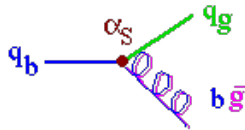


...mas **três** tipos de carga forte (cor)



CROMODINÂMICA QUÂNTICA (QCD)

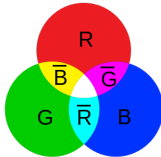
Em analogia com QED



Existe apenas um tipo de carga eletromagnética...

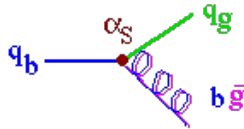


...mas **três** tipos de carga forte (cor)



CROMODINÂMICA QUÂNTICA (QCD)

Em analogia com QED

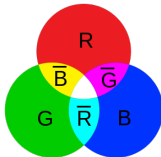


O **glúon** γ é o *mediador* da interação forte

Existe apenas um tipo de carga eletromagnética...

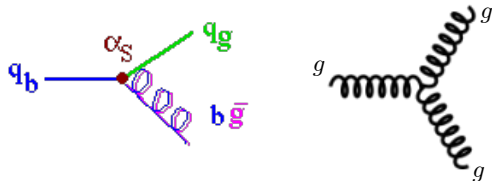


...mas **três** tipos de carga forte (cor)



CROMODINÂMICA QUÂNTICA (QCD)

Em analogia com QED...mas também

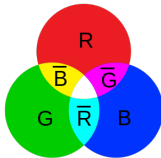


O **glúon** γ é o *mediador* da interação forte

Existe apenas um tipo de carga eletromagnética...

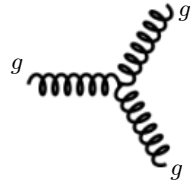
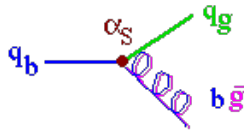


...mas **três** tipos de carga forte (color)



CROMODINÂMICA QUÂNTICA (QCD)

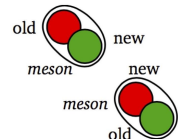
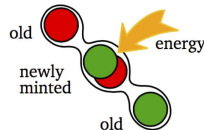
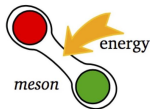
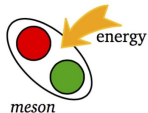
Em analogia com QED...mas também



O glúon γ é o *mediador* da interação forte

Confinamento da cor

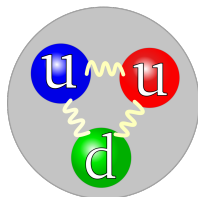
SÓ SE OBSERVA OBJETOS “BRANCOS”



Revisitando o próton: Quarks

Já dissemos que **o próton é constituído de partículas pontuais.**

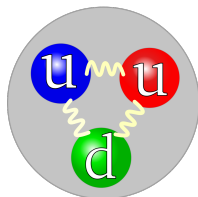
Quarks (2 up, 1 down)...



Revisitando o próton: Quarks e mais!

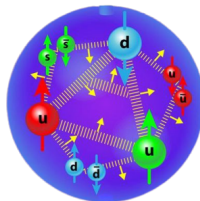
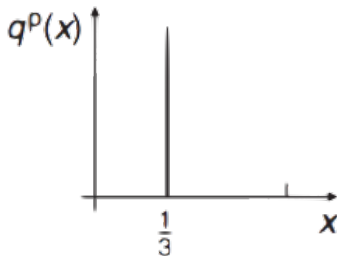
Já dissemos que o **próton** é constituído de partículas pontuais.

Quarks (2 up, 1 down)...



e muito mais!

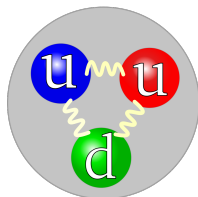
(glúons, outros quarks, anti-quarks...)



Revisitando o próton: Quarks e mais!

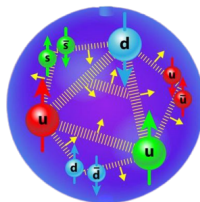
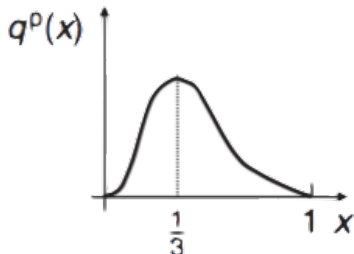
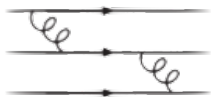
Já dissemos que o **próton** é constituído de partículas pontuais.

Quarks (2 up, 1 down)...



e muito mais!

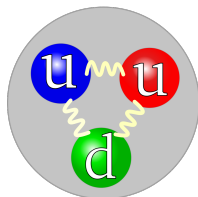
(glúons, outros quarks, anti-quarks...)



Revisitando o próton: Quarks e mais!

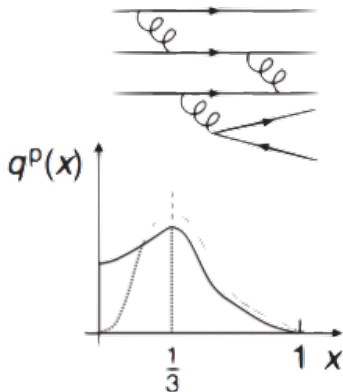
Já dissemos que o **próton** é constituído de partículas pontuais.

Quarks (2 up, 1 down)...



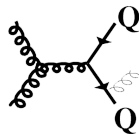
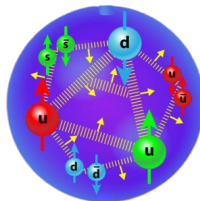
e muito mais!

(glúons, outros quarks, anti-quarks...)



criação de par
quark-antiquark

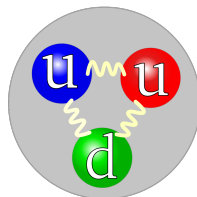
$$E > 2m_q c^2$$



Revisitando o próton: Quarks e mais!

Já dissemos que o **próton é constituído de partículas pontuais.**

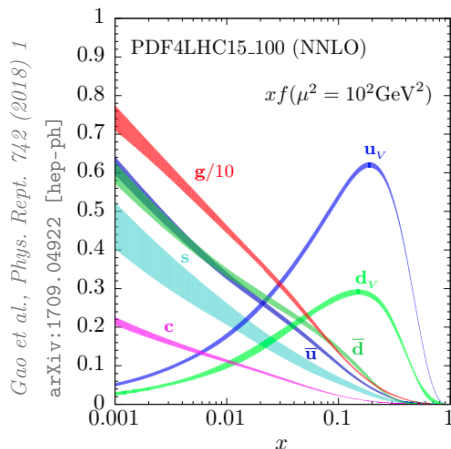
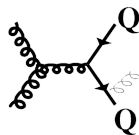
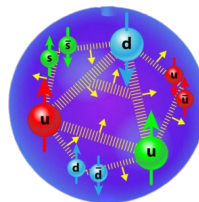
Quarks (2 up, 1 down)...



e muito mais!
(glúons, outros quarks, anti-quarks...)

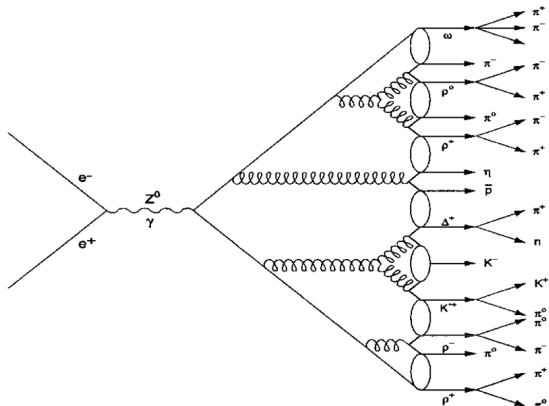
criação de par
quark-antiquark

$$E > 2m_q c^2$$



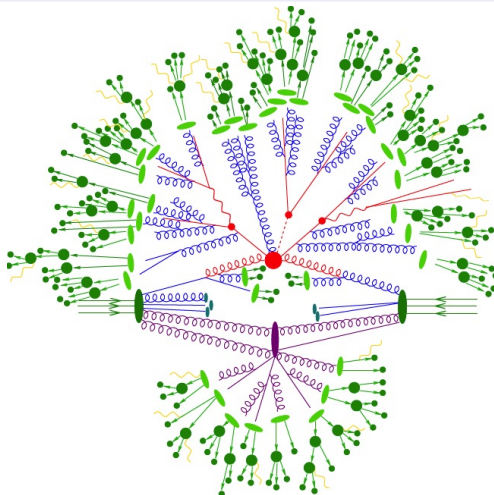
Hadronização

Um quark isolado é sempre acompanhado da emissão de inúmeros glúons, que eventualmente emitem pares quark-antiquark, etc. O processo continua até que os quarks se aglomerem em estados sem cor (hádrons)



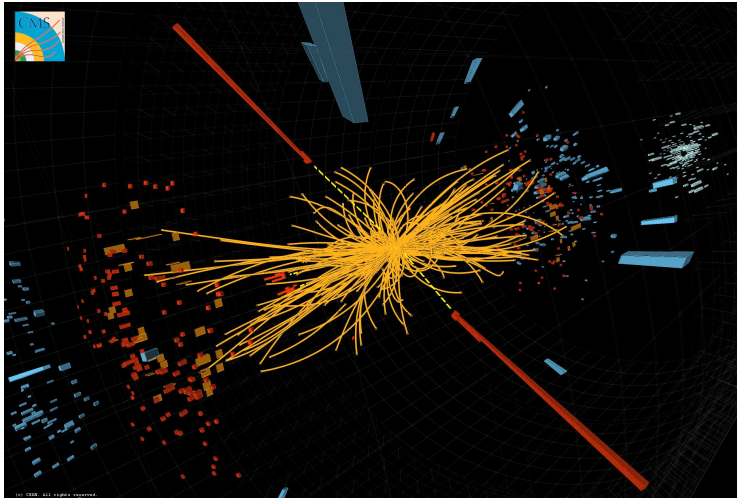
Hadronização

Um quark isolado é sempre acompanhado da emissão de inúmeros glúons, que eventualmente emitem pares quark-antiquark, etc. O processo continua até que os quarks se aglomerem em estados sem cor (hádrons)



Hadronização

Um quark isolado é sempre acompanhado da emissão de inúmeros glúons, que eventualmente emitem pares quark-antiquark, etc. O processo continua até que os quarks se aglomerem em estados sem cor (hádrons)



Potencial evento envolvendo Higgs no LHC.

Amarelo: jatos de hádrons.

Vermelho: fótons emitidos pelo Higgs.

Interação forte residual

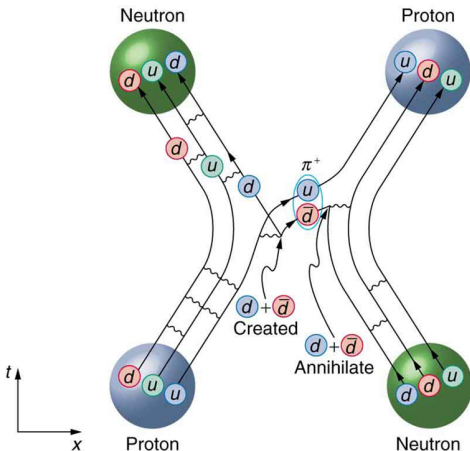
Prótons e nêutrons não têm cor/carga forte.

Como interagem fortemente?

Interação forte residual

Prótons e nêutrons não têm cor/carga forte.

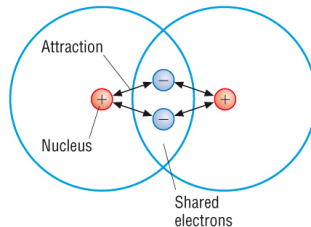
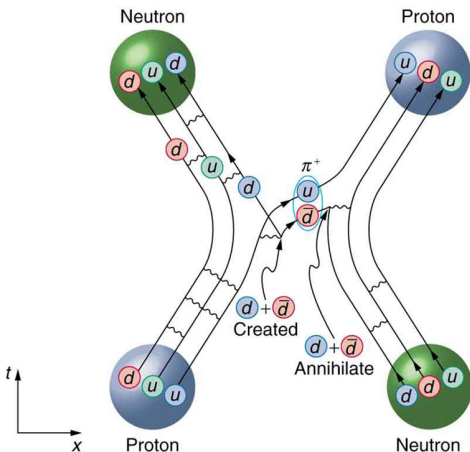
Como interagem fortemente?



Interação forte residual

Prótons e nêutrons não têm cor/carga forte.

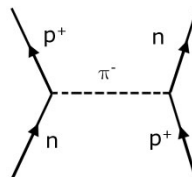
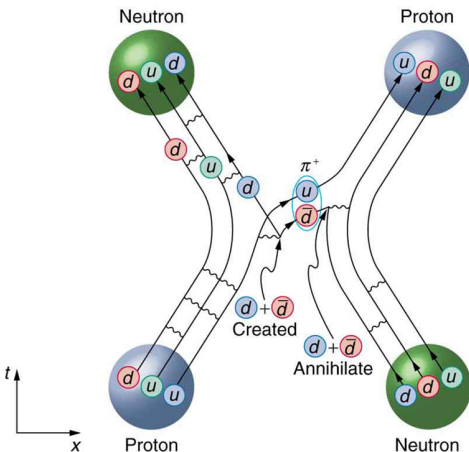
Como interagem fortemente?



Interação forte residual

Prótons e nêutrons não têm cor/carga forte.

Como interagem fortemente?



$$\mathcal{M} \sim \frac{\alpha_s}{p_\pi^2 - m_\pi^2}$$

$$V(\mathbf{q}) \sim -\frac{\alpha_s}{\mathbf{q}^2 + m_\pi^2}$$

$$V(r) = -\alpha_s \frac{e^{-m_\pi r}}{r}$$

Potencial de Yukawa!

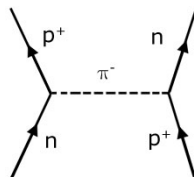
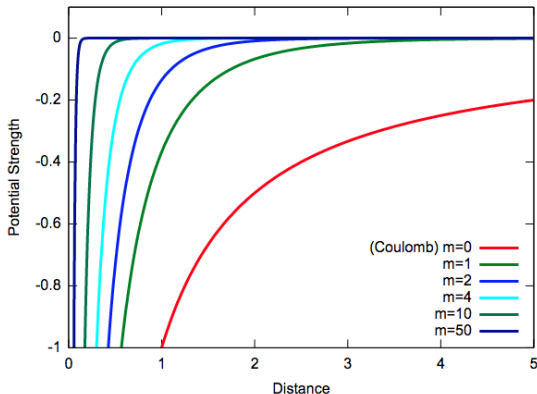
Alcance $\sim m_\pi^{-1} \sim 1 \text{ fm}$

Interação forte residual

Prótons e nêutrons não têm cor/carga forte.

Como interagem fortemente?

A comparison of Yukawa potentials with various values of m



$$\mathcal{M} \sim \frac{\alpha_s}{p_\pi^2 - m_\pi^2}$$

$$V(\mathbf{q}) \sim -\frac{\alpha_s}{\mathbf{q}^2 + m_\pi^2}$$

$$V(r) = -\alpha_s \frac{e^{-m_\pi r}}{r}$$

Potencial de Yukawa!

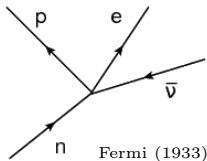
Alcance $\sim m_\pi^{-1} \sim 1 \text{ fm}$

A interação fraca

Consideremos novamente o decaimento

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$\bar{\nu}_e$ são neutros e não têm cor.



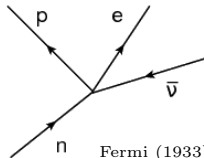
A interação fraca

Consideremos novamente o decaimento

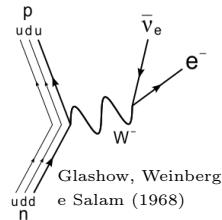
$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$\bar{\nu}_e$ são neutros e não têm cor.

$W^\pm$ e Z são mediadores da
interação fraca



Fermi (1933)



Glashow, Weinberg
e Salam (1968)

A interação **não** pode ser eletromagnética nem forte.

A interação fraca

Consideremos novamente o decaimento

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$\bar{\nu}_e$ são neutros e não têm cor.

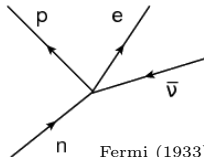
$W^\pm$ e Z são mediadores da **interação fraca**

Curto alcance

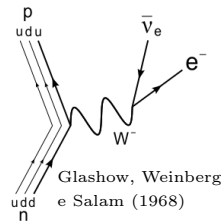


mediadores massivos

$$m_{W,Z} \sim 100 m_{\text{próton}}$$



Fermi (1933)



Glashow, Weinberg
e Salam (1968)

A interação **não** pode ser eletromagnética nem forte.

A interação fraca

$$\sigma_{ee \rightarrow \text{had}} \sim \frac{1}{E^2}$$

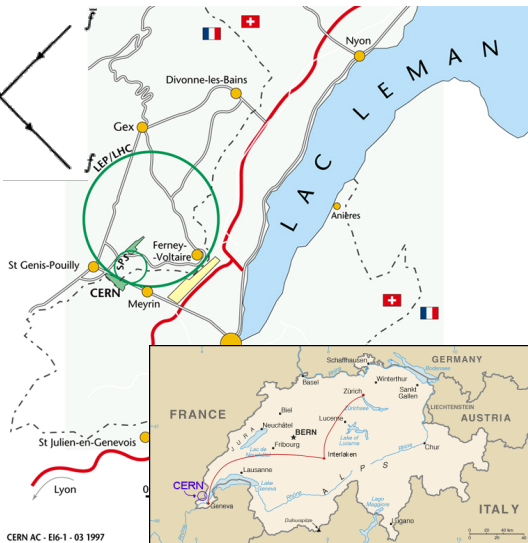
$W^\pm$ e Z são mediadores da
interação fraca

Curto alcance



mediadores massivos

$$m_{W,Z} \sim 100 m_{\text{próton}}$$



CERN AC - EI6-1 - 03 1997

A interação fraca

$$\sigma_{ee \rightarrow \text{had}} \sim \frac{1}{E^2} + \left| \frac{1}{E^2 - m_Z^2 + i m_Z \Gamma_Z} \right|^2$$

The first diagram represents the annihilation of an electron-positron pair into a photon (γ), which then decays into a quark-antiquark pair ($f, \bar{f}$). The second diagram represents the annihilation into a Z boson, which then decays into a quark-antiquark pair ($f, \bar{f}$).

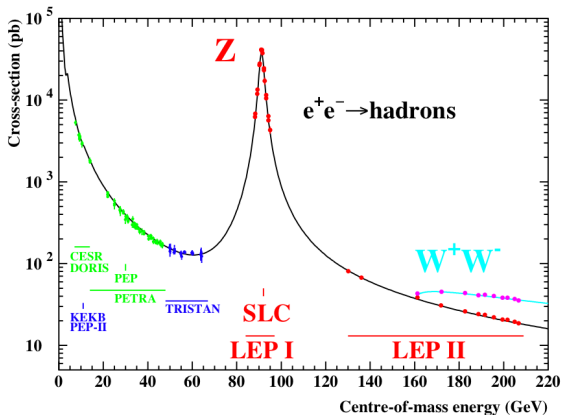
$W^\pm$ e Z são mediadores da
interação fraca

Curto alcance



mediadores massivos

$m_{W,Z} \sim 100 m_{\text{próton}}$



QUARKS

LÉPTONS

BÓSONS DE CALIBRE

massa→ $\approx 2.3 \text{ MeV/c}^2$ carga→ $2/3$ spin→ $1/2$	u up	$\approx 1.275 \text{ GeV/c}^2$ c charm	$\approx 173.07 \text{ GeV/c}^2$ t top	0 0 1 g glúon	
$\approx 4.8 \text{ MeV/c}^2$ $-1/3$ $1/2$	d down	$\approx 95 \text{ MeV/c}^2$ s strange	$\approx 4.18 \text{ GeV/c}^2$ b bottom	0 0 1 γ fóton	
0.511 MeV/c^2 -1 $1/2$	e elétron	105.7 MeV/c^2 -1 μ múon	1.777 GeV/c^2 -1 τ tau	91.2 GeV/c^2 0 1 Z bóson Z	
$< 2.2 \text{ eV/c}^2$ 0 $1/2$	ν_e neutrino do elétron	$< 0.17 \text{ MeV/c}^2$ 0 ν_μ neutrino do múon	$< 15.5 \text{ MeV/c}^2$ 0 ν_τ neutrino do tau	80.4 GeV/c^2 ± 1 1 W bóson W	

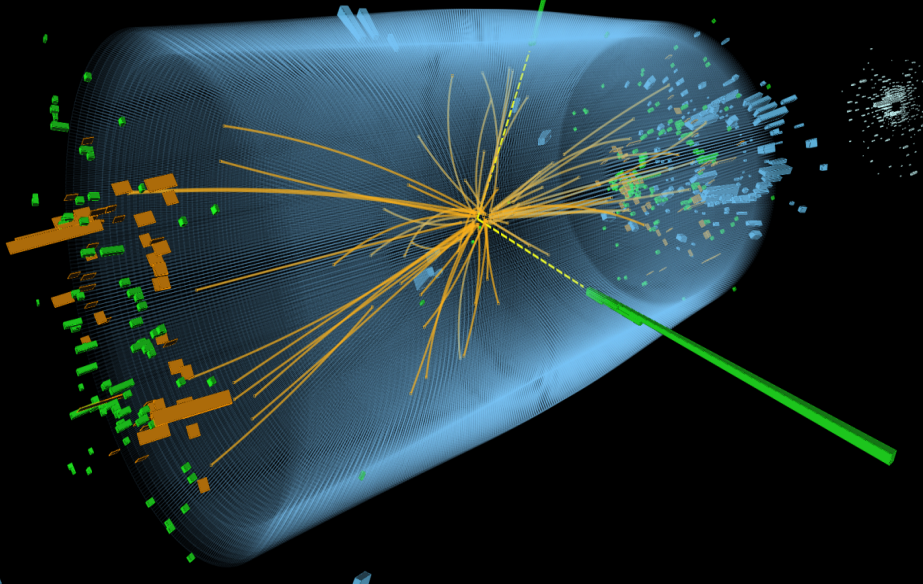


CMS Experiment at the LHC, CERN

Data recorded: 2012-May-13 20:08:14.621490 GMT

Run/Event: 194108 / 564224000

O BÓSON DE HIGGS



O Teorema de Noether

Noether

Para cada **simetria contínua**
de um sistema dinâmico
existe uma correspondente
grandeza física conservada.



Emmy Noether, 1882-1935

O Teorema de Noether

Noether

Para cada **simetria contínua**
de um sistema dinâmico
existe uma correspondente
grandeza física conservada.



Emmy Noether, 1882-1935

Ex.:

1. invariância sob translações espaciais $\Leftrightarrow$ conservação do momento linear.

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{\partial V}{\partial x} = 0 \implies p_x \equiv \text{const.}$$

O Teorema de Noether

Noether

Para cada **simetria contínua**
de um sistema dinâmico
existe uma correspondente
grandeza física conservada.



Emmy Noether, 1882-1935

Ex.:

1. invariância sob translações espaciais $\Leftrightarrow$ conservação do momento linear.

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{\partial V}{\partial x} = 0 \implies p_x \equiv \text{const.}$$

2. simetria de rotação $\Leftrightarrow$ conservação do momento angular.

O Teorema de Noether

Noether

Para cada **simetria contínua**
de um sistema dinâmico
existe uma correspondente
grandeza física conservada.



Emmy Noether, 1882-1935

Ex.:

1. invariância sob translações espaciais $\Leftrightarrow$ conservação do momento linear.
$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{\partial V}{\partial x} = 0 \implies p_x \equiv \text{const.}$$
2. simetria de rotação $\Leftrightarrow$ conservação do momento angular.
3. invariância sob translações temporais $\Leftrightarrow$ conservação da energia.

Simetrias de calibre

Qual é a simetria associada à conservação da carga elétrica?

Simetrias de calibre

Qual é a simetria associada à conservação da carga elétrica?

Para um campo de matéria $\psi(x^\mu)$, observáveis dependem apenas de $|\psi|^2$.

$$\psi \rightarrow e^{ie\chi}\psi$$

é simetria contínua

$\left(e \equiv \begin{array}{l} \text{carga elétrica} \\ \text{elementar} \end{array} \right)$

Simetrias de calibre

Qual é a simetria associada à conservação da carga elétrica?

Para um campo de matéria $\psi(x^\mu)$, observáveis dependem apenas de $|\psi|^2$.

$$\psi \rightarrow e^{ie\chi}\psi \quad \left(e \equiv \begin{array}{c} \text{carga elétrica} \\ \text{elementar} \end{array} \right)$$

é simetria contínua

Campo fermiônico (spin- $\frac{1}{2}$, por ex. um elétron):

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi}_{\text{energia cinética do férmion}} - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_{\text{massa do férmion}}, \quad \bar{\psi} \equiv \psi^\dagger\gamma^0.$$

Simetrias de calibre

Qual é a simetria associada à conservação da carga elétrica?

Para um campo de matéria $\psi(x^\mu)$, observáveis dependem apenas de $|\psi|^2$.

$$\psi \rightarrow e^{ie\chi}\psi \quad \left(e \equiv \begin{array}{c} \text{carga elétrica} \\ \text{elementar} \end{array} \right)$$

é simetria contínua

Campo fermiônico (spin- $\frac{1}{2}$, por ex. um elétron):

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi}_{\text{energia cinética do férmion}} - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_{\text{massa do férmion}}, \quad \bar{\psi} \equiv \psi^\dagger\gamma^0.$$

Noether garante que

$$\partial_\mu(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi) = 0$$

Equação de continuidade

Simetrias de calibre

Qual é a simetria associada à conservação da carga elétrica?

Para um campo de matéria $\psi(x^\mu)$, observáveis dependem apenas de $|\psi|^2$.

$$\psi \rightarrow e^{ie\chi}\psi \quad \left(e \equiv \begin{array}{c} \text{carga elétrica} \\ \text{elementar} \end{array} \right)$$

é simetria contínua

Campo fermiônico (spin- $\frac{1}{2}$, por ex. um elétron):

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi}_{\text{energia cinética do férmion}} - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_{\text{massa do férmion}}, \quad \bar{\psi} \equiv \psi^\dagger\gamma^0.$$

Noether garante que

$$\partial_\mu(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi) = 0$$

Equação de continuidade

Essa corrente $j^\mu \equiv \bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ pode ser acoplada ao potencial A_μ ,

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} \supset \mathcal{L}_{\text{Dirac}} - e \underbrace{\bar{\psi}\gamma^\mu\psi}_{j^\mu} A_\mu$$

Simetrias de calibre

$$\psi \rightarrow \psi' \equiv e^{ie\chi}\psi \text{ (transf. de calibre)}$$

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

- O que acontece se $\chi = \chi(x^\mu)$?

Simetrias de calibre

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' \equiv e^{ie\chi} \psi \text{ (transf. de calibre)} \\ \mathcal{L}_{\text{Dirac}} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi\end{aligned}$$

- O que acontece se $\chi = \chi(x^\mu)$?

$$\begin{aligned}\partial_\mu(e^{ie\chi(x)}\psi) &= e^{ie\chi(x)}(\partial_\mu\psi + ie\psi\partial_\mu\chi), \\ \mathcal{L}'_{\text{Dirac}} &= \mathcal{L}_{\text{Dirac}} - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\chi.\end{aligned}$$

Simetrias de calibre

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' \equiv e^{ie\chi} \psi \text{ (transf. de calibre)} \\ \mathcal{L}_{\text{Dirac}} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi\end{aligned}$$

- ▶ O que acontece se $\chi = \chi(x^\mu)$?

$$\begin{aligned}\partial_\mu(e^{ie\chi(x)}\psi) &= e^{ie\chi(x)}(\partial_\mu\psi + ie\psi\partial_\mu\chi), \\ \mathcal{L}'_{\text{Dirac}} &= \mathcal{L}_{\text{Dirac}} - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\chi.\end{aligned}$$

- ▶ A Lagrangiana de Dirac para um férmion *livre* (não-interagente) **não** é invariante sob transformações de calibre *locais*!
- ▶ Isso ocorre porque $\partial_\mu(e^{ie\chi}\psi) \neq e^{ie\chi}\partial_\mu\psi$.

Simetrias de calibre

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' \equiv e^{ie\chi} \psi \text{ (transf. de calibre)} \\ \mathcal{L}_{\text{Dirac}} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi\end{aligned}$$

- ▶ O que acontece se $\chi = \chi(x^\mu)$?

$$\begin{aligned}\partial_\mu(e^{ie\chi(x)}\psi) &= e^{ie\chi(x)}(\partial_\mu\psi + ie\psi\partial_\mu\chi), \\ \mathcal{L}'_{\text{Dirac}} &= \mathcal{L}_{\text{Dirac}} - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\chi.\end{aligned}$$

- ▶ A Lagrangiana de Dirac para um férmion *livre* (não-interagente) **não** é invariante sob transformações de calibre *locais*!
- ▶ Isso ocorre porque $\partial_\mu(e^{ie\chi}\psi) \neq e^{ie\chi}\partial_\mu\psi$.
- ▶ E se insistirmos que a simetria seja válida localmente?
É possível definir uma **derivada covariante** D_μ tal que

$$(D_\mu\psi)' = e^{ie\chi(x)}D_\mu\psi ?$$

Simetrias de calibre

Basta introduzir um campo vetorial A_μ que se transforme como

$$\left. \begin{aligned} A_\mu &\rightarrow A'_\mu \equiv A_\mu + \partial_\mu \chi \\ \psi &\rightarrow \psi' \equiv e^{ie\chi} \psi \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{transf. de} \\ \text{calibre} \end{array}$$

Derivada covariante

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu$$

$$(D_\mu \psi)' = e^{ie\chi(x)} D_\mu \psi$$

$\mathcal{L}_{\text{Dirac}}$ é invariante se substituirmos $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$!

Simetrias de calibre

Basta introduzir um campo vetorial A_μ que se transforme como

$$\left. \begin{aligned} A_\mu &\rightarrow A'_\mu \equiv A_\mu + \partial_\mu \chi \\ \psi &\rightarrow \psi' \equiv e^{ie\chi} \psi \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{transf. de} \\ \text{calibre} \end{array}$$

Derivada covariante

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu$$

$$(D_\mu \psi)' = e^{ie\chi(x)} D_\mu \psi$$

$\mathcal{L}_{\text{Dirac}}$ é invariante se substituirmos $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$!

O campo A_μ (fóton) também tem energia cinética.

Só há uma maneira de escrever esse termo na Lagrangeana que seja invariante sob transf. de Lorentz e de calibre.

A Lagrangeana total é, então,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QED}} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \\ &= \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi}_{\text{energia cinética do férmion}} - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_{\text{massa do férmion}} + e \underbrace{(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)}_{j^\mu} A_\mu - \underbrace{\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}}_{\text{energia cinética do fóton}} \end{aligned}$$

Simetrias de calibre: Recapitulando

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi}_{\text{energia cinética do férmion}} - \underbrace{m\bar{\psi}\psi}_{\text{massa do férmion}} + e \underbrace{(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)}_{j^\mu} A_\mu - \underbrace{\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}}_{\text{energia cinética do fóton}}$$

- ▶ Começamos com um campo fermiônico livre.

O fato de ser spin- $\frac{1}{2}$ determina univocamente a Lagrangeana

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

- ▶ Impusemos **invariância sob transformações de calibre locais**:

$$\psi \rightarrow e^{ie\chi(x)}\psi.$$

- ▶ Descobrimos que a teoria só é invariante se incluirmos o fóton.

A forma da interação fóton-férmion sai “de graça” pela simetria.

- ▶ **Nota: um termo de massa para o fóton violaria a simetria de calibre!**

$$\mathcal{L} \not\supset \frac{m_\gamma^2}{2} A_\mu A^\mu.$$

A simetria de calibre impõe que a massa do fóton seja $m_\gamma = 0!!!$

A interação fraca e os bósons $W^\pm$ e Z^0

Princípio da invariância de calibre



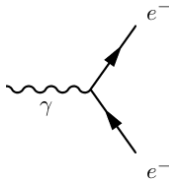
QED (eletrodinâmica) e RG (gravitação)

Sucesso do princípio motiva a usá-lo para outras interações!

ELETRODINÂMICA

$$\psi' = e^{i\chi}\psi$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$



Longo alcance

A interação fraca e os bósons $W^\pm$ e Z^0

Princípio da invariância de calibre



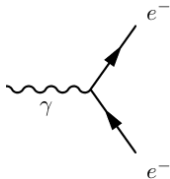
QED (eletrodinâmica) e RG (gravitação)

Sucesso do princípio motiva a usá-lo para outras interações!

ELETRODINÂMICA

$$\psi' = e^{i\chi}\psi$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$



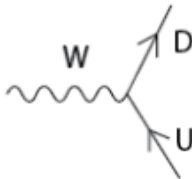
Longo alcance

INTERAÇÃO FRACA

$$\psi' = e^{i\sigma\chi}\psi$$

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - i g \sigma_i \cdot W_\mu^i$$

$\sigma^i \equiv$ matrizes de Pauli



A interação fraca e os bósons $W^\pm$ e Z^0

Princípio da invariância de calibre

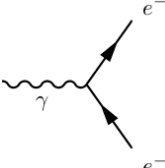


QED (eletrodinâmica) e RG (gravitação)

Sucesso do princípio motiva a usá-lo para outras interações!

ELETRODINÂMICA

$$\psi' = e^{i\chi}\psi$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$


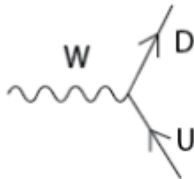
Longo alcance

INTERAÇÃO FRACA

$$\psi' = e^{i\sigma\chi}\psi$$

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig\sigma_i \cdot W_\mu^i$$

$\sigma^i \equiv$ matrizes de Pauli



Curto alcance!

$$r_{\text{weak}} \sim \frac{\hbar}{m_W c}$$

$$\mathcal{L} \supset m_W W^+ W^- ?$$

O Higgs e a quebra espontânea de simetria

Problema

Como obter bósons massivos
em uma teoria com simetria de calibre?

Solução

Quebrar a simetria
dinamicamente!

A Lagrangeana é simétrica, mas o estado fundamental não.

O Higgs e a quebra espontânea de simetria

Problema

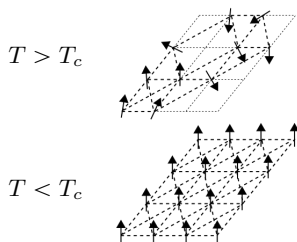
Como obter bósons massivos
em uma teoria com simetria de calibre?

Solução

Quebrar a simetria
dinamicamente!

A Lagrangeana é simétrica, mas o estado fundamental não. Ex.:

Modelo de Ising
(ferromagnetismo)



Barra rígida pressionada



O Higgs e a quebra espontânea de simetria

Problema

Como obter bósons massivos
em uma teoria com simetria de calibre?

Solução

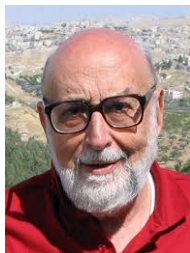
Quebrar a simetria
dinamicamente!

A Lagrangeana é simétrica, mas o estado fundamental não.

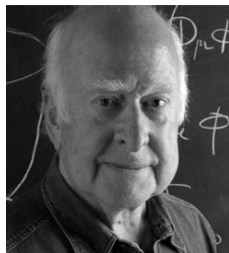
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{calibre}} + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$



Robert Brout
(1928—2011)



François Englert
(1932—)



Peter Higgs
(1929—)

O Higgs e a quebra espontânea de simetria

Problema

Como obter bósons massivos
em uma teoria com simetria de calibre?

Solução

Quebrar a simetria
dinamicamente!

A Lagrangeana é simétrica, mas o estado fundamental não.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{calibre}} + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

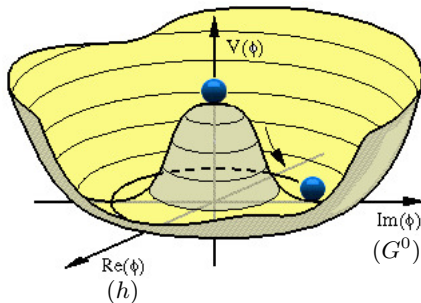
$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Fóton permanece não-massivo.

Os mediadores da força fraca
ganham massa

$$m_V \propto v$$

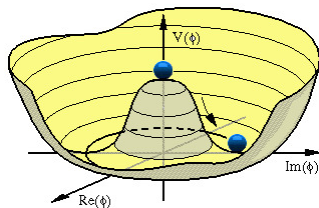
(Note que $m_W \approx 80.4 \text{ GeV}$
e $m_Z \approx 91.2 \text{ GeV}$)



Um “toy model”: Higgs gerando massa ao fóton

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ie A_\mu \phi$$



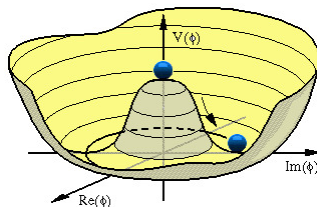
Um “toy model”: Higgs gerando massa ao fóton

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ie A_\mu \phi$$

Depois da quebra de simetria

$$\phi \rightarrow e^{iG/v} \frac{h + v}{\sqrt{2}}$$



Um “toy model”: Higgs gerando massa ao fóton

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

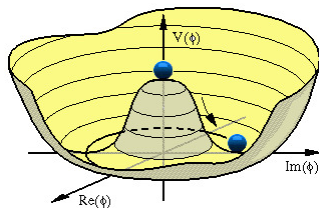
$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ie A_\mu \phi$$

Depois da quebra de simetria

$$\phi \rightarrow e^{iG/v} \frac{h+v}{\sqrt{2}}$$

O termo cinético do Higgs fica

$$D_\mu \phi \supset \frac{1}{\sqrt{2}} [\partial_\mu h - ie A_\mu (h+v)]$$



Um “toy model”: Higgs gerando massa ao fóton

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ie A_\mu \phi$$

Depois da quebra de simetria

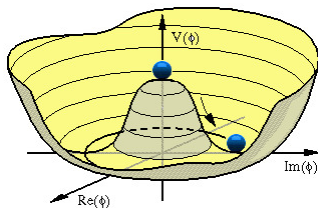
$$\phi \rightarrow e^{iG/v} \frac{h+v}{\sqrt{2}}$$

O termo cinético do Higgs fica

$$D_\mu \phi \supset \frac{1}{\sqrt{2}} [\partial_\mu h - ie A_\mu (h+v)]$$

logo a Lagrangeana fica

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) + e^2 \frac{(h+v)^2}{2} A_\mu A^\mu - \frac{\mu^2}{2} (h+v)^2 + \frac{\lambda}{4} (h+v)^2$$



Um “toy model”: Higgs gerando massa ao fóton

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ie A_\mu \phi$$

Depois da quebra de simetria

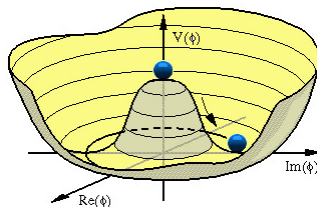
$$\phi \rightarrow e^{iG/v} \frac{h+v}{\sqrt{2}}$$

O termo cinético do Higgs fica

$$D_\mu \phi \supset \frac{1}{\sqrt{2}} [\partial_\mu h - ie A_\mu (h+v)]$$

logo a Lagrangeana fica

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) + e^2 \frac{(h+v)^2}{2} A_\mu A^\mu - \frac{\mu^2}{2} (h+v)^2 + \frac{\lambda}{4} (h+v)^2 \\ &\supset \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h)}_{\text{energia cinética do Higgs}} + \underbrace{\frac{(2\lambda v^2)}{2} h^2}_{\text{termos de massa do Higgs}} + \underbrace{\frac{e^2 v^2}{2} A^\mu A_\mu}_{\text{termo de massa do fóton}} + \text{termos de interação} \end{aligned}$$



Um “toy model”: Higgs gerando massa ao fóton

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ie A_\mu \phi$$

Depois da quebra de simetria

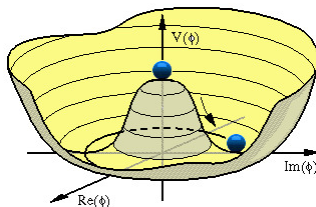
$$\phi \rightarrow e^{iG/v} \frac{h+v}{\sqrt{2}}$$

O termo cinético do Higgs fica

$$D_\mu \phi \supset \frac{1}{\sqrt{2}} [\partial_\mu h - ie A_\mu (h+v)]$$

logo a Lagrangeana fica

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} &= \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h) + e^2 \frac{(h+v)^2}{2} A_\mu A^\mu - \frac{\mu^2}{2} (h+v)^2 + \frac{\lambda}{4} (h+v)^2 \\ &\supset \underbrace{\frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h)}_{\text{energia cinética do Higgs}} + \underbrace{\frac{(2\lambda v^2)}{2} h^2}_{\text{termos de massa do Higgs}} + \underbrace{\frac{e^2 v^2}{2} A^\mu A_\mu}_{\text{termo de massa do fóton}} + \text{termos de interação} \end{aligned}$$



$$m_H^2 = 2\lambda v^2, \quad m_A^2 = e^2 v^2$$

QUARKS

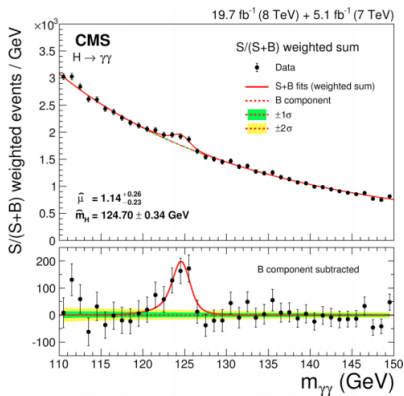
LÉPTONS

BÓSONS DE CALIBRE

massa→ $\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$ carga→ $2/3$ spin→ $1/2$ u up	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ c charm	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$ $2/3$ $1/2$ t top	0 0 1 g glúon	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$ 0 0 H bóson de Higgs
$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ d down	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ s strange	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ $-1/3$ $1/2$ b bottom	0 0 1 γ fóton	
$0.511 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ e elétron	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ -1 $1/2$ μ múon	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ -1 $1/2$ τ tau	$91.2 \text{ GeV}/c^2$ 0 1 Z bóson Z	
$< 2.2 \text{ eV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_e neutrino do elétron	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_μ neutrino do múon	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ 0 $1/2$ ν_τ neutrino do tau	$80.4 \text{ GeV}/c^2$ ±1 1 W bóson W	

Higgs e o LHC

Em Julho de 2012, ATLAS e CMS anunciaram a descoberta de uma nova partícula, $m_H \simeq 125$ GeV...

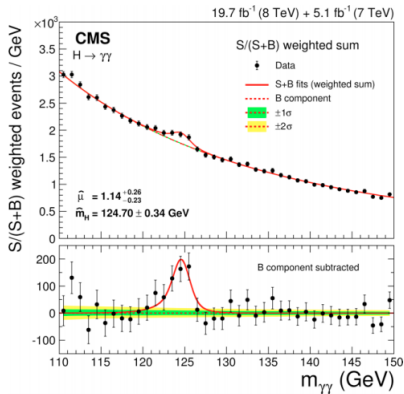


Eur. Phys. J. C 74 (2014) 3076

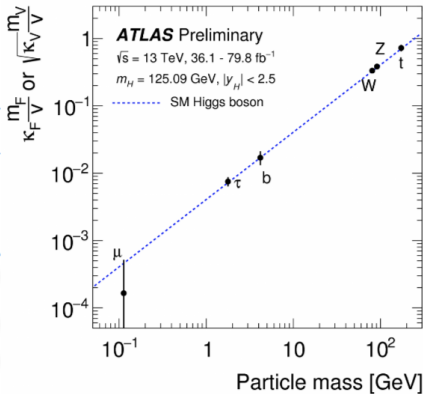
Higgs e o LHC

Em Julho de 2012, ATLAS e CMS anunciaram a descoberta de uma nova partícula, $m_H \simeq 125$ GeV...

...com acoplamentos conforme esperados para um bóson de Higgs...



Eur. Phys. J. C 74 (2014) 3076



Higgs e o LHC

Em Julho de 2012, ATLAS e CMS anunciaram a descoberta de uma nova partícula, $m_H \simeq 125$ GeV...

...com acoplamentos conforme esperados para um bóson de Higgs...

...mas é o Higgs do Modelo Padrão?



Higgs e o LHC

Em Julho de 2012, ATLAS e CMS anunciaram a descoberta de uma nova partícula, $m_H \simeq 125$ GeV...

...com acoplamentos conforme esperados para um bóson de Higgs...

...mas é o Higgs do Modelo Padrão?

Não vamos descobrir no LHC!



$$V(\phi) = \frac{\lambda}{4!}(\phi^2 - v^2)^2 \text{ ???}$$

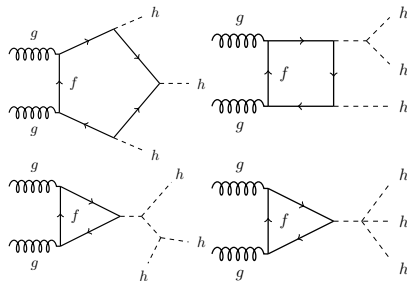
Higgs e o LHC

Em Julho de 2012, ATLAS e CMS anunciaram a descoberta de uma nova partícula, $m_H \simeq 125$ GeV...

...com acoplamentos conforme esperados para um bóson de Higgs...

...mas é o Higgs do Modelo Padrão?

Não vamos descobrir no LHC!



$$V(\phi) = \frac{\lambda}{4!}(\phi^2 - v^2)^2 \text{ ???}$$

Precisamos de um
colisor mais potente!

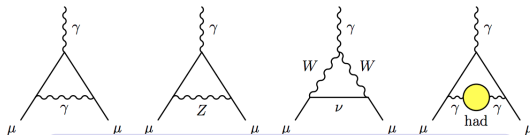
ALÉM DO MODELO PADRÃO

Desafios e problemas em aberto

O Modelo Padrão é **imensamente** bem sucedido!

Desafios e problemas em aberto

O Modelo Padrão é **imensamente** bem sucedido!



Precisões incríveis

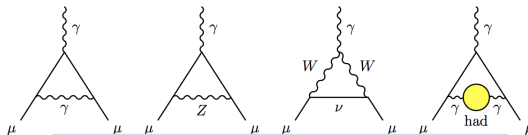
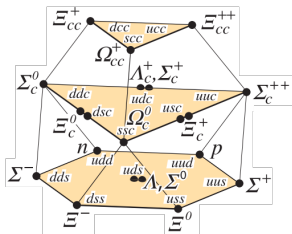
Momento magnético anômalo do e^- :

$$a_e^{\text{exp}} = 0.001\,159\,652\,180\,73(28)$$

$$a_e^{\text{teo}} = 0.001\,159\,652\,181\,643(764)$$

Desafios e problemas em aberto

O Modelo Padrão é **imensamente** bem sucedido!



Precisões incríveis

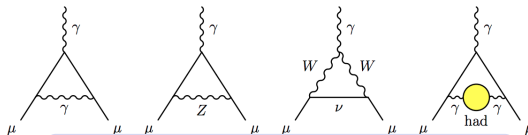
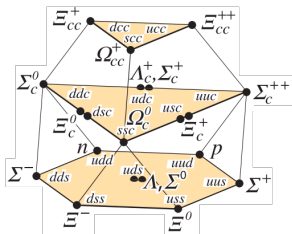
Momento magnético anômalo do e^- :

$$a_e^{\text{exp}} = 0.001\,159\,652\,180\,73(28)$$

$$a_e^{\text{teo}} = 0.001\,159\,652\,181\,643(764)$$

Desafios e problemas em aberto

O Modelo Padrão é **imensamente** bem sucedido!



Precisões incríveis

Momento magnético anômalo do e^- :

$$a_e^{\text{exp}} = 0.001\,159\,652\,180\,73(28)$$

$$a_e^{\text{teo}} = 0.001\,159\,652\,181\,643(764)$$

80.4 GeV/c²

 ± 1

1

1  W

bóson W

91.2 GeV/c²

0

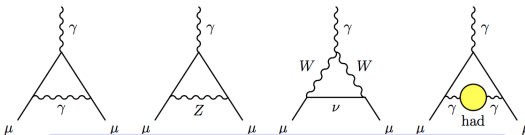
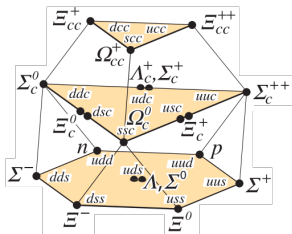
1



bóson Z

Desafios e problemas em aberto

O Modelo Padrão é **imensamente** bem sucedido!



Precisões incríveis

Momento magnético anômalo do e^- :

$$a_e^{\text{exp}} = 0.001\,159\,652\,180\,73(28)$$

$$a_e^{\text{teo}} = 0.001\,159\,652\,181\,643(764)$$



80.4 GeV/c²

 ± 1

1

1 **W**

bóson W

91.2 GeV/c²

0

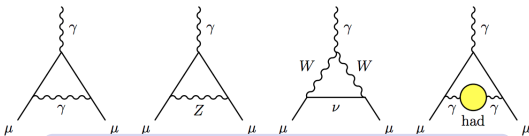
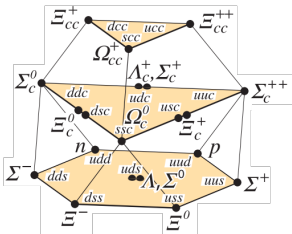
1



bóson Z

Desafios e problemas em aberto

O Modelo Padrão é **imensamente** bem sucedido!

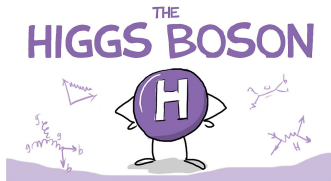


Precisões incríveis

Momento magnético anômalo do e^- :

$$a_e^{\text{exp}} = 0.001\,159\,652\,180\,73(28)$$

$$a_e^{\text{teo}} = 0.001\,159\,652\,181\,643(764)$$



80.4 GeV/c²

 ± 1

1

1 

bóson W

91.2 GeV/c²

0

1



bóson Z

Mas **muitas questões** permanecem em aberto!

O Problema da Hierarquia (ou “ajuste fino”)

Interação	Alcance	Age sobre...	Mediadores	“Intensidade” (relativa ao EM)
Eletromagnética	∞	cargas elétricas	fótons	1
Fraca	0.01 fm	exceto fóton e glúon	$W^{\pm}$ e Z	$\sim 10^{-4}$
Forte	1 fm	quarks e glúons	glúons	$\sim 10^2$
Gravitacional	∞	tudo	gráviton	$\sim 10^{-36}$

Por quê a gravidade é **tão mais fraca**
que as demais interações?

Posto de outra forma...

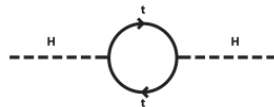
Escala de energia típica da gravitação é

$$m_{\text{Pl}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \sim 10^{19} \text{ GeV}$$

muito acima da escala eletrofraca $m_{W,Z} \sim 10^2 \text{ GeV}$.

O Problema da Hierarquia (ou “ajuste fino”)

Oscilações quânticas
geram correções
à massa do Higgs da ordem de
 $\delta m_h \sim m_{\text{Pl}} \gg 125 \text{ GeV}$

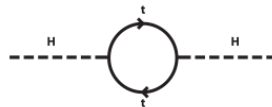


$$\delta m_h^2 \sim \int_0^\Lambda \frac{d^4 p}{p^2 - m_t^2} \sim \Lambda^2$$

$$m_h^{\text{phys}} = m_h^{\text{bare}} + \delta m_h^2$$

O Problema da Hierarquia (ou “ajuste fino”)

Oscilações quânticas
geram correções
à massa do Higgs da ordem de
 $\delta m_h \sim m_{\text{Pl}} \gg 125 \text{ GeV}$



$$\delta m_h^2 \sim \int_0^\Lambda \frac{d^4 p}{p^2 - m_t^2} \sim \Lambda^2$$

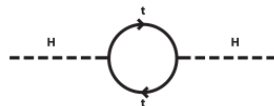
$$m_h^{\text{phys}} = m_h^{\text{bare}} + \delta m_h^2$$

$$\begin{aligned} m_h &\approx 125 \text{ GeV} \\ m_W &\approx 80.4 \text{ GeV} \\ m_Z &\approx 91.2 \text{ GeV} \\ m_{\text{Pl}} &\sim 10^{19} \text{ GeV} \end{aligned}$$



O Problema da Hierarquia (ou “ajuste fino”)

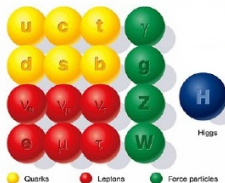
Oscilações quânticas
geram correções
à massa do Higgs da ordem de
 $\delta m_h \sim m_{\text{Pl}} \gg 125 \text{ GeV}$



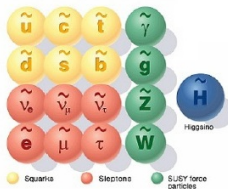
$$\delta m_h^2 \sim \int_0^\Lambda \frac{d^4 p}{p^2 - m_t^2} \sim \Lambda^2$$

$$m_h^{\text{phys}} = m_h^{\text{bare}} + \delta m_h^2$$

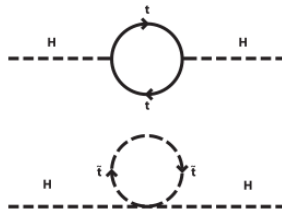
SUPERSYMMETRY



Standard particles



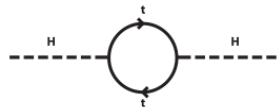
SUSY particles



$$\delta m_h^2 \sim m_{\tilde{t}}^2 \log \left(\frac{\Lambda}{m_{\tilde{t}}} \right)$$

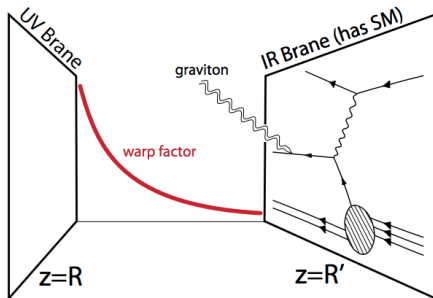
O Problema da Hierarquia (ou “ajuste fino”)

Oscilações quânticas
geram correções
à massa do Higgs da ordem de
 $\delta m_h \sim m_{\text{Pl}} \gg 125 \text{ GeV}$



$$\delta m_h^2 \sim \int_0^\Lambda \frac{d^4 p}{p^2 - m_t^2} \sim \Lambda^2$$

$$m_h^{\text{phys}} = m_h^{\text{bare}} + \delta m_h^2$$



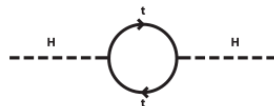
$$ds^2 = e^{-2ky} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2$$

$$v_{\text{ew}} = e^{-kr_c} m_{\text{Pl}}$$

$$\text{Para } k \sim m_{\text{Pl}} \rightarrow r_c \sim 11 \ell_{\text{Pl}}$$

O Problema da Hierarquia (ou “ajuste fino”)

Oscilações quânticas
geram correções
à massa do Higgs da ordem de
 $\delta m_h \sim m_{\text{Pl}} \gg 125 \text{ GeV}$



$$\delta m_h^2 \sim \int_0^\Lambda \frac{d^4 p}{p^2 - m_t^2} \sim \Lambda^2$$

$$m_h^{\text{phys}} = m_h^{\text{bare}} + \delta m_h^2$$

Princípio Antrópico?

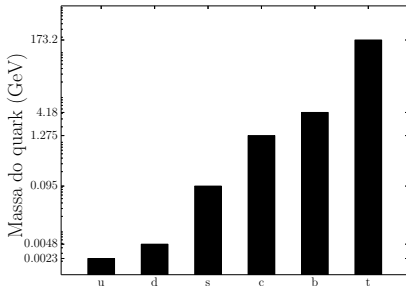
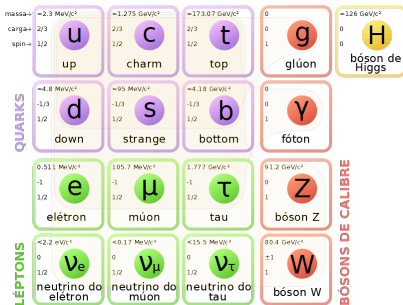
Multiverso? [Linde, Guth, ...]

“Landscape” em teorias de cordas...

As propriedades dos quarks e leptons

Por quê três famílias?

Por quê massas hierarquizadas?



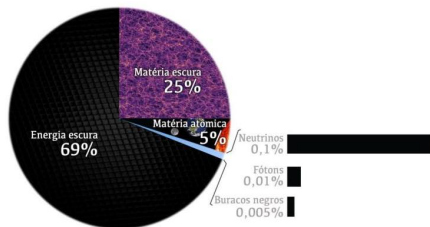
Qual a origem das massas dos neutrinos?

Efeito gangorra? Neutrinos estéreis?

Partículas de Majorana?

A matéria e suas origens

O que são matéria e energia escuras?



$$\Lambda_{\text{obs}} \approx 4.33 \times 10^{-66} \text{ eV}^2$$

$$\Lambda_{\text{SM}} \sim m_{\text{Pl}}^2 \sim \boxed{10^{120} \Lambda_{\text{obs}}}$$

“Pior previsão da história da Física!”

Origem da assimetria entre matéria e anti-matéria?

Nucleossíntese e CMB

$$\eta \equiv \frac{n_b}{s} \sim 10^{-10}$$

Leptogênese?

(Decaimento de hipotéticos neutrinos estéreis)

Bariogênese eletrofraca?

(transição de fase a $T \sim 100 \text{ GeV}$)
(novos Higgses?)

Gravitação Quântica?

**O Modelo Padrão
não inclui a
interação gravitacional!**

**Não sabemos como
partículas quânticas
interagem gravitacionalmente!**

Efeitos quânticos da gravitação
devem se tornar relevantes

em escalas $\ell_{\text{Pl}} \equiv \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \sim 10^{-35} \text{ m}$

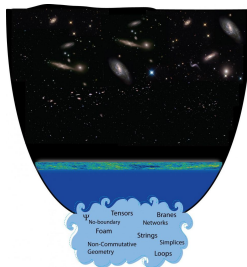
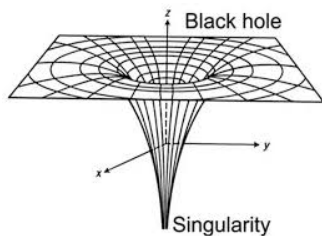
(energias $m_{\text{Pl}} \sim 10^{19} \text{ GeV} \gg E_{\text{LHC}} = 13 \text{ TeV!}$)

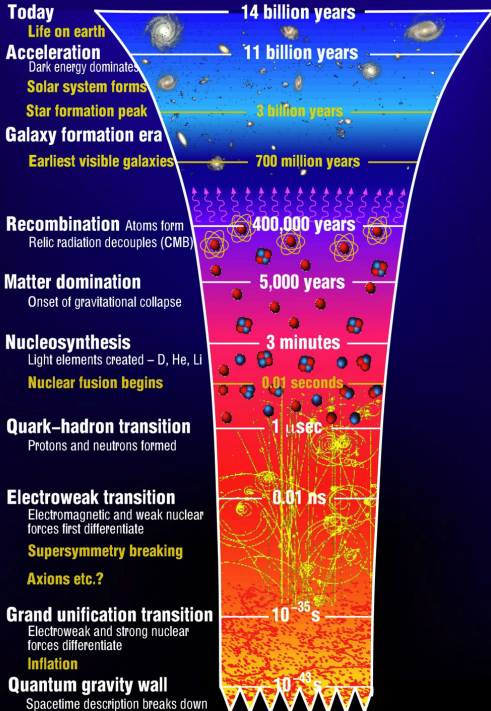
Muitos modelos!
(vide aulas do Felipe!)

**Progresso
modesto...**

Muitas dificuldades
teóricas!

Pouco contato com dados
observacionais...

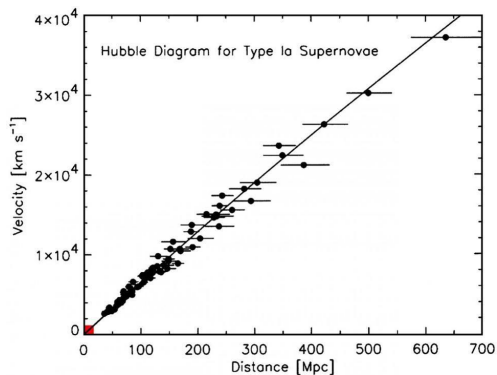




A HISTÓRIA DO UNIVERSO PRIMORDIAL

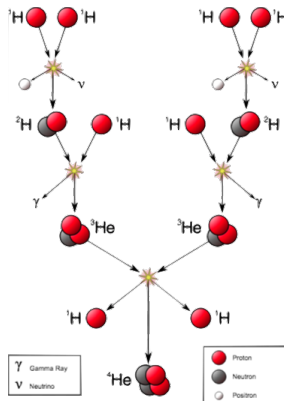
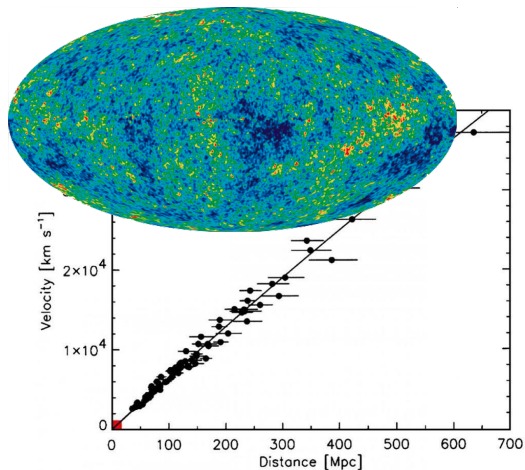
O Universo quente

O Universo já foi menor



O Universo quente

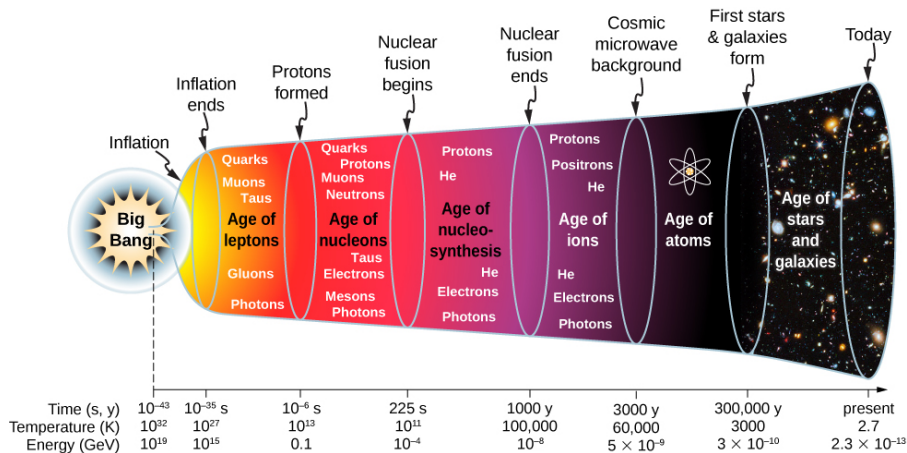
O Universo já foi menor e **muito quente!**



O Universo quente

O Universo já foi menor e **muito quente!**

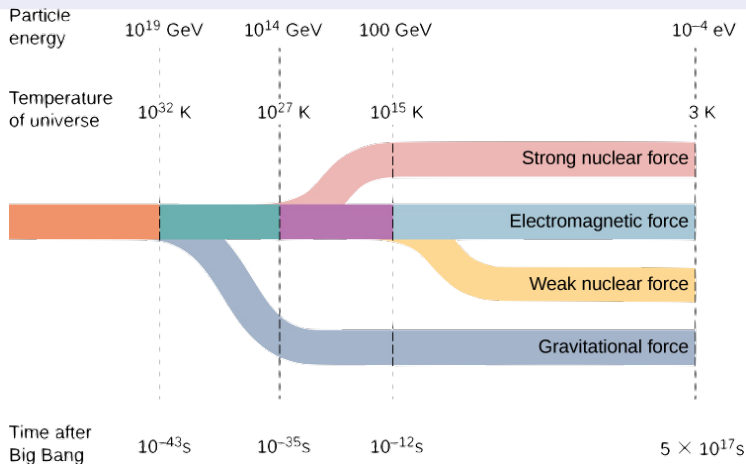
Expansão $\Rightarrow$ resfriamento $\Rightarrow$ transições de fase
 (“épocas cosmológicas”)



O Universo quente

O Universo já foi menor e **muito quente!**

Expansão $\Rightarrow$ resfriamento $\Rightarrow$ transições de fase
 (“épocas cosmológicas”)



Quando $r_{\text{Uni}} \lesssim 10^{-35} \text{ m}$ ($t \lesssim 10^{-43} \text{ s}$)

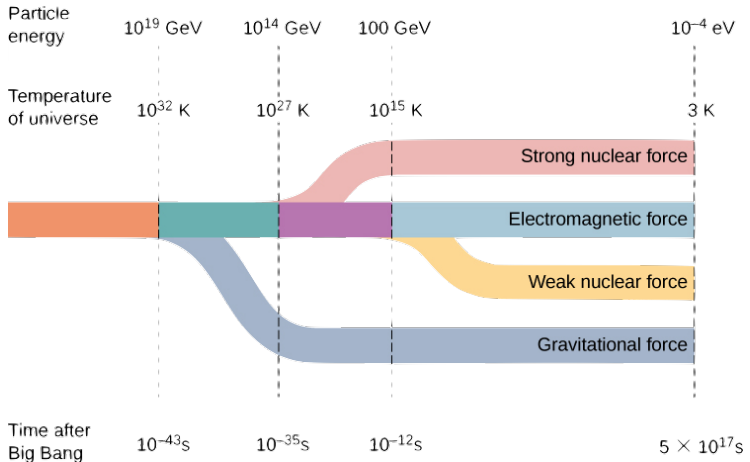
($T \sim m_{\text{Pl}} \sim 10^{19} \text{ GeV}$)

ÉPOCA DE PLANCK

efeitos de **gravitação quântica** relevantes!

“Big Bang”? Bounce?

Teoria de Tudo?



Quando $r_{\text{Uni}} \lesssim 10^{-35} \text{ m}$ ($t \lesssim 10^{-43} \text{ s}$)

$$(T \sim m_{\text{Pl}} \sim 10^{19} \text{ GeV})$$

ÉPOCA DE PLANCK

efeitos de **gravitação quântica** relevantes!

“Big Bang”? Bounce?

Teoria de Tudo?

$$t \sim 10^{-36} - 10^{-32} \text{ s } (?)$$

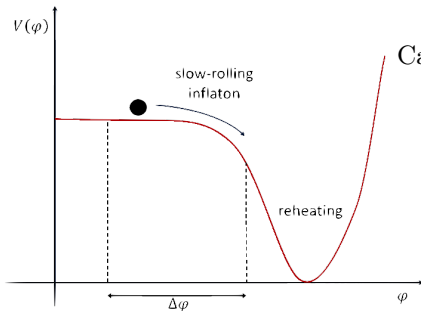
$$T \sim 10^{16} \text{ GeV}$$

Expansão exponencial acelerada!

$$\text{Vol}_f \sim 10^{78} \text{Vol}_i \text{ em } t \sim 10^{-32} \text{ s}$$

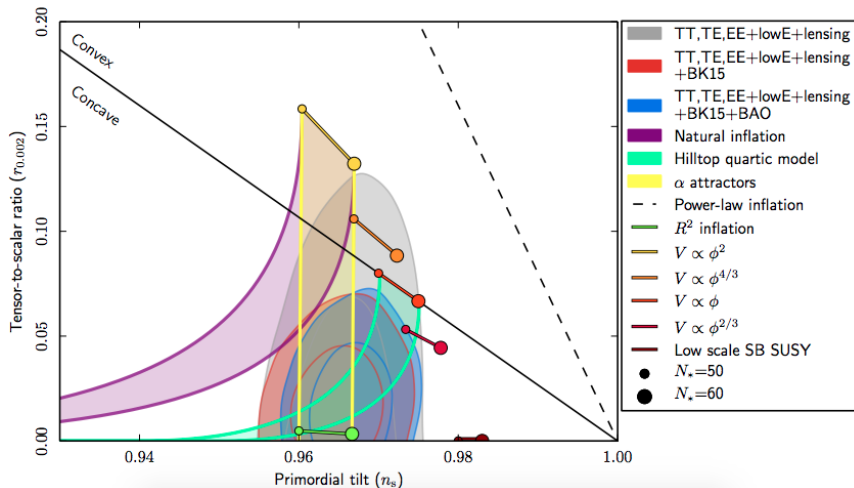
Causa **desconhecida** (há modelos).

INFLAÇÃO



campo escalar ϕ (ínflaton)

$$\frac{\dot{a}}{a} = \sqrt{\frac{V(\phi)}{3m_{\text{Pl}}^2}} \approx \text{const.}$$



PLANCK 2018: Vínculos observacionais sobre razão entre perturbações tensoriais e escalares na radiação cósmica de fundo.

Quando $r_{\text{Uni}} \lesssim 10^{-35} \text{ m}$ ($t \lesssim 10^{-43} \text{ s}$)

($T \sim m_{\text{Pl}} \sim 10^{19} \text{ GeV}$)

ÉPOCA DE PLANCK

efeitos de **gravitação quântica** relevantes!

“Big Bang”? Bounce?

Teoria de Tudo?

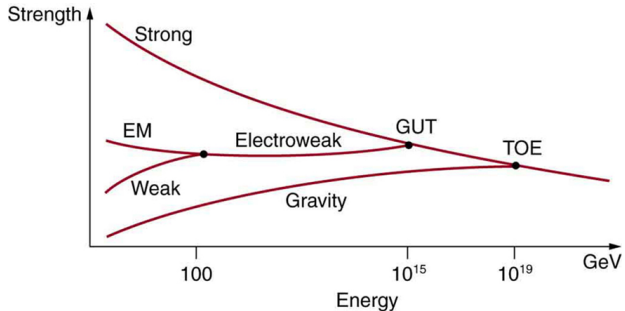
$t \sim 10^{-36} - 10^{-32} \text{ s}$ (?)

$T \sim 10^{16} \text{ GeV}$

INFLAÇÃO

Quebra de GUT?

Expansão exponencial acelerada!



Quando $r_{\text{Uni}} \lesssim 10^{-35} \text{ m}$ ($t \lesssim 10^{-43} \text{ s}$)

($T \sim m_{\text{Pl}} \sim 10^{19} \text{ GeV}$)

ÉPOCA DE PLANCK

efeitos de **gravitação quântica** relevantes!

“Big Bang”? Bounce?

Teoria de Tudo?

$t \sim 10^{-36} - 10^{-32} \text{ s}$ (?)

$T \sim 10^{16} \text{ GeV}$

INFLAÇÃO

Quebra de GUT?

Expansão exponencial acelerada!

$\text{Vol}_f \sim 10^{78} \text{Vol}_i$ em $t \sim 10^{-32} \text{ s}$

Causa **desconhecida** (há modelos).

Inflação dilui tudo!

REAQUECIMENTO

Universo resfria ($\approx$ vazio)

Reaquecido por decaimentos do inflaton.

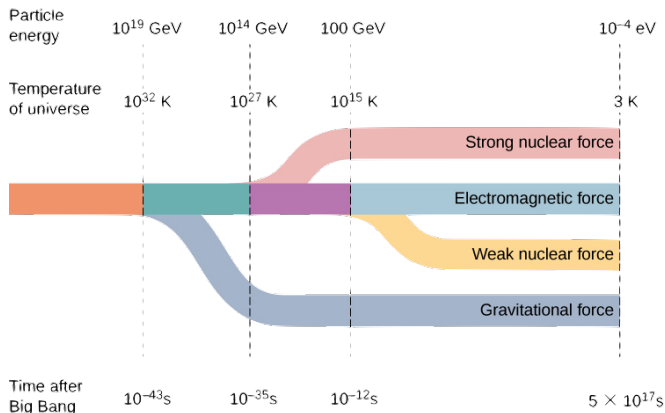
Ondas gravitacionais primordiais?

Transição de fase eletrofraca

Após reaquecimento, deve-se ter **no mínimo** $T \gtrsim 100 \text{ keV}$.

($\sim 10^9 \text{ K}$, senão nucleossíntese fracassa)

Cosmologia Padrão: $T \gtrsim 10^{15} \text{ GeV}$



Transição de fase eletrofraca

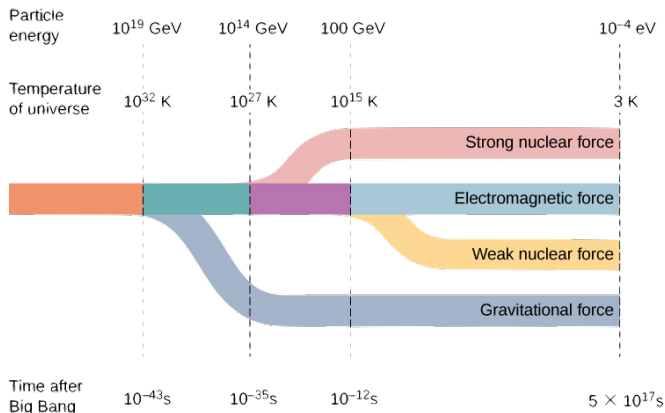
$$T \approx 10^{15} - 10^2 \text{ GeV } (t \lesssim 10^{-12} \text{ s})$$

Higgs **ainda não** quebrou a simetria eletrofraca!

Interações fraca e eletromagnética unificadas!

Universo é um plasma de partículas não-massivas.

Evolução do Universo depende do modelo Além do Padrão.



Transição de fase eletrofraca

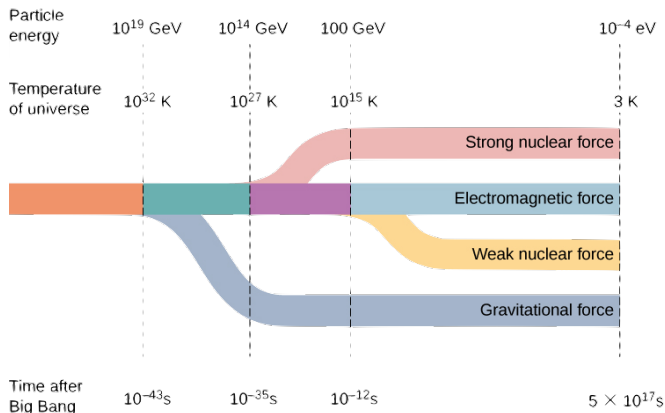
$$T \sim 100 \text{ GeV } (t \sim 10^{-12} \text{ s})$$

Higgs quebra a simetria!

Interações fraca e eletromagnética se distinguem.

Partículas adquirem massa!

Bariogênese? Ondas gravitacionais?



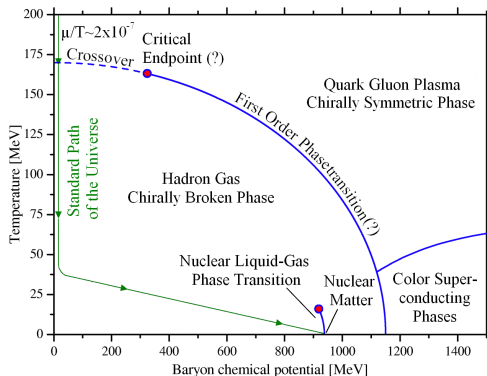
Hadronização

$$T \sim 150 \text{ MeV } (t \lesssim 10^{-6} \text{ s})$$

O plasma já não tem energia suficiente para manter quarks e glúons livres.

Formam-se hádrons (prótons, nêutrons)

Transição de fase da QCD



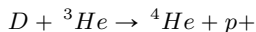
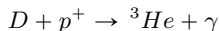
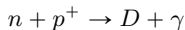
Nucleossíntese

$$T \sim 100 \text{ keV } (t \sim 3 \text{ min})$$

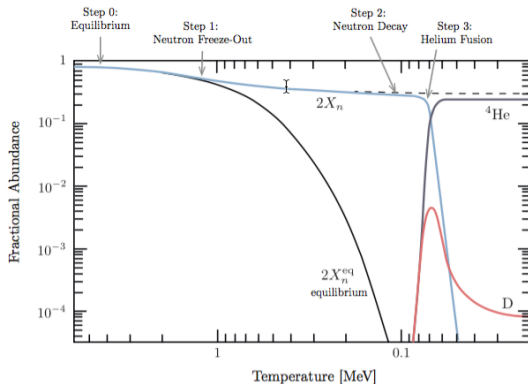
Fótons no plasma não têm energia suficiente para dissociar núcleos de Deuterium (2H)

Formam-se elementos leves.

(vide curso do Hermano)



$\vdots$



Nucleossíntese

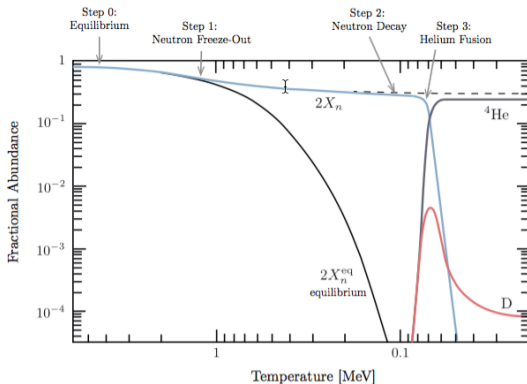
$$T \sim 100 \text{ keV } (t \sim 3 \text{ min})$$

Fótons no plasma não têm energia suficiente para dissociar núcleos de Deuterium (2H)

Formam-se elementos leves.

(vide curso do Hermano)

Enorme sucesso
do modelo do
“Big Bang”
(Universo quente)
Extensões do MP
não podem arruinar esse
resultado!



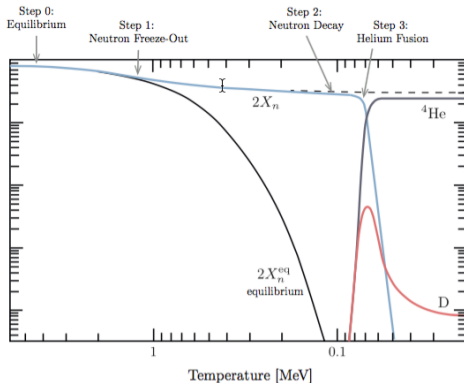
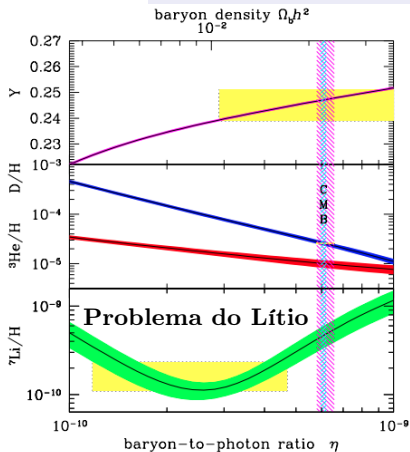
Nucleossíntese

$$T \sim 100 \text{ keV } (t \sim 3 \text{ min})$$

Fótons no plasma não têm energia suficiente para dissociar núcleos de Deuterium (^2H)

Formam-se elementos leves.

(vide curso do Hermano)



Recombinação, formação de estruturas e mais...

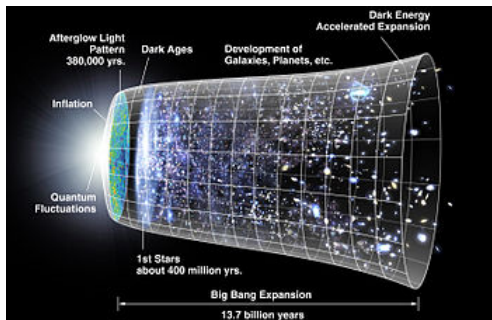
$$T \sim 0.3 \text{ eV } (t \sim 380.000 \text{ anos})$$

Densidade fotônica insuficiente para dissociar H

Número de e^- livres (n_e) reduz drasticamente

Plasma torna-se transparente

Propagam-se os fótons do **CMB**



Segue-se uma “era das trevas” que dura 350 milhões de anos até formação de proto-estrelas e estruturas mais complexas (vide curso do Hermano!) culminando na vida terrestre e na História Humana.

Conclusões

O Modelo Padrão é imensamente bem sucedido...

**mas há ainda *muitas* lacunas
a serem preenchidas!**

Espero tê-los convencido de que a Física de Partículas é uma área de pesquisa frutífera, com ampla aplicabilidade e enorme potencial de expansão!

Conclusões

O Modelo Padrão é imensamente bem sucedido...

**mas há ainda *muitas* lacunas
a serem preenchidas!**

Espero tê-los convencido de que a Física de Partículas é uma área de pesquisa frutífera, com ampla aplicabilidade e enorme potencial de expansão!

Obrigado!