

Lezione 19

# L'interazione debole

Interazione debole identificata dai decadimenti  $\beta$ .

Esperimenti di diffusione estremamente difficili (bassa intensità e raggio d'azione cortissimo).

Descrizione di Fermi valida per energie del MeV.

Agisce sia sui quark che sui leptoni

Famiglie leptoniche

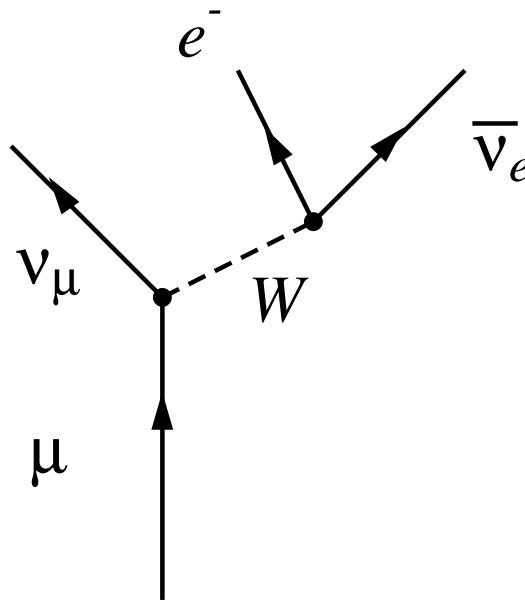
$$\begin{array}{ccc} e^- & \mu^- & \tau^- \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{array}$$

## Decadimento del muone

$$m_\mu = 105.658 \text{ MeV}$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$\text{vita media } 2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

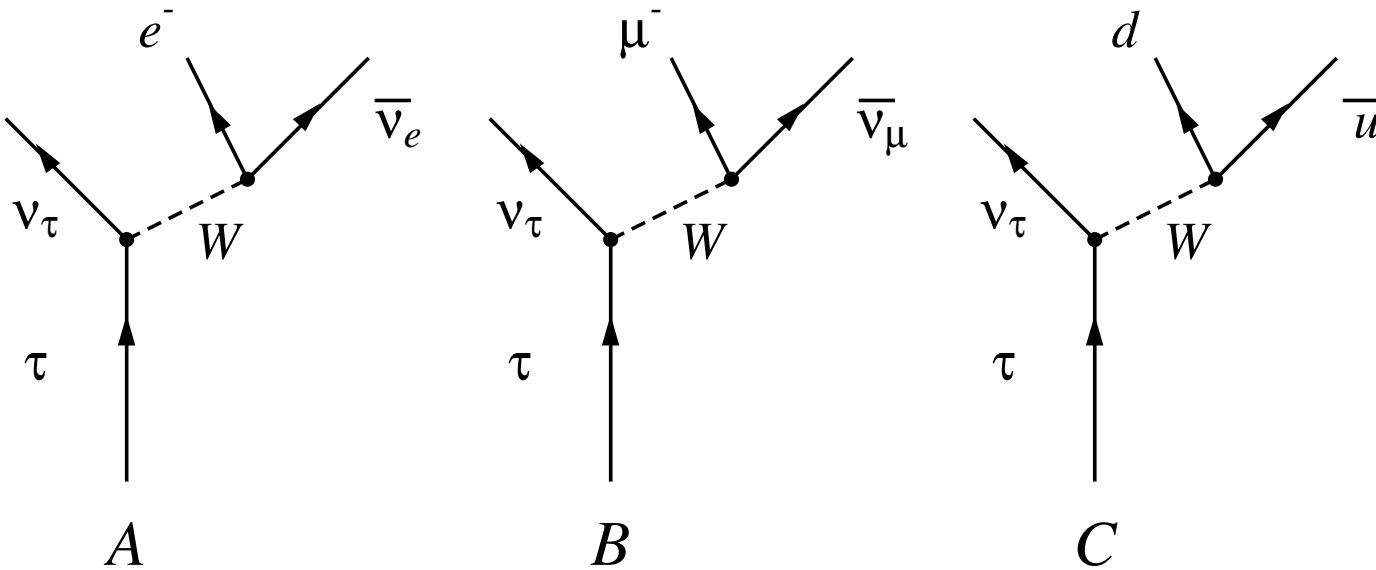


Non sono presenti i decadimenti

$\mu^- \not\rightarrow e^- + \gamma$  ( $\mu$  non è uno stato eccitato dell'elettrone)

$\mu^- \not\rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  (il numero leptonico è conservato famiglia per famiglia)

## Decadimento del $\tau$



$$m_\tau = 1776 \text{ MeV}$$

$$\text{A} : \tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau \quad 18\%$$

$$\text{B} : \tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau \quad 18\%$$

$$\text{C} : \tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau \quad 11\%$$

D : .....

$\nu$  difficilmente rivelabili. Pauli ipotizzò la loro esistenza per conservare energia e momento nei decadimenti  $\beta$ . Ancora oggi i neutrini si rivelano ricostruendo i quadri-impulsi nei processi di reazione.

$\nu$  e  $\bar{\nu}$  sono due particelle differenti.

Gli  $\bar{\nu}_e$  prodotti da  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  producono solo  $e^+$ .

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad \bar{\nu}_e + n \not\rightarrow p + e^-$$

$\bar{\nu}_\mu$  prodotti da un fascio di  $\pi^-$  non producono elettroni.

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+ \quad \bar{\nu}_\mu + p \not\rightarrow n + e^+$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^- \quad \nu_\mu + n \not\rightarrow p + e^-$$

Il numero leptonico è conservato famiglia per famiglia

Massa neutrino  $\neq 0$ , comunque molto piccole rispetto alle energie in gioco.

Le consideremo sempre nulle.

# Processi di interazione debole

## Processi leptonici

Sono coinvolti solo leptoni

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

## Semi-leptonici

Sono coinvolti sia leptoni sia adroni

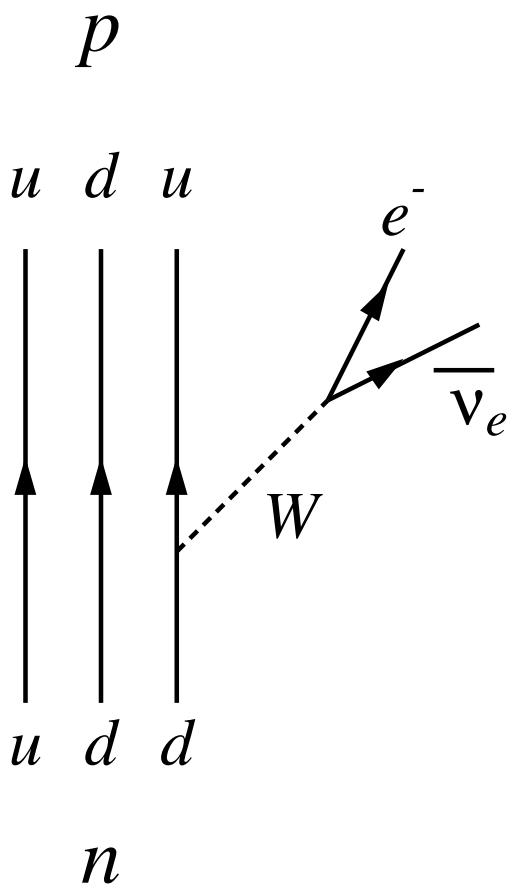
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad ; \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

## Adronici o non-leptonici

Sono coinvolti solo adroni

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$$

I processi deboli sono mediati dai bosoni vettori  $W^\pm$  (80 GeV) e  $Z^0$  (91 GeV).



Decadimento del neutrone

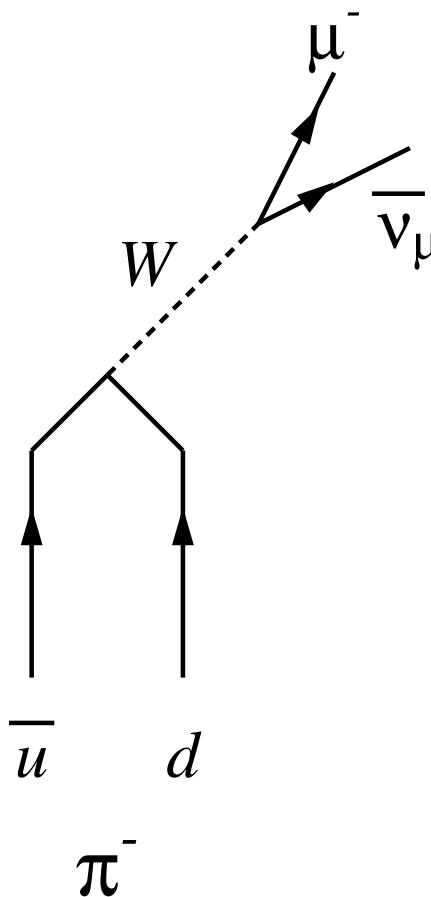
$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Il decadimento in termini di quark

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$$

L'interazione debole è la sola che può cambiare **sapore** ai quark

# Decadimento del $\pi$



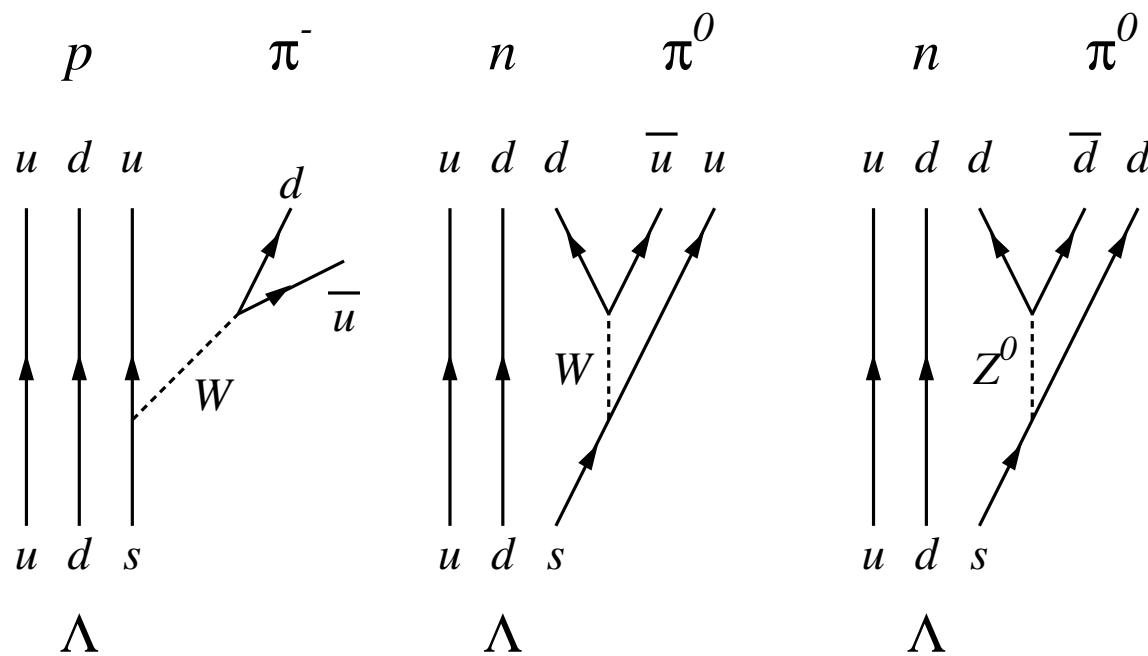
Decadimento del pione

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

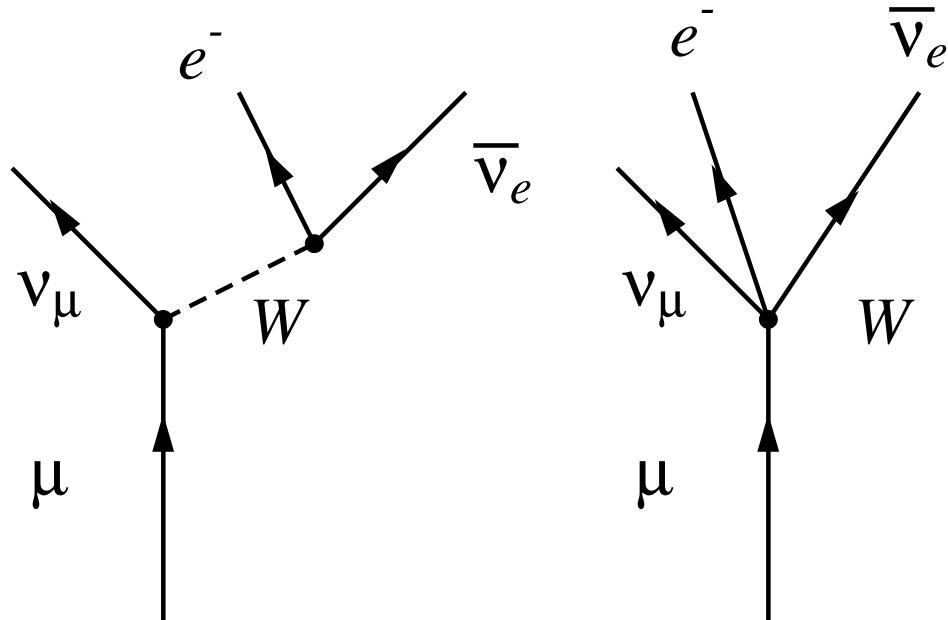
In termini di quark

$$\bar{u} + d \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

# Decadimento della $\Lambda$



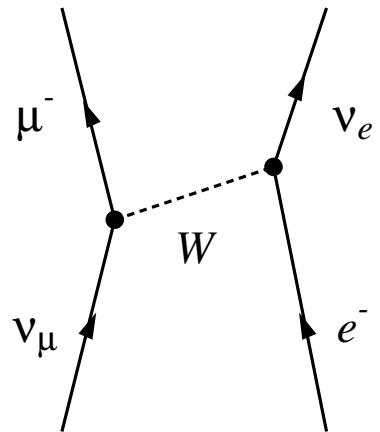
$$\begin{aligned}\Lambda \rightarrow p + \pi^- &\simeq 64 \% \\ \Lambda \rightarrow n + \pi^0 &\simeq 36 \% \end{aligned}$$



Aampiezza di transizione proporzionale al quadrato della costante di accoppiamento (analogia QED)

$$g \frac{1}{Q^2 + M_W^2} g \xrightarrow{Q^2 \ll M_W^2} \frac{g^2}{M_W^2} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{1}{(\hbar c)^2} G_F$$

$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  Costante di Fermi determinata dall'ampiezza di decadimento del  $\mu$ ,  $\Gamma_\mu = G_F^2 (m_\mu)^5$



$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$$

Sezione d'urto

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} 2m_e E_{\nu_e} \\ &= \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} s = \frac{G_F^2}{(\hbar c)^6} \frac{(\hbar c)^2}{\pi} 2m_e E_{\nu_e}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}s &= (\sum_i P_i)^2 = p_{\nu_e}^2 + p_e^2 + 2p_{\nu_e} \cdot p_e \\ &= 0 + m_e^2 + 2m_e E_{\nu_e} \simeq 2m_e E_{\nu_e}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sigma &= (1.166 10^{-5} \text{ GeV}^{-2})^2 \frac{(0.2 \text{ GeV fm})^2}{3.14} 2 \times 0.5 \times 10^{-3} \text{ GeV} E_\nu \\ &\simeq 10^{-10} \text{ GeV}^{-4} \frac{0.04 \text{ GeV}^2 \text{ fm}^2}{3.14} 10^{-3} \text{ GeV} E_\nu \\ &\simeq 10^{-15} \text{ fm}^2 \frac{E_\nu}{\text{GeV}} \simeq 10^{-45} \text{ m}^2 \frac{E_\nu}{\text{GeV}}\end{aligned}$$

Per  $E_\nu = 1$  MeV si ha  $\sigma \simeq 1.7 \cdot 10^{-48} m^2$

Densità di elettroni nel ferro  $\rho \simeq 2.2 \cdot 10^{30} m^{-3}$ .

Libero cammino medio

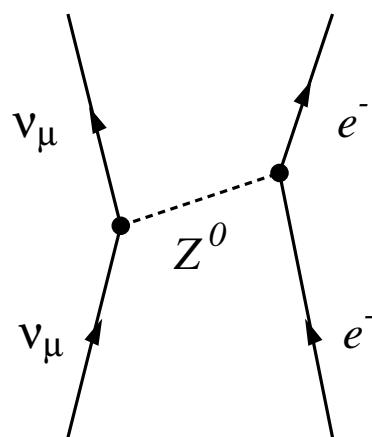
$$L = \frac{1}{\rho\sigma} = [1.7 \cdot 10^{-48} m^2 \cdot 2.2 \cdot 10^{30} m^{-3}]^{-1} \simeq 3.74 \cdot 10^{17} m$$

1 anno luce  $\simeq 0.94 \cdot 10^{16} m$

Ad alte energie si ha

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \frac{M_W^2}{s + M_W^2} s$$

## Correnti neutre



$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$

identificato al CERN in camera a bolle  
(Gargamelle)

Anche diffusione su nuclei e nucleoni

Conservazione del numero leptonico ad ogni vertice.

# Universalità dell'interazione debole

La costante di accoppiamento debole  $g$  è la stessa per tutti i leptoni e quark

Confronto con le ampiezze di transizione di decadimento del  $\tau$ .

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_e + e^- \quad \tau^- \rightarrow \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu + \mu^- \quad \tau^- \rightarrow \nu_\tau + \bar{u} + d$$

$$\Gamma_{\tau e} \simeq \Gamma_{\tau \mu} \quad \Gamma_{\tau \bar{u}d} \simeq 3\Gamma_{\tau \mu} \simeq 3\Gamma_{\tau e}$$

3 numero di colori.

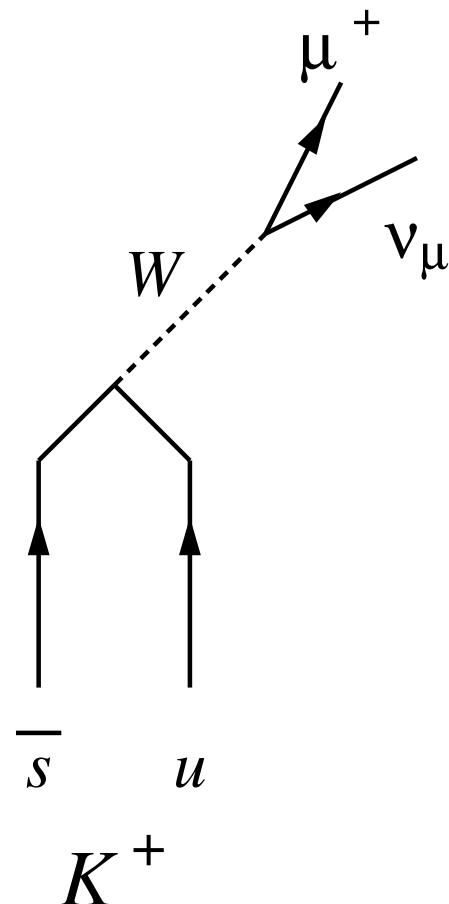
$\Gamma$  dipende da  $m^5$  quindi  $\Gamma_{\tau e} = (m_\tau/m_\mu)^5 \Gamma_{\mu e}$  Vita media del  $\tau$   $\langle t \rangle$

$$\langle t \rangle = \frac{\hbar}{\Gamma_{tot}} = \frac{\hbar}{\Gamma_{\tau e} + \Gamma_{\tau \mu} + \Gamma_{\tau \bar{u}d}} = \frac{\hbar}{5(m_\tau/m_\mu)^5 \Gamma_{\mu e}} \simeq 3.1 \cdot 10^{-13} s$$

$$\langle t \rangle_{exp} = 2.9 \cdot 10^{-13} s$$

Dato che il numero leptonico è conservato famiglia per famiglia le reazioni leptoniche avvengono sempre in presenza di almeno due membri della stessa famiglia

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \text{ma} \quad \mu^- \not\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau \quad \mu^- \not\rightarrow e^- + \nu_\mu$$



Questo sembra funzionare anche per i quark  
Famiglia  $u$   $d$  e famiglia  $c$   $s$

Esiste il  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$   
 $\bar{s}$  e  $u$  appartengono a famiglie diverse

Come se esistesse  $\bar{\nu}_\tau + \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$   
 che è  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$

I quark possono trasformarsi in elementi di altre famiglie

Misure accurate dimostrano che i valori delle costanti di accoppiamento delle transizioni tra quarks hanno valori differenti.

$$\begin{array}{lll} \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu & \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu & g^2 \\ n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e & d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e & 0.92 \ g^2 \\ \Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e & s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e & 0.04 \ g^2 \end{array}$$

Interpretazione di Cabibbo (1963) rivista in chiave moderna  
L'interazione debole non agisce su autostati di sapore dei quark.

$$(H_{em} + H_s)|q\rangle = E_{ems}|q\rangle$$

Base completa di autostati di sapore

$$\begin{array}{ccc} |u\rangle & |c\rangle & |t\rangle \\ |d\rangle & |s\rangle & |b\rangle \end{array}$$

$$(H_{em} + H_s + \textcolor{red}{H_w})|q'\rangle = E_{emsw}|q'\rangle$$

Base completa

$$\begin{array}{ccc} |u'\rangle & |c'\rangle & |t'\rangle \\ |d'\rangle & |s'\rangle & |b'\rangle \end{array}$$

$$\begin{aligned} \langle u|D|d\rangle &\neq 0 \\ \langle u'|D|d'\rangle &\neq 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle u|D|s\rangle &= 0 \\ \langle u'|D|s'\rangle &\neq 0 \end{aligned}$$

atteso  
osservato

E' fisicamente rilevante la differenza  
tra  $u \leftrightarrow d$  e  $u' \leftrightarrow d'$  e  
tra  $c \leftrightarrow s$  e  $c' \leftrightarrow s'$

Si passa da una base all'altra con una trasformazione unitaria.

Si considera per tradizione  $|u\rangle = |u'\rangle$  e  $|c\rangle = |c'\rangle$

$$\begin{aligned} |d'\rangle &= A|d\rangle + B|s\rangle \\ |s'\rangle &= C|d\rangle + D|s\rangle \end{aligned} \quad \left( \begin{array}{c} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{array} \right) = \left( \begin{array}{cc} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} |d\rangle \\ |s\rangle \end{array} \right)$$

$\theta_c$  angolo di **Cabibbo**

Estensione della teoria a  $t$  e  $b$ , matrice  $3 \times 3$  di  
**Kobayashi Maskawa**

# Domande

[P1-5] [P1-6] [P2-6] [P2-9] [P2-11] [P2-12] [P2-13] [P2-14] [P3-14] [P4-11]