

Lezione 19

L'interazione debole

Interazione debole identificata dai decadimenti β .

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

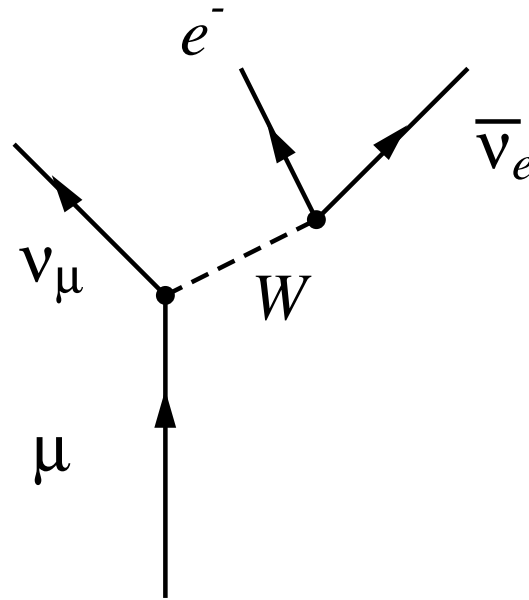
$$\begin{array}{ccc} e^- & \mu^- & \tau^- \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{array}$$

Decadimento del muone

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

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

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

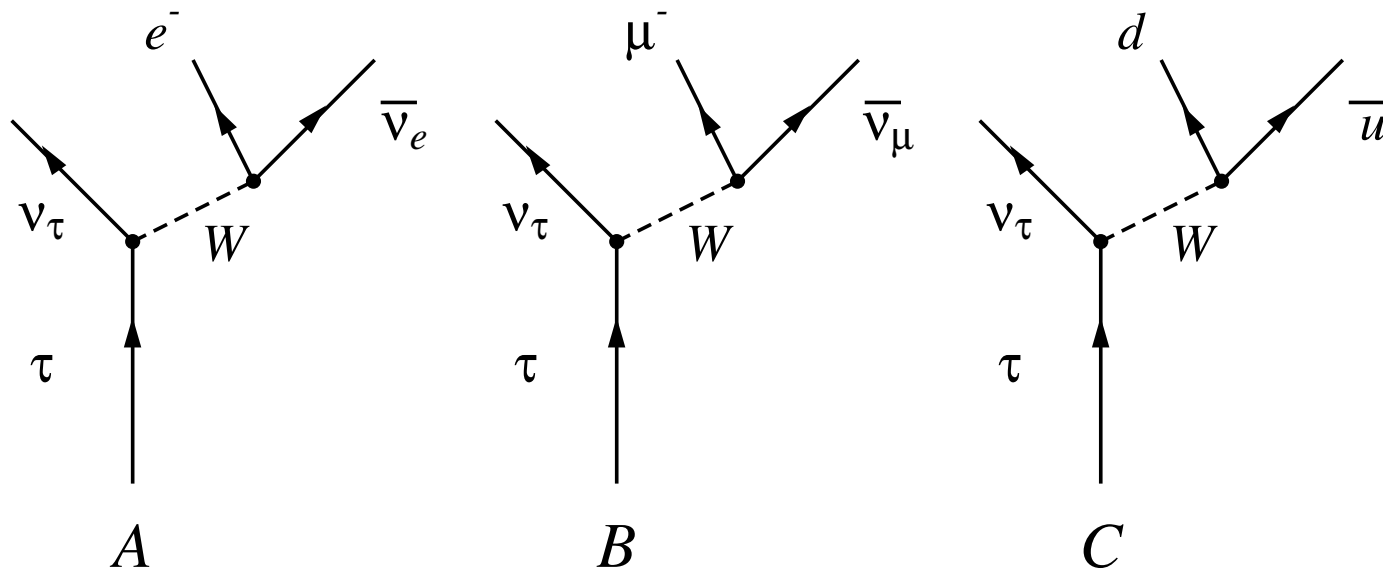


Non sono presenti i decadimenti

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

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

Decadimento del τ



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

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

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

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

D :

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

ν 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 π^- 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

Masse neutrini $\neq 0$, 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

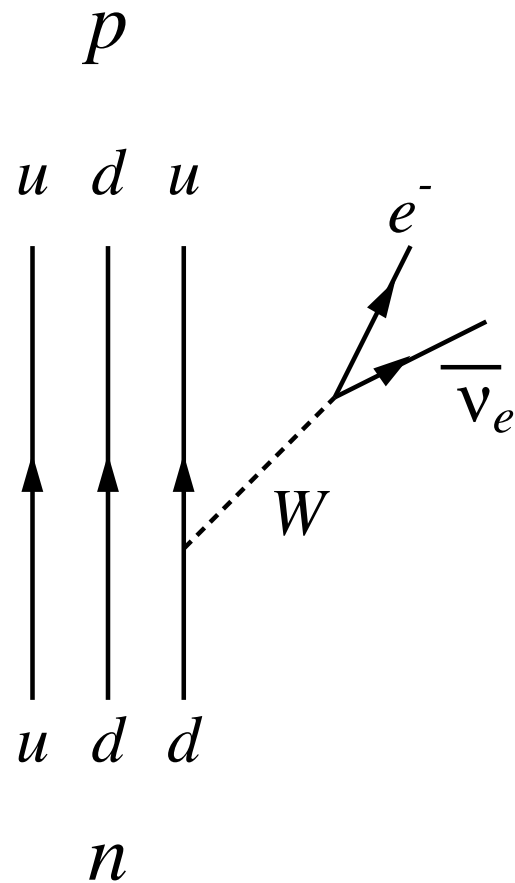
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad ; \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

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

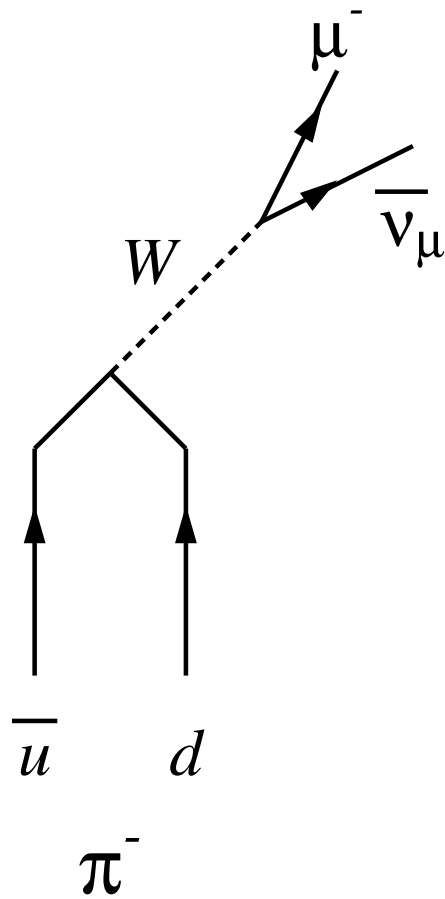
Decadimento del π

Decadimento del pione

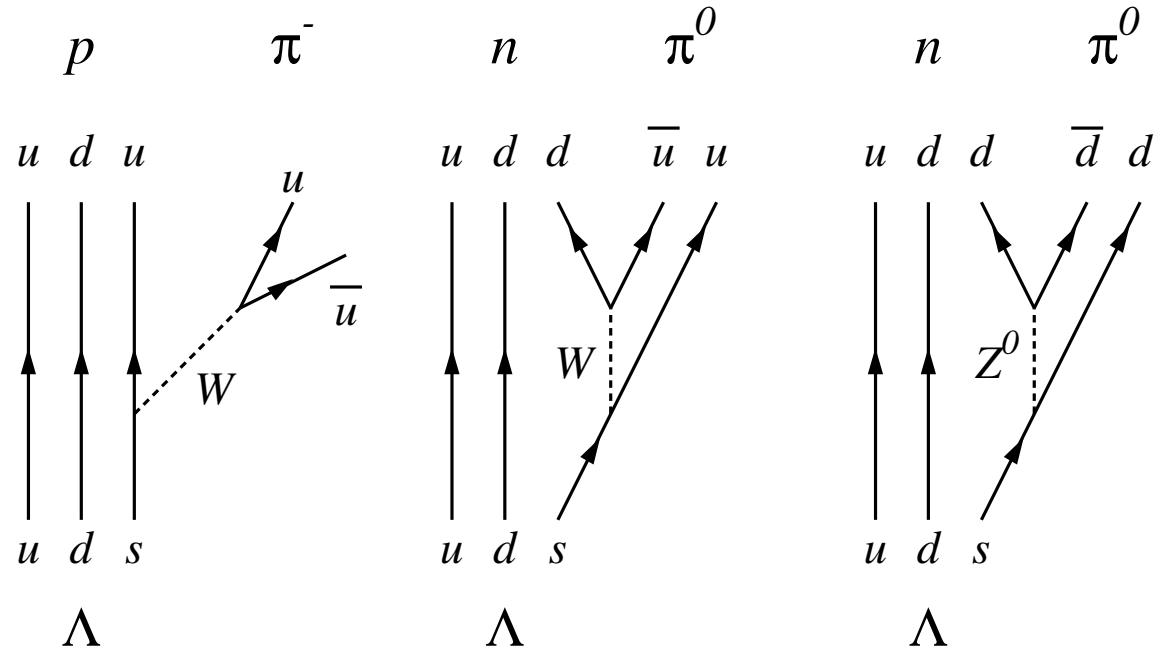
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

In termini di quark

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

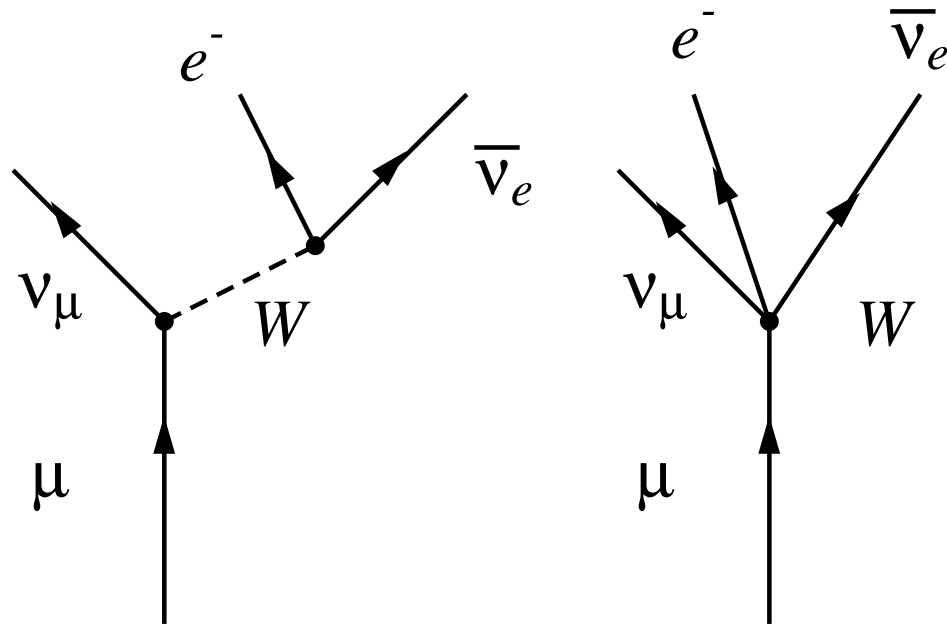


Decadimento della Λ



$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \simeq 64 \%$$

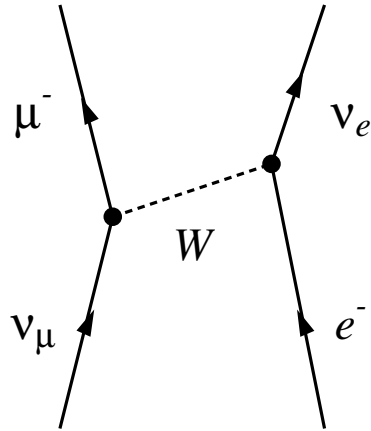
$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0 \simeq 36 \%$$



Ampiezza 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 μ , $\Gamma_\mu = G_F^2 (m_\mu)^5$



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

Sezione d'urto

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

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

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

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

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

Libero cammino medio

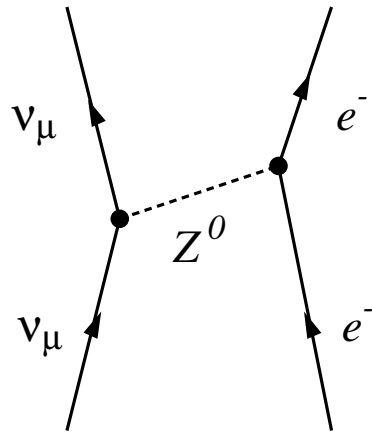
$$L = \frac{1}{\rho\sigma} = \left[1.7 \cdot 10^{-48} \text{ m}^2 \cdot 2.2 \cdot 10^{30} \text{ m}^{-3} \right]^{-1} \simeq 3.74 \cdot 10^{17} \text{ m}$$

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

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 leptonic 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 τ .

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

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

3 numero di colori.

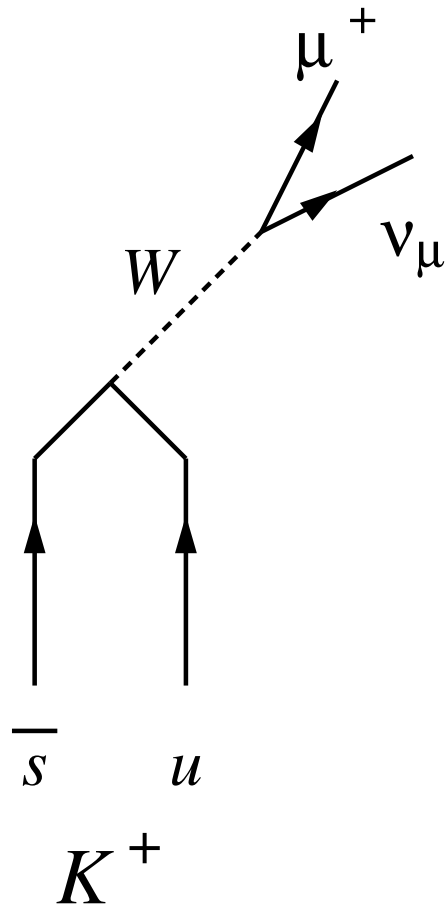
Γ dipende da m^5 quindi $\Gamma_{\tau e} = (m_\tau/m_\mu)^5 \Gamma_{\mu e}$ Vita media del τ $\langle t \rangle$

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

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

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

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

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

Base completa

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

$\langle u D d\rangle \neq 0$	$\langle u D s\rangle = 0$	atteso
$\langle u' D d'\rangle \neq 0$	$\langle u' D s'\rangle \neq 0$	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 $|c\rangle = |c'\rangle$

$$\begin{aligned} |d'\rangle &= A|d\rangle + B|s\rangle \\ |s'\rangle &= C|d\rangle + D|s\rangle \end{aligned} \quad \begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix}$$

θ_c angolo di **Cabibbo**

Estensione della teoria a t e b , matrice 3×3 di

Kobayashi Maskawa

Domande

[P1-5] Fai un esempio di decadimento debole di tipo leptonic, uno di tipo semi-leptonico e uno di tipo adronico.

[P1-6] Quali sono i bosoni mediatori dell'interazione debole e quali sono i numeri quantici che li caratterizzano?

[P2-6] Cosa si intende per universalità dell'interazione debole?

[P2-9] Quali sono i processi fisici che permettono di identificare l'esistenza dell'interazione debole?

[P2-11] Quali sono le particelle da aggiungere nelle seguenti reazioni deboli di cambio carica per conservare il numero leptonic?

1. $\mu^- \rightarrow e^- + ?$

2. $\tau^+ \rightarrow e^+ + ?$

3. $e^- + \frac{A}{Z} X \rightarrow ?$

4. $\nu_\mu + n \rightarrow ?$

5. $\frac{A}{Z} X \rightarrow \frac{A}{Z-1} Y + ?$

6. $\bar{\nu}_e + p \rightarrow ?$

[P2-12] Queste reazioni e/o decadimenti non avvengono in natura. Quali regole di conservazione vengono violate?

1. $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$

2. $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

3. $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow p + e^-$

4. $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$

5. $\mu^- + p \rightarrow n + \pi^0$

6. $e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

[P2-13] I leptoni $\bar{\nu}_e$ e ν_e sono due particelle differenti. Questa affermazione si basa sul fatto che mentre alcuni processi sono stati identificati altri non sono mai stati osservati. Menziona qualcuno di questi processi in modo da giustificare l'affermazione iniziale.

[P4-11] Perché viene introdotto l'angolo di Cabibbo o, più in generale, la matrice di Kobayashi-Maskawa?