

INTERAÇÕES fracas, CAPÍTULO 12

OS TEMPOS DE VIDA DO ρ E DO μ SÃO
MUITO ~~MUITO~~ LONGOS DOS TEMPOS DE VIDA DE PARTÍCULAS
QUE DECAEM POR INTERAÇÃO FORTE OU INTERAÇÃO
ELETROMAGNÉTICA

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad \tau = 2.6 \cdot 10^{-6}$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \tau = 2.2 \cdot 10^{-4}$$

INTERAÇÕES FORTE TEM

ELETROMAGNÉTICO

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$\Delta \rightarrow p + \pi^- \quad \tau = 2.6 \cdot 10^{-10}$$

(uds) uud + $\bar{u}\bar{d}$

ISTO É EVIDÊNCIA QUE OS RECURSOS DO ρ E

DO μ SÃO REGIDOS POR OUTRA DINÂMICA.

QUE CUMULAMOS DE INTERAÇÃO FRACA.

TODOS MESSON / MESON E LEPTON SEMPRE SÃO INTERAÇÃO FRACA.

POQUE O π E O μ ^{$\mu\bar{\mu}$} DECOM TLE PROIBIÇÃO DE
OU POR INTERAÇÃO ~~DE~~ ELETROMAGNÉTICA?
O π^+ E O μ^+ CTEM DO MESON $\bar{e}$. PAM O
MODO PREFERENCIAL PARA O DECAIMENTO

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

MAS ESTE DECAIMENTO NÃO FOI MUITO VISTO,
DO PDG

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \quad \text{BR}(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e) < 1.0 \cdot 10^{-11} \quad (2008)$$

$$< 2.4 \cdot 10^{-12} \quad (2013)$$

PODEMOS ESTABELECE A CONSERVAÇÃO DE UMA QUANTIDADE,
NÚMERO LEPTÔNICO E ELETRÔNICO E MÚMICO:

$$L_e = +1 \quad e^- / \nu_e$$

$$L_e = -1 \quad e^+ / \bar{\nu}_e$$

$$L_e = 0 \quad \text{TODAS AS OUTRAS}$$

$$L_\mu = +1 \quad \mu^- / \nu_\mu$$

$$L_\mu = -1 \quad \mu^+ / \bar{\nu}_\mu$$

$$L_\mu = 0 \quad \text{TODAS AS OUTRAS}$$

ARRRGO PARA O TAM.

então $\mu^- \rightarrow e^- L$ viola L_e e L_μ .

LUTA TODOS OS DECAIMENTOS DO TAU, QUE É O LEPTON
MAS PODEMOS DE QUE O MOOD?

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

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

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

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$$

OUTROS EXEMPLOS DE DECAIMENTOS FRÁGEIS ENVOLVEM NEUTRONS.

ATÉ ONDE SABEMOS, NEUTRONS SÃO PRATICAMENTE DE

$$MASSA ZERO \quad (m_{\nu_i} < 2,0 \text{ eV} = \frac{2,0 \text{ eV}}{c^2} m_e = 4 \cdot 10^{-6} m_e)$$

PODEMOS TER

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, e^+ + \nu_e$$

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu, \pi^0 e^+ \nu_e$$

DECAIMENTOS LEPTÔNICOS

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0, \pi^+ \pi^+ \pi^-, \pi^+ \pi^0 \pi^0 \quad \text{SABE-LEPTÔNICOS}$$

AS INTERAÇÕES FRÁGEIS SÃO AS RESPONSÁVEIS PELA DECAIMENTOS

$$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$$



PARA ESTUDARMOS INTERAÇÕES FRACAS QUE VIVEM A PARIDADE, PARA ISTO PRECISAMOS ENTENDER A PARIDADE NAS PARTÍCULAS,

A OPERAÇÃO PARIDADE É

$$\psi'(\vec{x}, t) = P^\dagger \psi(\vec{x}, t) = \psi(\vec{x}', t)$$

$$P \psi'(\vec{x}, t) = P^\dagger \psi(\vec{x}, t) = \psi(\vec{x}, t)$$

$$P^2 = I \quad P = P^{-1}$$



PARA PRESERVAR A NORMALIZAÇÃO

$$\langle \psi | \psi \rangle = \langle \psi' | \psi' \rangle = \langle \psi | P^\dagger P | \psi \rangle \quad \begin{cases} P^\dagger P = I & P = P^\dagger \\ P P = I \end{cases}$$

P É UMA TRANSFORMAÇÃO UNITÁRIA E HERMITIANA

$$\boxed{U U^\dagger = I \quad \text{normalizada} \quad U = U^\dagger}$$

$$\boxed{U^{-1} = U = U^\dagger}$$

ENTÃO P É OBSERVÁVEL,

SE $[H, P] = 0$ P É UMA COMUTANTE OBSERVÁVEL

COMO

$$P^2 = 1 \Rightarrow \text{AUTOVALORES} \quad P = \pm 1$$

EXPERIMENTALMENTE

QED / QCD CONSERVA PARIDADE

INT. FRACAS NÃO !!

COMO P TEM AUTOVANERES, PODEROS CONSTRUIR A PARIDADE INTRINSECA DE PARTÍCULAS.

Spin 1 $\oplus -1$

Spin 1/2 $\left\{ \begin{array}{l} \text{PARTÍCULAS} \\ \text{ANTIPARTÍCULAS} \end{array} \right.$ $\left\{ \begin{array}{l} +1 \\ -1 \end{array} \right.$ conjugação

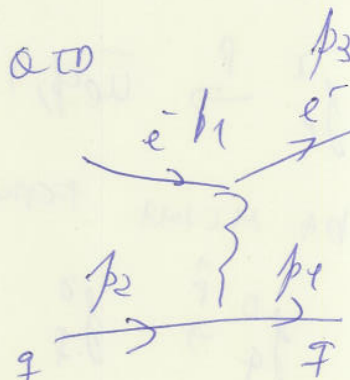
$$\vec{P} = \gamma^5 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ -1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

SEJA O PROCESSO $\bar{e} \gamma \rightarrow \bar{e} \gamma$, POR QED

$$-i\mathcal{M} = -\frac{e^2}{q^2} g^{\mu\nu} j_e^\mu j_\gamma^\nu = \left(\frac{e^2}{q^2} j_e \cdot j_\gamma \right)$$

$$j_e^\mu = \bar{u}_e(p_3) \gamma^\mu u_e(p_1) \quad j_\gamma^\nu = \bar{u}_\gamma(p_4) \gamma^\nu u_\gamma(p_2)$$

O QED ACATACE COM M SOBRE PARIDADE?



ESPIHORES

$$u \xrightarrow{\hat{P}} u' = \hat{P}u = \gamma^0 u$$

$$\bar{u} \Rightarrow u^\dagger \gamma^0 \xrightarrow{\hat{P}} (P_4)^\dagger \gamma^0 = u^\dagger \gamma^0 \gamma^0 = \bar{u} \gamma^0$$

$$\bar{u} \xrightarrow{P} \bar{u} \gamma^0$$

PORTATO A CORRENTE

$$J_\mu^e = \bar{u}_e(p_3) \gamma^\mu u_e(p_1) \xrightarrow{\hat{P}} \bar{u}_e(p_3) \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 u_e(p_1)$$

PORAS PROPRIEDADES

$\gamma^{\mu\dagger}$

PMA $\mu=0$

$$J_e^0 \xrightarrow{\hat{P}} \bar{u}_e(p_3) \gamma^0 \gamma^0 \gamma^0 u_e(p_1) = \bar{u}_e(p_3) \gamma^0 u_e(p_1) \text{ INVARIA}$$

$$J_e^i \xrightarrow{\hat{P}} \bar{u}_e(p_3) \gamma^0 \gamma^i \gamma^0 u_e(p_1) = -\bar{u}_e(p_3) \gamma^i u_e(p_1) = -J_e^i(p_1)$$

ÉPTAC NA MESMA FORMA

$$J_q^0 \xrightarrow{\hat{P}} J_q^0$$

$$J_q^i \xrightarrow{\hat{P}} -J_q^i$$

E PORTATO O PRODOTO ESCALAR,

$$J_e \cdot J_q = J_e^0 J_q^0 - \vec{J}_e \cdot \vec{J}_q \xrightarrow{\hat{P}} J_e^0 J_q^0 - (-\vec{J}_e) \cdot (-\vec{J}_q) = J_e \cdot J_q$$

ÉPTAC OS ELEMENTOS DA MATRIZ AL DA QED SÃO

INVARIÁVEIS. $\rightarrow$ PRINCÍPIO É CONSTRUIR NA

QED.

223

VIOLAÇÃO DA PARIDADE EM DECAIMENTO β

A PARIDADE CORRESPONDE À T. DISCRETA $x \rightarrow -x$

CLASSIFICAÇÃO

VECTORES

$$\vec{A} \xrightarrow{P} -\vec{A}$$

$$\vec{p} \xrightarrow{\hat{P}} -\vec{p}$$

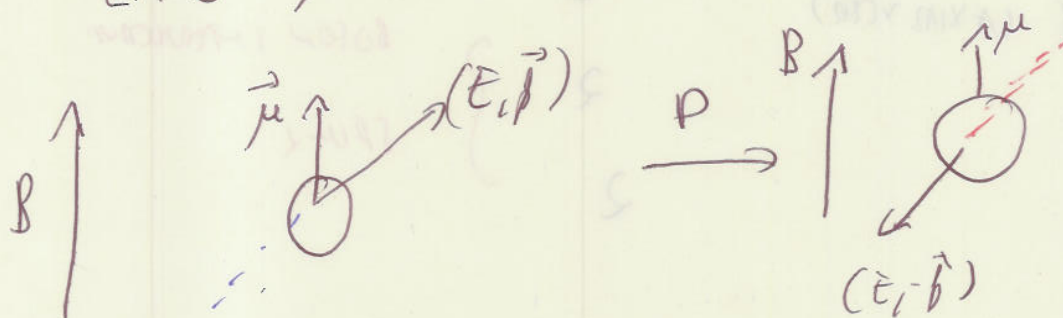
VECTORES AXIAIS

$$\vec{L} \xrightarrow{\hat{P}} \vec{L} = (-\vec{r} \times -\vec{p})$$

$$\vec{\mu} \xrightarrow{P} \vec{\mu} \quad \mu \neq \vec{L}$$

$$\vec{p} \xrightarrow{P} \vec{p} \quad d\vec{p} \cdot \vec{r} \times \vec{r} d\vec{r} = \epsilon d\vec{r}$$

ENTÃO $\vec{\mu} \cdot \vec{p} = \vec{r} \cdot \vec{p}$ É UMA QUANTIDADE AXIAL.



EXISTEM MAIS ELEMENTOS NA DIREÇÃO ----- DO QUE NA DIREÇÃO -----.

ENTÃO A INTERACÇÃO FRACA VIOLA A PARIDADE.

PORTANTO A INTERACÇÃO NÃO PODE SER NA FORMA $\bar{\psi} \gamma^\mu \psi$

BILINEARES COVARIANTES

NA QED A QUANTIDADE

$j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi$ É UMA, E CORRESPONDE A UM QUANTIVECTOR.

PODEMOS TER AS SEGUINTE COMBINAÇÕES

TIPO		ACOPLEMENTO DO BOSON / SPIN
ESCALAR	$\bar{\psi} \phi$	ϕ } BOSON INTERAÇÃO SPIN=0
PSEUDOSCALAR	$\bar{\psi} \gamma_5 \phi$	ϕ }
VETOR	$\bar{\psi} \gamma^\mu \phi$	1 } BOSON INTERAÇÃO SPIN=1
PSEUDOVETOR	$\bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \phi$ (AXIAL VETOR)	1 }
TENSOR	$\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \phi$	2 } BOSON INTERAÇÃO SPIN=1
PSEUDOTENSOR	$\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \phi$	2 }

A FORMA MAIS GERAL DE ACOPLEMENTO DE UM FERMION COM UM BOSON DE SPIN=1 É

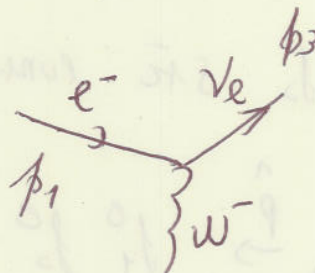
$$C_V \bar{\psi} \gamma^\mu \phi + C_A \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \phi$$

225

EXPERIMENTALMENTE A INTERAÇÃO FRACA É

NA FORMA DE UM ACOPLAMENTO V-A !!

$$j^\mu \propto \bar{\psi}_{\nu_e} (\gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^5) \psi_e$$



COMO REPRESENTAR ISTO?

CORRESPONDE A KUR $j_A^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi$

$$j_A^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi \xrightarrow{P} \bar{\psi} \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^5 \psi = -\bar{\psi} \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^5 \psi$$

$$j_A^0 \xrightarrow{\hat{P}} -\bar{\psi} \gamma^0 \gamma^0 \gamma^5 \psi = -\bar{\psi} \gamma^5 \psi = -j_A^0$$

$$j_A^i \xrightarrow{\hat{P}} -\bar{\psi} \gamma^0 \gamma^i \gamma^5 \psi = +\bar{\psi} \gamma^i \gamma^5 \psi = +j_A^i$$

OS ELEMENTOS DE MATRIZ

$$M \propto g_{WV} j_A^\mu j_V^\mu$$

$$\begin{aligned} j_A^0 &\xrightarrow{\hat{P}} -j_A^0 & j_A^i &\xrightarrow{\hat{P}} +j_A^i \\ j_V^0 &\xrightarrow{\hat{P}} +j_V^0 & j_V^i &\xrightarrow{\hat{P}} -j_V^i \end{aligned}$$

SE J_1 e J_2 são parâmetros AXIAIS,

$$J_{A1} \cdot J_{A2} \xrightarrow{\hat{P}} (-J_1^0)(-J_2^0) - J_1^u J_2^u = J_{A1} \cdot J_{A2}$$

É INVARIANTE

SE J_1 e J_2 são parâmetros VITUAIS,

$$J_{V1} \cdot J_{V2} \xrightarrow{\hat{P}} J_1^0 J_2^0 - (-J_1^u)(-J_2^u) = J_{V1} \cdot J_{V2}$$

É INVARIANTE.

SOMATE SE TIVERMOS

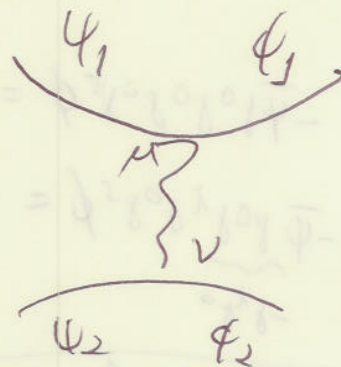
$$J_{SV} \cdot J_{A2} \xrightarrow{\hat{P}} (J_1^0)(-J_2^0) - (-J_1^u)J_2^u = -J_{V1} \cdot J_{A2}$$

NÃO PARCELE!!

NO CASO COMUM

$$J_1 = \Phi_1 (g_{\nu} r^{\nu} + g_A r^A) \Psi_1$$

$$J_2 = \bar{\Phi}_2 (g_{\nu} r^{\nu} + g_A r^A) \Psi_2$$



$$M_{ji} \propto J_1 \cdot J_2 = g_{\nu}^2 J_1^{\nu} J_2^{\nu} + g_A^2 J_1^A J_2^A + g_{\nu} g_A (J_{V1} J_{A2} + J_{A1} J_{V2})$$

SOBRE PARCELE TAMBÉM

$$J_1 J_2 \xrightarrow{\hat{P}} g_{\nu}^2 J_1^{\nu} J_2^{\nu} + g_A^2 J_1^A J_2^A - g_{\nu} g_A (J_{V1} J_{A2} + J_{A1} J_{V2})$$

$(g_A \neq 0)$ $(g_V \neq 0)$
SE g_V OU g_A É ZERO A PARIDADE É CONSERVADA.

A PARTE QUE VIOLA PARIDADE É

$$\text{SE } g_V = g_A = 1/2$$

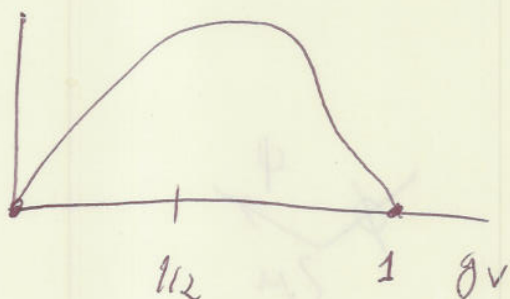
$$\left| \frac{g_V g_A}{g_V^2 + g_A^2} \right|$$

$$\frac{1/2 \cdot 1/2}{1/4 + 1/4} = 1/2$$

VALOR MÁXIMO

$$\text{SE } g_V = -g_A = 1/2$$

$$\frac{1/2 \cdot (-1/2)}{1/4 + 1/4}$$



NO EXPERIMENTO NA NÚCLEO WU FOI MEDIDO QUE

$$g_V = g_A$$

ESTRUTURA QUANT DA QED

COMBINAÇÃO QED

$$P_R + P_L = 1$$

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$$

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$$

$$P_L P_R = P_R P_L = 0$$

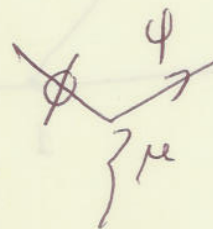
SÃO PROJEÇÕES DE ESTADOS QUANT DE NÚCLEO DIREITA E ESQUERDA,

QA ESPINHA DOE SE EXPLO COM

$$\psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi + \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi = P_R \psi + P_L \psi = \psi_R + \psi_L$$

O VÉRTICE DA QED É

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \psi = \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_R + \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_L + \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_R$$



COMO

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_L &= \frac{1}{2} \psi^\dagger (1 + \gamma_5) \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi \\ &= \frac{1}{2} \psi^\dagger \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi \\ &= \frac{1}{2} \bar{\psi} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi = 0 \end{aligned}$$

ENTÃO O VÉRTICE DA QED CONSERVA

QUILIZADO.

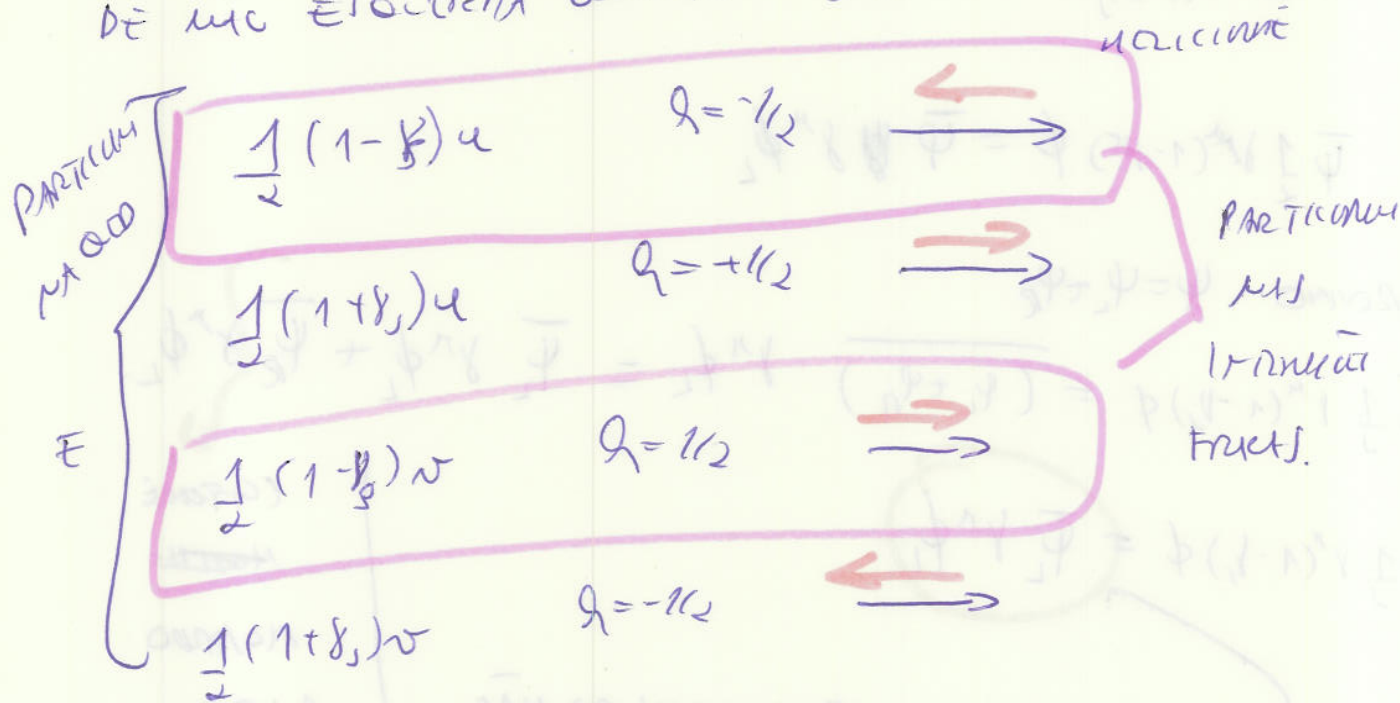


UNICAMP

229

~~A ESTRUTURA DA INTERAÇÃO~~

A ALIAS ENTÃO $E \gg m$, E AS COMPONENTES DE UM ELETRONA QUANTO SÃO AUTONOMAS DE



~~A ESTRUTURA DA INTERAÇÃO FRACA É~~

O VÉRTICE DA INTERAÇÃO FRACA É DADO POR UM BASE $W^\pm$

$$\frac{-ig_w}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} \gamma_\mu (1-\gamma_5)$$



DO VERTICE

$$-\frac{1}{2} \gamma^\mu (1-\gamma^5)$$

Como $\frac{1}{2}(1-\gamma^5)$ PROJETA ESTADOS QUANTOS DE

MICRO ESCALA,

$$\bar{\psi} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi_L$$

ESCREVENDO $\psi = \psi_L + \psi_R$

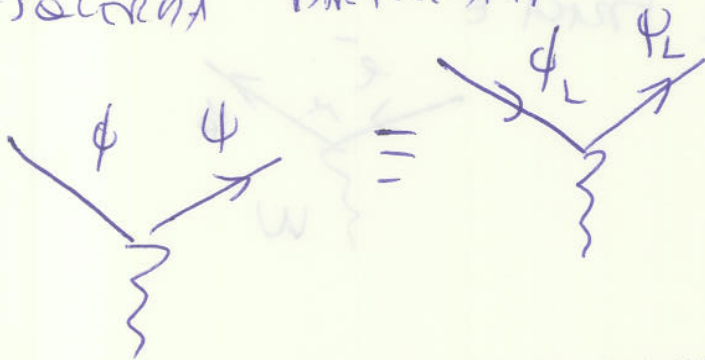
$$\bar{\psi} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi = (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R) \gamma^\mu \psi_L = \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_L$$

$$\bar{\psi} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi = \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L$$

APÓS ESTOS QUANTOS DE MIC

(CONTINUA)
NÃO
MORNO
ANTES.

ESCREVENDO PARTICIPAM,



COMPLETO CORRETO

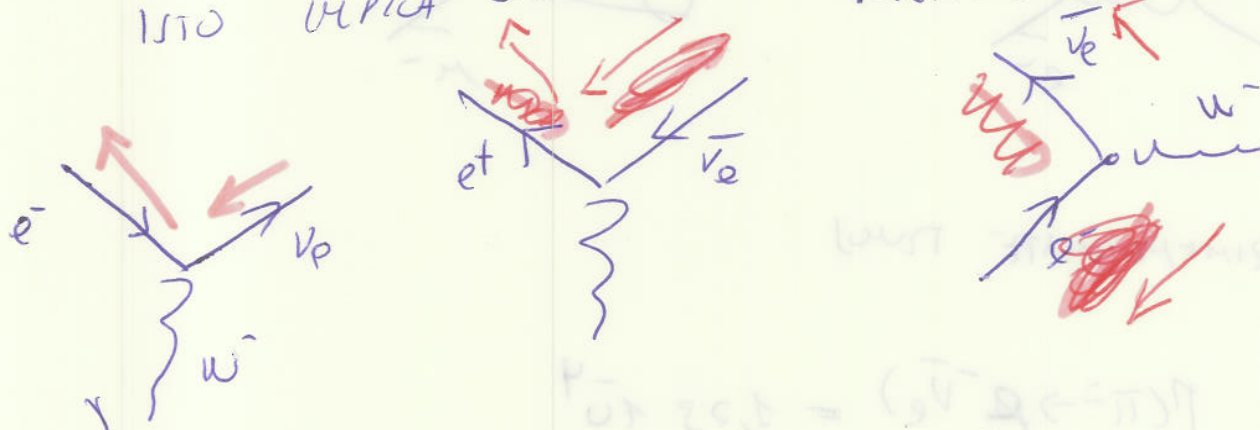
$$(\bar{\psi})_R = \bar{\psi}_L \quad \psi_L = (\psi)_R$$



UNICAMP

(231)

ISTO É UMA ÚNICA QUE HA INTERAÇÃO ENTRE ESTAS PARTÍCULAS



É ASSIM NO ESPANHOLO

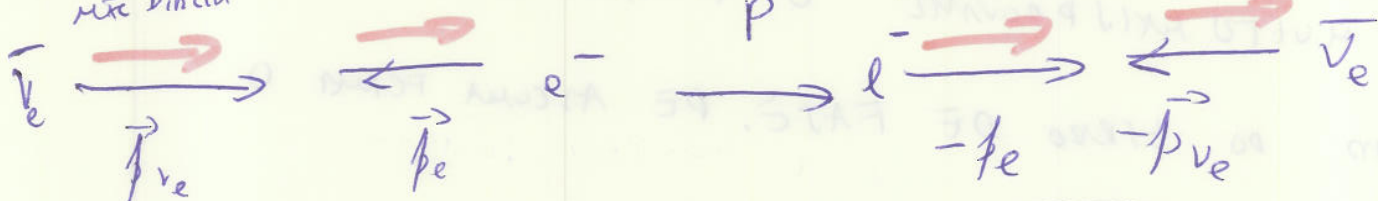
$$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow W^-$$

AN PARTÍCULA DE
MTC DIREITA

PARTÍCULA DE MTC
ESQUERDA

PARTÍCULA DE
MTC DIREITA

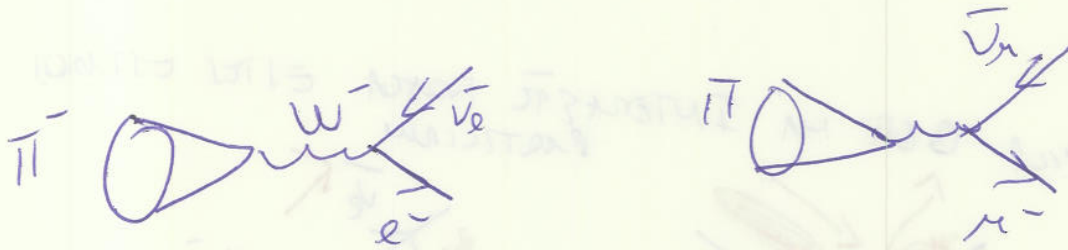
ANTIPARTÍCULA DE
MTC ESQUERDA



INTERAÇÃO FRACA

NÃO OCORRE

HECICIDADE NO DECAIMTO DO PION



EXPERIMENTALMENTE TEMOS

$$\frac{P(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{P(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = 1,23 \cdot 10^{-4}$$

É MUITO MISTIFICADO O $\pi^- \rightarrow \mu^-$ DO QUE $\pi^- \rightarrow e^-$,
 PORQUE DO TIPO DE FASE, DE ALGUMA FORMA O
 DECAIMTO DO PION



① PION É TIPO DE SPIN ZERO $\rightarrow$ SPIN DE $\mu^-/\bar{\nu}_\mu$
 SÃO OPPOSTOS

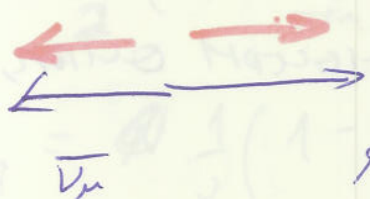
② INTERAÇÃO TRAZ ACPLA ANTIPARTICULAS QUANTAS
 PÉ ~~PO~~ MUITO DIREITA, PMA NEUTROS $m_\nu \approx 0$ E MÃE
 $\bar{\nu}_\mu$ E MÃE NO ESTADO DE HECICIDADE NEGATIVA.



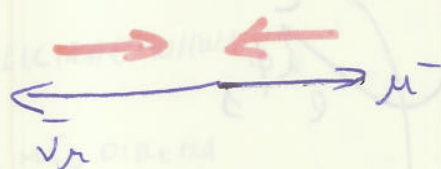
UNICAMP

233

(OM) EJAIS OOS ITMY A ÚICA POSSIBILIDADE É



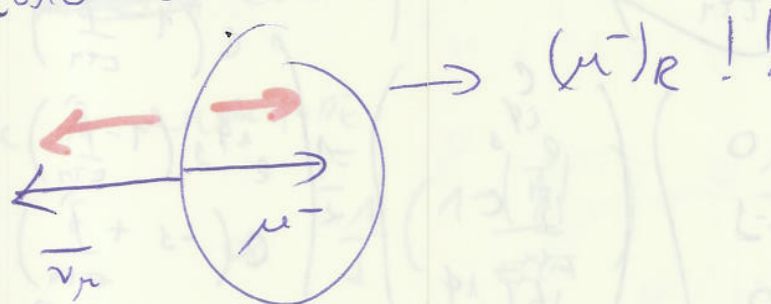
VAMOS TESTAR



VIOLA $SPIN=1$.

VIOLA $(\bar{\nu}_\mu)_L$

COMO EXPLICAR A SORTECITA?





UNICAMP

235

$$Q = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} - I_S = \begin{pmatrix} I & -I \\ -I & I \end{pmatrix}$$

$$Y_S = \begin{pmatrix} I-I & I \\ I & I-I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$$

$$P_R = \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \right]$$

$$P_P = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I & I \\ I & I \end{pmatrix}$$

$$P_R \begin{pmatrix} c \\ e^{i\varphi_1} \\ -c \\ -ie^{i\varphi} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ e^{i\varphi_1} \\ -c \\ -ie^{i\varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$P_L \begin{pmatrix} c \\ e^{i\varphi_1} \\ -c \\ -ie^{i\varphi} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ e^{i\varphi_1} \\ -c \\ -ie^{i\varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ ie^{i\varphi} \\ -c \\ -ie^{i\varphi} \end{pmatrix}$$

ENTÃO O ESTADO É O CÍRCULO u_L .

$$P_L u_{\uparrow} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{|\vec{b}|}{\epsilon \tau_1} \right) u_L$$

PE FORMA APROXIMADA

$$P_R u_{\uparrow} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{|\vec{b}|}{\epsilon \tau_1} \right) \begin{pmatrix} c \\ e^{i\varphi_1} \\ c \\ ie^{i\varphi} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{|\vec{b}|}{\epsilon \tau_1} \right) u_R$$



UNICAMP

237

POREINTO A AMPLITUDE $\bar{E}$ SUPREMACIA PUA MUA NO
 PLOU,

$$\Gamma \propto G_F^2 m_\mu^2 m_\pi^3.$$

$\pi \rightarrow e \bar{\nu}_e$ $\bar{E}$ SUPREMACIA,

ISTO EXPLICA PORQUE

$$\mathcal{M}_{\pi \rightarrow e \bar{\nu}_e} \propto \frac{m_e}{m_\pi + m_e} \approx \frac{0.5 \text{ MeV}}{139 \text{ MeV} + 0.5 \text{ MeV}} = \frac{5 \cdot 10^{-1}}{1.4 \cdot 10^2} = 4 \cdot 10^{-3}$$

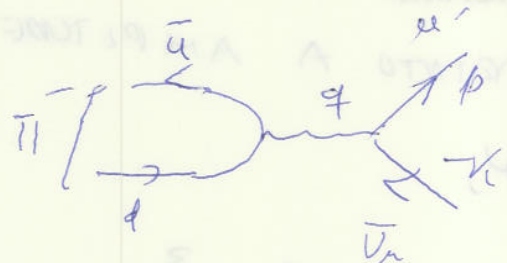
$$|\mathcal{M}_{\pi \rightarrow e \bar{\nu}_e}|^2 \propto 16 \cdot 10^{-6} = 2 \cdot 10^{-5}$$

$$\mathcal{M}_{\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu} = \frac{105}{139 + 105} = \frac{105}{244} \approx 0.5$$

$$\frac{\mathcal{M}_{\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu}}{\mathcal{M}_{\pi \rightarrow e \bar{\nu}_e}} = \frac{0.5}{4 \cdot 10^{-3}} = 10^2$$

о детерминации по полному правилу для циклов,

$$\pi(q) \rightarrow \bar{u}(p) + \bar{\nu}_\mu(k)$$



vertex $\frac{-i g_\omega}{\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma_5)$

propagator $\frac{-i}{q^2 - M_\omega^2} g_{\mu\nu}$

для бозонов можно заменить $q^2 < m_\omega^2$

$$\frac{-i}{-M_\omega^2} (g_{\mu\nu}) = \frac{i g_{\mu\nu}}{M_\omega^2}$$

таким образом для амплитуды пиона

$$\mathcal{M} = \frac{\bar{u}(p) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(k)}{2\sqrt{2}} \left(\frac{i g_{\mu\nu}}{M_\omega^2} \right) \dots$$

соответствует

интерференция пиона

Em 1931, Fermi propôs um modelo com a QCD,
que o decaimento β tem a matriz de elemento

para

$$\mathcal{M}_\beta = G_F g_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \bar{\psi} \gamma^\nu \psi$$

onde $G_F = 1.16 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

Com a descoberta da violação da paridade, a amplitude

foi modificada para

$$\mathcal{M}_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} g_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi \bar{\psi} \gamma^\nu (1-\gamma_5) \psi$$

comparando com a expressão de Fermi de um

boson W

$$\mathcal{M}_\beta = \frac{g_w}{\sqrt{2}} \bar{\psi} \frac{1}{2} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi \left(\frac{g_{\mu\nu}}{m_w^2} \right) \left(\frac{g_w}{\sqrt{2}} \bar{\psi} \frac{1}{2} \gamma^\nu (1-\gamma_5) \psi \right)$$

como os termos

$$\mathcal{M}_\beta = \left(\frac{g_w^2}{8 m_w^2} \right) g_{\mu\nu} \bar{\psi} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \psi \bar{\psi} \gamma^\nu (1-\gamma_5) \psi$$

ENTÃO IDENTIFICAÇÃO

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_w^2}{8m_w^2}$$

PORTANTO O DECAIMENTO DO PION É

(ONDE USAMOS G_F EM VEZ DE G_F , DADOS EXPLÍCITOS O PORQUE)

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} ()^\mu \bar{u}(p) \gamma_\mu^* (1-\gamma_5) u(q)$$

NÃO SABEMOS COMO ESSE A CORRENTE

FRACA DO PION.

ARGUMENTO

① Como $\mathcal{M}$ É UM INVARIANTE DE LORENTZ, ENTÃO

$()^\mu$ PRECISA SER UM QUADRIVETOR O VETOR AXIAL.

② O PION NÃO TEM SPIN, ENTÃO O ÚNICO 4-VETOR DISPONÍVEL

$$\equiv q^\mu.$$

FUNÇÃO COM

$$\sigma^{\mu\nu} q_\nu$$

EXPLICAR

PORTANTO

$$\text{COMO } q^2 = m_\pi^2 \text{ ENTÃO}$$

$$()^\mu = q^\mu f(q^2)$$

$$f(q^2) = f(m_\pi^2) = \text{cte} \equiv f_\pi$$

→ CONSTATÉ DO DECAIMENTO DO PION.

porquê

$$\mathcal{M}_{\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} q^\mu f_\pi \bar{u}(p) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(k)$$

como $q = p + k$ e os outros por ~~isso~~ μ ou $\bar{\nu}$

no momento porquê com $q^\mu = p^\mu + k^\mu$

$$q^\mu \bar{u}(p) \gamma_\mu = \bar{u}(p) \not{q} = \bar{u}(p) (\not{p} + \not{k}) = \bar{u}(p) (\not{p} + \not{k}) \gamma_5 = \bar{u}(p) (\not{p} + \not{k}) \gamma_5$$

$$\not{k} (1 - \gamma_5) v(k) = \not{k} (1 + \gamma_5) v(k) = 0$$

então

$$\mathcal{M}_{\pi \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} m_\mu f_\pi \bar{u}(p) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(k)$$

A largura de decaimento Γ

$$d\Gamma = \frac{1}{m_\pi} |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 2E} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2E} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q - p - k)$$

A AMPLITUDE $|M|^2$ É DADA POR

$$|M|^2 = \left| \frac{G}{\sqrt{2}} \int \bar{u} m_u \bar{u} \phi (1 - \gamma_5) u \phi \right|^2$$

$$\overline{|M|^2} = \int_{S^1} |M|^2$$

$$\overline{|M|^2} = \left(\frac{G}{\sqrt{2}} \right)^2 \int \bar{u}^2 m_u^2 \text{Tr} [\cancel{\not{p}} \gamma_5 (1 - \gamma_5) (\cancel{\not{p}} + m_u) (1 + \gamma_5)]$$

SEM FATOR $1/2$!! SOMME ENERGY NO ESTADO

FALTZ. PARA PRIMEIRA VEZ NOTAR QUE TRATOS COM MATRIZES γ^5 .

$$\overline{|M|^2} = \frac{G^2 \int \bar{u}^2 m_u^2}{2} \text{Tr} [\cancel{\not{p}} \gamma_5 (1 - \gamma_5) (\cancel{\not{p}} + m_u) (1 + \gamma_5)]$$

$$\text{Tr} [I] = \text{Tr} [\cancel{\not{p}} (1 - \gamma_5) \cancel{\not{p}} (1 + \gamma_5)] = \cancel{\text{Tr} [\cancel{\not{p}} \cancel{\not{p}}]}$$

$$+ \text{Tr} [\cancel{\not{p}} \gamma_5 \cancel{\not{p}} \gamma_5] = \text{Tr} [\cancel{\not{p}} (1 + \gamma_5)^2 \cancel{\not{p}}] = 2 \text{Tr} [\cancel{\not{p}} (1 + \gamma_5) \cancel{\not{p}}]$$

$$= 2 \text{Tr} (\cancel{\not{p}} \cancel{\not{p}}) - 2 \text{Tr} (\cancel{\not{p}} \gamma_5 \cancel{\not{p}} \gamma_5) = 0 \text{Tr} \cancel{\not{p}} \cancel{\not{p}}$$

$$\boxed{\overline{|M|^2} = 4 G^2 \int \bar{u}^2 m_u^2 \text{Tr} \cancel{\not{p}} \cancel{\not{p}}}$$

OBSERVE QUE O PRIMO VETOR COMPONHO NO FALTZ.

NO REFERENCIAL NO REPOUSO DO PION

$$m_\pi = E + \omega \quad \text{e} \quad \vec{p} \cdot \vec{k} = E\omega - \vec{k} \cdot \vec{p} = E\omega + \frac{\vec{k}^2}{E}$$

$$0 = \vec{p} + \vec{k}$$

$$\vec{p} \cdot \vec{k} = E(E + \omega)$$

PORTANTO A ARGUMENTAÇÃO

$$\Gamma = \frac{4G^2 f_\pi^2 m_\pi^2}{2m_\pi (2\pi)^2} \int \frac{d^3 p}{E\omega} \frac{d^3 k}{\omega} \delta(m_\pi - E - \omega) \delta^{(3)}(\vec{k} + \vec{p}) \omega(E + \omega)$$

$$\int \frac{d^3 k}{E\omega} \omega(E + \omega) \delta(m_\pi - E - \omega)$$

$$d^3 k = \omega^2 d\omega d\Omega$$

$$\int \omega^2 d\omega d\Omega \left(\frac{E + \omega}{E} \right) \delta(m_\pi - E - \omega) = \int \omega^2 d\omega 4\pi \left(\frac{1 + \omega}{E} \right) \delta(m_\pi - \sqrt{\omega^2 + m_\pi^2} - \omega)$$

$$E = \sqrt{\omega^2 + m_\pi^2}$$

USANDO

com $f(x_0) = 0$.

$$\int \delta(f(x)) dx = \frac{1}{|f'(x_0)|} \delta(x - x_0)$$

$$f(\omega) = m_\pi - \sqrt{\omega^2 + m_\pi^2} - \omega$$

$$\frac{\partial f}{\partial \omega} = -\omega \left(\frac{1}{\sqrt{\omega^2 + m_\pi^2}} \right) - 1$$

$$0 = f(\omega_0) = m_\pi - \sqrt{\omega_0^2 + m_\pi^2} - \omega_0$$

$$\omega_0 = \frac{m_\pi^2 - m_\pi^2}{2m_\pi}$$

$\Gamma \propto \omega^2$

$$\Gamma = \frac{G^2 f_\pi^2 m_\pi^2}{2\pi^2 m_\pi} \left[\frac{\omega^2 (1 + \frac{\omega}{E})}{1 (1 + \frac{\omega}{E})} \right] \bigg|_{\omega=\omega_0} = \frac{G^2 f_\pi^2 m_\pi^2}{4\pi} \omega_0^2$$

$$\Gamma = \frac{G^2 f_\pi^2 m_\pi^2}{2\pi m_\pi} \frac{(m_\pi^2 - m_\pi^2)^2}{4m_\pi^2} = \frac{G^2 f_\pi^2 m_\pi^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\pi^2}\right)^2$$

RESULTADO FAZ DO CÁLCULO, A QUANTIDADE f_π É

DA CORRENTE ESTRENTAMENTE DO PION.

SE CALCULAMOS A ORBITE

$$\frac{\Gamma_{\pi \rightarrow e \bar{\nu}_e}}{\Gamma_{\pi \rightarrow \mu \nu_\mu}} = \frac{m_e^2 \left(1 - \frac{m_e^2}{m_\pi^2}\right)^2}{m_\mu^2 \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)^2} = 1.2 \cdot 10^{-4}$$

SÃO OUTROS DIFERENTES ESTADOS

$$V-A, V+A \rightarrow \frac{\Gamma(\pi \rightarrow e^-)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu^-)} = 1.2 \cdot 10^{-4} \quad \left. \begin{array}{l} \text{PODEMO ENTRA OUT} \\ \text{A INTERAÇÃO DO} \\ \text{PROCESSO.} \end{array} \right\}$$

ESCREVA/RECONHEÇA

DE TORAJ AS QUINTAS, NAS STORAS G e f_{π} .

NO PASSO TORA UNO TIRA OTCHERO PRA

OSTER f_{π}

ANZOSMITE POROS TIR $P_k, f_{\pi}, \dots$

SEGUNDO DECHMITHO $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}$

$$\mu(p) \rightarrow e(p') + \bar{\nu}_e(k) + \nu_{\mu}(k')$$

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(k) \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) u(p) \bar{\nu}(k') \gamma_{\mu} (1 - \gamma^5) u(p')$$

POUIN NO KAZU, PRA $m_e \rightarrow 0$,

$$\Gamma = \frac{G^2 m_{\mu}^5}{192 \pi^3}$$

O DECHMITHO β

$$^{19}\text{O} \rightarrow ^{19}\text{N} + e^+ + \nu_e$$

$$\Gamma = \frac{G^2 E_0^5}{30 \pi^3}$$

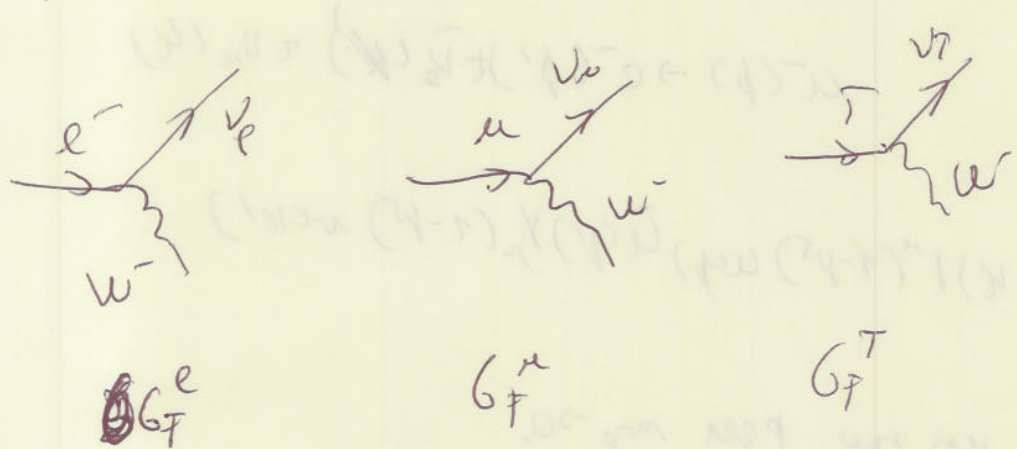
A constante de interação G do decaimento β é

diferente do decaimento no muon,

$$\left. \begin{aligned} G_{\mu} &= (1,16632 \pm 2 \cdot 10^{-5}) \cdot 10^5 \text{ GeV}^2 \\ G_{\beta} &= (1,136 \pm 3 \cdot 10^{-3}) \times 10^5 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{para } e^- \\ \text{e } \mu^- \end{array}$$

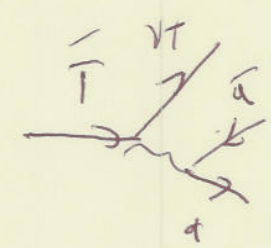
~~EXPERIMENTALMENTE NEUTRO E LEPTON~~

para cada par de (ν, e) temos



então o decaimento no $\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}$

$$\Gamma_{\mu \rightarrow e} = \frac{G_F^e G_F^{\mu} m_{\mu}^5}{192 \pi^3}$$



$$\Gamma_{\tau \rightarrow e} = \frac{G_F^e G_F^{\tau} m_{\tau}^5}{192 \pi^3}$$

$$\Gamma_{\tau \rightarrow \mu} = \frac{G_F^{\mu} G_F^{\tau} m_{\tau}^5}{192 \pi^3}$$

O tempo de vida τ_{τ} é a soma das

larguras parciais

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i = \frac{1}{\tau}$$

um decaimento em particular

$$\Gamma(\tau \rightarrow e \nu \nu) = \Gamma_{\tau} \text{BR}(\tau \rightarrow e \nu \nu) = \text{BR}(\tau \rightarrow e \nu \nu) / \tau$$

$$\tau_{\tau} = \frac{\text{BR}(\tau \rightarrow e \nu \nu)}{\Gamma(\tau \rightarrow e \nu \nu)}$$

$$\tau_{\mu} = \frac{\text{BR}(\mu \rightarrow e \nu \nu)}{\Gamma(\mu \rightarrow e \nu \nu)} \sim 1$$

$$\tau_{\tau} = \frac{\text{BR}(\tau \rightarrow e \nu \nu) 19203}{G_F^e G_F^{\tau} m_{\tau}^5}$$

$$\tau_{\mu} = \frac{19203}{G_F^e G_F^{\mu} m_{\mu}^5}$$

podemos testar se $G_F^{\tau} = G_F^{\mu} !!$

do PDG 2003

$$\frac{G_F^{\tau}}{G_F^{\mu}} = \left(\frac{m_{\mu}}{m_{\tau}} \right)^5 \frac{\tau_{\mu}}{\tau_{\tau}} \text{BR}(\tau \rightarrow e \nu \nu)$$

$$m_{\mu} = 105,658 \text{ MeV}$$

$$m_{\tau} = 1776,99 \text{ GeV}$$

$$\tau_{\mu} = 2,197 \times 10^{-6} \text{ s}$$

$$\tau_{\tau} = 0,2906 \times 10^{-12} \text{ s}$$

$$\text{BR}(\tau \rightarrow e \nu \nu) = 0,1784$$



ΟΒΤΗΩΣ

COMPRIMIDO

$$\frac{G_F^{\tau}}{G_F^{\mu}} = 1,0039 \pm 0,0033$$

BR($\tau \rightarrow \nu \nu$) e BR($\tau \rightarrow \mu \nu$)

$$\frac{G_F^e}{G_F^{\mu}} = 1,000 \pm 0,004$$

ΕΜΙΑΣ ΤΕΛΟΥΣ = ΟΜΙΛΟΥΜΕΝΕ ΝΑ ΙΝΤΕΡΚΛΑC

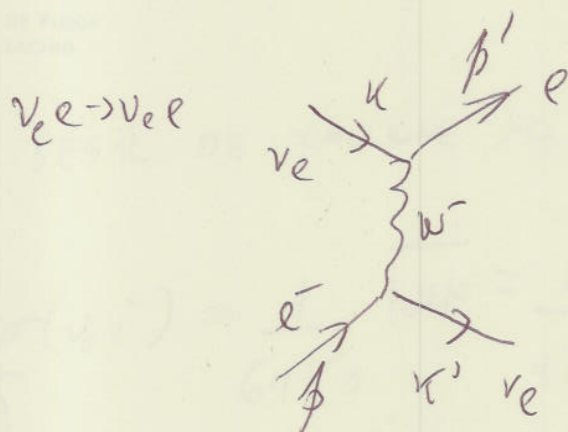
САРРЕБНА ЛЕПТОНА.

ΕΣΡΑΥΜΜΕΤΟ ΝΕΥΤΡΟ-ΙΟΝΤΩΝ ΚΑΛΕΣΤΗ 12^η

ΡΟΒΕΛΟΣ CΡΥCΤΕΙCΕC ΝΕ ΝΕΥΤΡΟC; + ΡΡΝΡ

DE FOTONS

OS PROCESSOS SFC



$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}(u') \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(p) \times \bar{u}(p') \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(u)$$

FAZEMOS DA MESMA FORMA QUE NA QED

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|^2 &= \frac{1}{2} \frac{G^2}{2} \text{Tr} [\gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{p} + m_e) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) (\not{p}' + m_e) \gamma_\nu (1 - \gamma^5) (\not{p} + m_e) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}' + m_e)] \\ &= 64 G^2 (u \cdot p) (u' \cdot p') \end{aligned}$$

ESCREVENDO EM TERMO DAS VARIÁVEIS DE MINKOWSKI

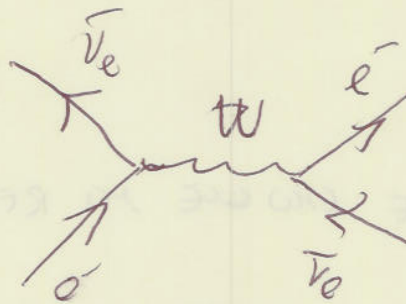
$$s = (u + p)^2 = 2 u \cdot p = 2 u' \cdot p'$$

PORTANTO

$$|\mathcal{M}|^2 = 64 G^2 \left(\frac{1}{2} \right) \frac{1}{2} = \frac{64 G^2}{4} = 16 G^2$$

SOMMA POSSIBILI

$$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$$

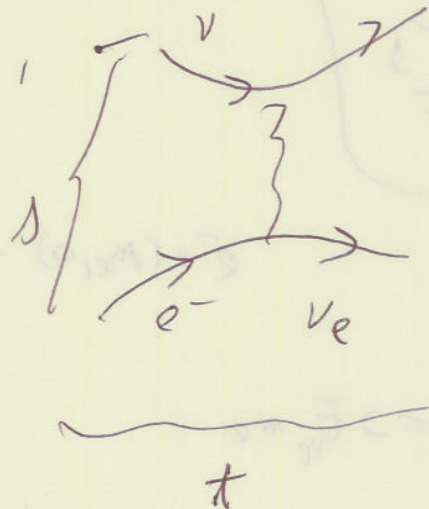


POSSIBILI OMBE A SIMMETRIA

BE CROSSING

$$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e \quad \therefore \bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$$

EQUILIBRE A



E NAO MONTA O NAO.

$$|M|^2 = 16 G^2 s^2 = 16 G^2 t^2$$

$$A \text{ VARIANTE } t \quad \bar{e} \quad t = -2s^2(1-\cos\theta) = -\frac{1}{2}(1-\cos\theta)$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e)}{d\Omega} = \frac{G^2 s^2 (1-\cos\theta)^2}{4s^2} \frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e)}{d\Omega} = \frac{9G^2 s^2 (1-\cos\theta)^2}{64\pi^2 s}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2 (1-x)^2}{16\pi^2}$$

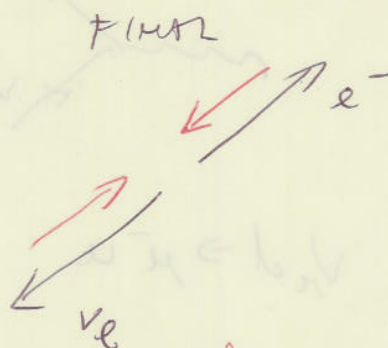
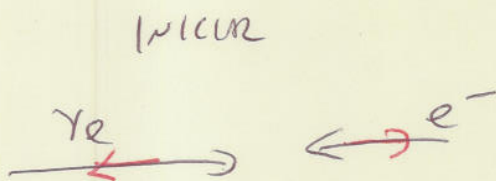
$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2}{3\pi}$$

por MTO

$$\sigma(\bar{\nu}_e e) = \frac{1}{3} \sigma(\nu_e e)$$

ENTRADA DO ESPALHAMENTO

PARA $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$, NO CM



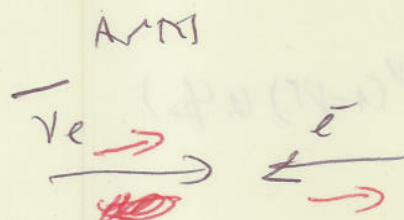
$$(J_z)_i = 0$$

$$(J_z)_f = 0$$

O ESPALHAMENTO É
TRANSPARENTE POR CM
DEMO HOMOPHASE,
DADO A TRANSMISSÃO
 $0 = (J_z)_i \rightarrow (J_z)_f = 0,$

DO $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$

APÓS



$$(J_z)_i = +1$$

$$(J_z)_f = -1$$

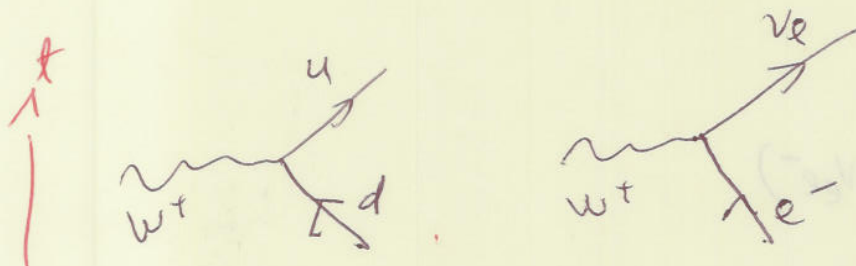
O ESPALHAMENTO NÃO
É HOMOPHASE POR CM

$$(J_z)_i = +1 \Rightarrow (J_z)_f = -1$$

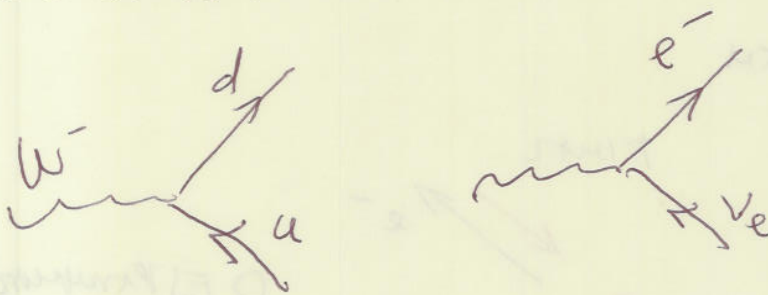
ESPRIMENDO NEUTRALIDADE

TEMOS ASSUMIR QUE OS QUANTOS COMEÇAM ~~EM~~ VERTICES

ANALOGA AO DO LEPTON,



OS CONJUGADOS REPRESENTAM $\bar{u}$



ESPRIMENDO

$$V_{ud} \rightarrow \bar{u} d$$

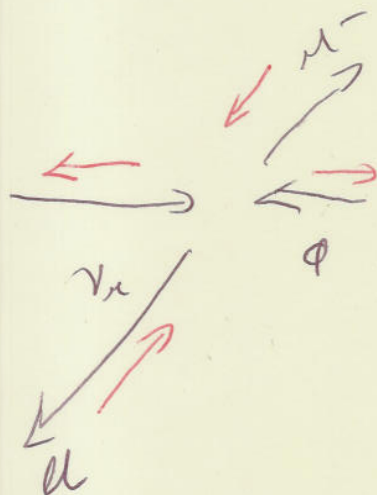


$$-i g_{\mu} = -i g_w \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_3) \gamma^\mu (1-\gamma^5) u(p_1) \frac{i \cancel{p}}{m_w^2}$$

$$-i g_w \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_4) \gamma^\mu (1-\gamma^5) u(p_2)$$

ESTE PROCESSO É DA FORMA

$$\nu_e d \rightarrow \mu^- e d$$



$$(j_2^i) = 0$$

TRANSIÇÃO

$$j_2^i = 0 \rightarrow j_2^f = 0$$

$$(j_2^f) = 0$$

IMP. NO ÂNGULO / ANULO

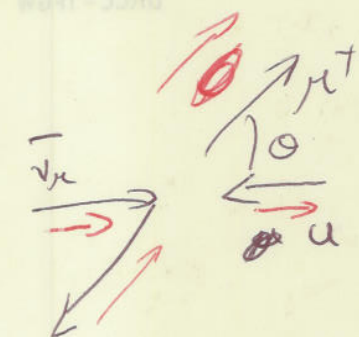
AO $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$

$$\frac{d\sigma}{dn^*} = \frac{|M|^2}{64\pi^2 \hat{s}} = \frac{16G^2 \hat{s}^2}{64\pi^2 \hat{s}} = \frac{G^2 \hat{s}}{4\pi^2}$$

E PORTANTO

$$\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e) = \frac{G^2 \hat{s}}{\pi}$$

El Páramo $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ + d$



$$(V_2)_i = +1$$

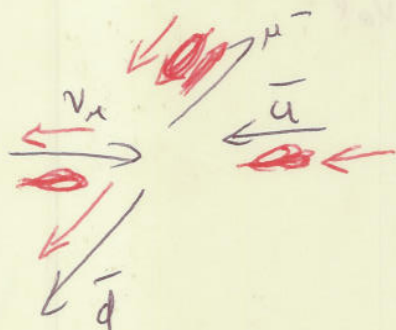
$$(V_2)_p = +1$$

$$\frac{(1 + \cos \theta)^2}{4}$$

d

El Páramo

$\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \mu^- \bar{d}$



$$(V_2)_i = -1$$

$$(V_2)_p = -1$$

$$\frac{(1 + \cos \theta)^2}{4}$$

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



$$(V_2)_i = 0$$

$$(V_2)_p = 0$$

1



UNICAMP

257

PORTANTO TAMBÉM

$$\sigma_{\text{tan}} / (G_F^2 \hat{s} / \pi)$$

$$(d\sigma/dn) \left(\frac{G_F^2 \hat{s}}{4\pi^2} \right)$$

v_q

1

$$(J_z)_e = U_z / p = 0$$

1

$\bar{v}_q$

1/3

$$(J_z)_i = 1 \neq (J_z)_f$$

$$1/4(1+s\theta^*)^2$$

v_q^-

1/3

$$(J_z)_i = -1 \neq (J_z)_f$$

$$1/4(1+s\theta^*)^2$$

$\bar{v}_q^-$

1

$$(J_z)_e = (J_z)_f = 0$$

1

PODEMOS

REESCREVER EM TERMOS DA ~~ENERGIA~~

VARIAVEL y DEFINIDO NO DIS,

$$y = \frac{1}{2} \frac{p_2 \cdot p_1}{p_1 \cdot p_1} = \frac{1}{2} (1 - s\theta^*)$$

$p_2 \cdot p_1$

$\frac{dy}{ds}$

$$\frac{dy}{ds} = \frac{d}{ds} \left(\frac{1}{2} (1 - s\theta^*) \right) = -\frac{1}{2} \theta^*$$

$$\frac{d\sigma}{dn} \rightarrow \frac{d\sigma}{dy}$$

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{d\sigma}{dn} \left| \frac{dn}{dy} \right| = \frac{d\sigma}{dn} \left(\frac{dn}{ds} \right) \frac{ds}{dy}$$

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dy} = 4\pi \frac{d\sigma}{dn}}$$

$$\text{E COMO } 2y = 1 - s\theta^* \quad \text{e } s\theta^* = 1 - 2y$$

$$\frac{1 + s\theta^*}{2} = \frac{2 - 2y}{2} = 1 - y$$

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{u}b}}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[(1-y)^2 u^b + \bar{d}^b \right]$$

PARA O NEUTRÃO DE FORMA ANTIQUADA

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu n}}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[d^n(x) + (1-y)^2 \bar{u}^n \right]$$

$$\bar{\nu}^n = 11 \left[(1-y)^2 d^n(x) + \bar{d}^n \right]$$

USANDO ARGUMENTOS DE CROSSING, DE FORMA SIMILAR AO Q4 QCD

$$u = u^b = d^n \quad d = d^b = u^n$$

$$\bar{u} = \bar{u}^b = \bar{d}^n \quad \bar{d} = \bar{d}^b = \bar{u}^n$$

EM MLC

$$\frac{d^2 \sigma^{\nu p}}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[d(x) + (1-y)^2 \bar{u}(x) \right]$$

$$\frac{d^2 \bar{\nu} p}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[(1-y)^2 u(x) + \bar{d}(x) \right]$$