UNICAMP

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

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

USUALMENTE SE MEDE A SEÇÃO DE CHOQUE DE UM ALVO ISOESCALAR $(n=p)$ ONDE

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}_{(\bar{\nu})}}{dx\,dy} = \frac{1}{2}\left(\frac{d^2\sigma^{\nu p}_{(\bar{\nu})}}{dx\,dy} + \frac{d^2\sigma^{\nu n}_{(\bar{\nu})}}{dx\,dy} \right)$$

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

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

Universidade Estadual de Campinas
Caixa Postal 1170
13100 Campinas SP Brasil

Telefone: PABX (0192) 39-1301
Telex: (019) 1150

CORRENTES NEUTRAS TRAÇOS

EM 1973, FOI MEDIDO

$$\bar{\nu}_\mu e \to \bar{\nu}_\mu e$$

$$\left.\begin{array}{l} \nu_\mu N \to \nu_\mu X \\ \bar{\nu}_\mu N \to \bar{\nu}_\mu X \end{array}\right\}$$

PELA PRIMEIRA VEZ SE OBSERVOU UMA CORRENTE NEUTRA NÃO ELETROMAGNÉTICA

EM OUTROS PROCESSOS NÃO SE MEDIU { QUANDO HALZEN FOI ESCRITO, PROCESSOS DE CORRENTE NEUTRA

$K^0 \to \mu^+\mu^-$ $\quad < 3.2\ 10^{-7}$

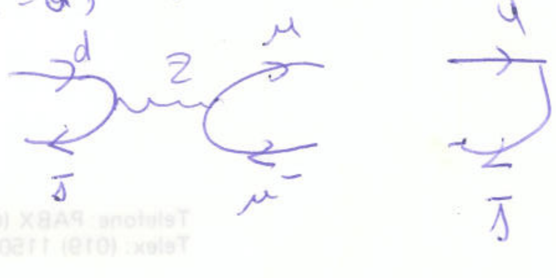
$K^+ \to \pi^0 e^+\nu_e$ $\quad 5.08\%$

$K^+ \to \pi^+ e^+ e^-$ $\quad 2.88\ 10^{-7}$

$K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}$ $\quad 1.5^{+1.3}_{-0.9}\ 10^{-10}$ (2008)

$$\frac{\Gamma(K^+\to\pi^+e^+e^-)}{\Gamma(K^+\to\pi^0 e^+\nu_e)} = \frac{3\,10^{-7}}{5\,10^{-2}} = 0.6\ 10^{-5}$$

$K^0 = d\bar{s}$ $\quad K^+ = u\bar{s}$



ESTRANHEZA

A CORRENTE NEUTRA DE NEUTRINO-QUARK

$\nu N \to \nu X$

$$\mathcal{M} = \frac{G_N}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\nu \gamma^\mu (1-\gamma^5) u_\nu][\bar{u}_q \gamma_\mu (C_V^q - C_A^q \gamma^5) u_q$$

- NÃO EXISTE MOTIVO O PORQUE DA CORRENTE SER DESCRITA POR QUADRI-VETOR $\left\{ \text{INFORMAÇÃO DO EXPERIMENTO} \right.$

- OS ACOPLAMENTOS DA CORRENTE NEUTRA NÃO SÃO DA FORMA V-A, E SIM $\gamma_\mu (C_V^q - C_A^q \gamma^5)$.

NA CORRENTE CARREGADA

$$\mathcal{M} = \frac{4G}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^+$$

NA CORRENTE NEUTRA

$$\mathcal{M} = \frac{4G}{\sqrt{2}} 2\rho J_{NC}^\mu J_\mu^{NC}$$

- EXISTE UM PESO DIFERENTE NA CORRENTE NEUTRA DADO PELO PARÂMETRO ρ.

$$J_\mu^{NC(\nu)} = \frac{1}{2} (\bar{u}_\nu \gamma_\mu (1-\gamma_5) u_\nu$$

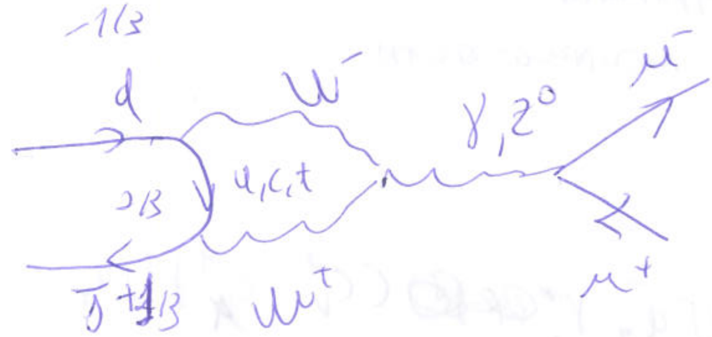
COMPARANDO COM A FÓRMULA

$$\boxed{G_N = \rho G}$$

$$J_{\mu(q)}^{NC} = \bar{u}_q \gamma_\mu \frac{1}{2} (C_V^q - C_A^q \gamma^5) u_q$$

$-1/3 = \frac{2}{3} + x$

263

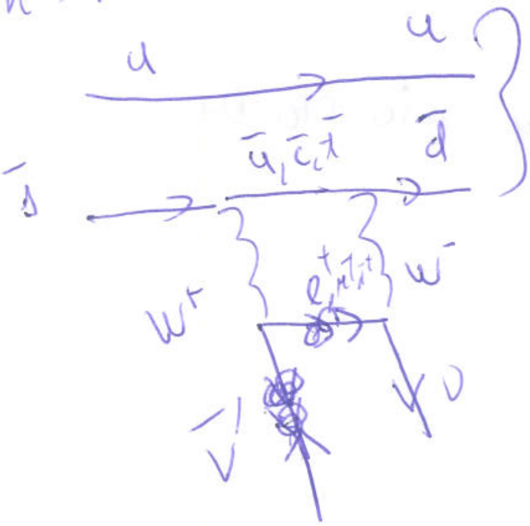


PRL, 7 JAN 2013

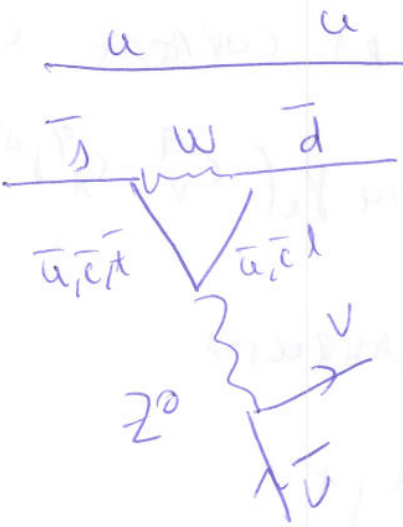
LHCb

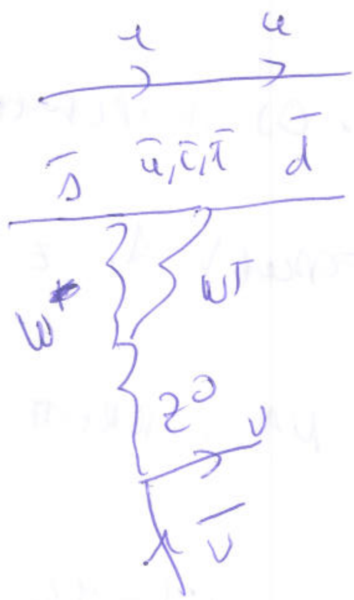
TAXA: $1 \times 300\ 10^6$ eventos

$K^0 \to \pi^+ \nu \bar{\nu}$

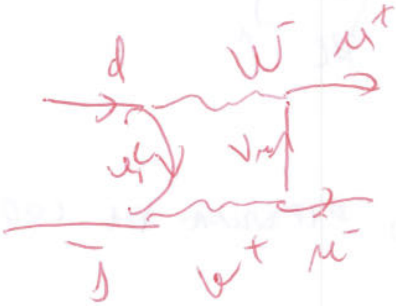


$B_s^0 \to \mu^- \mu^+ \quad 3{,}24\ 10^{-7}$





$K^+ \to \pi^+ e^- e^-$ É ANÁLOGO TROCANDO OS PARES DO ν E DO e.



CALCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE

A SEÇÃO DE CHOQUE νq ~~CORRES~~ PODE SER OBTIDA DA SEÇÃO DE CHOQUE $\nu q \to \mu q'$ DA SEGUINTE FORMA.

NO ESPALHAMENTO $\nu q \to \mu q'$ PODEMOS TER DOIS TIPOS DE PROCESSOS

$$\nu_L d_L \to \mu u \qquad e \qquad \nu_L \bar{u}_R \to \mu \bar{d}$$

$$S_z = 0 \qquad\qquad S_z = -1$$

O ESPALHAMENTO $\nu q \to \nu q'$ É COMPOSTO DE DOIS TIPOS UM DE

ESTA PARTE ESPALHA COMO SE FOSSE $\nu_L d_L$

ESTA PARTE ESPALHA COMO SE FOSSE $\nu_L \bar{u}_R$.

$$\gamma_\mu (c_V^q - c_A^q \gamma^5) = a\,(\gamma_\mu(1-\gamma_5)) + b\gamma_\mu(1+\gamma^5)$$

$$\gamma_\mu (c_V^q - c_A^q \gamma^5) = (a+b)\gamma^\mu + \gamma^\mu\gamma^5(-a+b)$$

$$c_V^q = a+b \qquad b = \frac{c_V^q - c_A^q}{2} = g_R^q$$

$$-c_A^q = -a+b \qquad a = \frac{c_V^q + c_A^q}{2} = g_L^q$$

ENTÃO PODEMOS ~~[illegible]~~ COMBINAR OS RESULTADOS,

$$\frac{d\sigma^{\nu q \to \nu q'}}{dy} = \frac{G_N^2 x s}{\pi} \left\{ \left(g_L^q\right)^2 1 + \left(g_R^q\right)^2 (1-y)^2 \right]$$

Ø TERMO DE INTERFERÊNCIA DEVIDO A QUE AS AMPLITUDES SÃO ESTADOS INDIVIDUAIS.

~~EM GERAL A AMPLIT~~

SE OS NEUTRINOS TIVESSEM OUTRO TIPO DE INTERAÇÃO ENTÃO PODERÍAMOS TER QUE OUTROS PARÂMETROS g.

A SEÇÃO DE CHOQUE PARA UM ALVO ISOTÓPICO $N = \frac{m - \varphi}{2}$

$$\frac{d\sigma}{dx\,dy}(\nu N \to \nu X) = \frac{G_N^2 x s}{2\pi} \left\{ g_L^2 \left[Q(x) + (1-y)^2 \bar{Q}(x)\right] + g_R^2 \left(\bar{Q}(x) + (1-y)^2 Q(x)\right]\right\}$$

$$g_L^2 = \left(g_L^u\right)^2 + \left(g_L^d\right)^2$$

Ø TEM UMA CARACTERÍSTICA DE AS SEÇÕES DE CHOQUE DE NEUTRINOS NÃO SEREM SIMÉTRICAS À TROCA $Q \to \bar{Q}$, VIOLAÇÃO DA PARIDADE.

VIOLAÇÃO DA PARIDADE

ÂNGULO DE CABIBBO

AS INTERAÇÕES QUE VIMOS NA INTERAÇÃO FRACA FORAM DA FORMA DE TRANSIÇÕES ENTRE OS SEGUINTES ESTADOS

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad e \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$$

TODOS ESTES PROCESSOS OCORRAM COM UMA ÚNICA CONSTANTE G.

MAS EXISTE UM PROBLEMA DE EXPLICAR O DECAIMENTO $K^+ \to \mu^+ \nu_\mu$. $(u\bar{s})$

QUE É UMA TRANSIÇÃO ENTRE u e $\bar{s}$ QUARKS.

SE INTRODUZIMOS OUTRA TRANSIÇÃO COMO

$$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$$

AINDA NÃO PODEREMOS EXPLICAR.

MAS $c\bar{s} = D_s^-$ EXPLICARIA $D_s^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, MAS NÃO $K^+ \to \mu^+ \nu_\mu$.

CABIBBO PROPÔS INTRODUZIR UMA TRANSIÇÃO DA FORMA

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$$

ONDE $d' = d\cos\theta_c + s\sin\theta_c$

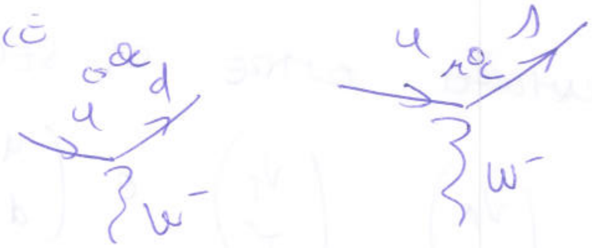
$s' = -d\sin\theta_c + s\cos\theta_c$

ONDE θ_c É O ÂNGULO DE CABIBBO.

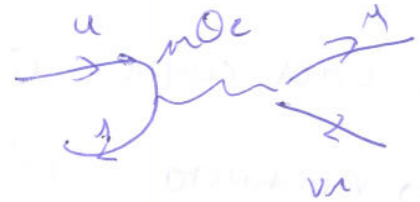
DESTA FORMA O DECAIMENTO $K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ É RARO

$$\begin{pmatrix} u \\ d\cos\theta_c + s\sin\theta_c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ -d\sin\theta_c + s\cos\theta_c \end{pmatrix}$$

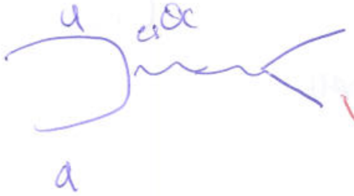
ENTÃO O VERTICE



ESTE PROCESSO TEM $\Delta S = 1$



$\Delta S = 1$ $\Gamma(K^+ \to \mu^+ \nu_\mu) \propto \sin^2\theta_c$



$\Delta S = 0$ $\Gamma(\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu) \propto \cos^2\theta_c$

ESTE PROCESSO TEM $\Delta S = 0$

LEVANDO EM CONTA AS MASSAS DIFERENTES E OS DIFERENTES

$$\frac{\Gamma(K^+ \to \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu)} \cong \frac{\sin^2\theta_c f_K^2 m_{K^+}}{\cos^2\theta_c f_\pi^2 m_{\pi^+}} \frac{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_K^2}\right)}{\left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}\right)} \simeq \frac{1}{20}$$

EXPERIMENTAL

PROCESSOS COM $\Delta S = 1$ SÃO SUPRIMIDOS COM PROCESSOS $\Delta S = 0$.

ENTÃO θ_c É PEQUENO,

$$\boxed{\theta_c = 13^\circ}$$

$\cos\theta_c = 0.974$

$\sin\theta_c = 0.221$

MECANISMO GIM

267B

BETTINI, p. 260, SEÇÃO 7.8

NA TEORIA DE CABIBBO TEMOS QUE A INTERAÇÃO

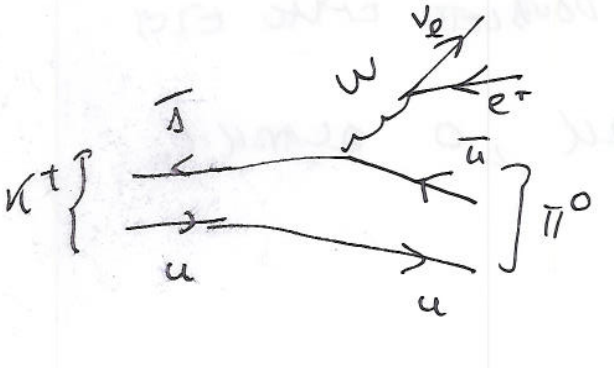
$$\bar{d}'_L \gamma^\mu d'_L = \cos^2\theta_C\, \bar{d}_L\gamma^\mu d_L + \sin^2\theta_C\, \bar{s}_L \gamma^\mu s_L +$$
$$\cos\theta_C \sin\theta_C \left(\bar{d}_L\gamma^\mu s_L + \bar{s}_L\gamma^\mu d_L\right)$$

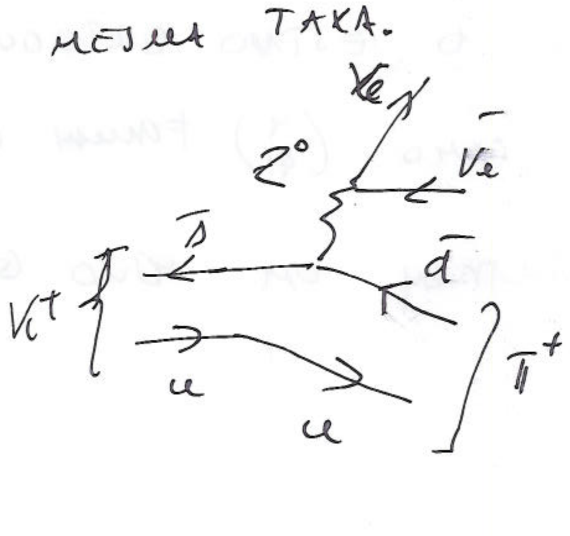
ESTE PROCESSO DESCREVE INTERAÇÕES TAMBÉM NEUTRAS DE QUARKS.

OS DOIS ÚLTIMOS TERMOS IMPLICAM QUE INTERAÇÕES NEUTRAS ~~[illegible]~~ PODEM MUDAR O SABOR DO QUARK. NA INTERAÇÃO CARREGADA É PERMITIDA O SABOR MUDANTE A EMISSÃO DE W. POR ESTE RACIOCÍNIO, OS PROCESSOS

$$K^+ \to \pi^+ + \nu_e + \bar{\nu}_e \quad \text{e} \quad K^+ \to \pi^0 + e + \nu_e$$

DEVEM OCORRER COM A MESMA TAXA.





MAS EXPERIMENTALMENTE

$$BR(K^+ \to \pi^+ \nu \bar{\nu}) = \left(1.5 \,^{+1.3}_{-0.9}\right) 10^{-10}$$

$$BR(K^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e) = (4.98 \pm 0.07)\, 10^{-2}$$

ENTÃO DEVE EXISTIR ALGO QUE EXPLIQUE PORQUE

PROCESSOS CARREGADOS DE TROCA DE SABOR SÃO MUITO

MAIS PROVÁVEIS DO QUE PROCESSOS NEUTROS.

EM 1970, GLASHOW, ILIOPOULOS E MAIANI OBSERVARAM

QUE USANDO A TEORIA DE CABIBBO,

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$$

ENTÃO O ESTADO ORTOGONAL À d' DEVERIA EXISTIR,

MAS COMO $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$ FORMAM UM DOUBLETO ENTÃO ELES

POSTULARAM UM NOVO QUARK, O QUARK C.

267c

ENTÃO GIM PROPUSERAM,

$$s^L = -d\cos\theta_c + s\sin\theta_c$$

O CHAMADO MECANISMO GIM FUNCIONA DA SEGUINTE FORMA PARA SUPRIMIR INTERAÇÕES DE CORRENTE NEUTRA QUE VIOLAM ESTRANHEZA. AGORA TEMOS

$$\bar{s}'_L \gamma_\mu s'_L = \sin^2\theta_c \, \bar{d}_L \gamma_\mu d_L + c^2\theta_c (\bar{s}_L \gamma^\mu s_L)$$
$$-\cos\theta_c \sin\theta_c \, [\bar{d}_L \gamma_\mu s_L + \bar{s}_L \gamma_\mu d_L]$$

SOMANDO OS DOIS

$$\bar{d}'_L \gamma^\mu d_L + \bar{s}'_L \gamma^\mu d'_L = \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + \bar{s}_L \gamma^\mu s_L$$

ENTÃO A INTERAÇÃO NEUTRA QUE VIOLA ESTRANHEZA FOI ELIMINADA. SÓ RESTOU A INTERAÇÃO NEUTRA QUE CONSERVA O SABOR.

~~Repostos~~ ~~esforço~~ para sistematizar o ângulo de Cabibbo podemos escrever a amplitude ~~[illegible]~~

$$\mathcal{M} = \frac{4G}{\sqrt{2}} J^{\mu} J_{\mu}^{+}$$ das interações fracas de quarks como,

$$J^{\mu} = (\bar{u}\ \bar{c})\ \frac{\gamma^{\mu}(1-\gamma^5)}{2}\ U \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

↳ matriz de mistura de Cabibbo.

Com isto precisamos rever todos os resultados envolvendo quarks. Os leptons não são ~~a~~ misturados com esta mistura (entretanto em ~~[illegible]~~ 1990 foi mostrado que existe misturas para os leptons)

Para decaimentos semileptônicos $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$ temos que a parte dos leptons não muda, mas muda a parte dos quarks. Então temos

$$G_{\beta} = G \cos\theta_c \qquad n \to p + e + \bar{\nu}_e$$

$$G_{\mu} = G \qquad \mu \to e + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_e$$

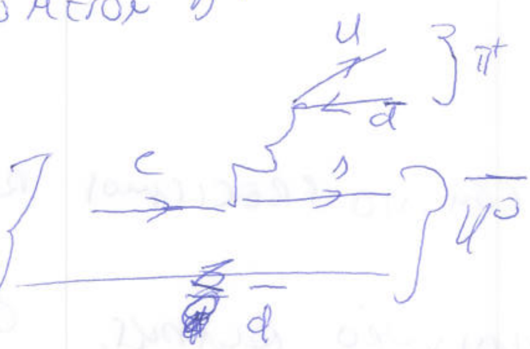
EXISTEM EFEITOS COM OUTROS QUARKS?

ATÉ AGORA TEMOS

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

E PORTANTO AS TRANSIÇÕES SÃO DA FORMA $u \leftrightarrow d'$ e $c \leftrightarrow s'$, ISTO TEM IMPLICAÇÕES NOS DECAIMENTOS PREFERIDOS. POR EXEMPLO O MESON D^+

$D^+(c\bar{d}$

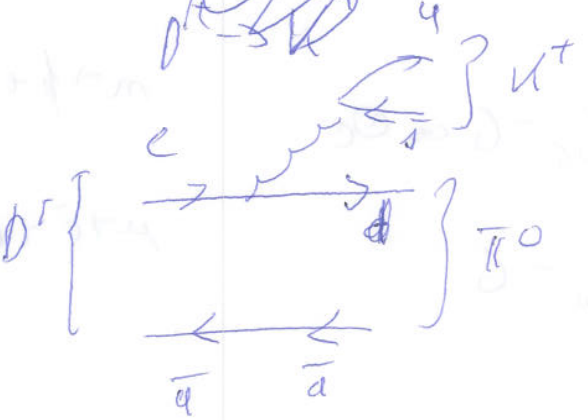


$K^0(d\bar{s})$

$K^+(u\bar{s})$ $\bar{K}(s\bar{u}$

$\bar{K}^0(\bar{d}s$

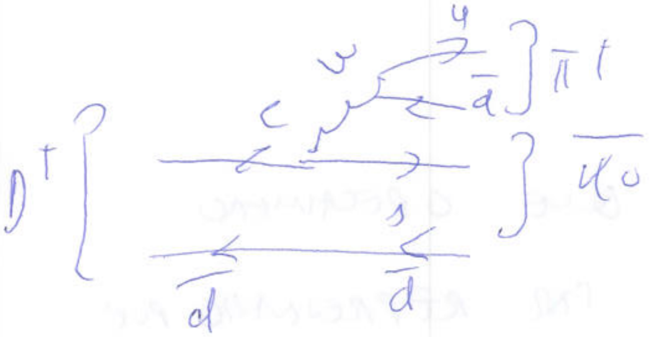
$D^+ \to \pi^+ + \bar{K}^0$



$\mathcal{M}(c \to s u \bar{d}) \propto (\cos\theta_c)^2$

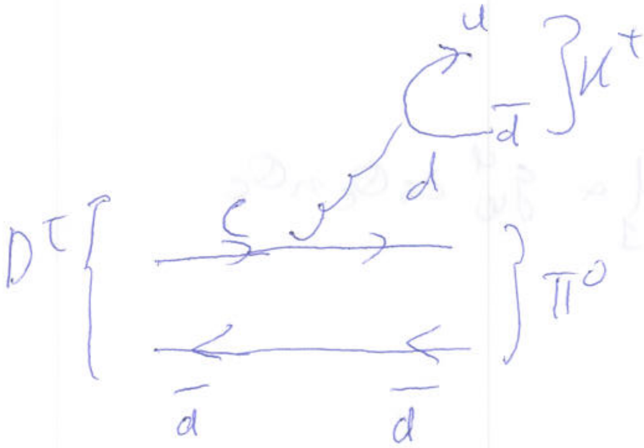
$\mathcal{M}(c \to \bar{s} u d)$

271



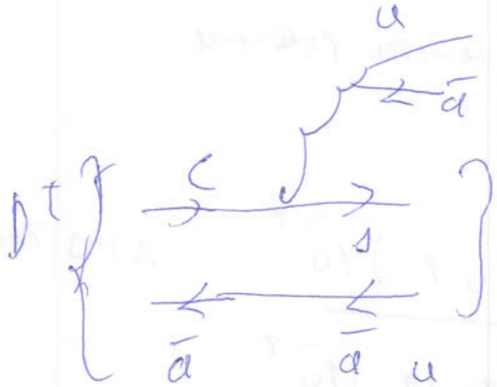
$D^+ \to \pi^+ \bar{K}^0$

$(\cos\theta_c)^2$

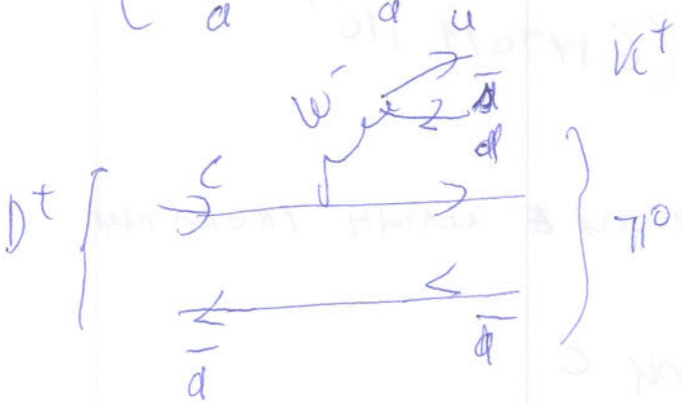


$D^+ \to K^+ \pi^0$

$(\cos\theta_c)^2$



$\propto \cos\theta_c \sin\theta_c$



$D^+ \to K^+ \pi^0$

$\boxed{\begin{array}{ll} D^+ \to K^+ \pi^0 & \cos^2\theta_c \\ D^+ \to \pi^0 \pi^+ & \cos\theta_c \sin\theta_c \\ D^+ \to \pi^+ \bar{K}^0 & \sin^2\theta_c \end{array}}$

$\mathcal{M}(c \to \bar{s} u d) + = (\sin\theta_c)^2$

$D^+ \to K^+ \pi^0$

$D^+ \to \bar{K}^0 \pi^+$

$D^+ \to$

$D^+ \to \pi^0 \pi^+$

$u \to s$

$c \to d$

$c \to d$

$u \to d$

c

UMA CONSEQUÊNCIA É QUE O DECAIMENTO $K^0 \to \mu^+\mu^-$ QUE PODE SER REPRESENTADO POR

$$\mathcal{M}_1 \propto g_W^4 \cos\theta_c \sin\theta_c$$

EXPERIMENTALMENTE A TAXA ERA MUITO PEQUENA

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \to \mu^+\mu^-)}{\Gamma(K_L^0 \to \text{TODAS AS POSSIBILIDADES})} = \frac{(9.1 \pm 0.9)\,10^{-9}}{(6.84 \pm 0.11)\,10^{-9}}$$

$\Delta S = 1$ TRANS

EM 1970, GLASHOW, ILIOPOULOS E MAIANI PROPUSERAM DE UM QUARK ADICIONAL, QUARK C

c

$$\mathcal{M}_2 = -\cos\theta_c \sin\theta_c\, g_W^4$$

ENTÃO A AMPLITUDE TOTAL SERÁ

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2$$

A MENOS DAS MASSAS DOS QUARKS OS DOIS PROCESSOS SÃO IDÊNTICOS, PORTANTO $K^0 \to \mu^+\mu^-$ É SUPRIMIDO

VAMOS DISCUTIR AS SIMETRIAS DISCRETAS C, P, T e COMBINAÇÕES CP.

JÁ SABEMOS QUE A INTERAÇÃO FRACA VIOLA P. O QUE SABEMOS SOBRE AS OUTRAS INTERAÇÕES?

VEJAMOS O DECAIMENTO DO PION.

($\bar\nu_\mu$) É UM ESTADO DE HELICIDADE POSITIVA E DE QUIRALIDADE DE MÃO DIREITA

SOBRE P:
L → L
$\vec{p} \to -\vec{p}$

($\bar\nu_\mu$) NESTE CASO O ANTINEUTRINO TEM HELICIDADE NEGATIVA E QUIRALIDADE DE MÃO ESQUERDA

C

CP

$\boxed{\text{MAS NÃO EXISTEM } \bar\nu \text{ DE MÃO ESQUERDA!!}}$

(ν_μ): NESTE CASO O NEUTRINO TEM HELICIDADE POSITIVA E QUIRALIDADE DE MÃO ~~ESQUERDA~~ DIREITA.

∄ ν_μ DE MÃO DIREITA!

(ν_μ): NESTE O NEUTRINO TEM HELICIDADE NEGATIVA E QUIRALIDADE DE MÃO ~~ESQ~~ DIREITA. EXISTE ESTE PROCESSO

A IDEIA DE CABIBBO PODE SER EXTENDIDA PARA OUTROS QUARKS.

PODEMOS INTRODUZIR A EXTENSÃO INCLUINDO COMO UMA TRANSFORMAÇÃO ENTRE OS ESTADOS LIVRE E OS ESTADOS SEM LIVRE.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

CADA UMA DAS COMPONENTES É UM NÚMERO COMPLEXO.

A MATRIZ V É UNITÁRIA.

AUTOESTADOS DE MASSA

AUTOESTADOS FRACOS

MATRIZ CKM

KOBAYASHI, MASKAWA

~~ESTA IDEIA~~ A MOTIVAÇÃO DE KOBAYASHI E MASKAWA ERA OBTER VIOLAÇÃO CP COM QUARKS.

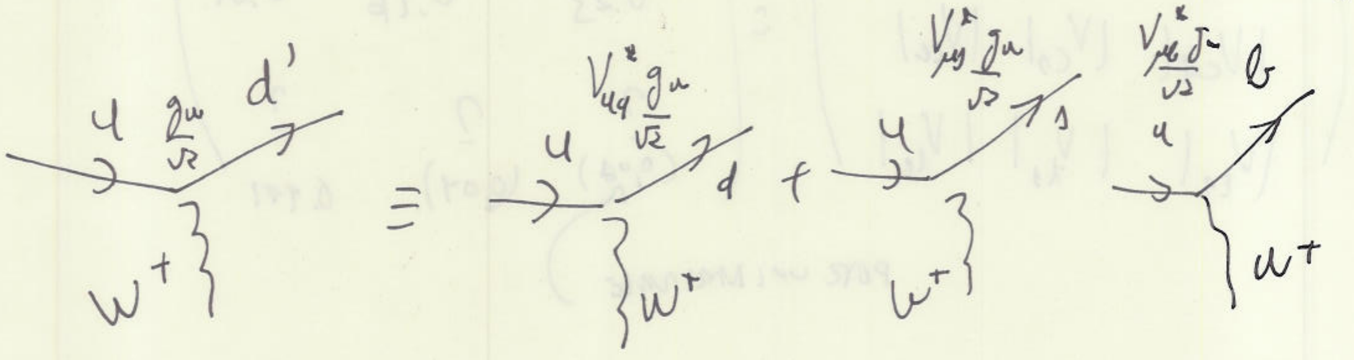
SABEMOS QUE A INTERAÇÃO FRACA VIOLA P, MAS ELA VIOLA CP? MOSTRAREMOS DEPOIS QUE SE A MATRIZ FOR COMPLEXA, ELA PODE VIOLAR CP.

POR ISTO KM GANHARAM O PRÊMIO NOBEL DE 2008.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC - IFGW

A IMPLICAÇÃO DITO É QUE EM CADA VÉRTICE TEREMOS



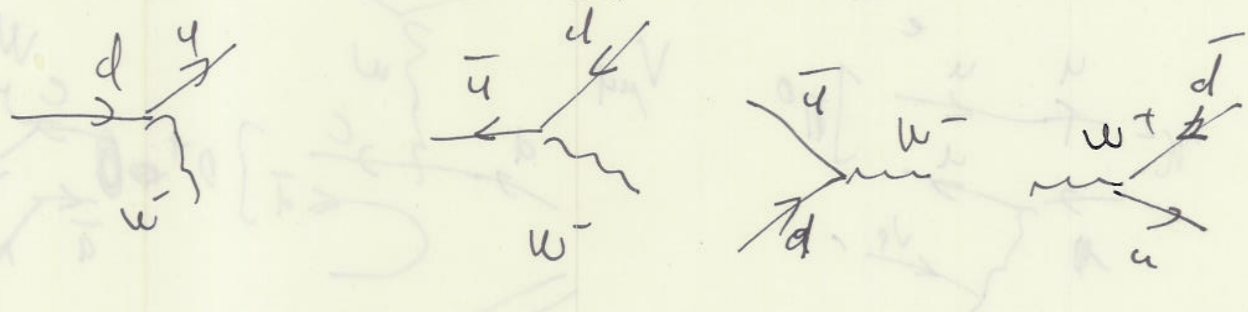
SE A INTERAÇÃO FOR $u \to d'$ OU $d' \to u$ A MATRIZ

É DIFERENTE.

$$J_{d'u} = \bar{u}\left[-i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\gamma^\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\, d'\right] + \bar{u}\left[-i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\frac{\gamma^\mu}{2}(1-\gamma_5) V_{ud}\, d\right]$$

MAS

$$J_{ud'} = \bar{d'}\left[+i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\gamma^\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\, u\right] + \bar{d}\, V_{ud}^*\left[-i\frac{g_w}{\sqrt{2}}\gamma^\mu \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\, u\right]$$



Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127

EXPERIMENTALMENTE,

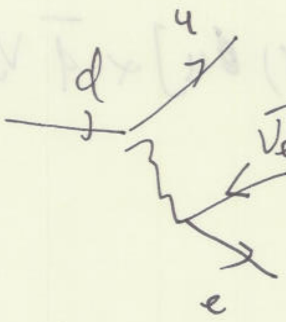
$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| & |V_{us}| & |V_{ub}| \\ |V_{cd}| & |V_{cs}| & |V_{cb}| \\ |V_{td}| & |V_{ts}| & |V_{tb}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.974 & 0.226 & 0.004 \\ 0.23 & 0.96 & 0.04 \\ ? & ? & ? \\ (0,01) & (0,04) & 0.999 \end{pmatrix}$$

POR UNITARIDADE

A VIOLAÇÃO CP JÁ FOI OBSERVADA EM DECAIMENTOS DE KAONS, NÃO EM DECAIMENTOS DE QUARKS.

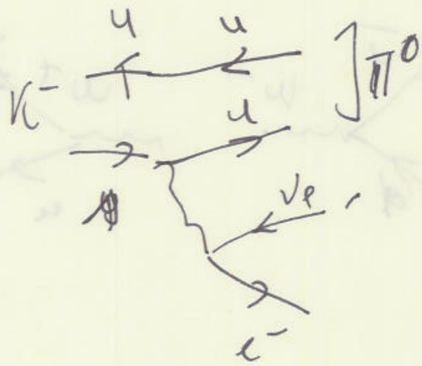
AS DIFERENTES TERMOS SÃO MEDIDOS EM

$|V_{ud}|$

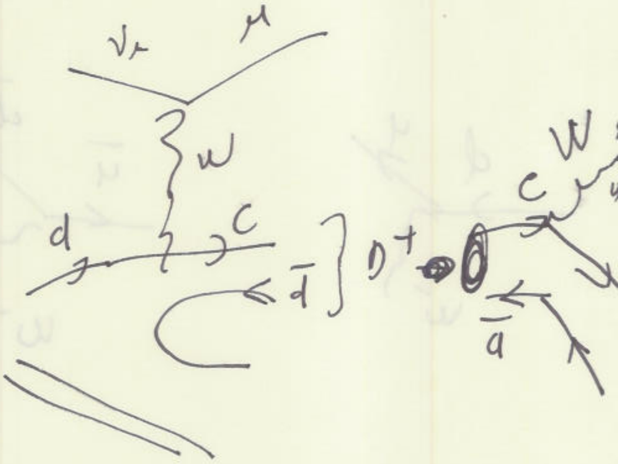


$|V_{ud}| = 0.97377 \pm 2{,}7\ 10^{-4}$

V_{us}



V_{cd}

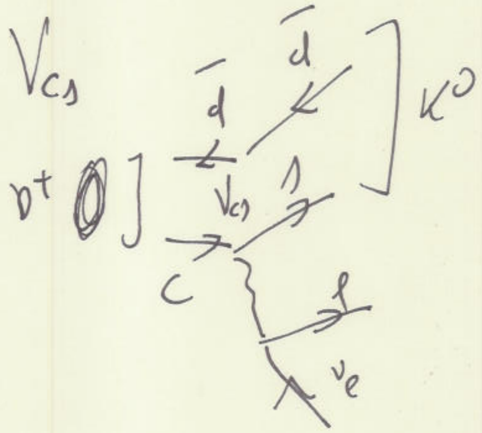


$\nu_\mu + N \to \mu^+ \mu^- X$

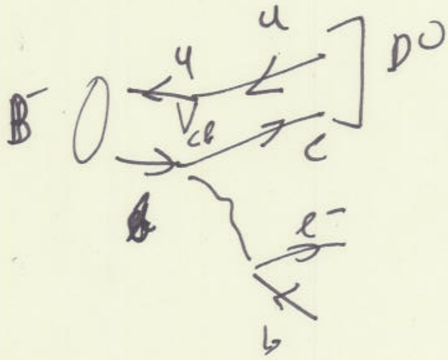
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FISICA
GLEB WATAGHIN

DRCC - IFGW

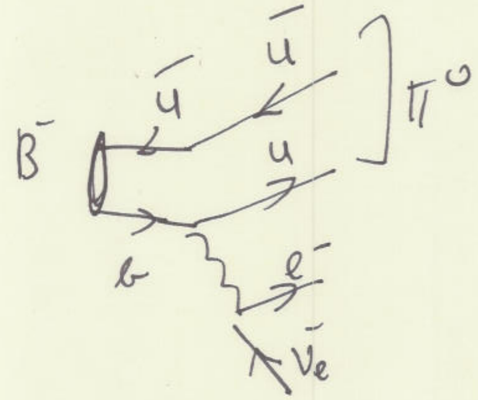
V_{cs}



V_{cb}



V_{ub}



μ

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Instituto de Física Gleb Wataghin - UNICAMP
Caixa Postal 6165 13.083-970 Campinas SP Brasil

Tel.: (0192) 39-8112
Telex: (019) 1150
Fax: (0192) 39-3127