

PER VEDERLO DOBBIAMO
FARE INTERAZIONE
DEBOLE AD ALTISSIMA
ENERGIA

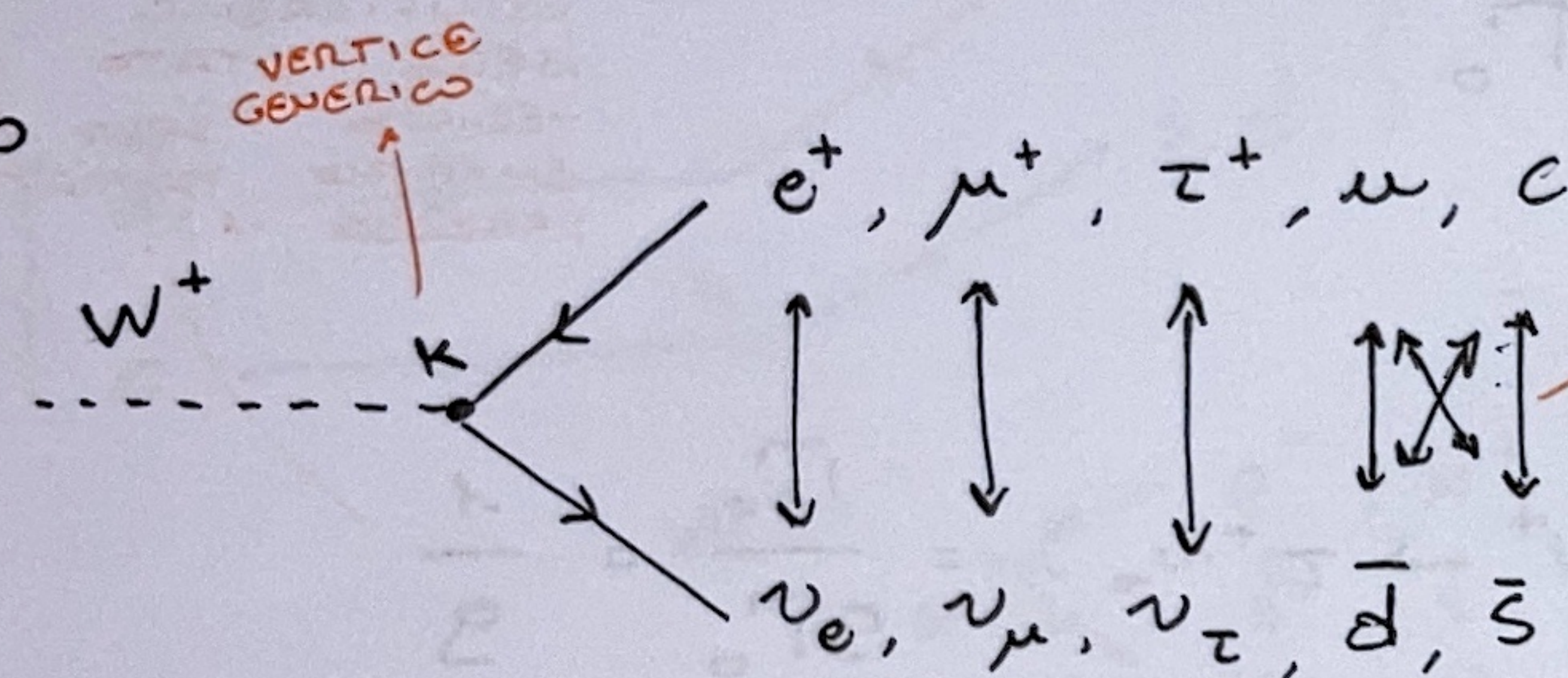
1

PARLANDO DI $W^\pm$ INTENDIAMO VALUTATO SUL POLO, CIOÈ $\sim 80 \text{ GeV}$.

DUNQUE
REALE,
RISONANZA

UNA PARTICELLA
ESSENDO IN

ABBIAMO



I LEPTONI
COME LI
MIXING
POSSIAMO

DOBBIAMO
ACCOPPIAMO
FLAVOUR
MISCHIARE

STARE ATTENTI A
POICHÈ NON ABBIAMO
MENTRE I QUARK

POTREMMO METTERE ANCHE SOLO 6 (SENZA
E), MA ESSO SI MISCHIA AGLI ALTRI FLAVOUR
CON GLI ELEMENTI DI MATRICE V_{CKM} , CHE PER I
SUOI ACCOPPIAMENTI
PERCHÈ MASSA MAGGIORE DEL W SONO MOLTO
PICCOLI.

DEFINIAMO

UNA PIEZZA

PARZIALE:

INTERESSANTE
SOLO BRANCHING
RATIO

$$\Gamma_0 = \Gamma(K=1) \equiv \Gamma(W^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = \Gamma(W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = \Gamma(W^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$$

QUANDO GUARDIAMO I
QUARK AVREMO
DEGLI ACCOPPIAMENTI
DATI DALLA MATRICE
DI CABIBBO

POSSIAMO METTERE TUTTI UGUALI
POICHÈ $M_W \gg m_{\text{LEPTONI}}$ E POSSIAMO
CONSIDERARLI TUTTI MASSLESS $\Rightarrow$ LO
SPAZIO FASI È UGUALE PER TUTTI.

E

ABBIAMO

$$\Gamma(W^+ \rightarrow u \bar{d}) = \Gamma(W^+ \rightarrow c \bar{s}) = 3 \Gamma_0 \cos^2 \theta_c$$

QUANDO ACCOPPIAMO I QUARK
CAMBIA SOLO IL CONTRIBUTO
DEL VERTICE, RISPETTO AL
CASO LEPTONICO

FATTORE DI
COLORE (POSSIBILITÀ
PER I QUARK)

ACCOPPIAMENTO NEL
VERTICE

E ANCHE

$$\Gamma(W^+ \rightarrow \mu \bar{s}) = \Gamma(W^+ \rightarrow c \bar{d}) = 3 \Gamma_0 \sin^2 \theta_c$$

CALCOLIAMO Γ_{TOT} CHE CI SERVE IN $BR_{FF} = \frac{\Gamma_{FF}}{\Gamma_{TOT}}$:

$$\Gamma_{TOT} = 3 \Gamma_0 + 6 \Gamma_0 \cos^2 \theta_c + 6 \Gamma_0 \sin^2 \theta_c = 9 \Gamma_0$$

QUESTO È FACILMENTE VERIFICABILE POICHÉ NELLO STATO FINALE VEDIAMO SOLO LEPTONI CON ENERGIA MANCANTE (CHE SAREBBO ν).

OSI TROVIAMO:

$$BR(W^+ \rightarrow e^+ \nu_e) = BR(W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = BR(W^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) = \frac{\Gamma_0}{9 \Gamma_0} = \frac{1}{9}$$

IL PROBLEMA PER GLI ADRONI È CHE IL W^+ PRODUCE QUARK MOLTO ENERGETICI, PER LA SCALA A CUI CI TROVIAMO, E I QUARK ADRONIZZANO MOLTO.

DUNQUE È DIFFICILE SPERIMENTALMENTE VEDERE SEPARATAMENTE I DIVERSI PROCESSI

PRIMA DIVENTARE ADRONI
CALCOLIAMO COMUNQUE
⇒ NOI NELLO STATO FINALE VEDIAMO MOLTA ROBA

$$BR(W^+ \rightarrow \mu \bar{d}) = BR(W^+ \rightarrow c \bar{s}) = \frac{\cos^2 \theta_c}{3}$$

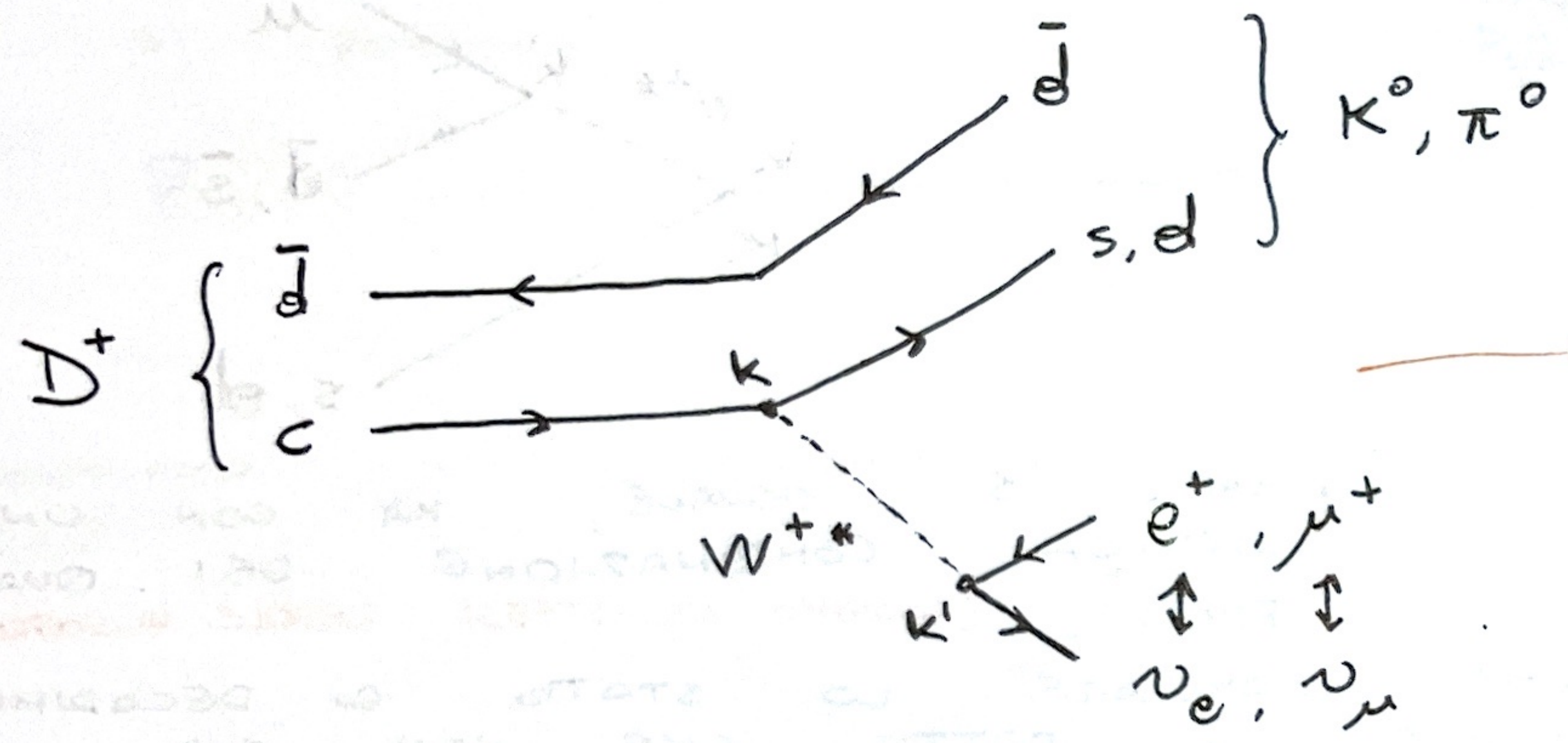
$$BR(W^+ \rightarrow \mu \bar{s}) = BR(W^+ \rightarrow c \bar{d}) = \frac{\sin^2 \theta_c}{3}$$

2) IL D^+ È IL MESONE CONTENENTE C PIÙ LEGGERA. QUESTO VUOL DIRE CHE NON È L'UNICA POSSIBILITÀ E LA DEBOLE. PER INTERAZIONE FORTE, E LA

↳ ESSENDO GIÀ LA PIÙ FONDAMENTALE

CON RELATIVO FLAVOUR CHANGING

CON I CARATTERISTICI TEMPI DI DECAIMENTO CHE PERMETTONO DI VEDERLO SPERIMENTALMENTE. (ps)



ABBIAMO 4 STATI FINALI POSSIBILI ($\bar{d}s e^+ \nu_e$; $\bar{d}s \mu^+ \nu_\mu$; $\bar{d}d e^+ \nu_e$; $\bar{d}d \mu^+ \nu_\mu$)

IL τ, ν_e NON LI POSSIAMO AVERE PER LIMITI ENERGETICI (DOVENDO PRODURRE ANCHE $s, \bar{d}$, OSSIA K^0, π^0)

ABBIAMO QUINDI: IL $\bar{d}$ SPETTATORE NON LO VEDIAMO

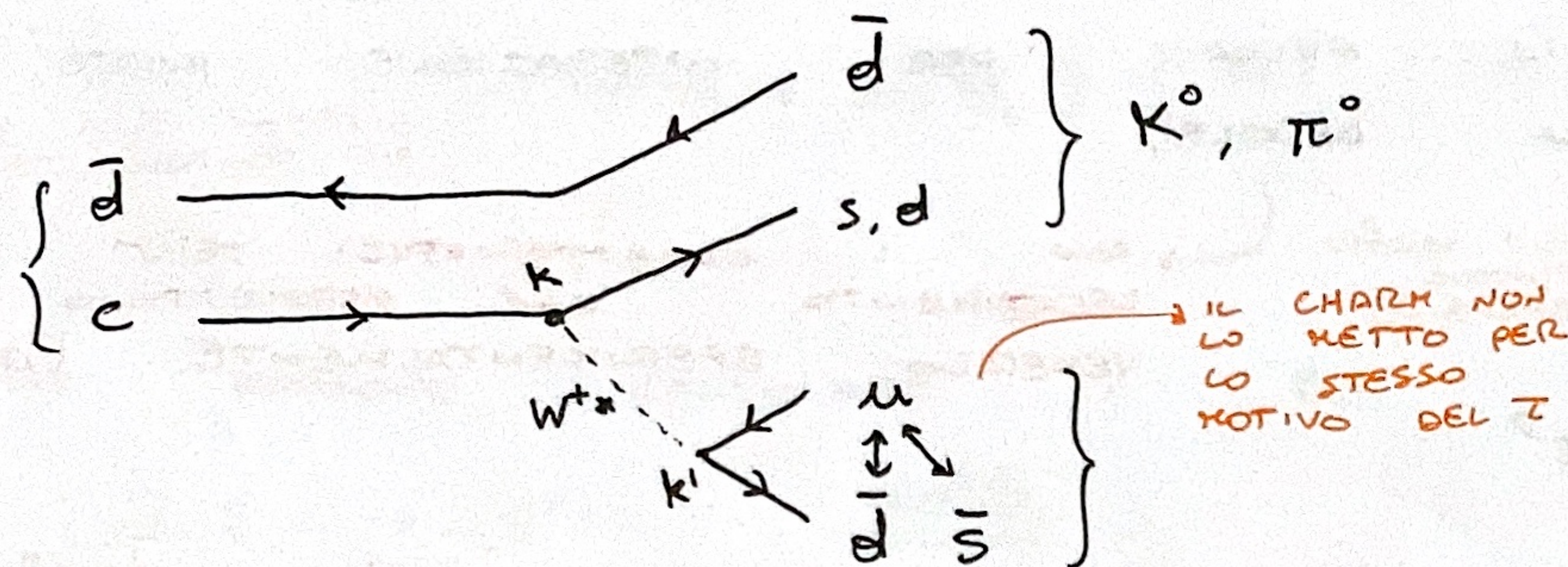
$$\begin{aligned}\Gamma(c \rightarrow s e^+ \nu_e) &= \Gamma_0 \cos^2 \theta_c \\ \Gamma(c \rightarrow d e^+ \nu_e) &= \Gamma_0 \sin^2 \theta_c \\ \Gamma(c \rightarrow s \mu^+ \nu_\mu) &= \Gamma_0 \cos^2 \theta_c \\ \Gamma(c \rightarrow d \mu^+ \nu_\mu) &= \Gamma_0 \sin^2 \theta_c\end{aligned}$$

$K' = 1$ SEMPRE, ESSENDO UN VERTICE LEPTONICO, MENTRE K DIPENDE DAL CAMBIO DI FLAVOUR

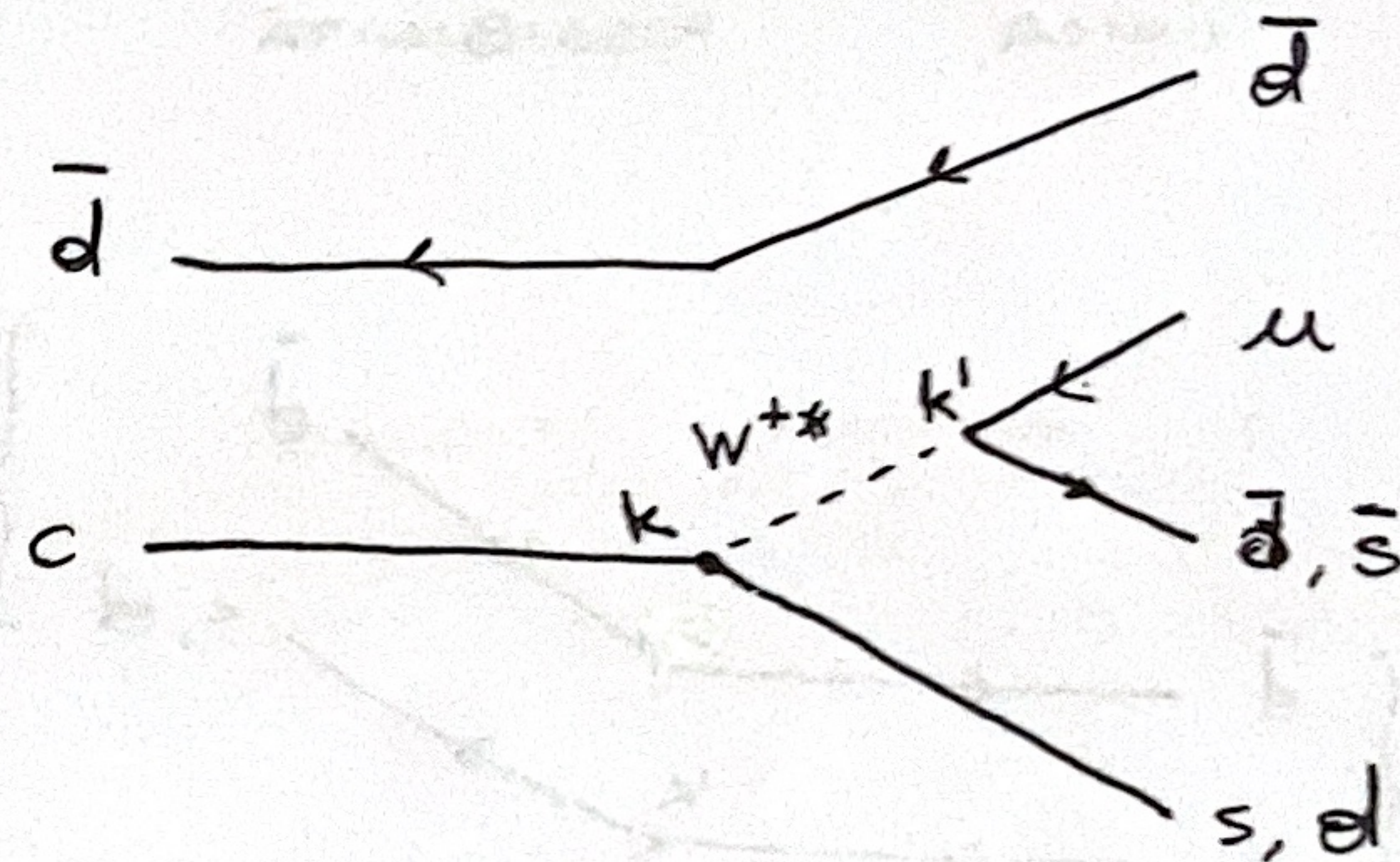
DEFINENDO ANCORA $\Gamma_0 = \Gamma(K = K' = 1)$

NOTA CHE NON C'È IL FATTORE DI COLORE. POICHÉ, NONOSTANTE IGNORIAMO IL $\bar{d}$ SPETTATORE, ESSO HA UN CERTO COLORE, CHE SARÀ L'ANTI-COLORE DEL C INIZIALE, IL QUALE SI DOVRÀ CONSERVARE, ED ESSERE LO STESSO DI $s, \bar{d}$; COSÌ DA AVERE K^0, π^0 BIANCHI. ⇒ LA SOLA POSSIBILITÀ DI COLORE

PER GW ADRONICI



HA ANCHE IL PROCESSO:



CHE È UGUALE, MA CON UNA COMBINAZIONE DEI QUARK FINALI. (ABBIAMO LE STESSA REGOLE DI SOPPRESSIONE)

INFATTI, PER GLI ADRONI NON È SUFFICIENTE CAMBIARE LO STATO DI DECADIMENTO DEL SCONTATO W^{+*} , MA DOBBIAMO ANCHE CONSIDERARE IL FATTO CHE NON SIA RI-COMBINATO COME IL 1° DIAGRAMMA.

VEDIAMO:

$$\Gamma(c \rightarrow s \mu \bar{d}) = 4 \Gamma_0 \cos^4 \theta_c$$

FATTORE DI COLORE (PROVENIENTE DAI DUE DIAGRAMMI)

IL COLORE È VINCOLATO, PER QUANTO DETTO PRIMA, MENTRE GLI ALTRI 2 QUARK CREATI HANNO 3 POSSIBILITÀ (SEPPUR VINCOLATI AD ESSERE BIANCHI)

3 POSSIBILITÀ DAL PRIMO DIAGRAMMA + 1 POSSIBILITÀ DAL SECONDO (RICHE ACCOPPIAMENTI FORZATI)

VEDIAMO CHE CI SONO ALCUNI PROCESSI 1 VOLTA SOPPRESSI DA CABIBBO E ALTRI 2 VOLTE; CÒ DIPENDE DA QUALI QUARK SONO IN STATO FINALE.

$$\Gamma(c \rightarrow s \mu \bar{s}) = 4 \Gamma_0 \sin^2 \theta_c \cos^2 \theta_c$$

$$\Gamma(c \rightarrow d \mu \bar{d}) = 4 \Gamma_0 \sin^2 \theta_c \cos^2 \theta_c$$

$$\Gamma(c \rightarrow d \mu \bar{s}) = 4 \Gamma_0 \sin^4 \theta_c$$

CALCOLIAMO LA Γ TOTALE = $\Gamma_{\text{SEMI-LEPTONICI}} + \Gamma_{\text{ADRONICI}}$

$$\Gamma_{\text{TOT}} = 2\Gamma_0 (\cos^2\theta_c + \sin^2\theta_c) + 4\Gamma_0 (\cos^4\theta_c + 2\sin^2\theta_c \cos^2\theta_c + \sin^4\theta_c) = 6\Gamma_0$$

SEMI-LEPTONICI

ADRONICI

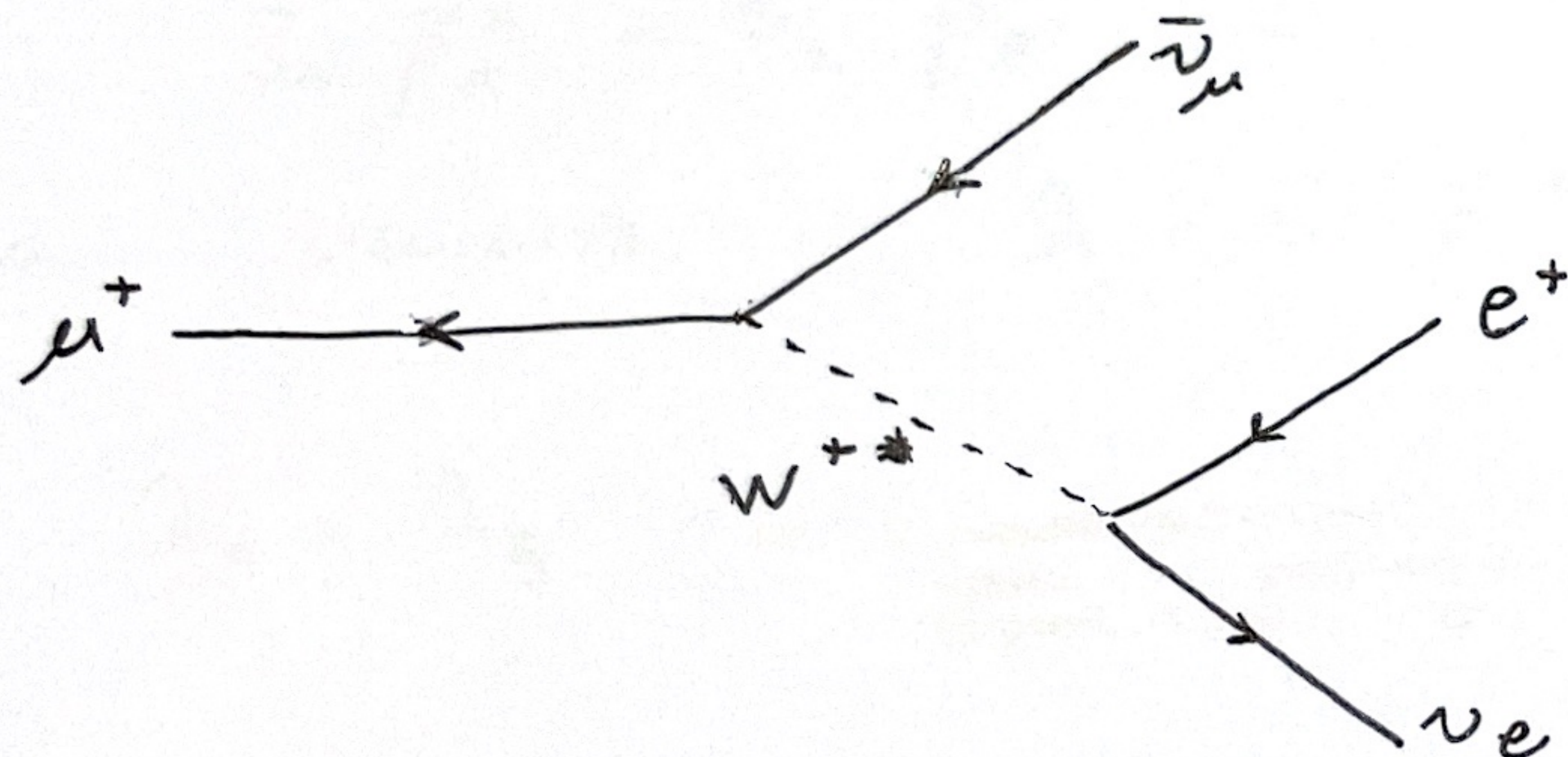
COSÌ SI POSSONO CALCOLARE BR:

$$\text{BR}(c \rightarrow se^+ \nu_e) = \frac{\cos^2\theta_c}{6}$$

ETC...

OVVIAMENTE VALGONO LE CONSIDERAZIONI SU FACILITÀ/DIFFICOLTÀ DI RIVELARE DECADIMENTI IN LEPTONI PIUTTOSTO CHE ADRONI (CHE ADRONIZZANO).

CONFRONTIAMO IL DECADIMENTO $D \rightarrow D^+$ CON QUELLO DI μ^+ PER VEDERE ANALOGIE:



I SONO DEGLI DECADIMENTI MOLTO ACCOPPIAMENTI DI C E μ^+ A MENO DEI VERTICI, ANCHE DELLO SPAZIO MOLTO SIMILI DAL PUNTO DI VISTA DELLE FASI SONO

PRIMA L'IPOTESI DI FERMIONI MASSLESS ERA MOLTO GIUSTIFICATA, ORA LEGGERMENTE MENO, MA IN BUONA APPROSSIMAZIONE SÌ.

VEDIAMO

$$\frac{\tau_D}{\tau_\mu} = \frac{\Gamma_\mu}{\Gamma_D} = \frac{\Gamma(\mu \rightarrow e)}{\text{BR}(\mu \rightarrow e)} \frac{\text{BR}(D \rightarrow e)}{\Gamma(D \rightarrow e)} = \frac{1}{6} \left(\frac{m_\mu}{m_c} \right)^5 \sim 5.73 \cdot 10^{-7}$$

$$\text{BR} = \frac{\Gamma}{\Gamma_{\text{TOT}}} \Rightarrow \Gamma_{\text{TOT}} = \frac{\Gamma}{\text{BR}}$$

(QUINDI PASSIAMO A QUELLE PARZIALI)

2-1 POICHÉ UNICO DECADIMENTO POSSIBILE

SI PUÒ VEDERE CHE

$$\Gamma_{ff} \propto G_F^2 m_f^x$$

MASSA DELLA PARTICELLA CHE DECADE (POICHÉ QUELLE FINALI SONO TRASCURABILI)

DIMENSIONALMENTE $[MeV] = [MeV^{-2}]^2 [MeV]^x \Rightarrow x=5$

DUNQUE TROVIAMO:

$$\tau_D = 5.73 \cdot 10^{-7} \cdot \tau_\mu \approx 1.26 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

CHE È ENTRO IL 10% DEL VALORE SPERIMENTALE $\tau_{\text{EXP}} \sim 1.06 \text{ ps.}$

ORDINE DELLE
INTERAZIONI
DEBOLI
(COME PREVISTO)

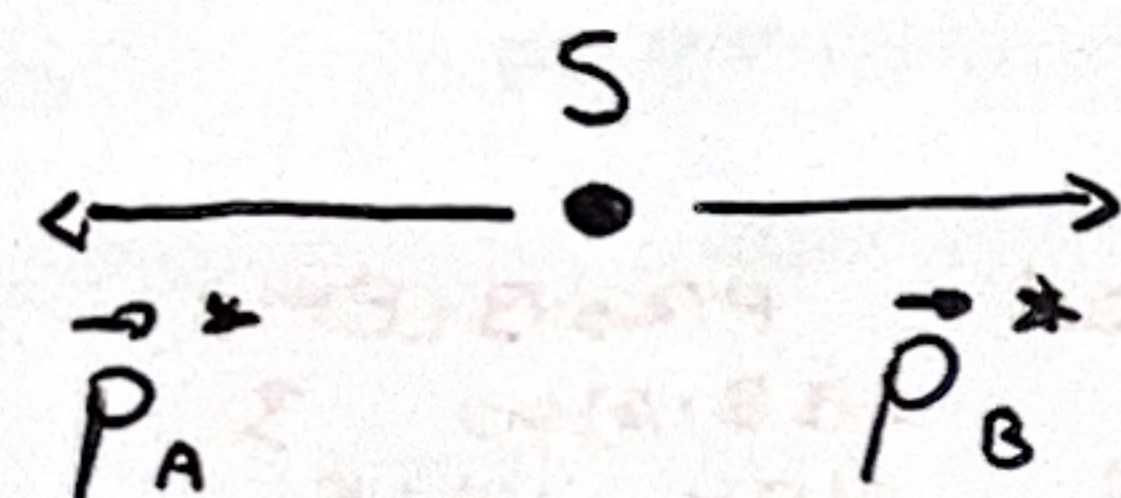
3

IN GENERALE, PER UN DECADIMENTO (A DUE CORPI)

$S \rightarrow AB$, ABBIAMO

Questa trattazione la facciamo con S PARTICELLA SCALARE. (A E B GENERICHE)

cmi:



E CON LA CONSERVAZIONE DEL MOMENTO ANGOLARE

$$\vec{S}_A + \vec{S}_B + \vec{L}_{AB} = 0$$

S = SCALARE

VEDIAMO

$(\vec{p}_A \cdot \vec{n})$:

$= 0$ PER LA DEFINIZIONE DI MOMENTO ANGOLARE

$$\vec{S}_A \cdot \vec{p}_A^* + \vec{S}_B \cdot \vec{p}_A^* + \vec{L}_{AB} \cdot \vec{p}_A^* = 0$$

$$\vec{S}_A \cdot \vec{p}_A^* - \vec{S}_B \cdot \vec{p}_B^* = 0$$

$$\lambda = \vec{S} \cdot \vec{p}^*$$

$$\lambda = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}^*}{|\vec{S} \cdot \vec{p}^*|}$$

COSÌ DA NON AVERE DIMENSIONI

DEFINIAMO

L'ELICITÀ

COSÌ:

$$\lambda_A = \lambda_B$$

INDEPENDENTEMENTE DA COME DEFINIAMO L'ELICITÀ (NORMALIZZATA O NO)

NORMALIZZATA IN MODO DA AVERE VALORI TRA $[-1, +1]$, TANTI QUANTI SONO I VALORI DI m_z (ES $S=1 \Rightarrow \lambda = \{-1, 0, +1\}$)

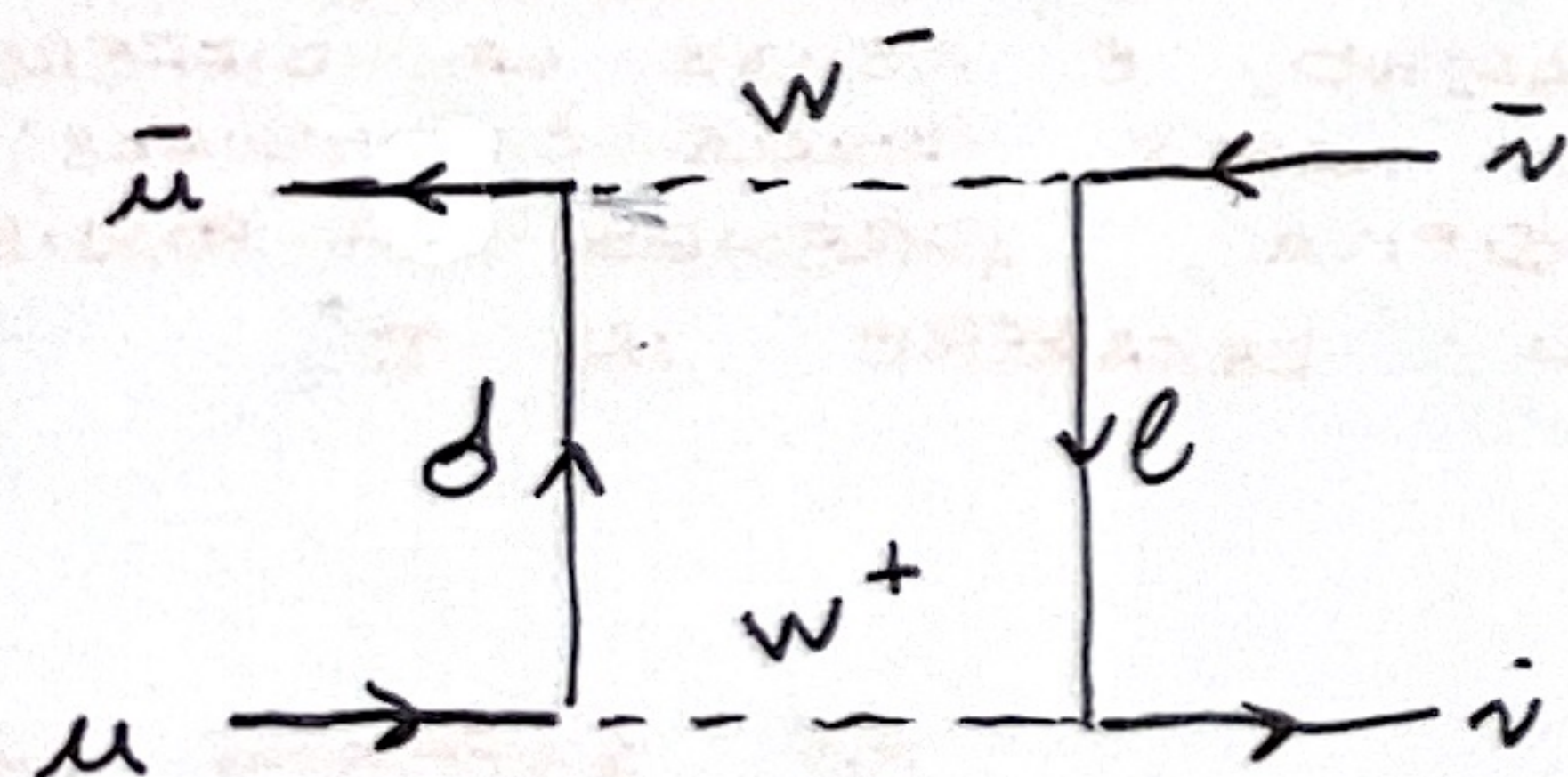
2

POSSIAMO

AVERE

IL

DECADIMENTO:

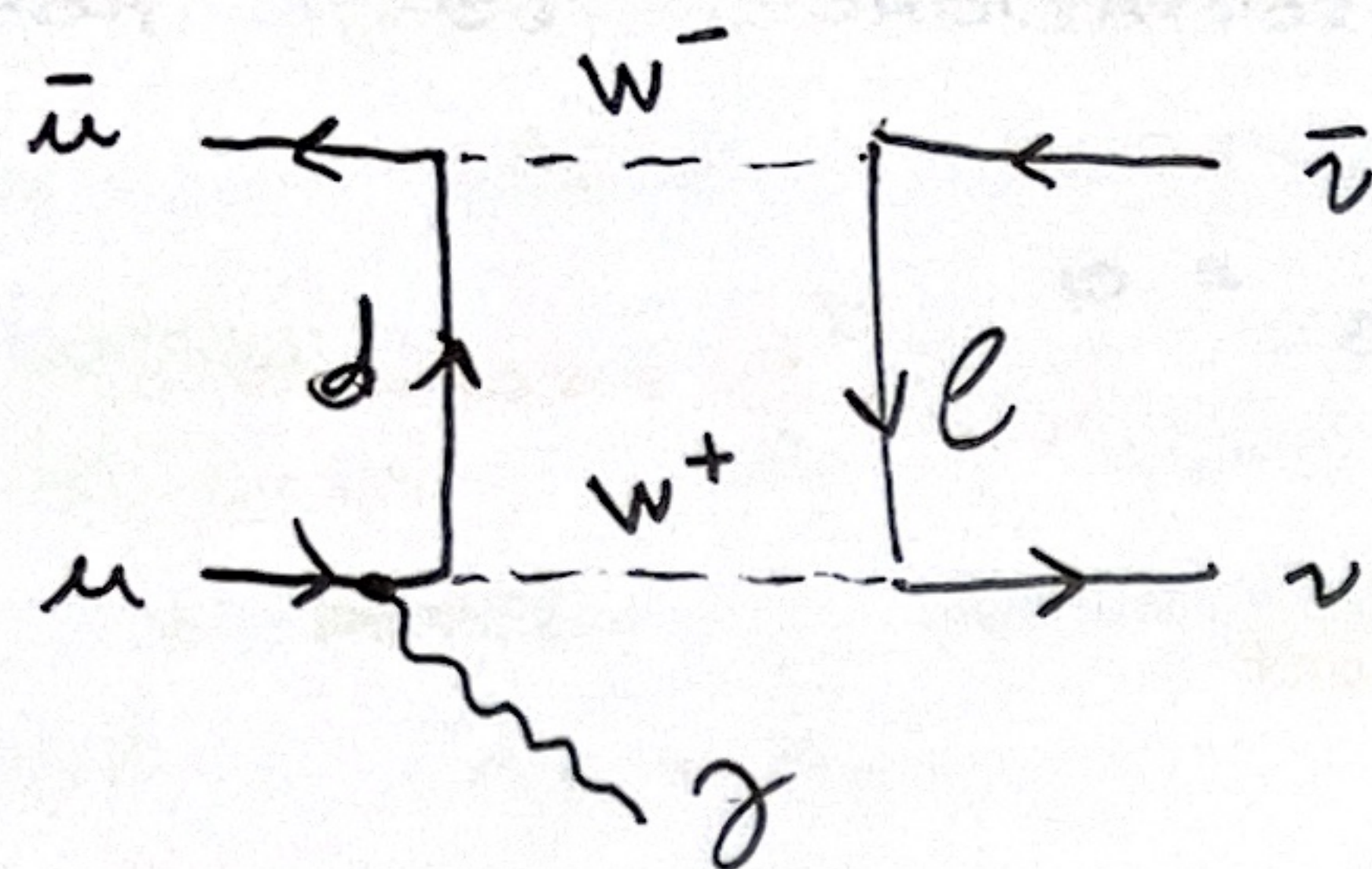


ANCHE IL DIAGRAMMA DI Z^0

IL DECADIMENTO SAREBBE POSSIBILE, MA CIÒ NON PUÒ AVVENIRE PERCHÉ I NEUTRINI HANNO ELICITÀ FISSA E $\nu, \bar{\nu}$ L'HANNO OPPOSTA

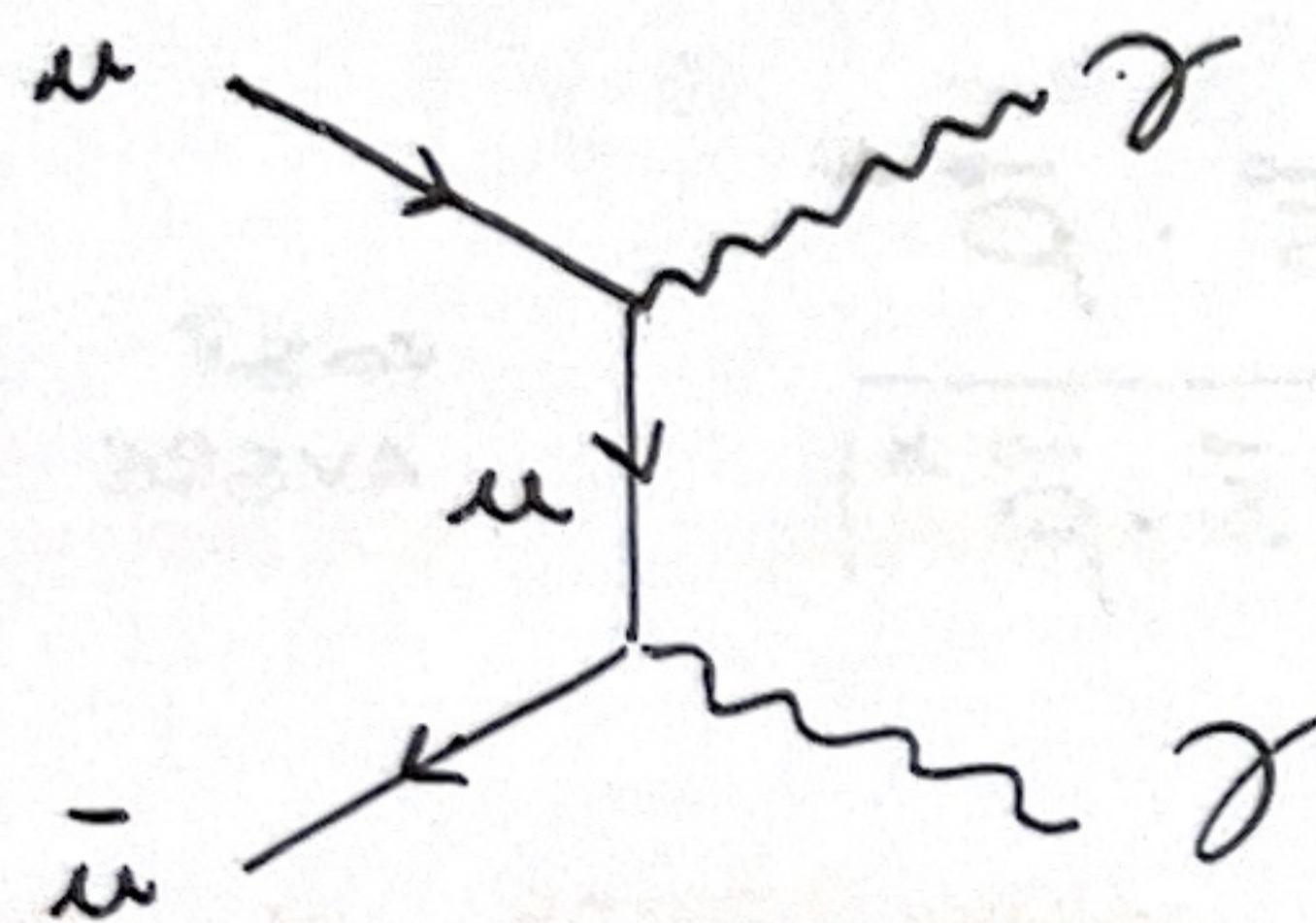
$$\Rightarrow \lambda_A \neq \lambda_B$$

DOBBIAMO AGGIUNGERE UN γ (DIAGRAMMA MOLTO SOPPRESSO PER VIA
 $\Rightarrow$ QED + EW) PER AVERE UN DIAGRAMMA POSSIBILE:



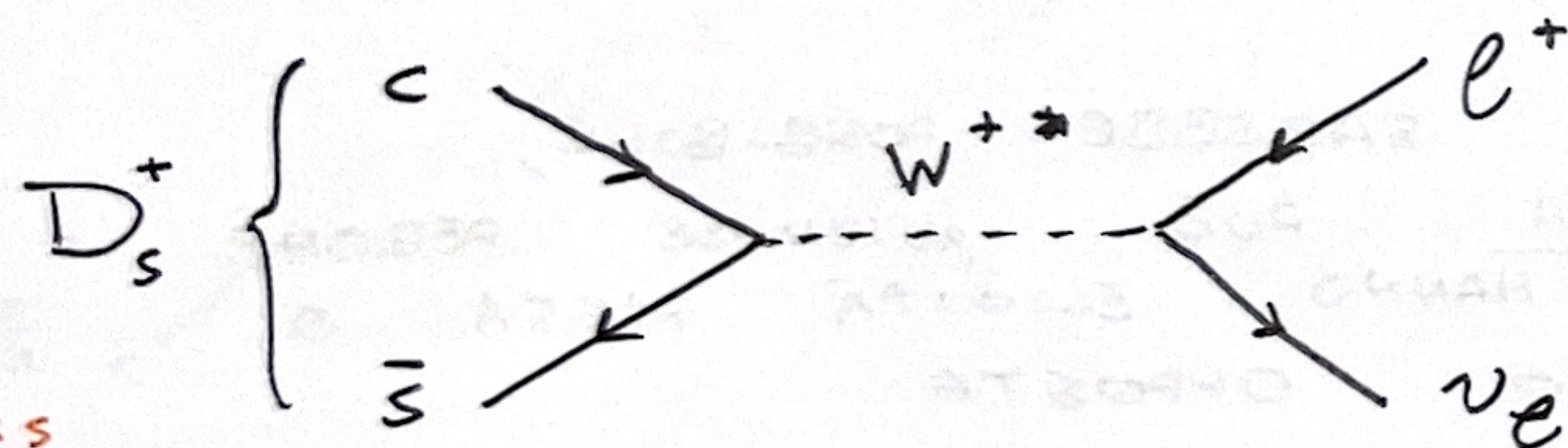
QUESTO DIAGRAMMA NON DÀ PROBLEMI
 POICHÈ UNA VOLTA CHE ABBIAMO 3
 CORPI NELLO STATO FINALE NON VALE
 PIÙ $\lambda_a = \lambda_b$.

IL CONTRIBUTO DOMINANTE È:



QUASI L'UNICO CHE
 SI VEDE

IL DIAGRAMMA (PER $l = \mu, \tau, e$) È



RICORDA CHE SONO
 3 DIAGRAMMI IDENTICI

NOTIAMO CHE ORA, A DIFFERENZA
 DEL $D^+ = c\bar{s}$, ABBIAMO IL QUARK
 $\bar{s}$, CHE È LEGGERMENTE PIÙ
 MASSIVO, E RENDE LA DIFFERENZA
 DI MASSE (FINALE E INIZIALE)
 POSITIVA, APRENDO LA POSSIBILITÀ
 DI DECADERE IN τ^+

ABBIAMO CHE IN $S \rightarrow AB$: $B = \nu \Rightarrow B \text{ LEFT} \Rightarrow A \text{ LEFT}$

MA SAPPIAMO CHE SE
 A MASSIVO, NON
 ABBIAMO ELICITÀ E
 CHIRALITÀ EQUIVALENTI

GUARDANDO LO SPAZIO DELLE FASI CI ASPETTEREMMO LA DISUGUAGLIANZA:
 $\Gamma(D_S^+ \rightarrow e^+ \nu_e) > \Gamma(D_S^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) > \Gamma(D_S^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$, OSSIA OPPOSTA A QUELLA RIVELATA,
 POICHÈ I DIAGRAMMI CON STATO INIZIALE E FINALE SIMILE (IN MASSA), SONO MENO
 PROBABILI. CIOÌ NON SUCCEDDE PER LA REGOLA DI ELICITÀ VISTA PRIMA.

DUNQUE LO SPAZIO DELLE FASI CI DICE $\Gamma(e) > \Gamma(\mu) > \Gamma(\tau)$, PERÒ
 ALLO STESSO TEMPO LA CONSERVAZIONE DELL'ELICITÀ CI DICE CHE
 A, B SONO PARTICELLE LEFT. È PROPRIO LA NON COINCIDENZA TRA ELICITÀ
 E CHIRALITÀ DELLE PARTICELLE MASSIVE A PORPARCI ALLA DISUGUAGLIANZA
 RIVELATA. INFATTI, PIÙ UNA PARTICELLA È MASSIVA E MENO L'UGUAGLIANZA
 CHIRALITÀ = ELICITÀ È RISPETTATA, PER CUI e^+, μ^+, τ^+ NELL'ORDINE
 RISPETTANO L'IPOTESI MASSLESS, OVVERO $\lambda = \text{CHIRALITÀ}$, E DUNQUE SODDISFANO
 LA RELAZIONE $\lambda_A = \lambda_B$.

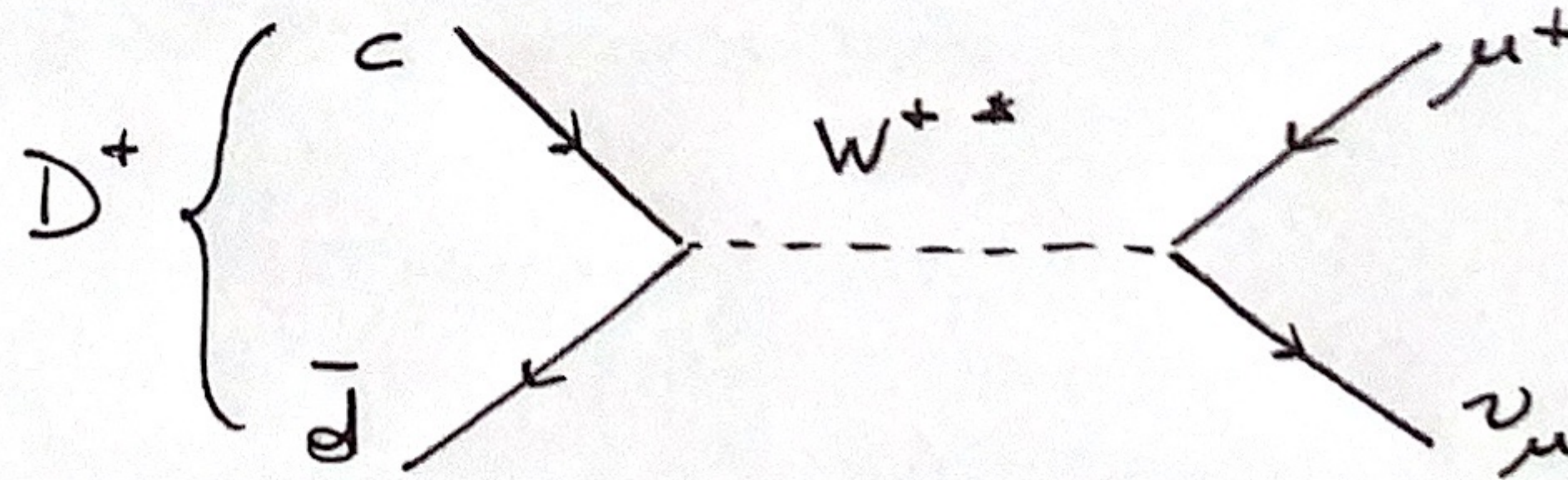
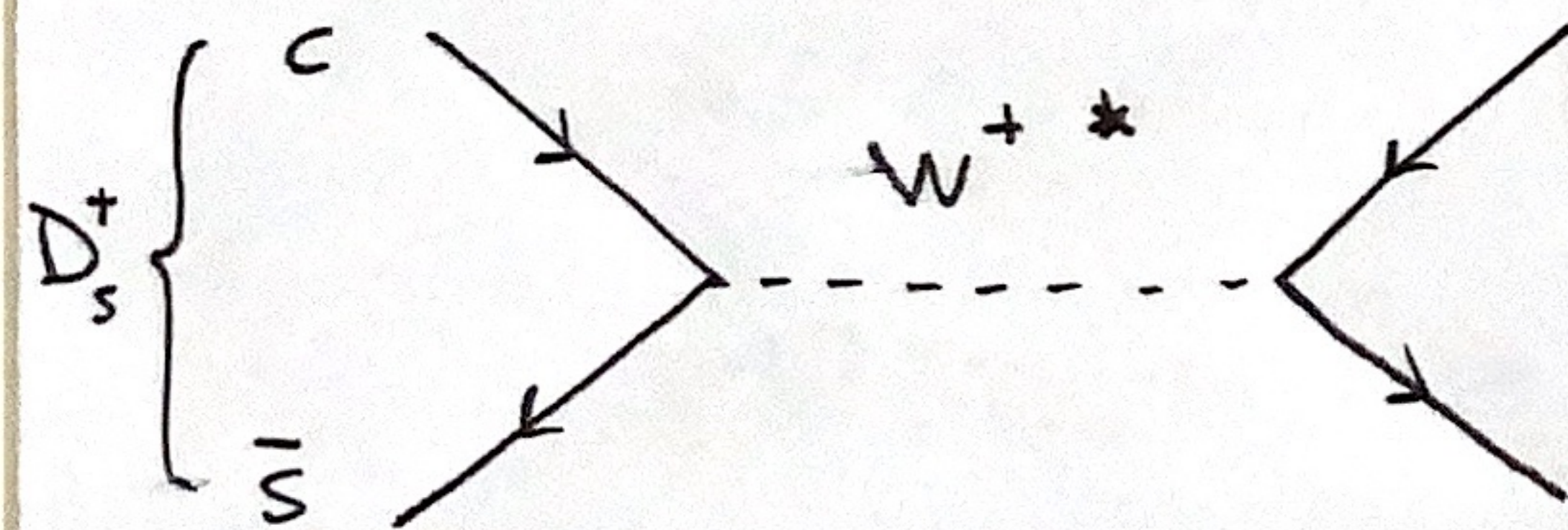
IL PUNTO È CHE SAPPIAMO CHE LE ANTI-PARTICELLE VENGONO PRODOTTE DA INTERAZIONE
 DEBOLE SOLO RIGHT-HAND. QUINDI SE UNA PARTICELLA È CONSIDERABILE MASSLESS
 $\Rightarrow \lambda = \text{CHIRALITÀ}$ E QUINDI È MOLTO PROBABILE CHE AVVENGA IL DECADIMENTO. PER
 PIÙ SALIAMO IN MASSA PIÙ e^+ È IN UNA SOVRAPPOSIZIONE LEFT-RIGHT E IL
 DECADIMENTO È MENO SOPPRESSO.

DUNQUE:

$$\Gamma(e_s^+ \rightarrow e^+ \nu_e) < \Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) < \Gamma(D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$$

IN GENERALE SONO COMUNQUE TUTTI E 3 MOLTO RARI.

VEDIAMO ORA I DIAGRAMMI



PRIMA QUESTO
 DECADIMENTO NON LO
 AVEVAMO MESSO
 NELLA Γ_{TOT} (GS 2)
 POICHÉ SOPPRESSO
 DALLA CONDIZIONE
 SULL'ELICITÀ.

PER CUI ABBIAMO:

$$\frac{\Gamma(D_s^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = \frac{\Gamma_0 \cos^2 \theta_c}{\Gamma_0 \sin^2 \theta_c} = \cot^2 \theta_c$$

CAMBIANDO SOLO
 FATTORI DI VERTICE

RICORDA CHE SE AVESSIMO VISTO
 $D_{(s)}^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ IL RAPPORTO SAREBBE
 STATO ∞ VISTO CHE $\Gamma(D^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) = 0$.

4

ABBIAMO $P(q\bar{q}) = (-1)^{l+1}$ IN GENERALE PER MESONI.

1

ABBIAMO $D^0 = c\bar{u}$, ESSENDO FONDAMENTALE $l=0$, $P(D^0) = -1$
COSÌ

$$CP|D^0\rangle = -|\bar{D}^0\rangle$$

$$CP|\bar{D}^0\rangle = -|D^0\rangle$$

NON SONO
AUTOSTATI
SI CP

POSSIAMO COSTRUIRE:

$$|D_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|D^0\rangle + |\bar{D}^0\rangle)$$

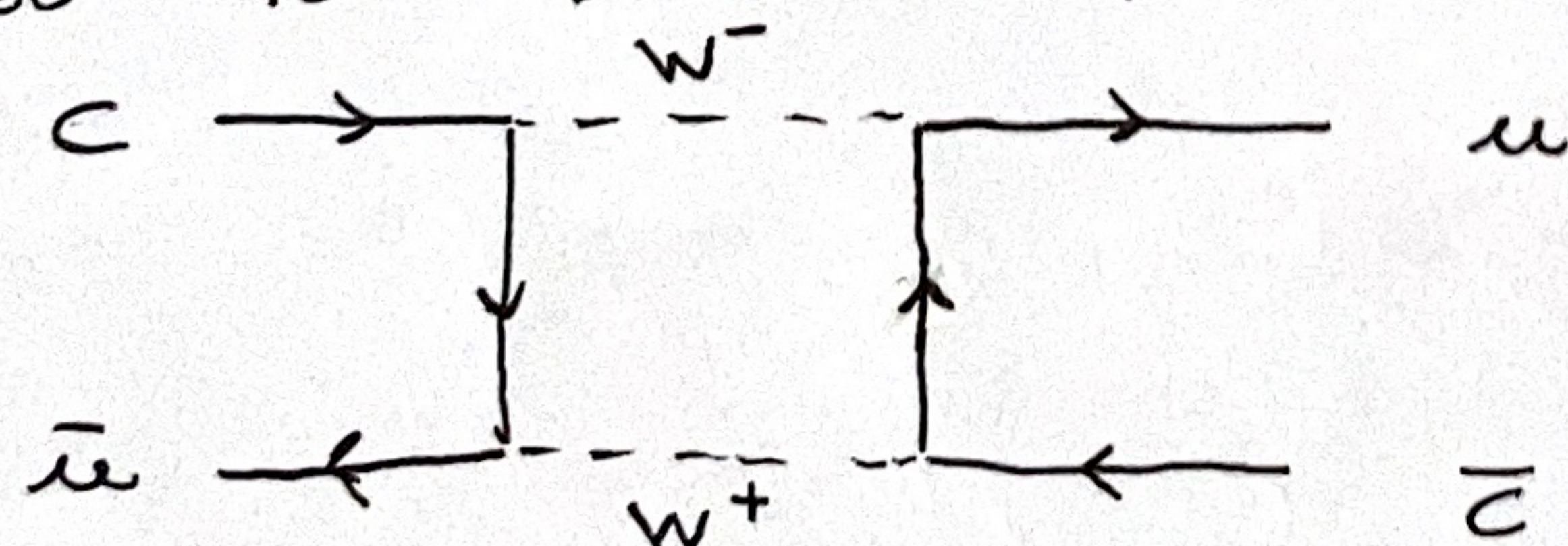
$$|D_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|D^0\rangle - |\bar{D}^0\rangle)$$

COSÌ CHE:

$$CP|D_1\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}(|D^0\rangle + |\bar{D}^0\rangle) = -|D_1\rangle$$

$$CP|D_2\rangle = +|D_2\rangle$$

ESISTENDO IL DIAGRAMMA:



10

SI PUÒ VEDERE CHE $|D_{1,2}\rangle$ NON SONO STATI PURAMENTE MATEMATICI,
MA LI SI PUÒ MISURARE.

$\equiv K^+ K^-$ $P |m \bar{m}\rangle = (-1)^L$ $C |m \bar{m}\rangle = (-1)^{L+S}$

MA NON HANNO SPIN, $S=0$, E IN PIÙ ESSENDO PRODOTTI DA Δ^0 , CHE HA $S=0$, PER LA CONSERVAZIONE DEL MOMENTO HANNO ANCHE $L=0$.

$P |K^+ K^-\rangle = +1$
 $= C |K^+ K^-\rangle$

$\Rightarrow \underline{D_2 \rightarrow K^+ K^-}$

$\underline{6} \quad \phi \pi^0$ SONO SEPARATAMENTE AUTOSTATI DI C E NON ABBIAMO PIÙ $m \bar{m}$

MESONE VETTORE, DUNQUE SPIN ALL'INTERNO, $J=1$ E HA $(-1)^J = -1$

$C |\phi \pi^0\rangle = C |\phi\rangle \cdot C |\pi^0\rangle = -1$

$P |\phi \pi^0\rangle = (-1)^L = -1$

MOMENTO ANGOLARE TRA ϕ E π^0

$\vec{L}_{\phi \pi^0} + \vec{S}_{\phi} = 0 \Rightarrow L=1$

$C P |\phi \pi^0\rangle = +1$

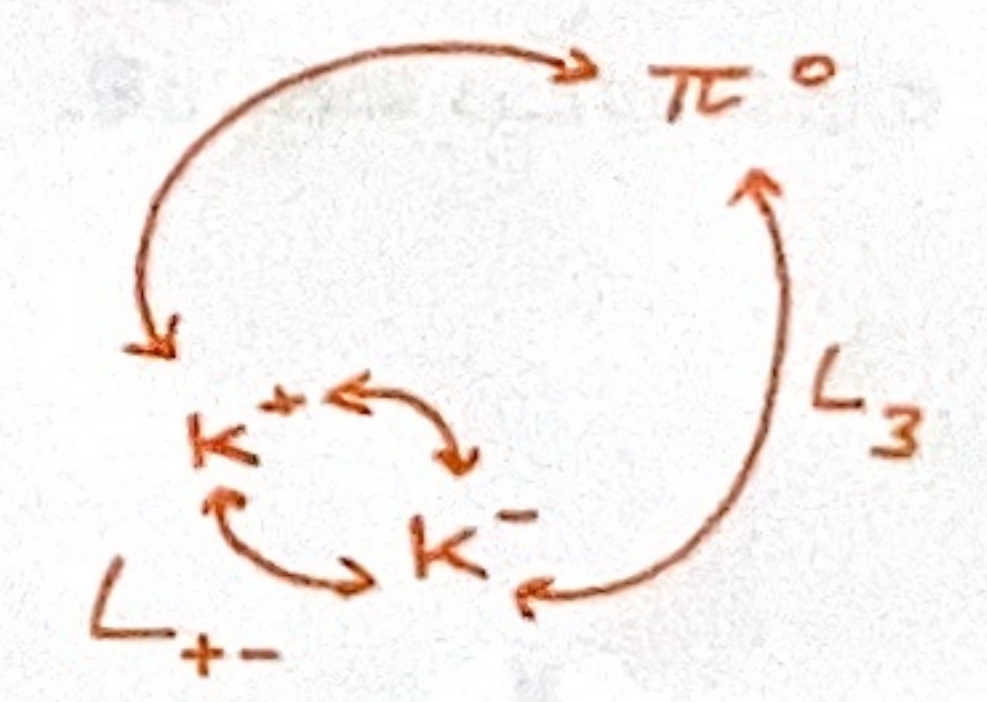
$\Rightarrow \underline{D_2 \rightarrow \phi \pi^0}$

$\equiv K^+ K^- \pi^0$ ABBIAMO $C |K^+ K^- \pi^0\rangle = C |K^+ K^-\rangle C |\pi^0\rangle = +1 \cdot +1 = +1$

$P |K^+ K^- \pi^0\rangle = (-1)^3 (-1)^{L_{+-}} (-1)^{L_3} = -1$

SINGOLI (PARITÀ INTRINSECA) COPPIA $K^+ K^-$ SISTEMA A 3 CORPI (CHE SI COMPORTANO COME $m \bar{m}$)

$L_{+-} = L_3$



$\vec{L}_{+-} + \vec{L}_3 = 0 \Rightarrow L_{+-} = L_3$

DUNQUE

$$CP |K^+ K^- \pi^0\rangle = -1$$

$$\Rightarrow \underline{D_s \rightarrow K^+ K^- \pi^0}$$

2 PER CAPIRE IL MIXING $D^0 - \bar{D}^0$ È NECESSARIO FARE CONSIDERAZIONI SUL MIXING DEL $K^0 - \bar{K}^0$.

AVENDO PROPRIETÀ MOLTO SIMILI,

INFATTI ABBIAMO IMPARATO CHE SONO POSSIBILI $\begin{cases} K^1 \rightarrow 3\pi \\ K^2 \rightarrow 2\pi \end{cases}$, PER CUI ABBIAMO ANCHE VISTO CHE, PER VIA DEL FATTO CHE $m_{3\pi} \sim m_{K^0}$ È DUNQUE UN DECADIMENTO MOLTO SOPPRESSO, SI HA IL FENOMENO DEL K LONG.

NEL CASO DI D^0 È PIÙ COMPLICATO, POICHÈ NONOSTANTE SI ABBIAMO I DECADIMENTI:

$$\begin{cases} D^1 \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \\ D^2 \rightarrow K^+ K^- \end{cases}$$

LA MASSA È COSÌ TANTO PIÙ GRANDE CHE ENTRAMBI SONO MOLTO COMUNI PER CUI NON ABBIAMO UN FENOMENO TIPO D-LONG. NOI OSSERVIAMO SEPARATEMENTE I DUE DECADIMENTI, MA CIÒ NON È UNA PROVA DEL MIXING.

SPERIMENTALMENTE SI PREPARAVANO DELLE COPPIE $D^0 \bar{D}^0$ E SI VEDEVANO IN PARTI OPPOSITE DELL'ESPERIMENTO I PRODOTTI DI DECADIMENTO. VISTO CHE ALCUNE VOLTE SI TROVAVANO IN ENTRAMBI I LATI PRODOTTI DI DECADIMENTO DEL D^0 (E NON UNO DEL D^0 E UNO DEL $\bar{D}^0$), ALLORA SI È POTUTO CONCLUDERE CHE FOSSE AVVENUTO IL MIXING IN MEZZO.

CIOÈ, SE METTIAMO UN FASCIO DI K^0 IN TUBO DI DECADIMENTO DOPO UN PO' SONO RIMASTI SOLO K-LONG, CHE SE FATTI INTERAGIRE CON QUALCOSA CI MOSTRANO ANCHE DEI K-SHORT, ALLORA È LA PROVA CHE C'È MIXING.