

Masse e Oscillazioni dei Neutrini Lezione I

Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare III

Lucio Ludovici 2 dicembre 2009

Calendario Lezioni

			Orario	Aula
1.	Mercoledì	2 dicembre	14-15:30	Amaldi
2.	Mercoledì	9 dicembre	14-16	Amaldi
3.	Giovedì	10 dicembre	14-16	Amaldi
4.	Venerdì	11 dicembre	15-17	Amaldi
5.	Lunedì	14 dicembre	16-18	Amaldi

Referenze

Physics of Neutrinos and Application to Astrophysics

M.Fukugita, T.Yanagida - Ed. Springer Verlag (2003)

Neutrino Physics

K.Zuber - Ed. IOP publishing (2004)

Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics

R.N. Mohapatra, B.Pal Palash - 3rd edition, World Scientific Lecture Notes in Physics, vol. 71

Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics

C. Giunti, C.W. Kim - Oxford University Press (2007)

Articoli

Neutrino mass, mixing, and flavor change (B.Kayser, 2005)

<http://pdg.lbl.gov/2008/reviews/numixrpp.pdf>

Understanding Two-Flavor Oscillation Parameters and Limits (D.E.Groom, 2002)

http://pdg.lbl.gov/2005/reviews/twonu_explain_s805.pdf

Reperibili online dal PDG “Review of Particle Physics” <http://pdg.lbl.gov>

lucio.ludovici@roma1.infn.it VEF piano I, Stanza 103-b

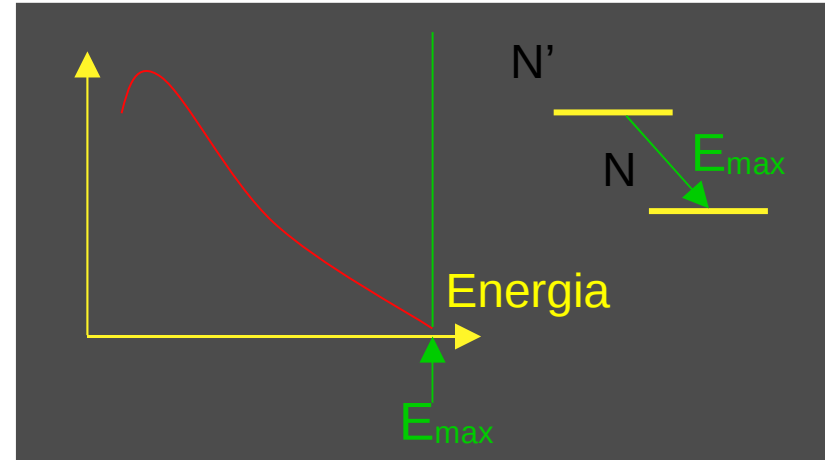
Programma

1. Richiami sull'equazione di Dirac, proiezioni chirali, equazione di Weyl.
2. Chiralità ed elicità. Neutrini di Majorana. Decadimento doppio β .
3. Massa di Dirac e di Majorana. Meccanismo dell'altalena (see-saw).
4. Matrice di mescolamento per tre famiglie. Fasi di Dirac e di Majorana. Oscillazioni nel vuoto per tre famiglie. Violazione di CP.
5. Caso limite di due famiglie. Formule approssimate: one mass dominance. Interpretazione del plot Δm^2 vs $\sin^2 2\theta$. Valore sperimentale dei parametri della matrice di mixing.
6. Oscillazioni nella materia, meccanismo MSW.
7. Gli esperimenti. Le oscillazioni dei neutrini atmosferici: Super-Kamiokande. K2K. Le oscillazioni dei neutrini solari: Homestake, SNO. Esperimenti ai reattori. Prospettive future.

Dear Radioactive Ladies and Gentlemen,...



Problema: spettro continuo dell'elettrone nei decadimenti β



Nel 1930 Wolfgang Pauli ipotizza una nuova particella sconosciuta, di spin $\frac{1}{2}$, neutra, di massa nulla o molto più piccola dell'elettrone, che interagisce solo debolmente.

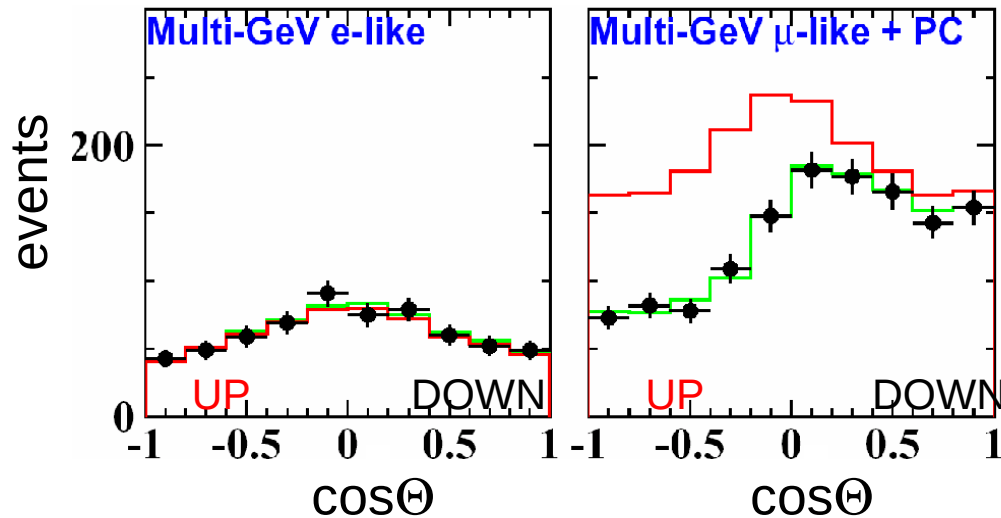
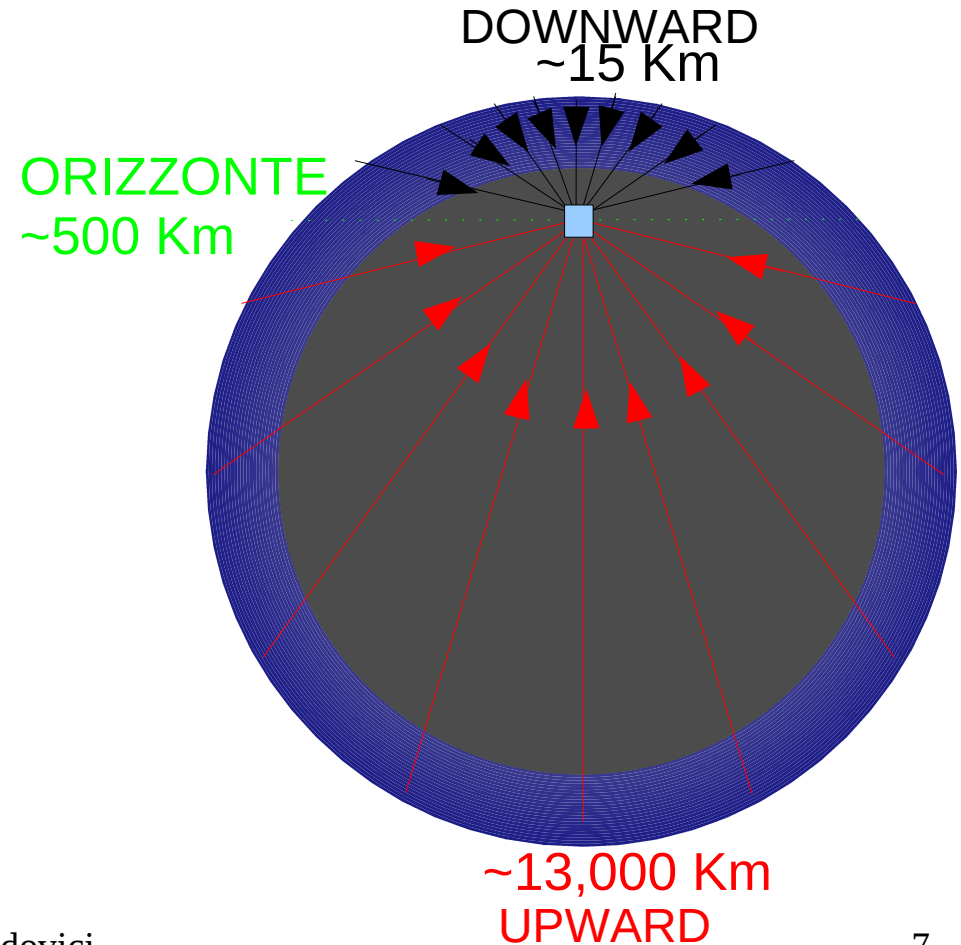
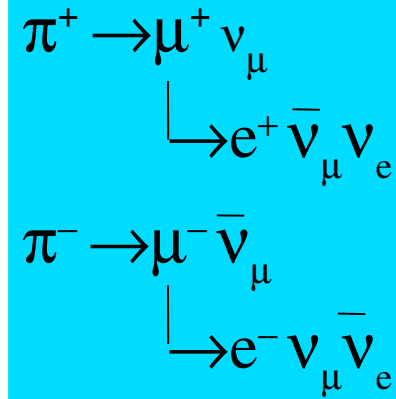
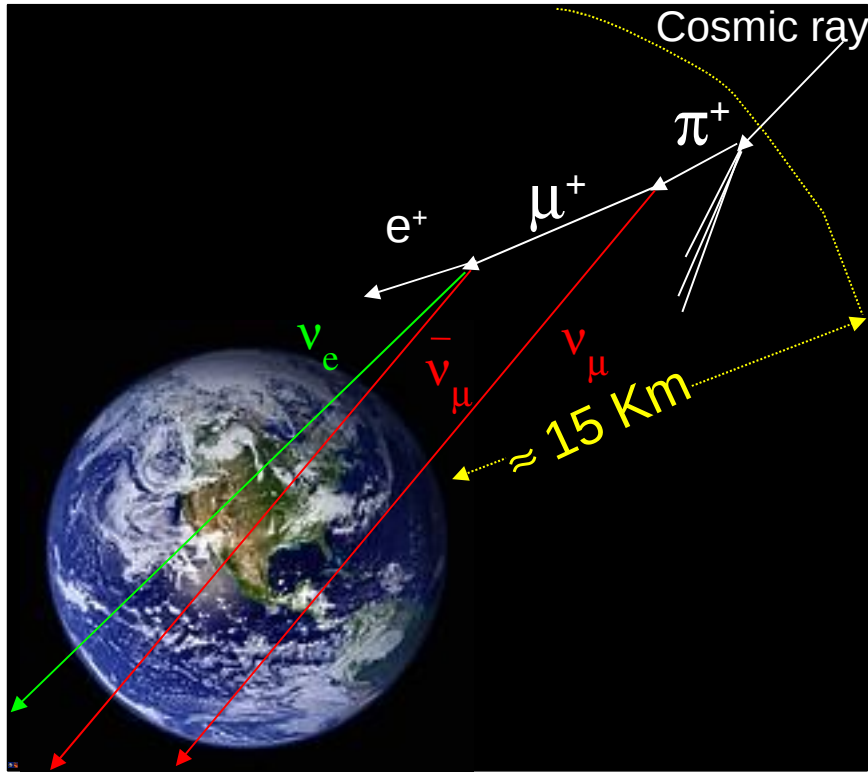
“I have to replace something we do not understand with something else we cannot observe” W.Pauli

“[...] there is no practically possible way of observing the neutrino”
H.Bethe, R.Peierls, Nature (1934)

Il neutrino: quasi ottantanni (portati bene)

1930	neutrino postulated	Pauli
1934	neutrino name and interaction theory	Fermi
1938	Solar ν flux calculation	Bethe
1946	Idea of ν chlorine detector	Pontecorvo
1956	Neutrino observation	Reines & Cowan
1957	Idea of neutrino oscillation	Pontecorvo
1958	Neutrino Left-Handed	Goldhaber
1962	2 neutrino species: ν_μ, ν_e	Lederman, Schwartz & Steinberger
1968	Solar neutrino deficit	Davis
1973	NC neutrino interactions observed	Gargamelle
1975	τ lepton and the third neutrino	Perl
1986	Solar deficit again, atmospheric(?)	Kamiokande
1987	Neutrino from SN1987A	Kamiokande, IMB
1989	Only 3 light neutrino families	LEP Collaborations
1991	Still solar deficit	Gallex, SAGE
1998	Atmospheric neutrino oscillation	Super-Kamiokande
2002	Solar neutrino oscillation confirmed	SNO, KamLand
2004	Atmos. oscil. confirmed at accelerator	K2K

Neutrini atmosferici



OSCILLAZIONI DEI NEUTRINI (in una trasparenza)



$$M_\nu \neq 0$$

autostati di sapore $\neq$ autostati di massa

$$\nu_{\alpha L} = \sum_{k=1,3} U_{\alpha k} \nu_{k L} \quad \alpha = e, \mu, \tau$$

matrice di mescolamento

Correnti EW: $J_\mu^{NC} = 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma_\mu \nu_{\alpha L} = 2 \sum_{k=1,3} \bar{\nu}_{k L} \gamma_\mu \nu_{k L}$

$$J_\mu^{CC} = 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{l}_{\alpha L} \gamma_\mu \nu_{\alpha L} = 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \sum_{k=1,3} \bar{l}_{\alpha L} \gamma_\mu U_{\alpha k} \nu_{k L}$$

- La matrice di mescolamento compare nelle correnti cariche (CC)
- Le correnti neutre (NC) sono diagonali (assenza di FCNC)

Arrivederci e grazie

?

L'equazione di Dirac

Equazione relativistica per particelle di spin 1/2 (fermioni)

$$(i \not{\partial} - m)\psi = 0 \longleftrightarrow \mathcal{L} = \bar{\psi}(i \not{\partial} - m)\psi$$

$$\not{\partial} = \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} \quad \bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$$

spinore a 4 componenti ψ

4 matrici di Dirac 4x4 $\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3$

Proprietà di commutazione delle matrici di Dirac

$$\{\gamma^\alpha, \gamma^\beta\} = 2g^{\alpha\beta} \longleftrightarrow \gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 = \gamma^\mu \longleftrightarrow \gamma^0 \gamma^{\mu*} \gamma^0 = \gamma^{\mu T} \longleftrightarrow \begin{cases} \gamma^{0\dagger} = +\gamma^0 \\ \gamma^{1\dagger} = -\gamma^1 \\ \gamma^{2\dagger} = -\gamma^2 \\ \gamma^{3\dagger} = -\gamma^3 \end{cases}$$

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \quad \{\gamma^5, \gamma^\alpha\} = 0 \quad \gamma^{5^2} = 1 \quad \gamma^{5T} = \gamma^5$$

Rappresentazioni delle matrici di Dirac

	γ^0	$\gamma^i, i = 1, 2, 3$	γ^5
Rappresentazione di Dirac-Pauli	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$
Rappresentazione di Weyl	$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

Matrici di Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_i \sigma_j = i\epsilon_{ijk} \sigma_k + \delta_{ij} I$$

CHIRALITA'

ELICITA'

- Cosa sono ?
- Sono invarianti di Lorentz ?
- Sono conservate ?

Chiralità

Operatori di proiezione chirale Left/Right

$$\mathbb{P}_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$$

$$\mathbb{P}_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$$

Definizione

$$\mathbb{P}_L + \mathbb{P}_R = 1$$

$$\mathbb{P}_L \mathbb{P}_R = \mathbb{P}_R \mathbb{P}_L = 0$$

$$\mathbb{P}_{L,R}^2 = \mathbb{P}_{L,R}$$

Proprietà

$$\gamma^{5^2} = 1$$

$$(1 \pm \gamma^5)(1 \mp \gamma^5) = 0$$

$$(1 \pm \gamma^5)(1 \pm \gamma^5) = 2(1 \pm \gamma^5)$$

Proiezioni chirali dei campi

$$\begin{cases} \psi_L = \mathbb{P}_L \psi \\ \psi_R = \mathbb{P}_R \psi \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathbb{P}_L \psi_L = \psi_L, & \mathbb{P}_R \psi_L = 0 \\ \mathbb{P}_R \psi_R = \psi_R, & \mathbb{P}_L \psi_R = 0 \end{cases}$$

$$\mathbb{P}_R + \mathbb{P}_L = 1$$

$$\begin{cases} \gamma^5 \psi_L = - \psi_L \\ \gamma^5 \psi_R = + \psi_R \end{cases}$$

$$\psi = \psi_R + \psi_L$$

CHIRALITA'

Chiralità e massa

Moltiplicando l'eq. di Dirac per γ^0 e $\gamma^0\gamma^5$

$$\begin{aligned}\gamma^0 \times (i\gamma^0\partial_0 - i\gamma^0\gamma^5\sigma_i\partial_i - m)\psi &= (i\partial_0 - i\gamma^5\sigma_i\partial_i - m\gamma^0)\psi = 0 \\ \gamma^5\gamma^0 \times (i\gamma^0\partial_0 - i\gamma^0\gamma^5\sigma_i\partial_i - m)\psi &= (i\gamma^5\partial_0 - i\sigma_i\partial_i - m\gamma^5\gamma^0)\psi = 0\end{aligned}$$

$$\gamma^i = \gamma^0\gamma^5\sigma_i$$


sommando e sottraendo

$$\begin{cases} (i\partial_0(1 + \gamma^5) - i\sigma_i\partial_i(1 + \gamma^5) - m\gamma^0(1 - \gamma^5))\psi = 0 \\ (i\partial_0(1 - \gamma^5) + i\sigma_i\partial_i(1 - \gamma^5) - m\gamma^0(1 + \gamma^5))\psi = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} (i\partial_0 - i\sigma_i\partial_i)\psi_R = m\gamma^0\psi_L \\ (i\partial_0 + i\sigma_i\partial_i)\psi_L = m\gamma^0\psi_R \end{cases}$$

equazioni disaccoppiate per $m=0$ (eq. di Weyl)

$$(i \not{\partial} - m)\psi = 0 \xrightarrow{m=0} \not{\partial}\psi = 0 \longrightarrow \frac{\partial}{\partial t}\psi_{L,R} = \mp \sigma_i \frac{\partial}{\partial x_i}\psi_{L,R}$$

Spinori di Weyl: 2 soluzioni a 2 componenti

Le proiezioni chirali ψ_L, ψ_R sono soluzioni dell'eq. di Weyl

Elicità (da non confondere con la chiralità !)

Definizione: proiezione dello spin nella direzione di volo: $\mathcal{H} = \frac{\vec{S} \times \vec{p}}{|\vec{p}|}$

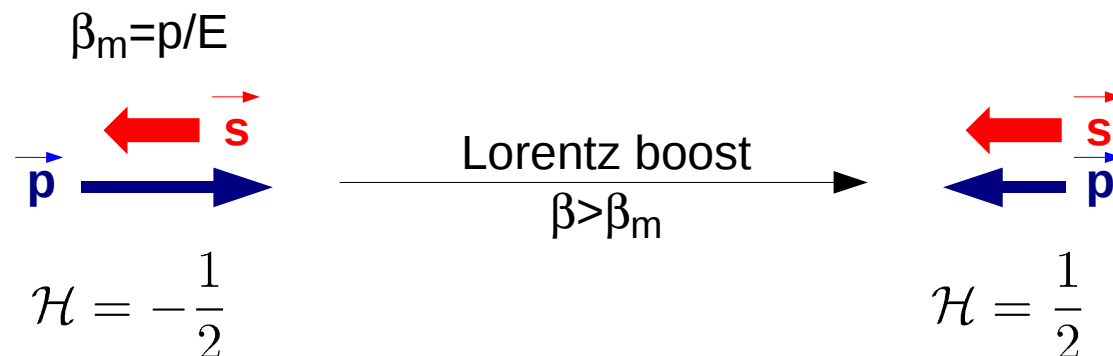
Elicità $\rightarrow$ numero quantico conservato: $[\mathcal{H}, \mathbb{H}] \quad \mathcal{H} = \vec{S} \times \hat{p} = \vec{J} \times \hat{p}$

Per fermioni di massa nulla, l'eq. di Weyl nello spazio dei momenti:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi_{L,R} = \mp \sigma_i \frac{\partial}{\partial x_i} \psi_{L,R} \xrightarrow{(E, \vec{p}) = (i\partial_t, -i\vec{\nabla})} E \psi_{L,R} = \pm (\vec{\sigma} \times \vec{p}) \psi_{L,R}$$

$\rightarrow$ per $m=0$ le proiezioni chirali $\psi_{L,R}$ sono anche autostati dell'elicità

In generale, per $m \neq 0$, l'elicità **non** è un invariante di Lorentz:



CHIRALITA'

$\neq$

ELICITA'

Non conservata
Invariante di Lorentz

Numero quantico conservato
Non Lorentz invariante

Coincidono (le proiezioni chirali sono anche autostati dell'elicità)
per fermioni di massa nulla

$$\chi = \mathcal{H} + o\left(\frac{m}{E}\right)$$

Chiralità e Modello Standard

Elicità $\equiv$ Chiralità nel limite $m=0$ $\chi = \mathcal{H} + o(m/E)$

Nel MS solo campi di chiralità $h=-1$ (left-handed) si accoppiano a Z,W

$$\text{SU}(2)_L \text{U}(1) \longrightarrow J^\mu = \bar{l}_L \gamma^\mu l_L$$

I campi right-handed (RH) non si accoppiano a Z,W (singoletti di $\text{SU}(2)_L$)

Componenti di elicità “sbagliata” dei neutrini sono sopresse $o(m/E)$

...e i leptoni carichi ?

Nel MS (minimale):

1. i neutrini hanno massa nulla
2. non esistono neutrini right-handed
3. chiralità ed elicità dei neutrini coincidono

Qual è il problema della massa dei neutrini ?

Non basta semplicemente introdurre un termine di massa analogo a quello dei fermioni carichi ?

Massa di Dirac

Come per i fermioni carichi per un neutrino massivo si può scrivere

$$\bar{\nu}_R \nu_R = \bar{\nu}_L \nu_L = 0$$

$$\nu_R = \frac{(1+\gamma^5)}{2} \nu$$

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_R &= \left[\frac{(1+\gamma^5)}{2} \nu \right]^+ \gamma^0 \\ &= \nu^+ \frac{(1+\gamma^5)}{2} \gamma^0 \\ &= \nu^+ \gamma^0 \frac{(1-\gamma^5)}{2} \\ &= \bar{\nu} \frac{(1-\gamma^5)}{2}\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}^D = -m_D (\bar{\nu} \nu)$$

$$= -m_D (\bar{\nu}_L + \bar{\nu}_R) (\nu_L + \nu_R)$$

$$\rightarrow = -m_D (\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L) = -m_D \bar{\nu}_L \nu_R + \text{h.c.}$$

Un termine di massa di Dirac per i neutrini richiede l'esistenza di un neutrino RH

$$\nu_R, \bar{\nu}_R$$

neutro, singoletto di isospin debole $\rightarrow$ neutrino “sterile”, interagisce solo con la gravità

se non sono presenti neutrini RH (come nel MS minimale) i neutrini non possono avere massa di Dirac

Masse dei fermioni: tanti parametri liberi

Termini di massa non invariante sotto $SU(2)_L \rightarrow$ meccanismo di Higgs, rottura spontanea di simmetria (SSB)

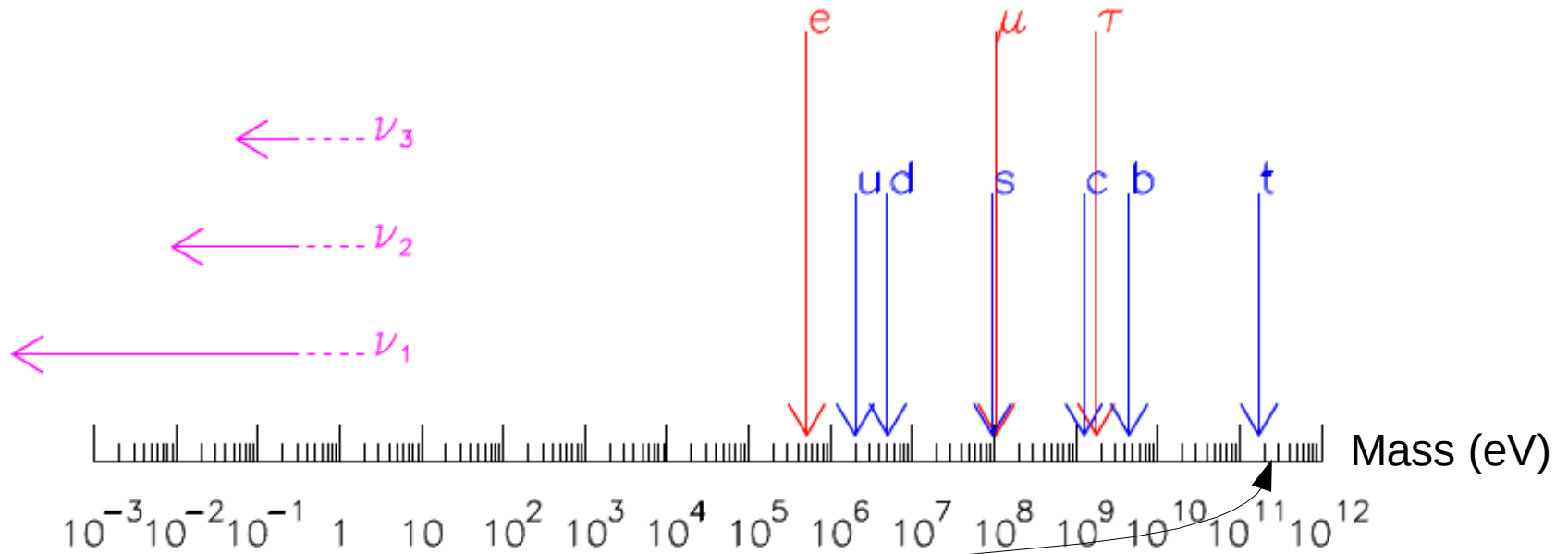
SSB salva la struttura di gauge del MS ma non “spiega” le masse

$$\mathcal{L}^{\text{Yukawa}} = -f_e \overline{(\nu_e, e)}_L \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} e_R - f_{\nu_e} \overline{(\nu_e, e)}_L \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ \Phi^- \end{pmatrix} \nu_R \\ -f_d \overline{(u, d)}_L \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} d_R - f_u \overline{(u, d)}_L \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ \Phi^- \end{pmatrix} u_R + \text{h.c.}$$

$$\text{SSB} \longrightarrow m_i = f_i \langle \Phi^0 \rangle = f_i v / \sqrt{2} \longrightarrow \begin{matrix} f_{\text{top}} \simeq 1 \\ f_\nu \lesssim 6 \cdot 10^{-12} \end{matrix}$$

SSB non spiega perché m_ν siano così piccole rispetto alla scala EW
E' un problema? (In fondo SSB non “spiega” neanche le masse dei fermioni carichi)

Masse dei fermioni



Scala della rottura di simmetria $SU(2) \times U(1)$

$$\langle \Phi^0 \rangle = v / \sqrt{2}$$

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$$

Neutrino di Majorana

Un fermione massivo neutro può essere descritto da uno spinore con due sole componenti reali che soddisfano la condizione

$$\psi \equiv \psi^C$$

Coniugazione di carica C

particella $\equiv$ propria anti-particella

E. Majorana

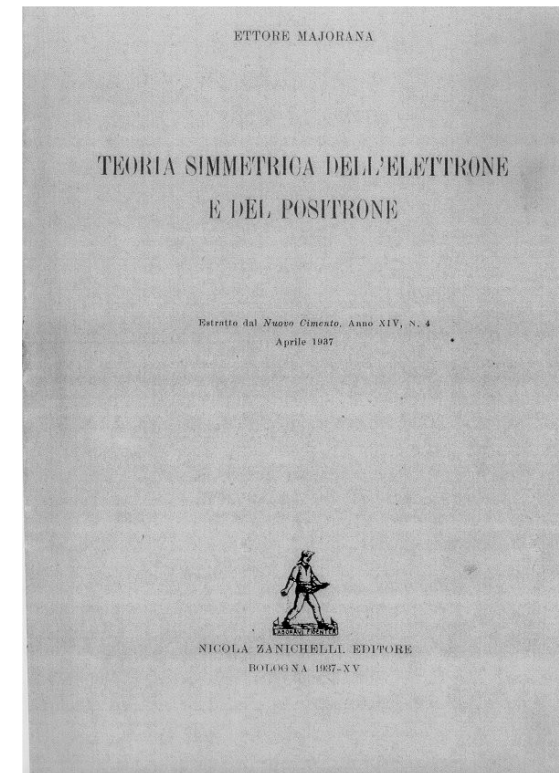
Nuovo Cimento 14 (1937) 171

$$\begin{aligned}\psi^C &= C\bar{\psi}^T \\ &= C(\psi^\dagger \gamma^0)^T = C\gamma^{0T} \psi^* = C\gamma^0 \psi^*\end{aligned}$$

$$C\gamma^\mu{}^T C^{-1} = -\gamma^\mu \quad C^\dagger = C^{-1} \quad C^T = -C$$

$$\longrightarrow C = i\gamma^2\gamma^0 \quad [C, \gamma^5] = 0$$

Proprietà della coniugazione di carica



Dimostriamo qualche proprietà di C

Equazione di Dirac con campo e.m. per fermione e anti-fermione

$$(i \not{\partial} - e \not{A} - m)\psi = 0$$

fermione carica -e

$\psi \equiv \psi^C$ impossibile
per fermioni carichi

$$(i \not{\partial} + e \not{A} - m)\psi^C = 0$$

anti-fermione carica +e

$$\begin{aligned} [\dots]^* &\rightarrow [(i\partial_\mu - eA_\mu)\gamma^\mu - m]^* \psi^* = 0 \\ &[(i\partial_\mu + eA_\mu)\gamma^{\mu*} + m]\psi^* = 0 \end{aligned}$$

introducendo: $(C\gamma^0)(C\gamma^0)^{-1}$

$$\psi^C = C\gamma^0\psi^*$$

$$[(i\partial_\mu + eA_\mu)\gamma^{\mu*}(C\gamma^0)^{-1} + m(C\gamma^0)^{-1}]\psi^C = 0$$

verifica l'equazione per ψ^C se: $(C\gamma^0)\gamma^{\mu*}(C\gamma^0)^{-1} = -\gamma^\mu$

$$C\gamma^{\mu T}C^{-1} = -\gamma^\mu$$

$\gamma^0\gamma^{\mu*}\gamma^0 = \gamma^{\mu T}$

poiché $\gamma^{\mu T} = (-1)^\mu \gamma^\mu$ C (anti)commuta con $(\gamma^0, \gamma^2)\gamma^1, \gamma^3$

$$\rightarrow [C, \gamma^5] = 0$$

$$\rightarrow C = i\gamma^2\gamma^0$$

Chiralità e neutrino di Majorana

Il coniugato $(\psi_R)^C \equiv \psi_R^C$ di un campo RH è un campo LH:

$$\frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} \psi_R^C = \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} \mathcal{C} \bar{\psi}_R^T = \mathcal{C} \left[\frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} \bar{\psi}_R^T \right] = \mathcal{C} \left[\bar{\psi}_R \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2} \right]^T = \begin{cases} 0 \\ \psi_R^C \end{cases}$$

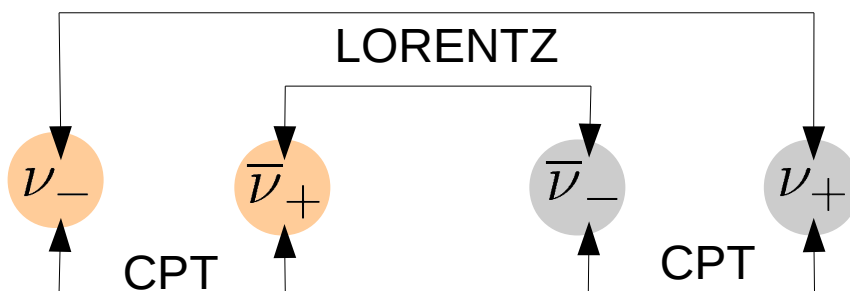
$$\bar{\psi}_R = \left[\frac{(1 + \gamma^5)}{2} \psi \right]^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \gamma^0 = \bar{\psi} \frac{(1 - \gamma^5)}{2}$$

Applicando i proiettori chirali alla condizione di Majorana:

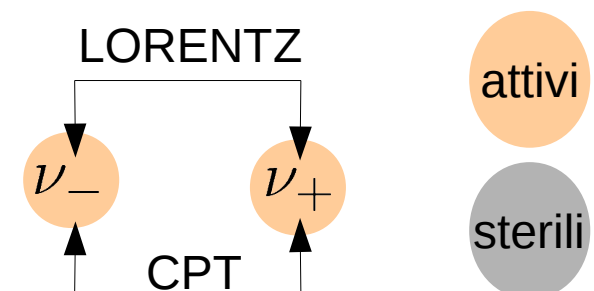
$$\psi \equiv \psi^C \longrightarrow \psi_L + \psi_R \equiv \psi_L^C + \psi_R^C \xrightarrow{\mathbb{P}_{R,L}} \begin{cases} \psi_R = \psi_L^C \\ \psi_L = \psi_R^C \end{cases}$$

La condizione di Majorana riduce a 2 le 4 componenti indipendenti dello spinore di un fermione massivo

$$\psi^M = \psi_L + \psi_L^C$$

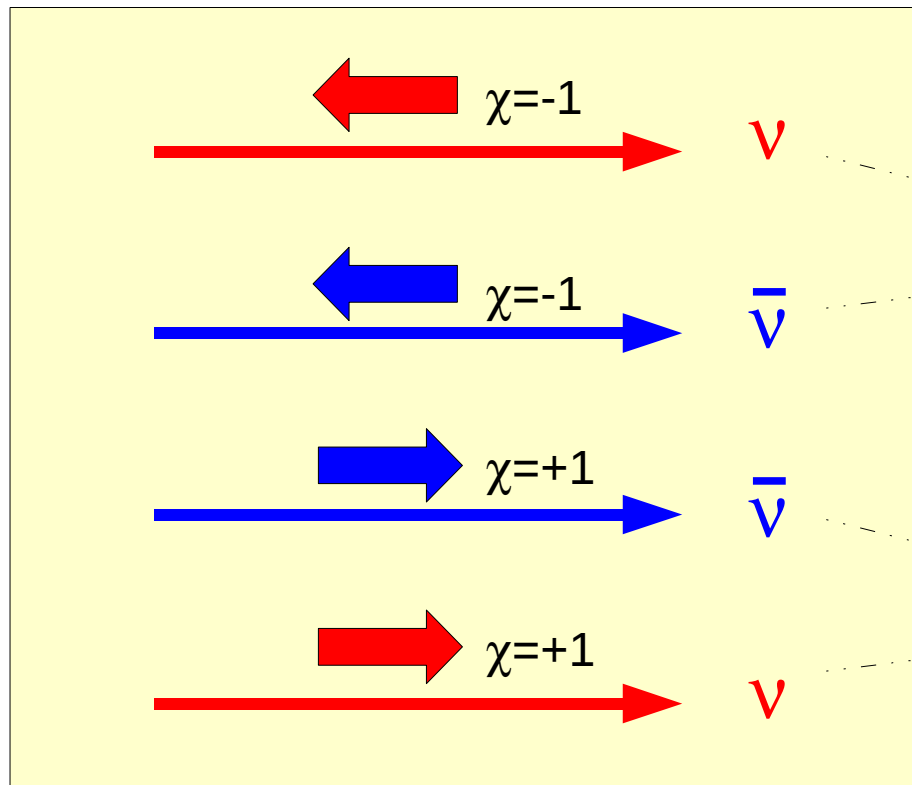


Stati di un neutrino di Dirac



Stati di un neutrino di Majorana

Neutrini di Dirac e Majorana



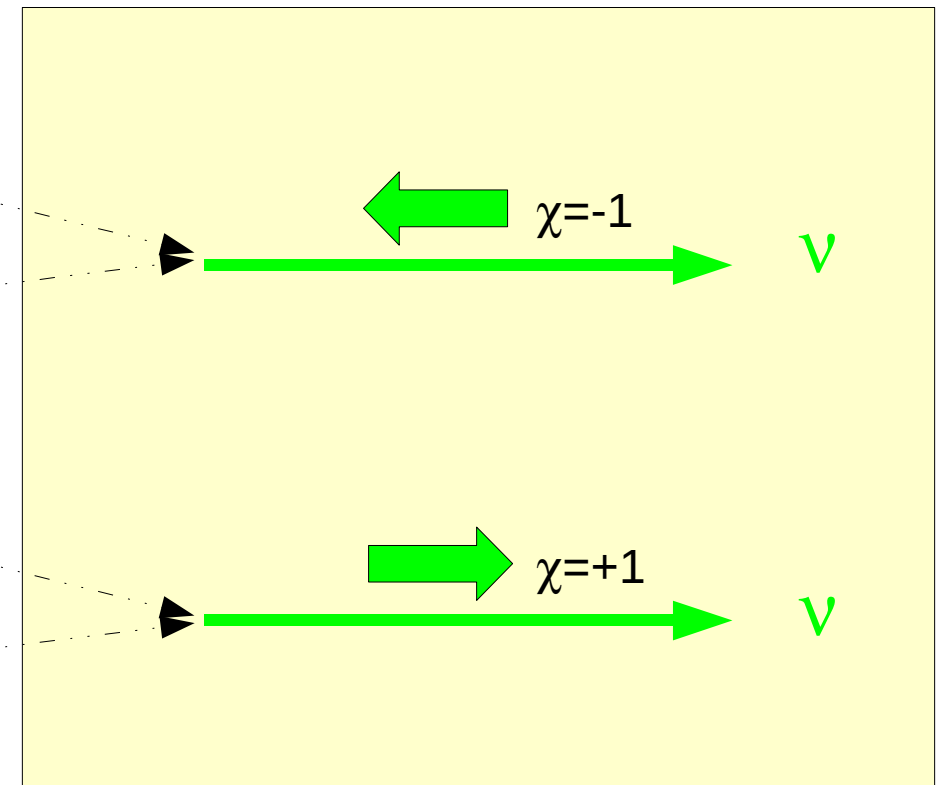
4 stati indipendenti

=

un **neutrino** di Dirac

+

il corrispondente **antineutrino**



2 stati indipendenti

=

un **neutrino** di Majorana

$\equiv$

il proprio **antineutrino**

Dirac e Majorana sotto C,P,T

➤ Parità P

$$t \rightarrow t \quad \vec{x} \rightarrow -\vec{x}$$

$$\vec{p} \rightarrow -\vec{p} \quad \nu(\vec{p}, h) \rightarrow \nu(-\vec{p}, -h)$$

$$\vec{s} \rightarrow \vec{s}$$

$$h \rightarrow -h$$

$$\vec{x} \wedge \vec{p} \rightarrow \vec{x} \wedge \vec{p}$$

$$\frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \rightarrow -\frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$$

➤ Time reversal T

$$t \rightarrow -t \quad \vec{x} \rightarrow \vec{x}$$

$$\vec{p} \rightarrow -\vec{p} \quad \nu(\vec{p}, h) \rightarrow \nu(-\vec{p}, h)$$

$$\vec{s} \rightarrow -\vec{s}$$

$$h \rightarrow h$$

➤ PT

$$t \rightarrow -t \quad \vec{x} \rightarrow -\vec{x}$$

$$\vec{p} \rightarrow \vec{p} \quad \nu(\vec{p}, h) \rightarrow \nu(\vec{p}, -h)$$

$$\vec{s} \rightarrow -\vec{s}$$

$$h \rightarrow -h$$

➤ CPT

$$t \rightarrow -t \quad \vec{x} \rightarrow -\vec{x}$$

$$\vec{p} \rightarrow \vec{p} \quad \nu(\vec{p}, h) \rightarrow \bar{\nu}(\vec{p}, -h) \quad \text{Dirac}$$

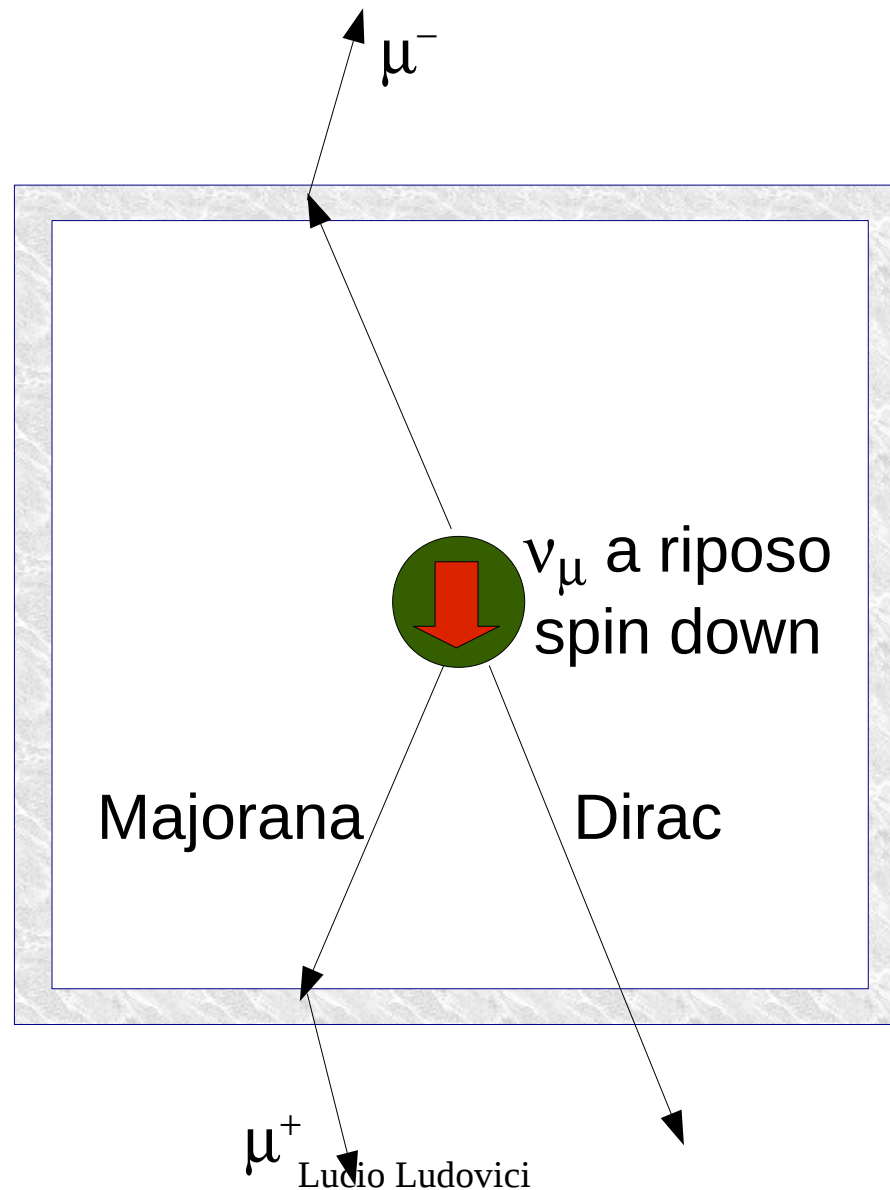
$$\vec{s} \rightarrow -\vec{s}$$

$$\nu(\vec{p}, h) \rightarrow \nu(\vec{p}, -h) \quad \text{Majorana}$$

$$h \rightarrow -h$$

Dirac vs Majorana (GedankenExperiment)

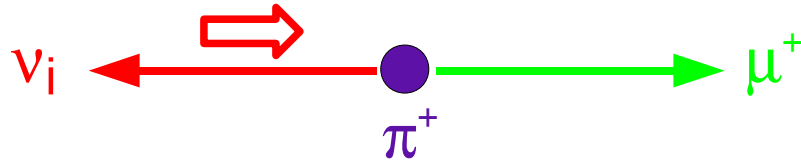
Si prenda un neutrino massivo a riposo, con spin giù, fermo al centro di una scatola. Si metta la scatola in movimento prima verso il basso... e poi verso l'alto



Un esperimento Majorana vs Dirac (che non funziona)

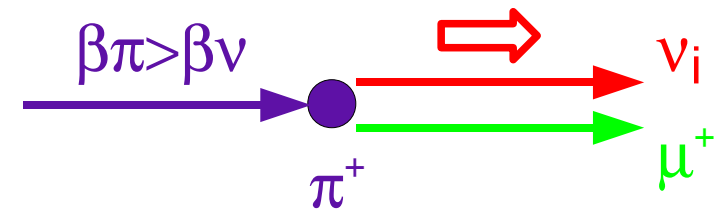
Dobbiamo verificare se $\bar{\nu}(h) \equiv \nu(h)$

Cioè verificare se un neutrino (quello prodotto insieme a un μ^+), di elicità positiva produce un μ^+ in una interazione di corrente carica (esattamente come il neutrino prodotto insieme a un μ^-) oppure se non interagisce.



Nel sistema di quiete del pione

Per ribaltare l'elicità “basta” accelerare $\beta\pi > \beta\nu$



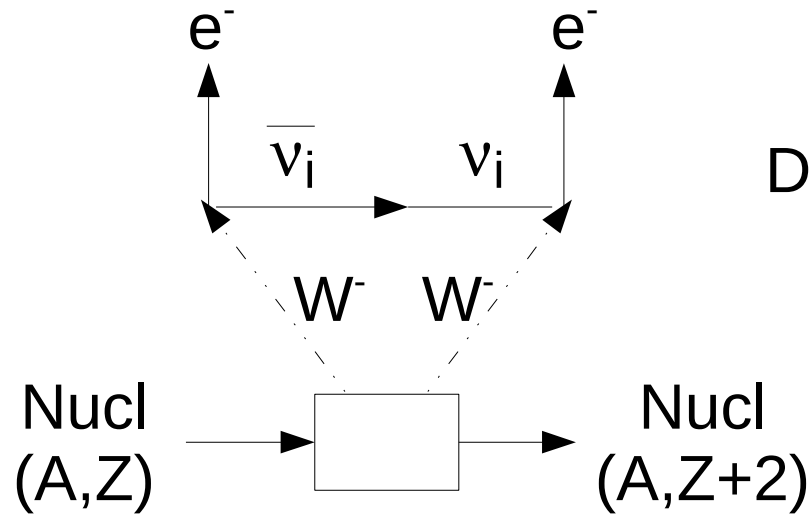
$$\gamma_\pi = \frac{E_\pi(LAB)}{m_\pi} > \frac{E_\nu(\pi \text{ rest frame})}{m_\nu} \approx \frac{30 \cdot 10^6}{0.05} = 6 \cdot 10^8 \longrightarrow E_\pi(LAB) > 10^5 \text{ TeV}$$

Inoltre la frazione di decadimenti con neutrini utili (di elicità ribaltata) è

$$\Omega \approx \left[\frac{m_\nu}{E_\nu(\pi \text{ rest frame})} \right]^2 \approx 10^{-18}$$

La natura V-A delle correnti complica gli esperimenti Dirac vs Majorana

Il decadimento $0\nu\beta\beta$ (un esperimento che può funzionare)



Doppio decadimento β senza neutrini

ν creato insieme a un e^- da una corrente $LH \rightarrow \chi=1$ (“anti-neutrino”)

ν assorbito con creazione di un e^- da una corrente $LH \rightarrow \chi=-1$ (“neutrino”)

Contribuiscono solo le componenti di elicità sopresse $o(m/E)$:

$$\text{Amp}(0\nu\beta\beta) \propto \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right|$$

Violazione della conservazione del numero leptonico L