PAR. 3.5 MOMENTI MAGNETICI

Il modello standard prevede per I momenti magnetici delle 3 famiglie di neutrini la seguente relazione :[2]

1.3.5) $\mu_{\nu_i} = 3e \cdot G_F \cdot m_{\nu_i} / (8\pi^2 \cdot \sqrt{2}) \simeq 3{,}2 \cdot 10^{-19} m_{\nu_i} \cdot \mu_B$

Dove: $G_F =$ costante di Fermi, $\mu_B =$ magnetone di Bohr, $m_{\nu_i} =$ massa dei neutrini espressa in eV/c^2

Sostituendo il valore delle rispettive masse si ottiene :

2.3.5) $\mu^{st}_{\nu_e} \leq 6{,}4 \cdot 10^{-19} \mu_B$; $\mu^{st}_{\nu_\mu} \leq 6{,}08 \cdot 10^{-14} \mu_B$; $\mu^{st}_{\nu_\tau} \leq 5{,}82 \cdot 10^{-12} \mu_B$

Dove l' indice " st" indica che il calcolo è stato condotto in base alle previsioni del modello standard.
I rispettivi limiti sperimentali sono :[2]

3.3.5) $\mu^{sp}_{\nu_e} \leq 2{,}9 \cdot 10^{-11} \mu_B$; $\mu^{sp}_{\nu_\mu} \leq 6{,}8 \cdot 10^{-10} \mu_B$; $\mu^{sp}_{\nu_{\tau 1}} \leq 3{,}9 \cdot 10^{-7} \mu_B$ $(\mu^{sp}_{\nu_{\tau 2}} \leq 1{,}9 \cdot 10^{-10} \mu_B)$

Come si può vedere le due serie di valori 2.3.5 e 3.3.5 pur essendo compatibili, diferiscono notevolmente nei valori dei rispettivi limiti. Per $\mu^{sp}_{\nu_\tau}$ si hanno valori sperimentali diversi.[8]
È evidente che la manifestazione di momenti magnetici da parte dei neutrini induce a pensare che una carica elettrica, per quanto piccola sia presente. Chiamo questa carica "microcarica neutrinica" tipica per ogni famiglia di neutrini.

Allo scopo di procedere nell' analisi, considero il momento magnetico dell ' elettrone (magnetone di Bohr) :

4.3.5) $\mu_B = \dfrac{e}{2m_e} \cdot \hbar$

Scrivo in analogia, solo formale:

5.3.5) $\mu_{\nu_i} = \dfrac{g_w}{2m_{\nu_i}} \cdot \hbar$ oppure: $\mu_{\nu_i} = \dfrac{g_w \cdot \lambda^m_{\nu_i} \cdot c}{2}$ dove : $\lambda^m_{\nu_i} = \dfrac{\hbar}{m_{\nu_i} \cdot c}$ e con : $\nu_i \equiv (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$

La 5.3.5 produce risultati molto maggiori rispetto ai valori sperimentali, in quanto non viene tenuto conto che la carica g_w dovrebbero interagire molto debolmente da un punto di vista elettromagnetico.
Per tener conto di ciò, introduco una funzione tipica di ogni famiglia neutrinica : $F_{\nu_i} = F_{\nu_i}(\alpha_w)$ che utilizzo per ottenere le microcariche neutriniche $g^*_{\nu_i}$ come segue:

6.3.5) $g^*_{\nu_i} = \hbar e \cdot Z_{\nu_i} \cdot F_{\nu_i}(\alpha_w)$ dove i parametri :

7.3.5) $Z_{\nu_i} = g_w / m_{\nu_i}$ assumono significato analogo a : e/m_e per il caso dell' elettrone.

Allo scopo di calcolare gli F_{ν_i}, che risultano determinare le frazioni della della carica neutrinica, considero che le cariche in oggetto sono definite dai rispettivi livelli e sottolivelli ed assumo che ciò sia vero anche per le microcariche neutriniche citate. Per questi motivi esprimo le microcariche in termini di opportuni livelli di base e relativi sottolivelli. Rimando in appendice la illustrazione dei criteri che portano alla determinazione dei F_{ν_i} e procedo al loro calcolo. La forma generale è :

8.3.5) $F_{\nu_i} = \alpha^n_w \cdot a_i$ dove la scelta di n ed a_i è peculiare e resa necessaria per ogni sapore neutrinico.

Calcolo I parametri Z_{ν_i} e $\lambda^{m}_{\nu_i}$ prendendo in considerazione le masse teoriche dei neutrini calcolate al PAR. 3.2 .

9.3.5) $$Z_{\nu_e} = \frac{g_W}{m^{th}_{\nu_e}} \simeq \frac{6 \cdot 10^{-21}}{1{,}7 \cdot 10^{-36}} \simeq 3{,}53 \cdot 10^{15}$$

10.3.5) $$Z_{\nu_\mu} = \frac{g_W}{m^{th}_{\nu_\mu}} \simeq \frac{6 \cdot 10^{-21}}{3{,}3 \cdot 10^{-31}} \simeq 1{,}81 \cdot 10^{10}$$

11.3.5) $$Z_{\nu_\tau} = \frac{g_W}{m^{th}_{\nu_\tau}} \simeq \frac{6 \cdot 10^{-21}}{2{,}27 \cdot 10^{-29}} \simeq 2{,}64 \cdot 10^{8}$$

12.3.5) $$\lambda^{m}_{\nu_e} = \frac{\hbar}{c\, m^{th}_{\nu_e}} \simeq 2{,}067 \cdot 10^{-7}$$

13.3.5) $$\lambda^{m}_{\nu_\mu} = \frac{\hbar}{c \cdot m^{th}_{\nu_\mu}} \simeq 1{,}065 \cdot 10^{-12}$$

14.3.5) $$\lambda^{m}_{\nu_\tau} = \frac{\hbar}{c \cdot m^{th}_{\nu_\tau}} \simeq 1{,}548 \cdot 10^{-14}$$

Nel calcolo dei F_{ν_i} il parametro a_i tiene conto di tutti i contributi relativi al livello n e relativi sottolivelli, per cui :

15.3.5) $$a_i(l) = \left(\frac{1}{l} + \frac{1}{l-2} + \frac{1}{l-3} + \frac{1}{l-4} + \dots\right)$$ con : $(l-J) = 1/n_J \quad (J = 0, 2, 3, 4 \ldots\ldots)$

13.3.5) $F_{\nu_e} = \alpha_W^{15/3}\left(\frac{3}{15}+\frac{3}{13}+\frac{3}{12}\right) \simeq \alpha^5 \cdot 0{,}68 \simeq 7{,}765 \cdot 10^{-26}$; $n = 5$, $a_{\nu_e} \simeq 0{,}68$

14.3.5) $F_{\nu_\mu} = \alpha_W^{8/3}\left(\frac{3}{8}+\frac{3}{6}\right) \simeq \alpha_W^{2,\bar{6}} \cdot 0{,}875 \simeq 4{,}36 \cdot 10^{-14}$; $n = 2{,}\bar{6}$, $a_{\nu_\mu} \simeq 0{,}875$

15.3.5) $F_{\nu_{\tau_1}} = \alpha_W^{4/3}\left(\frac{3}{4}\right) \simeq \alpha_W^{1,\bar{3}} \cdot 0{,}75 \simeq 1{,}674 \cdot 10^{-7}$; $n = 1{,}\bar{3}$, $a_{\nu_{\tau_1}} = 0{,}75$

16.3.5) $F_{\nu_{\tau_2}} = \alpha_W^{6/3}\left(\frac{3}{6}\right) \simeq \alpha_W^{2} \cdot 0{,}5 \simeq 5{,}273 \cdot 10^{-11}$; $n = 2$, $a_{\nu_{\tau_2}} = 0{,}5$

È possibile quindi calcolare i singoli momenti magnetici :

17.3.5) $\mu^{th}_{\nu_e} = g^*_{\nu_e} \cdot \lambda^m_{\nu_e} \cdot c/2 = \hbar e \cdot Z_{\nu_e} \cdot \lambda^m_{\nu_e} \cdot c \cdot F_{\nu_e}/2 \simeq 2{,}683 \cdot 10^{-34}$

18.3.5) $\mu^{th}_{\nu_\mu} = g^*_{\nu_\mu} \cdot \lambda^m_{\nu_\mu} \cdot c/2 = \hbar e\, Z_{\nu_\mu} \cdot \lambda^m_{\nu_\mu} \cdot c \cdot F_{\nu_\mu}/2 \simeq 3{,}981 \cdot 10^{-33}$

19.3.5) $\mu^{th}_{\nu_{\tau_1}} = g^*_{\nu_{\tau_1}} \cdot \lambda^m_{\nu_\tau} \cdot c/2 = \hbar e\, Z_{\nu_\tau} \cdot \lambda^m_{\nu_\tau} \cdot c \cdot F_{\nu_{\tau_1}}/2 \simeq 3{,}24 \cdot 10^{-30}$

20.3.5) $\mu^{th}_{\nu_{\tau_2}} = g^*_{\nu_{\tau_2}} \cdot \lambda^m_{\nu_\tau} \cdot c/2 = \hbar e \cdot Z_{\nu_\tau} \cdot \lambda^m_{\nu_\tau} \cdot c \cdot F_{\nu_{\tau_2}}/2 \simeq 1{,}02 \cdot 10^{-33}$

I momenti magnetici in relazione al magnetone di Bohr : $\mu_B \simeq 9{,}274 \cdot 10^{-24}$ risultano :

17.3.5) $\beta^{th}_{\nu_e} = \dfrac{\mu^{th}_{\nu_e}}{\mu_B} \simeq 2{,}89 \cdot 10^{-11}$; $\beta^{sp}_{\nu_e} = \dfrac{\mu^{sp}_{\nu_e}}{\mu_B} \leq 2{,}9 \cdot 10^{-11}$

18.3.5) $\beta^{th}_{\nu_\mu} = \dfrac{\mu^{th}_{\nu_\mu}}{\mu_B} \simeq 1{,}3 \cdot 10^{-10}$; $\beta^{sp}_{\nu_\mu} = \dfrac{\mu^{sp}_{\nu_\mu}}{\mu_B} \leq 6{,}8 \cdot 10^{-10}$

19.3.5) $\beta^{th}_{\nu_{\tau_1}} = \dfrac{\mu^{th}_{\nu_{\tau_1}}}{\mu_B} \simeq 3{,}49 \cdot 10^{-7}$; $\beta^{sp}_{\nu_{\tau_1}} = \dfrac{\mu^{sp}_{\nu_{\tau_1}}}{\mu_B} \leq 3{,}9 \cdot 10^{-7}$

20.3.5) $\beta^{th}_{\nu_{\tau_2}} = \dfrac{\mu^{th}_{\nu_{\tau_2}}}{\mu_B} \simeq 1{,}1 \cdot 10^{-10}$; $\beta^{sp}_{\nu_{\tau_2}} = \dfrac{\mu^{sp}_{\nu_{\tau_2}}}{\mu_B} \leq 1{,}9 \cdot 10^{-10}$

Posso esprimere le microcariche neutriniche e le relative lunghezze d' onda :

21.3.5) $g^*_{\nu_e} = \hbar c Z_{\nu_e} F_{\nu_e} \simeq 8{,}66 \cdot 10^{-34}$; $\lambda^*_{\nu_e} = \hbar / c \cdot g^*_{\nu_e} \simeq 4{,}057 \cdot 10^{-10}$

22.3.5) $g^*_{\nu_\mu} = \hbar c Z_{\nu_\mu} \cdot F_{\nu_\mu} \simeq 2{,}493 \cdot 10^{-29}$; $\lambda^*_{\nu_\mu} = \hbar / c \cdot g^*_{\nu_\mu} \simeq 1{,}409 \cdot 10^{-14}$

23.3.5) $g^*_{\nu_{\tau_1}} = \hbar c Z_{\nu_\tau} \cdot F_{\nu_{\tau_1}} \simeq 1{,}336 \cdot 10^{-24}$; $\lambda^*_{\nu_{\tau_1}} = \hbar / c \cdot g^*_{\nu_{\tau_1}} \simeq 2{,}517 \cdot 10^{-19}$

24.3.5) $g^*_{\nu_{\tau_2}} = \hbar c Z_{\nu_\tau} \cdot F_{\nu_{\tau_2}} \simeq 4{,}399 \cdot 10^{-28}$; $\lambda^*_{\nu_{\tau_2}} = \hbar / c \cdot g^*_{\nu_{\tau_2}} \simeq 7{,}988 \cdot 10^{-16}$

La compatibilità tra i dati teorici e sperimentali, mi induce a cercare di definire un metodo che permette di selezionare gli F_{ν_i} . Gli elementi preposti a definire un primo abbozzo di tale metodo, vengono illustrati nell' Appendice 3B.