

## PAR. 2.6 UNIFICAZIONE MASSE E CARICHE

L' Unificazione della struttura dell' elettrone espressa in termini di massa e carica tramite le 5.2.5 e 6.2.5 implica almeno :

- 1) La determinazione di un' unica espressione dalla quale derivare le espressioni precedenti ed i presupposti e relativi criteri di distinzione nell' applicazione ai casi di carica e massa.
- 2) La determinazione di un' unica espressione da cui derivare le espressioni delle azioni a distanza tra cariche e tra masse e quindi anche una stretta correlazione tra  $G$  e  $\epsilon_0$  .

In questo paragrafo le costanti dimensionali  $D_m$  e  $D_e$  non vengono riportate , parimenti a quelle da esse derivate .

I presupposti che concernono il primo aspetto sono relativi ad una medesima considerazione , che va poi a specificarsi , nelle entità massa e carica. Ambedue possono essere viste in funzione dell' energia intrinseca , facilitandone così una visione unitaria. Ancor più unificante è considerare queste due entità come espressione delle lunghezze d' onda che compete loro nelle espressioni citate che le determinano . Nel PAR. 2.5 ho accennato come tali lunghezze d' onda possano considerarsi come relative a bosoni che caratterizzano in maniera diversa la zona "cariche" dalla zona "masse" .

Nell' ipotesi che tali bosoni abbiano una componente longitudinale in cui la fase positiva o la fase negativa (intese in direzione radiale) coincide con la lunghezza della semionda relativa , posso ottenere una differenziazione per le zone "cariche " e "masse " .

Nel caso dei livelli relativi alla zona "cariche" una fase è preponderante rispetto all' altra. La situazione, nel caso della zona "masse", produce fasi quasi eguali e simmetriche. ( Vedere APPENDICE 2C ) .

Tali ipotesi mi portano a considerare masse e cariche come un' unica entità che si diversifica in funzione della zona

dimensionale in cui si presenta . Questo mi porta a considerare il secondo aspetto .

Scrivo le espressioni delle forze in funzione delle distanze per le cariche e masse riferite all' elettrone :

$$1.2.6) F_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_e^2$$

$$2.2.6) F_m = G m_e^2 / r_m^2$$

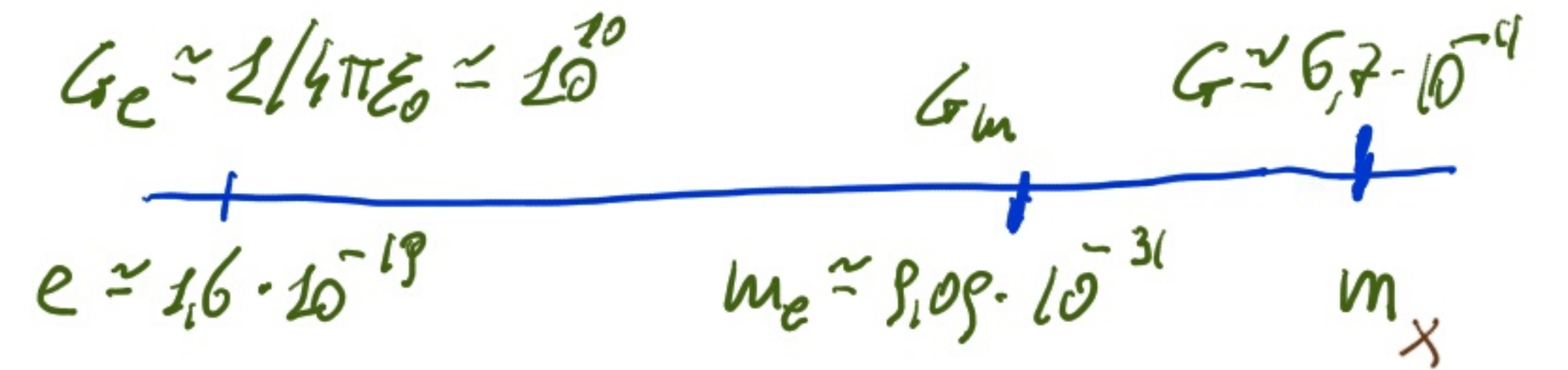
Considerando :  $r = r_e = r_m$  e non scrivendo le costanti dimensionali specificate nei precedenti paragrafi posso scrivere :

$$3.2.6) F_e / F_m = \frac{e^2}{m_e^2 G 4\pi\epsilon_0} = \frac{\lambda_m^2}{\lambda_e^2} \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0 G} \quad \text{se } m_e \rightarrow e \quad \text{si ha che: } \lambda_m \rightarrow \lambda_e \text{ e } F_m \rightarrow F_e \text{ per cui:}$$

$$4.2.6) G_e \rightarrow \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

Ho quindi ipotizzato una variazione di  $G$  come dimostra il grafico seguente :

Notando che :  $1,5 G \approx 4\pi\epsilon_0$  posso porre :  $G \approx \frac{8}{3} \pi\epsilon_0$



ed esprimere le 1.2.6 e 2.2.6 ambedue in funzione di  $\epsilon_0$ .

Valori intermedi di  $G_J$  possono essere trovati parametrizzando  $G_e$  con il rapporto :  $\lambda_{m_J}^2 / \lambda_e^2$

$$5.2.6) G_J \approx G_e \lambda_{m_J}^2 / \lambda_e^2 \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\lambda_{m_J}^2}{\lambda_e^2}$$

$$\text{Per: } m_J \rightarrow e \Rightarrow \lambda_{m_J} \rightarrow \lambda_e \Rightarrow G_J \rightarrow G_e \approx 1/4\pi\epsilon_0$$

$$\text{Per: } m_J \rightarrow m_x \Rightarrow \lambda_{m_J} \rightarrow \lambda_{m_x} \Rightarrow G_J \rightarrow G \approx \frac{8}{3} \pi\epsilon_0 \quad (m_x > m_e)$$

La forza di gravità a piccole distanze (centesimi di mm) è difficilmente sperimentabile, la costanza di  $G$  a distanze inferiori non è quindi accertata. Esiste quindi la possibilità, da accertare sperimentalmente, che  $G$  alle piccole distanze citate sia minore ( $G \approx \frac{8}{3} \pi \epsilon_0 \approx 6,67 \cdot 10^{-11}$ ) rispetto a  $G_m$  misurato alle distanze tipiche del raggio classico dell'elettrone ( $G_m \approx 4\pi\epsilon_0$ ) rendendo così esatta la relazione 5.2.6

Nei PAR. 1.2 e 2.2 ho illustrato i polinomi con cui ottenere i valori di massa e carica dell'elettrone che riporto sinteticamente:

$$6.2.6) \quad m_e = \hbar c \sum K_i \quad ; \quad 7.2.6) \quad e = \frac{e}{m} \cdot \hbar c \sum K_i$$

La 7.2.6 non è molto soddisfacente perché implica la conoscenza del rapporto:  $e/m$

Nel PAR. 3.4 ho illustrato un'unica modalità per considerare le energie intrinseche derivanti dalla massa e dalla carica. Ipotizzo che esista una successione armonica sottostante da cui derivare in un'unico polinomio massa e carica, al netto delle rispettive costanti dimensionali unitarie. A questo scopo inizio col porre:

$$8.2.6) \quad E_{tot} = E_m + E_e = \hbar e^3 \sum K_i \left( 1 + \frac{e}{m} \right)$$

Posso esprimere la 3.5.2 in funzione delle lunghezze d'onda:

$$9.2.6) \quad E_{tot} = \hbar e^3 \sum K_i \left( 1 + \frac{\lambda_m}{\lambda_e} \right)$$

Mi chiedo se può esistere un modo più omogeneo per esprimere  $E_{tot}$  senza ricorrere a  $e/m$  o analogamente a  $\lambda_m/\lambda_e$

Una possibilità potrebbe essere di estendere la  $\sum K_i$  oltre il valore  $\alpha_e^0$  mantenendo sempre una forma coerente con

quella conosciuta. Per esempio potrei considerare estensioni del tipo :

$$10.2.6) a_1 \alpha_e^{-n} + a_2 \alpha_e^{-n+1} + \dots + a_3 \alpha_e^{-1} + a_4 \alpha_e^{-0,5} + a_5 \alpha_e^{0,5} + a_6 \alpha_e + a_7 \alpha_e^{1,5} + a_8 \alpha_e^2 + \dots$$

Con estensioni a sinistra di  $\alpha_e^0$  del tipo  $\alpha_e^{-n}/n_e$  ed a destra di  $\alpha_e^0$  del tipo consueto  $\alpha_e^n/n_i$ .  
I termini a sinistra hanno una progressione di  $\alpha_e$  che non è allineata alla progressione di  $n_e$  a causa del loro segno diverso.

Per energie tipiche della zona " cariche " è necessario considerare il running di  $\alpha_e$  per cui la 10.2.6 risulta più articolata .  
Il running di  $\alpha_e$  può essere descritto secondo il modello standard MS oppure secondo il modello Minimal Supersymmetric SM<sup>(10)</sup> MSMS . MSMS consente di ottenere l'unificazione tra le costanti :  $\alpha_e$  elettromagnetica ,  $\alpha_w$  debole e  $\alpha_s$  forte , ad un' energia di :  $E_u \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ GeV}$

Indico con "a" le costanti di struttura fine calcolate con MS , con "b" quelle calcolate con MSMS . Quindi scrivo :

$$11.2.6) e_a^{+h} = \hbar e \sum K_{j,a} ; e_b^{+h} = \hbar e \sum K_{j,b} \quad \text{prescindendo, per ora, da } a,b \text{ per i vari punti "i" di calcolo,}$$

inizio ad esprimere i termini di  $K_j$  :  $\alpha_{e,7}^{-3,5}/3,5 ; \alpha_{e,6}^{-3}/4 ; \alpha_{e,5}^{-2,5}/4,5 ; \alpha_{e,4}^{-2}/5 ; \alpha_{e,3}^{-1,5}/5,5 ; \alpha_{e,2}^{-1}/6 ; \alpha_{e,1}^{-0,5}/6,5$

Il calcolo dei coefficienti del polinomio prosegue come illustrato in Appendice 1A , riporto solo i risultati :

$$a_7 = 0,285714 ; a_6 = 0,25 ; a_5 = 0,507936 ; a_4 = 0,735714 ; a_3 = 0,939754 ; a_2 = 1,124602 ; a_1 = 1,2936$$

La determinazione di  $n_e(\text{max}) = 3,5$  è stata scelta tra quelle più plausibili ed adiacenti :  $n_e=3, n_e=4$  considerando che il calcolo della carica per  $n_e$  adiacenti menzionati varia di almeno un ordine di grandezza , mentre il risultato atteso deve risultare di un' approssimazione considerevolmente superiore . Il punto iniziale su cui calcolare i coefficienti della serie è  $\alpha_{e,7}^{-3,5}/3,5$  . Nelle 11.2.6 e seguenti è stata omessa la costante unitaria dimensionale :  $Dq = 1 \text{ Coulomb/Joule-metro}$

I punti:  $i \equiv \{1, 2, 3, 4, 5, 6, 7\}$  a cui sono state calcolate le  $d_{e,i}$  sono stati caratterizzati dall' energia relativa .

Il calcolo risulta iterativo :

- Si parte da valori bassi di energia determinati da un valore conosciuto di  $d_e$  :  $E_i = \hbar e^3 d_{e,i} \cdot d_i$
- Si determina sul grafico disponibile , o nella forma analitica ricavata , ( vedere APPENDICE 2B ) il nuovo valore di  $d_{e,i}$  in corrispondenza della  $E_i$  precedentemente calcolata .
- Si può quindi procedere ad un nuovo calcolo di  $E_i$  e successivamente ad una nuova determinazione di  $d_{e,i}$
- L' iterazione si può arrestare quando la differenza tra due valori successivi di  $d_{e,i}$  risulta di un valore percentuale sufficientemente basso .

Tale procedura è ripetuta per tutti i punti " i " e per i casi MS ed MSMS .

I calcoli, svolti in Appendice , mostrano come nel caso MS si ottiene un valore sovrabbondante di  $e_a^{th}$  mentre nel caso MSMS si ottiene un valore molto vicino a quello sperimentale .

Riporto dall' Appendice i seguenti valori :  $e_a^{th} \approx 1,85468 \cdot 10^{-19}$  ;  $e_b^{th} \approx 1,60302 \cdot 10^{-19}$

L' espressione usata per il calcolo della carica , in accordo con quanto espresso precedentemente è :

$$12.2.6) \quad e^{th} = \hbar e \left( d_7 d_{e,7}^{-3,5} + d_6 d_{e,6}^{-3} + d_5 d_{e,5}^{-2,5} + d_4 d_{e,4}^{-2} + d_3 d_{e,3}^{-1,5} + d_2 d_{e,2}^{-1} + d_1 d_{e,1}^{-0,5} \right)$$

Gli errori sono :

$$13.2.6) \text{ err}_a = |e_a^{th} - e| / e \simeq (1,685468 - 1,602176) / 1,602176 \simeq 0,157601 \quad \text{MS}$$

$$14.2.6) \text{ err}_b = |e_b^{th} - e| / e \simeq (1,6030162 - 1,602176) / 1,602176 \simeq 0,000524 \quad \text{MSMS}$$

Il modello MSMS è quello che approssima meglio la determinazione della carica dell' elettrone.

Nota la 11.2.6 nella sua forma esplicita , si possono anche determinare , a meno di costanti unitarie dimensionali :

$$15.2.6) \quad e/m = \frac{\sum k_e}{\sum k_i}$$

$$16.2.6) \quad \epsilon_0 = (\sum k_e)^2 / 4\pi d_e h c$$

La 7.2.6 e la 12.2.6 portano a risultati complessivi molto simili , ma differiscono nei valori dei singoli termini corrispondenti , ordinati per cariche decrescenti . Le differenze si compensano ed i risultati convergono con sufficiente approssimazione ad uno stesso valore . La 7.2.6 può essere considerata una espressione approssimativa in quanto meno elaborata (non tiene conto del running di  $\alpha_e$ ) .

Nel capitolo seguente , dato il valore molto approssimato delle masse dei neutrini non servirebbe usare espressioni sofisticate analoghe alla 12.2.6 per cui userò espressioni analoghe alla 7.2.6.