Atti Accademia Nazionale dei Lincei

Classe Scienze Fisiche Matematiche Naturali

Rendiconti

Luciano Maiani

Violazione di CP nelle interazioni deboli

Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. **44** (1968), n.2, p. 240–244.

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1968_8_44_2_240_0>

Fisica. — *Violazione di* CP *nelle interazioni deboli* (*). Nota di
LUCIANO MAIANI (**), presentata (***) dal Corrisp. M. AGENO.

SUMMARY. — (CP–Violating Weak Currents) – We discuss a theory in which CP is violated through second class axial currents. These currents are given a suitable algebraic structure so as to maintain the leptons–hadron symmetry in leptonic processes. PC–violations are then described by a universal angle φ, to be determined from experiments. Implications for leptonic and non leptonic processes are discussed.

Lo scopo di questa Nota è di presentare e discutere una teoria delle violazioni di CP, in cui tali violazioni vengono collegate con opportuni termini nella corrente debole delle particelle fortemente interagenti (adroni).

È noto come attualmente le interazioni leptoniche degli adroni (ad esempio il decadimento β del neutrone) vengano descritte con un'interazione corrente $\times$ corrente del tipo:

$$\mathfrak{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} (J_\mu l^\mu + \text{h.c.}) \tag{1}$$

dove $l_\mu = \bar{l}\gamma_\mu (1 + i\gamma_5) \nu_l$, l e ν_l sono rispettivamente i campi del leptone (μ o e) e del corrispondente neutrino, e J_μ è la corrente associata agli adroni [1]. Molti tra i più importanti progressi nella fisica delle particelle elementari degli ultimi anni sono legati ad una più profonda comprensione della struttura e del ruolo di questa corrente.

Secondo la teoria V–A [2], J_μ è composta di due termini

$$J_\mu = V_\mu + A_\mu \tag{2}$$

dove V_μ è una corrente vettoriale, ed A_μ una corrente assiale.
Inoltre l'ipotesi di CVC permette di collegare V_μ alla corrente di spin isotopico e quindi alla corrente elettromagnetica, o meglio, secondo la teoria di Cabibbo [3] in cui vengono inclusi anche i decadimenti con cambiamento di stranezza (ad esempio $\Lambda \to p + e^- + \bar{\nu}_e$), ai generatori di SU (3). Il punto essenziale della CVC estesa ai processi con cambiamento di stranezza è che le correnti V_μ e V_μ^+ vengono immerse in una struttura algebrica tale che le loro regole di commutazione a tempi uguali sono uguali alle corrispondenti regole di commutazione delle parti vettoriali delle correnti leptoniche l_μ e l_μ^+. Sono queste regole di commutazione che definiscono la scala degli elementi

(*) Questo lavoro è stato realizzato nel quadro dell'attività della « Sottosezione Sanità » dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare.
(**) Laboratori di Fisica, Istituto Superiore di Sanità, Roma.
(***) Nella seduta del 10 febbraio 1968.

di matrice, e permettono di introdurre il concetto di *universalità tra adroni e leptoni*. Le investigazioni successive sull'algebra chirale, iniziate da Gell-Mann [4], hanno mostrato come anche ad A_μ si possa dare un'analoga struttura algebrica, in modo che la struttura algebrica in cui è immersa J_μ sia del tutto simile a quella di l_μ. Quello che vedremo ora è che si possono, sotto ipotesi semplici, introdurre nella teoria delle altre correnti che violino CP, senza perdere questa simmetria tra leptoni e adroni, che è uno degli aspetti più interessanti e più profondi delle interazioni deboli.

Poniamoci senz'altro nell'ambito di SU (3), e introduciamo tre ottetti di correnti, un'ottetto vettoriale V^i_μ ($i = 1, \cdots, 8$) e due ottetti assiali A^i_μ, B^i_μ. La corrente J_μ sarà individuata come una combinazione di queste correnti. Assumiamo inoltre che i termini che non cambiano la stranezza e con $I = 1$ (cioè con $i = 1, 2, 3$) di V^i_μ e B^i_μ abbiamo G-parità uguale a $+1$, e quelli di A^i_μ abbiamo $G = -1$. Poiché la parità di V^i_μ è opposta a quella di A^i_μ e B^i_μ, è chiaro che V^i_μ e A^i_μ hanno GP opposto a quello di B^i_μ. Le B^i_μ sono quindi correnti di seconda classe secondo la terminologia di Weinberg [5] e la loro presenza nella corrente debole introduce una violazione di CP. Fino a questo punto la nostra teoria coincide con quella proposta da Cabibbo [6].

L'incorporazione della CVC al modo solito porta ad identificare le correnti V^i_μ con le correnti che generano la simmetria SU (3), e questo fissa le seguenti regole di commutazione fra quarte componenti:

$$[V^i_0(x), V^j_0(x')]_{x_0=x'_0} = i f_{ijk}\, \delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\, V^k_0(x) \tag{3}$$

$$[V^i_0(x), A^j_0(x')]_{x_0=x'_0} = i f_{ijk}\, \delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\, A^k_0(x) \tag{4}$$

$$[V^i_0(x), B^j_0(x')]_{x_0=x'_0} = i f_{ijk}\, \delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\, B^k_0(x) \tag{5}$$

dove f_{ijk} sono le costanti di struttura di SU (3).

A queste regole aggiungeremo le seguenti:

$$[A^i_0(x), A^j_0(x')]_{x_0=x'_0} = i f_{ijk}\, \delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\, V^k_0(x) \tag{6}$$

$$[B^i_0(x), B^j_0(x')]_{x_0=x'_0} = i f_{ijk}\, \delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\, V^k_0(x) \tag{7}$$

$$[A^i_0(x), B^j_0(x')]_{x_0=x'_0} = i C_{ij}(x)\, \delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}') \tag{8}$$

$C_{ij}(x)$ è un operatore locale cui imporremo, come unica condizione, di essere simmetrico per lo scambio $i \longleftrightarrow j : C_{ij}(x) = C_{ji}(x)$.

La presenza di nuovi operatori come $C_{ij}(x)$ non è sorprendente, essendo richiesta in modo naturale dall'ampliamento della struttura algebrica in cui va immersa J_μ.

Ci limitiamo ad osservare che esistono dei modelli espliciti di algebra di commutatori in cui le equazioni (3) – (8) sono soddisfatte [9].

Definiamo ora al modo solito le cariche associate alle correnti:

$$Q^i = \int d^3 x V_0^i (x) \tag{9}$$

$$A^i = \int d^3 x A_0^i (x) \tag{10}$$

$$B^i = \int d^3 x B_0^i (x). \tag{11}$$

Si vede allora facilmente che le cariche Q^i e $A^i(\varphi)$:

$$A^i(\varphi) = \cos\varphi A^i + \sin\varphi B^i \tag{12}$$

definiscono, per ogni valore di φ, un'algebra SU (3)⊗SU (3), ovvero:

$$[Q^i, Q^j] = if_{ijk} Q^k \tag{13}$$

$$[Q^i, A^j(\varphi)] = if_{ijk} A^k(\varphi) \tag{14}$$

$$[A^i(\varphi), A^j(\varphi)] = if_{ijk} Q^k. \tag{15}$$

Per $\varphi = 0$ otteniamo un'algebra generata da V_μ^i e A_μ^i, e che è composta di operatori con uguale PC. Possiamo assumere che questa sia l'algebra chirale sotto cui le interazioni forti sono approssimativamente invarianti [8]. Possiamo poi assumere che la corrente che si accoppia ai leptoni sia costituita non da V_μ^i e A_μ^i, ma da V_μ^i e $A_\mu^i(\varphi)$, con un certo valore (universale) di φ. In altre parole assumiamo che le interazioni semileptoniche siano generate dalla corrente J_μ, dove

$$J_\mu = \cos\theta\,[V^1 + iV^2 + A^1(\varphi) + iA^2(\varphi)] + \sin\theta\,[V^4 + iV^5 + A^4(\varphi) + iA^5(\varphi)] \tag{16}$$

e θ è l'angolo di Cabibbo [3]. È chiaro che in questo modo la struttura algebrica in cui è immersa J_μ è sempre la stessa indipendentemente da φ, e questo permette di avere violazioni di PC anche molto piccole, senza dover per questo abbandonare la simmetria fra leptoni e adroni precedentemente accennata [9]. Il vantaggio di avere una struttura algebrica anche per le correnti che violano PC consiste nel fatto che regole di commutazione del tipo eq. (7) permettono (almeno in linea di principio) di *fissare la scala degli elementi di matrice di* B_μ^i, in modo che la scala delle violazioni di CP nei decadimenti leptonici è fissata dal parametro universale φ. Come esempio consideriamo il decadimento del neutrone. L'elemento di matrice di J_μ fra neutrone e protone è:

$$\langle n \mid J_\mu \mid p \rangle = \cos\theta \bar{p} \left[\gamma_\mu F_1 + \frac{i\sigma_{\mu\nu}}{2M} q^\nu F_2 + i\gamma_\mu \gamma_5 \cos\varphi A + \frac{i}{4M} \epsilon_{\mu\nu\lambda\varrho} \sigma^{\lambda\varrho} q^\nu \sin\varphi B \right] n \tag{17}$$

dove sono stati omessi i termini proporzionali a $iq_\mu \gamma_5$, che danno contributi dell'ordine della massa dell'elettrone. Confrontando con le espressioni standard si ha: $-g_A/g_V = \cos\varphi A$, e B si può stimare da una regola di somma deducibile dell'eq. (7). Il risultato è [7]:

$$B \sim \varkappa_p - \varkappa_n \simeq 3.6$$

dove $\varkappa_p$ e $\varkappa_n$ sono i momenti magnetici anomali del protone e del neutrone, e le approssimazioni fatte non dovrebbero ragionevolmente cambiare l'ordine di grandezza di B. Purtroppo mettere in evidenza termini di questo tipo nei decadimenti è un problema sperimentalmente molto arduo, ma è importante rilevare che una loro misura permette automaticamente di determinare l'ordine di grandezza di φ, e quindi la scala delle violazioni di CP in tutti i processi leptonici.

Le regole di commutazione eq. (6) e eq. (7) hanno una conseguenza interessante (anche se sperimentalmente molto remota). Da esse è possibile derivare delle regole di somma per le funzioni di propagazione delle due correnti [10], che, approssimata con stati di singola particella (A_1 e B) permette di ricavare il seguente risultato [7]:

$$\frac{\langle 0 | J_\mu | B \rangle}{\langle 0 | J_\mu | A_1 \rangle} = \operatorname{tg}\varphi \tag{18}$$

da cui risulta che il confronto dei due decadimenti: $B \to e\nu$, $A_1 \to e\nu$, dà direttamente una misura di φ.

In mancanza di una determinazione sperimentale di φ, cercheremo adesso di stabilire dei limiti indiretti su φ in base ai dati attualmente esistenti.

L'ipotesi che V_μ^i e A_μ^i generino l'algebra chirale sotto cui le interazioni forti sono invarianti porta ad identificare la divergenza di A_μ^i con il campo del pione (ipotesi di PCAC):

$$\partial^\mu A_\mu^i = C\Phi_\pi^i \tag{18}$$

L'eq. (18) porta alla relazione di Goldberger e Treiman ed è ben verificata sperimentalmente [1]. Il fatto però che A_μ^i non sia più l'intera parte assiale di J_μ ha alcune conseguenze. Ad esempio la relazione di Adler e Weisberger [11] non porta più al calcolo di $(g_A/g_V)^2$, ma di $A^2 = (g_A/g_V)^2 (\cos\varphi)^{-2}$. Questo richiede, per avere ancora accordo con i dati sperimentali, un valore di $\varphi \lesssim 0{,}3$. Un valore di questo genere garantisce che l'accordo delle previsioni ottenute dall'algebra delle correnti e dalla PCAC resti immutato, e certamente i dati attuali sui decadimenti degli adroni sono compatibili con violazioni di CP, in correnti di seconda classe, di questo ordine. Purtroppo l'unica evidenza certa di violazioni di CP viene dai decadimenti leptonici dei K, che dal punto di vista della nostra teoria, sono delle interazioni molto complicate. Il problema è se la violazione di CP nel $K_{02} \to 2\pi$ è una violazione tipica o no. Va notato che nel caso della violazione della parità in alcuni casi la risposta è no: anche se sappiamo che in tutti i processi leptonici la parità è pienamente violata, in alcuni decadimenti non leptonici (ad esempio $\Sigma^+ \to n\pi^+$) la violazione è molto piccola. La nostra scarsa comprensione di questi processi rende quindi dubbio cercare di ricavare dal decadimento $K_{02} \to 2\pi$ un parametro essenzialmente collegato a processi leptonici come φ. Rimandiamo al lavoro citato nel riferimento [7] per una discussione più tecnica. Quello che si può dire è che valori di $\varphi \sim 0{,}1 \div 0{,}3$ sono pienamente accettabili se nel $K_{02} \to 2\pi$ è soddisfatta la regola $|\Delta \vec{I}| = 1/2$, mentre sono alquanto sfavoriti in caso contrario. In ogni caso il limite inferiore $\varphi \sim 10^{-3}$ sembra essere del tutto invalicabile, e se nei decadimenti leptonici non si trovassero termini che violano CP in correnti assiali di seconda classe di quest'ordine di grandezza, certamente la teoria andrebbe rivista in modo sostanziale.

BIBLIOGRAFIA.

[1] Cfr. ad esempio: N. CABIBBO, *Proceedings of the 1965 Brandeis Summer School*, Brandeis Univ. (Waltham) Mass. USA.

[2] R. P. FEYNMAN e M. GELL-MANN, « Phys. Rev. », *109*, 193 (1958).

[3] N. CABIBBO, « Phys. Rev. Letters », *10*, 1531 (1964).

[4] M. GELL-MANN, « Phys. Rev. », *125*, 1067 (1962).

[5] S. WEINBERG, « Phys. Rev. », *112*, 1375 (1958).

[6] N. CABIBBO, « Phys. Letters », *12*, 137 (1964).

[7] L. MAIANI, *Rapporti dei Laboratori di Fisica dell'Ist. Sup. Sanità*, ISS 68/3 (1968).

[8] Cfr. ad esempio: B. ZUMINO, *Proceedings of the 1967 Erice Summer School*, Erice (Trapani) Italia, in corso di stampa.

[9] Può sembrare strano che violazioni di CP appaiano solo tramite correnti assiali, e non vettoriali. In primo luogo la richiesta della CVC esclude questa possibilità (vedi ad esempio, N. CABIBBO, « Phys. Letters », *14*, 965 (1965)). Inoltre tali correnti possono essere escluse in base alla richiesta che appaiano nella teoria solo correnti che possono essere mediate da risonanze di spin 1. Mentre sono note risonanze che possono mediare le correnti V, A e B (rispettivamente ρ, A_1 e B (1215)) non si conoscono mesoni con $J^{PG} = 1^{--}$, $I = 1$, che potrebbero dominare gli elementi di matrice di una corrente vettoriale di seconda classe.

[10] S. L. GLASHOW, H. J. SCHNITZER e S. WEINBERG, « Phys. Rev. Letters », *12*, 139 (1967).

[11] S. L. ADLER, « Phys. Rev. Letters », *14*, 1047 (1965); W. I. WEISBERGER, « Phys. Rev. Letters », *18*, 507 (1965).