

LNF - 69/77  
5 Dicembre 1969

B. Stella : STUDIO DELL'INTERAZIONE  $\pi\pi$  E TESTS DELLA  
INVARIANZA PER CONIUGAZIONE DI CARICA NEL PROCESSO  
 $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  (PROPOSTA PRELIMINARE). -

Nota Interna: n. 459

5 Dicembre 1969

B. Stella : STUDIO DELL'INTERAZIONE  $\pi\pi$  E TESTS DELLA INVARIANZA PER CONIUGAZIONE DI CARICA NEL PROCESSO  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  (PROPOSTA PRELIMINARE). -

ABSTRACT. -

Appealing to the situation and possible experiments concerning the scalar-isoscalar mesons ( $J^P I^C = 0^+ 0^+, \sigma, \epsilon^0$  e  $S^*$ ) and the charge conjugation invariance, the interest of a colliding beam experiment on the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  both in studying  $\pi\pi$  interaction and in the search of C-violating effects is discussed.

XXXXXXXXXXXXXX

Il processo  $e^+e^- \rightarrow \pi\pi\gamma$  è una sorgente di autostati mesonici puri dell'operatore "coniugazione di carica" con  $C = +1$ .

Infatti la conservazione di C impone (al prim'ordine dello sviluppo perturbativo)

$$C_{e^+e^-} = C_\gamma = -1 = C_\gamma C_{2\pi} = -(-1)^{L_{2\pi}}$$

ed implica che sia C che il momento angolare relativo L dei due pioni

2.

siano pari. Trascurando gli eventuali contributi superiori in L, il sistema  $\pi\pi$  deve essere in uno stato  $J^P = 0^+, C = +1$ , e se l'interazione è risonante, si tratta di un membro dell'ottetto scalare di SU(3).

Se invece C non si conserva, sono possibili anche contributi da onde di L dispari.

Analogamente, per l'isoparità e lo spin isotopico del sistema  $2\pi$  si ha

$$G_{n\pi} = (-1)^{n\pi} = +1 = C_{2\pi} (-1)^{I_{2\pi}} = (-1)^{I_{2\pi}}$$

cioè  $I_{2\pi} = 0, 2, \dots$ . Al più basso ordine, considerando la reazione alla energia dei mesoni vettori  $\rho, \omega$  e  $\varphi$ , si ottiene uno stato di spin isotopico  $I = 0$ , e quindi di numeri quantici  $J^P I^G = 0^+ 0^+$ , gli stessi dei proposti mesoni  $\delta, \epsilon^0, \eta_{0+}(S^x)$  di massa 420, 720 e 1050 MeV rispettivamente.

Diversi argomenti concorrono a richiamare in questo momento l'attenzione sul processo citato.

La situazione sperimentale e teorica dei mesoni scalari è tuttora molto controversa<sup>(1+4)</sup>. Un grande interesse è stato suscitato in questo campo dalle implicazioni (esistenza del bosone  $\epsilon^0$ ) del concetto di dualità dell'ampiezza di scattering e dalle proposte ampiezze duali per lo scattering bosone-bosone<sup>(4, 5)</sup>.

L'ampiezza di scattering  $\pi\pi$ , in mancanza di fasci incrociati di pioni, può essere studiata sperimentalmente solo in produzione su adroni o indirettamente tramite l'interazione nello stato finale nei decadimenti delle risonanze mesoniche e barioniche. In ogni caso, la estrazione delle fasi dello scattering, per la presenza di altre particelle con interazione forte, richiede sempre ipotesi ed approssimazioni dinamiche difficilmente verificabili e spesso certamente non valide nemmeno in prima approssimazione<sup>(6)</sup>.

Ancora all'ultimo congresso sulle interazioni  $\pi\pi$  (Argonne '69) i rarissimi decadimenti del  $K_{e4}$  ( $K \rightarrow \pi\pi e\nu$ ) venivano indicati come unico campo di studio delle interazioni di due pioni che possono essere in onda S in assenza di altre interazioni forti nello stato finale<sup>(7)</sup>, nonostante che anche l'analisi di questo processo richieda importanti ipotesi dinamiche non verificabili (in particolare la validità della regola di selezione  $\Delta I = 1/2$ ).

Il presente lavoro suggerisce lo studio della reazione  $e^+e^- \rightarrow \pi\pi\gamma$  come alternativa valida a questa situazione.

Un altro problema, di dimensioni molto più ampie e di notevole attualità, è la validità della simmetria CP nelle interazioni forti ed elettromagnetiche. La recente comunicazione di una violazione del time-reversal nel processo  $n+p \rightarrow d+\gamma$  (8) ha riportato all'attenzione i modelli (9, 10) che spiegano la violazione di CP nel decadimento del  $K_L^0$  come dovuta alla violazione dell'invarianza per time-reversal e per coniugazione di carica nelle interazioni elettromagnetiche degli adroni.

Sembra quindi interessante (come suggerito da Pais e Treiman (11)) verificare la simmetria per coniugazione di carica nei processi adronici indotti nelle collisioni  $e^+e^-$ . D'altra parte un'analisi dettagliata dei possibili tests sperimentali dell'invarianza di C nelle interazioni e. m. degli adroni (12) indica inequivocabilmente lo studio del processo  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  come uno dei più interessanti e significativi a questo proposito.

Oltre ai problemi citati, concorrono ad eccettuare l'interesse per questo processo: i successi (parziali) del modello "vector dominance"; la vecchia idea (13, 14) di studiare l'invarianza di C nei decadimenti rari dei mesoni vettori; l'entrata in funzione degli anelli di accumulazione, ed in particolare di Adone, con una luminosità compatibile con le esigenze di molti processi "rari", e infine, la progettazione e realizzazione di nuovi apparati sperimentali ad elevatissima risoluzione spaziale, temporale ed energetica (15, 16).

Nei paragrafi seguenti si richiama brevemente la situazione teorica e sperimentale riguardo ai mesoni scalari, si esaminano le difficoltà e le prospettive sperimentali per lo studio dello stato di spin isotopico zero, in generale e nel processo  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , e si considerano i possibili metodi per la verifica di C.

## I MESONI SCALARI. -

E' noto che secondo SU(3) (con o senza il modello dei quarks non relativistico) accanto ai nonetti  $0^-, 1^-$  dovremmo avere anche quelli  $0^+, 1^+$ , e quindi dovremmo avere un ottetto e un singoletto di mesoni scalari che per il resto hanno gli stessi numeri quantici dei corrispondenti mesoni pseudoscalari.

I candidati proposti (17), pur avendo i numeri quantici giusti, hanno masse che non soddisfano la formula semiempirica di Gell-Mann-Okubo, neppure con un qualunque angolo di mixing tra i due membri isoscalari. Tuttavia un recente lavoro (18) ha mostrato che tramite le regole di somma ad energia finita ed opportune ipotesi fenomenologiche, si può ricavare una formula di massa cui soddisfano molto bene i mesoni scalari proposti.

In questo schema il membro isoscalare dell'ottetto ( $J^P I^G = 0^+ 0^+$ ) ha una massa  $770 \pm 70$  MeV (l'errore è determinato dalla conoscenza delle masse del nonetto assiale) da confrontare con i dati sperimentali che propongono l'esistenza di una risonanza  $\pi\pi$  in onda S nella zona del  $\rho$  ( $1^-\epsilon^0$ ).

L'esistenza di questo nonetto è richiesta anche dall'algebra delle correnti<sup>(19)</sup> e dalle teorie che includono la rottura di SU(3) (tadpoles, SU(3) x SU(3), SU(6) x O(3)) anche se esso non si sistema nella rappresentazione 6 x 6 di SU(6) (occorrono rappresentazioni più elevate).

L'interpretazione delle relazioni di dispersione applicate allo scattering elastico  $\pi p$  in avanti richiede<sup>(20)</sup> l'esistenza di una o due risonanze  $\pi\pi$  nell'intervallo  $400 \div 700$  MeV con larghezze molto ampie.

L'interpretazione fenomenologica di numerose classi di fenomeni (ampiezza di scattering nucleone-nucleone di bassa energia; fattore di forma assiale-vettore del nucleone; distribuzioni di decadimento e branching ratios di  $\rho^0, K, X^0, K_{e4}$ ; differenza di massa  $K_L^0 - K_S^0$ )<sup>(21)</sup> ha richiesto in passato l'esistenza di un mesone scalare  $\sigma$  di massa  $\sim 420$  MeV e larghezza  $\sim 100$  MeV.

Recentemente la teoria della matrice S ha portato al concetto di dualità ed alla ricerca di ampiezze duali che oltre ad avere le proprietà di analiticità e ad includere l'"exchange degeneracy" e la simmetria di "crossing" (modello di Veneziano<sup>(22)</sup>), conservassero l'unitarietà<sup>(23, 5, 24)</sup> e l'andamento asintotico alla Regge<sup>(25)</sup>.

Il modello di Veneziano comporta automaticamente come primo stato sulla traiettoria "figlia" di quella del  $\rho$  uno stato  $0^+$  di massa pari a quella del  $\rho$ . L'ampiezza di scattering  $\pi\pi$  non è univoca nè unitaria in questo modello (presenza dei "satelliti") e come conseguenza la larghezza delle risonanze dipende dal numero dei termini e dai metodi di unitarizzazione. Nei modelli ad un termine  $\Gamma = 407$  MeV<sup>(26, 5)</sup> o  $565$  MeV<sup>(27)</sup>. Nei modelli a più termini<sup>(28)</sup> si può avere una larghezza compresa tra 0 e  $565$  MeV.

Il modello di Lovelace-Veneziano<sup>(5)</sup> ha avuto straordinari successi nello spiegare i risultati sperimentali più disparati, tanto che a mio parere da questi successi viene l'evidenza più stringente (in senso relativo) dell'esistenza del mesone  $\epsilon^0$  (più che dall'analisi in fase e dagli spettri di massa  $\pi\pi$ ).

L'analisi in fase dello scattering  $\pi\pi$  in onda S ( $I=0$ ) che fornì al congresso di Vienna (settembre '68) indicazioni stringenti in favore dell'  $\epsilon^0$ , è oggi "in alto mare" dopo i congressi di Argonne e di Lund<sup>(29)</sup>. Nè sul segno della fase nè sul suo andamento con l'energia esistono indicazioni concordi. Le soluzioni possibili attualmente sono 5 e solo una (la cosiddetta "up-up") è stata forse esclusa dai risultati sperimentali.

delle altre, una è negativa, una prevede una risonanza  $m = 720 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = 150 \text{ MeV}$ , la terza (la cosiddetta "up-down") prevede una risonanza  $m = 700 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = 500 \text{ MeV}$ <sup>(29)</sup>, la quarta passa a  $90^\circ$  per  $m = 950 \text{ MeV}$ . I risultati inoltre sono diversi se ricavati dal processo  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ , o dai processi  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ ;  $\pi^+ d \rightarrow (p)p \pi^0 \pi^0$ .

Qualche indicazione sperimentale<sup>(1)</sup> si è avuta anche recentemente<sup>(30,31)</sup> a favore di una massa  $700 \div 750 \text{ MeV}$  con larghezza  $50 \div 450 \text{ MeV}$ . Non mancano tuttavia anche le indicazioni negative<sup>(32)</sup>, soprattutto dagli spettrometri a massa mancante.

Attualmente la situazione dell'interazione  $\pi\pi$  in onda S ( $I = 0$ ) è ancora fluida sia dal punto di vista teorico che da quello fenomenologico e sperimentale. L'esistenza del mesone scalare-isoscalare ( $\sigma$  o  $\xi^0$ ) non è stata né accertata né esclusa, ma sembra fortemente probabile.

#### ANALISI DELLE POSSIBILITA' SPERIMENTALI. -

Come già detto, le informazioni che si possono ricavare sull'interazione  $\pi\pi$  dai processi di produzione ( $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ ,  $\gamma N \rightarrow \pi\pi N$ , ecc.) sono confuse dai contributi delle altre interazioni forti nello stato finale ( $\rho$ ,  $\Delta_{33}$ ,  $N_{11}^*$  e non risonanti) e nello stato intermedio, e dai molti diagrammi in cui lo scattering  $\pi\pi$  non si può escludere (diagrammi triangolari).

Per chiarificare la situazione dell' $\xi^0$  è necessario studiare questo stato risonante in assenza di altri contributi da interazioni forti. Un primo passo è stato compiuto analizzando gli stati finali  $\pi^0 \pi^0$  (invece dei più facilmente rivelabili  $\pi^+ \pi^-$ ) che per la statistica non possono essere accoppiati al  $\rho$ <sup>(30,31)</sup>.

Tre alternative mi sembrano possibili:

1) I decadimenti leptonici dei K ( $K_{e4} \rightarrow \pi^+ \pi^- \{e^+ \nu\}$ ) sarebbero particolarmente adatti a studiare l'interazione  $\pi\pi$  nello stato finale in assenza di altre interazioni forti, ma le sezioni d'urto ed il rapporto di diramazione sono proibitivi<sup>(7)</sup> ( $3.25 \times 10^{-5}$  per  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$ ); nello stesso tempo l'analisi del decadimento richiede, come già detto in introduzione, l'assunzione di ipotesi dinamiche semplificative non verificabili, ed inoltre l'esperimento può essere fatto solo in camera a bolle, dato l'elevato numero di particelle finali da rivelare qualunque sia il processo di produzione.

6.

2) La presenza dell'interazione  $\pi N$  nello stato finale nella foto produzione doppia può essere evitata studiando la fotoproduzione di  $\rho^0$  o  $\omega$  nel campo coulombiano nucleare (effetto Primakoff)<sup>(34)</sup>. Non si può tuttavia evitare l'interferenza con la fotoproduzione coerente di  $\rho^0$  di intensità un migliaio di volte maggiore, ma si possono scegliere le condizioni sperimentali per minimizzare questo contributo. Gli esperimenti eseguiti di fotoproduzione coerente di  $\pi^+\pi^-$ , pur sfavorendo cinematicamente l'effetto Primakoff, non hanno escluso questa possibilità<sup>(34)</sup>.

3) Negli anelli di accumulazione  $e^+e^-$  lo stato  $\pi\pi 0^+$  in onda S può essere prodotto solo in presenza di un  $\gamma$ . Quindi dallo studio del processo

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$$

o degli equivalenti (secondo il V. D. M.)

$$e^+e^- \rightarrow (\rho^0, \omega, \varphi) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$$

si possono ricavare indicazioni sull'esistenza della risonanza  $0^{++}$  e misurarne i parametri ( $m_\rho, \Gamma_\rho$  e  $f_{\rho\pi\pi}, g_{\nu\rho\gamma}$ ).

Una limitazione sperimentale è posta dal valore dei rapporti  $\Gamma_{\nu \rightarrow \pi\pi\gamma} / \Gamma_{\text{Tot}}$ . Come si vede dalla Tabella I, in cui sono riportati i dati aggiornati sui mesoni vettori, questi rapporti sperimentalmente sono compresi nell'intervallo  $0 \div 5\%$ . Il dato più recente riguarda il rapporto  $R = \Gamma_{(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma)} / \Gamma_{(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)} = 0.45 \pm 0.33$ <sup>(31)</sup>, da cui, noto  $\Gamma_{(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)} / \Gamma_{\text{Tot}} = 9.3 \pm 0.8\%$ , si può ricavare il branching ratio

$$B_{\rho^0}^\omega = \frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma}}{\Gamma_{\omega \rightarrow \text{Tot}}} = (4.8 \pm 3.7)\%$$

Ricordando i rapporti di spin isotopico

$$\frac{(\pi^0\pi^0)_{I=0^+}}{(\pi^+\pi^-)_{I=0^+}} = 1/2 \quad \frac{(\pi^0\pi^0)_{I=1^+} + \gamma}{(\pi^+\pi^-)_{I=1^+} + \gamma} = 0 \quad \frac{(\pi^0\pi^0)_{I=2^+} + \gamma}{(\pi^+\pi^-)_{I=2^+} + \gamma} = 2$$

per  $I_{\pi\pi} = 0$  si avrebbe

$$B_{+-}^\omega = \frac{\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}}{\Gamma_{\omega \rightarrow \text{Tot}}} = (9.6 \pm 7.4)\%$$

TABELLA I

Dove non altrimenti menzionate le fonti, i dati sono ricavati direttamente da(1)

|  |         | $\rho^0$                            | $\omega$   | $\gamma$                       |
|--|---------|-------------------------------------|--|--------------------------------|
| $m_V$  | MeV     | $770.7 \pm 3.1$                     | $783.4 \pm 0.7$  | $1019.5 \pm 0.6$               |
| $\Gamma_{Tot}$   | MeV     | (35) $111 \pm 6$                    | (36) $12.6 \pm 1.1$  | (37) $4.2 \pm 0.3$             |
| $\sigma(e^+e^- \rightarrow V)$   | $\mu b$ | (35) $1.69 \pm 0.21$                | (36) $1.82 \pm 0.34$   | (38) $5.3 \pm 0.4$             |
| Decadimento  |         | Rapporti di diramazione percentuali |  |                                |
| $\pi^+\pi^-$   |         | $\approx 100$                       | (viola G) $(2.29 \pm 0.67) \times 10^{-2} \times (3\pi)$                             | (viola G) $< 16$               |
| $\pi^0\gamma$  |         | $< 0.4$                             | $9.3 \pm 0.8$  |                                |
| $\gamma\gamma$   |         | _____                               | } $< 1.7 \times 10^{-2} (3\pi)$  | $< 8$                          |
| $\gamma\pi^0$  |         | (viola G)                           |  | (viola C)                      |
| $\gamma\gamma\gamma$   |         | _____                               | $< (4.5 + 1.4) \times 10^{-2} (3\pi)$  | _____                          |
| $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$   |         | $< 0.15$                            | _____  | _____                          |
| $(3\pi) \equiv \pi^+\pi^-\pi^0$  |         | _____                               | A $82 \pm 7$   | (+ $\rho\pi$ ) $19.6 \pm 2.3$  |
| $e^+e^-$   |         | $(6.1 \pm 0.5) \times 10^{-3}$      | (36) $0.0076 \pm 0.0014$   | $0.041 \pm 0.006$              |
| $\mu^+\mu^-$   |         | $(6.6 \pm 1.5) \times 10^{-3}$      | $\leq 0.12 \times 10^{-2} (3\pi)$  | $0.197 \pm 0.0095$             |
| $\pi^+\pi^-\gamma$   |         | _____                               | $\leq 5 \times 10^{-2} (3\pi)$   | $\leq 4.0$                     |
| $\pi^0\pi^0\gamma$   |         | _____                               | A(31) $\left\{ \begin{array}{l} 4.8 \pm 3.7 \\ \leq 0.8 \pm 0.1 \end{array} \right.$ | _____                          |
| $\mu^+\mu^-\pi^0$  |         | _____                               | $\leq 0.2$   | _____                          |
| $K^+K^-$   |         | _____                               | _____  | $\Lambda(37) 47.9 \pm 1.4$     |
| $K_S^0 K_L^0$  |         | _____                               | _____  | $\Lambda(37) 31.9 \pm 1.2$     |
| $\rho\gamma$   |         | _____                               | (viola C)  | (viola C) $< 2$                |
| $\omega\gamma$   |         | _____                               | _____  | (viola C) $< 5$                |
| $\frac{\Gamma_{V \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma}}{\Gamma_{V \rightarrow Tot}}$ | Teoria  | Yellin <sup>(13)</sup>              | $(4.36 / 7.2_\epsilon) \times 10^{-2}$   | $0.586 - 0.62_\epsilon$        |
|  |         | Renard <sup>(40)</sup>              | $\Lambda (2.16 / 3.5_\epsilon) \times 10^{-2}$                                       | $\Lambda 0.26 \sim 1_\epsilon$ |
| Luminosità = $\frac{mv}{k} \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ h}^{-1}$    |         | $2.5 \times 10^{32}$                | $2.6 \times 10^{32}$   | $3.4 \times 10^{32}$           |

<sup>A</sup> Calcolato dall'autore usando la bibliografia citata.



non incompatibile con i limiti precedentemente noti ( $B_{+-}^{\omega} \leq 4\%$ );  $B_0^{\omega} \leq 0.8\%$  da cui  $B_{+-}^{\omega} \leq 1.6\%$ ) ma più alto di un fattore  $100 \div 300$  rispetto alle previsioni teoriche (v. Tabella I).

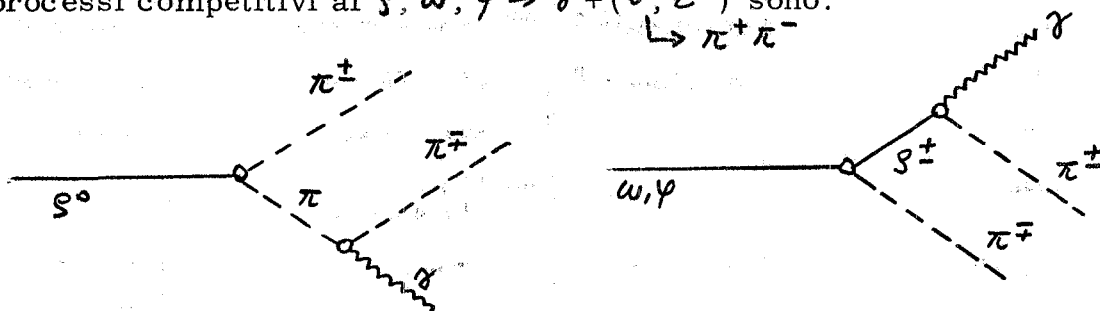
Nel caso del  $\psi$  non esistono valori sperimentali assoluti, mentre le previsioni citate concordano nell'assegnare un fattore tra 10 e 100 a favore di  $B_{+-}^{\psi}$  rispetto a  $B_{+-}^{\omega}$ .

Il recentissimo calcolo di Renard<sup>(41)</sup>, che usa l'algebra delle correnti e il V. D. M., applicando l'identità di Ward e la tecnica degli "hard pions", ha come parametro la costante di accoppiamento  $g_{V\sigma\gamma}$ . Se si sceglie quest'ultima in base al modello dei quarks, si ricava<sup>(40)</sup> una sezione d'urto del processo  $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  di qualche centesimo di  $\mu\text{b}$  e una larghezza  $\Gamma_{\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma} = 3.9 \times 10^{-2} \text{ MeV}$  per  $m_{\sigma} \approx 700 \text{ MeV}$ , corrispondenti a  $B_{+-}^{\psi} \approx 1\%$ .

Accettando questa valutazione del branching ratio, con la sezione d'urto e la luminosità riportate nella tabella, e considerando un'efficienza di rivelazione del 35%<sup>(42)</sup> si otterrebbero (all'energia corrispondente alla massa del  $\psi$ )

$$\sim 6 \frac{\text{eventi}}{\text{h}} \quad e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma.$$

I processi competitivi al  $\rho, \omega, \psi \rightarrow \gamma + (\sigma, \epsilon^0)$  sono:



La presenza di questi contributi rende impossibile una discriminazione accettabile alle energie del  $\rho$  e dell' $\omega$  dell'ampiezza che ci interessa.

All'energia della  $\psi$  invece questi processi danno un contributo trascurabile, (tranne ad angoli vicini a  $180^\circ$  tra i due pioni) e il calcolo di Renard<sup>(40, 41)</sup> ha mostrato l'elevata selettività del processo  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  agli effetti della presenza o meno di un'interazione  $\pi\pi$  risonante nello stato finale sia nell'ipotesi " $\sigma$ " (con  $m_{\sigma} = 400 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_{\sigma} = 100 \text{ MeV}$ ) sia nell'ipotesi " $\epsilon^0$ " (con  $m_{\epsilon} = 700 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_{\epsilon} = 100 \text{ MeV}$ ).

Nelle Figg. 1 e 2 (6b e 6a in (41)) sono mostrate le distribuzioni  $d\sigma/d\cos\theta_{12}$  (dove  $\cos\theta_{12}$  è l'angolo tra  $\vec{p}_{\pi^+}$  e  $\vec{p}_{\pi^-}$ ) e  $d\sigma/ds$  ( $s = (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2$ ) nel caso che l'energia totale sia nella zona della  $\psi$ .

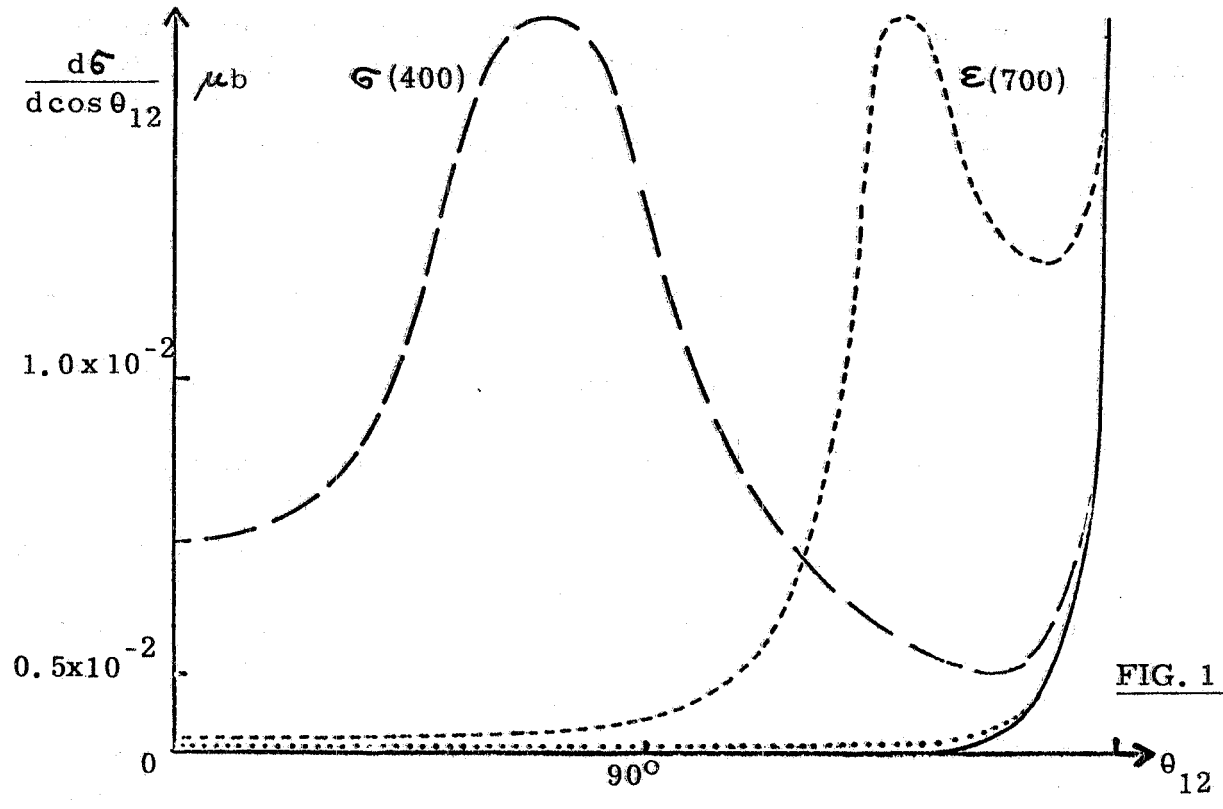


FIG. 1

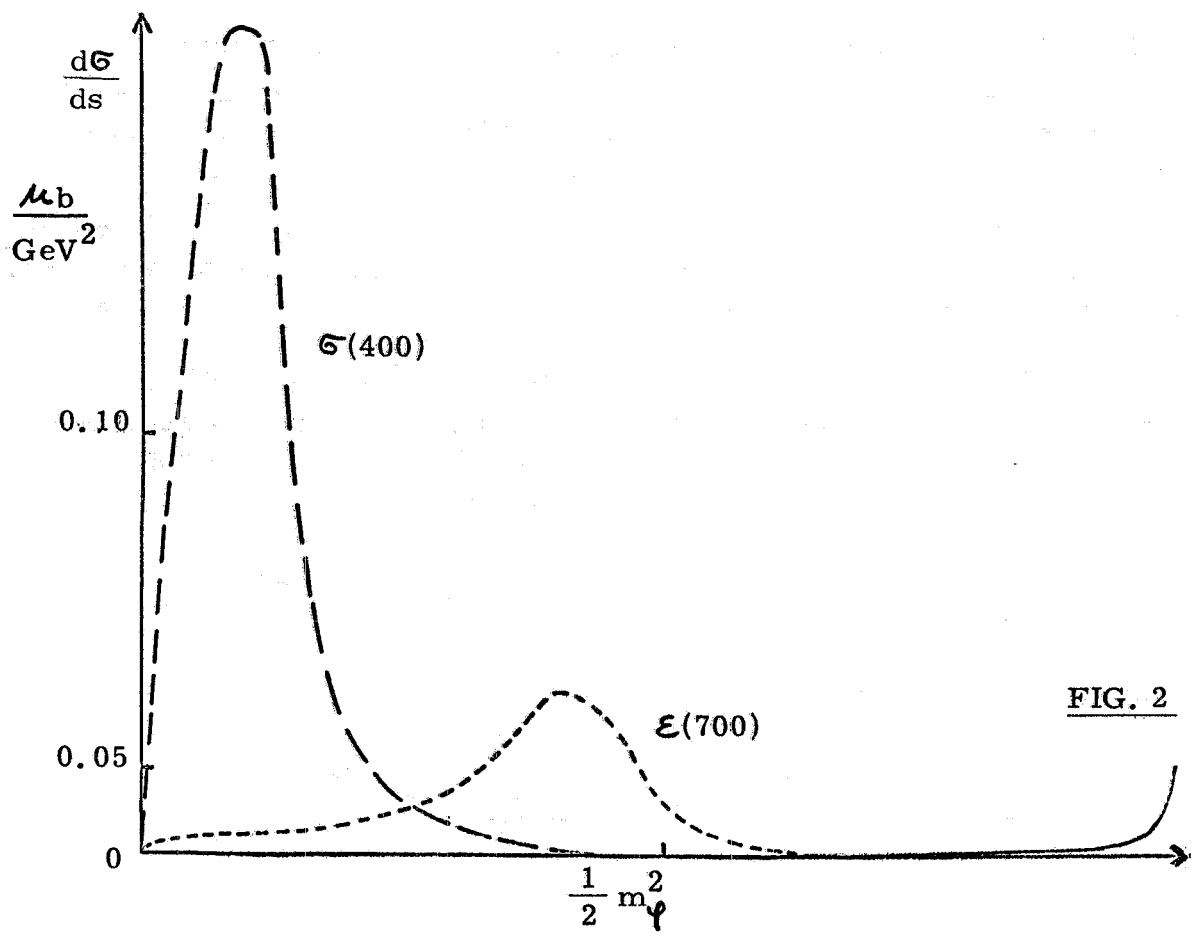


FIG. 2

La misura di una di queste due distribuzioni, con un taglio dei contributi divergenti ( $\theta_{12} \rightarrow \pi$ ;  $s \rightarrow k^2$ ) e con una buona selezione degli stati finali concorrenti, è sufficiente a dare informazioni oltre che sui parametri della  $\phi$  ( $m_\phi, \Gamma_\phi, f_{\phi\pi\pi} g_{\phi\gamma}$ ) anche sulle costanti di accoppiamento  $g_{\phi\pi\pi}$  e  $g_{\phi\pi\gamma}$ , parametri del calcolo.

I più importanti stati finali concorrenti sono:

a)  $\pi^+ \pi^-$  e raggi cosmici: facilmente discriminabili tramite la collinearità.

b)  $K_S^0 K_L^0$  (Il  $K_L^0$  ha una vita media di 54 nsec. ed un percorso medio di 27 cm. Questo modo rappresenta il 21.8% dei decadimenti del  $\psi$ ). È totalmente escluso misurando l'energia dei due pioni.

c)  $K^+ K^-$  (Vita media 8 nsec., percorso medio 8 cm. Rappresenta il 47.9% dei decadimenti del  $\psi$ ). Viene in parte escluso dalla rivelazione di almeno un K (ionizzazione specifica 10÷15 volte il minimo), in parte temporalmente e dall'eventuale ricostruzione del vertice, in parte infine dalla geometria e dall'efficienza di rivelazione.

d)  $\pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma$ . Trascurabile entro i limiti del V.D.M., tranne per il decadimento  $\psi \rightarrow \gamma \gamma$  (confrontabile in branching ratio con il  $\pi^+ \pi^- \gamma$ ), permette una non disagevole selezione cinematica.

e)  $\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ . Dominato dallo stato  $\omega \pi^0$ , benchè confrontabile come sezione d'urto<sup>(41)</sup> e con soglia 920 MeV, è risolvibile cinematicamente sia per  $m_{\pi^+ \pi^-} \simeq 750$  MeV sia per  $m_{\pi^+ \pi^-} \simeq 400$  MeV.

f)  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ . Ha una sezione d'urto più di 20 volte quella del processo in esame ed è difficilmente risolvibile cinematicamente, a meno di affinare notevolmente la risoluzione in angolo e in energia dei pioni.

Infatti (detti  $E_1, q_1$  e  $E_2, q_2$  l'energia e l'impulso dei pioni e  $k = m_\psi$  l'energia totale degli elettroni nel c.m.) la cinematica risulta determinata ad es. dalla rivelazione della terna  $E_1, E_2, \theta_{12}$ . Le condizioni per distinguere cinematicamente i due processi

$$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \quad e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

sono ( $\mu$  è la massa del  $\pi^-$ ):

$$\Delta \cos \theta_{12} < \frac{\mu^2/2}{q_1 q_2} \quad \Delta E_1, E_2 < \frac{\mu^2/2}{2k - (E_1 + E_2)}$$

La prima è verificata meglio per angoli  $\neq 90^\circ$ , impulsi relativamente piccoli e asimmetrici dei due pioni. La seconda è verificata meglio al crescere di  $E_1 + E_2$ . In condizioni compatibili con lo scopo dell'esperimento ( $m_{\pi^+\pi^-} \leq 800$  MeV) si deduce che occorre una risoluzione angolare di qualche grado ed un'indeterminazione in energia comunque minore di 10 MeV per ottenere una buona discriminazione nella massa mancante ( $m^2$  rispetto a zero).

Un apparato sperimentale che soddisfa queste prescrizioni potrebbe essere quello del progetto Magnete Esperienze Adone<sup>(16)</sup> che prevede la rivelazione dei due  $\pi$  con  $\Delta p/p = 2\%$  e  $\Delta\theta \approx 0.5$  gradi. Questo apparato permette anche la rivelazione eventuale del  $\gamma$  con conseguente ulteriore miglioramento della rivelazione dei fondi.

#### POSSIBILI TESTS DELL'INVARIANZA DI C. -

La situazione sulla validità della simmetria per coniugazione di carica è ancora totalmente aperta, soprattutto per le interazioni elettromagnetiche degli adroni<sup>(14, 11, 43, 8)</sup>. L'interesse è focalizzato sulla possibile spiegazione della violazione di CP nel decadimento del  $K_L^0$  tramite violazione elettromagnetica di C<sup>(44)</sup>.

I processi finora studiati come test di questa simmetria hanno dato informazioni incerte.

I decadimenti dell' $\eta$ <sup>(43)</sup> si sono dimostrati inefficaci, sia perchè per i modi  $\pi^+\pi^-\pi^0$  e  $\pi^+\pi^-\gamma$  la presenza di fondi può generare effetti che simulano la violazione di C, sia perchè l'esistenza del modo  $\pi^0 e^+e^-$  è compatibile anche con la conservazione di C (tramite rottura di  $SU_3$ , scambio di più fotoni, ecc.). Inoltre lo studio di questo decadimento ci dà eventualmente informazioni sulle transizioni isovettoriali, ma non sulle isoscalari (fortemente depresse ( $\approx 10^3$ ) rispetto alle prime).

Il limite sperimentale del branching ratio  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma / \pi^0 \rightarrow 2\gamma$  ( $\sim 10^{-6}$ ) non è ancora in grado di escludere una violazione di C e può essere migliorato solo superando enormi difficoltà sperimentali<sup>(48)</sup>.

Altri processi ( $p\bar{p} \rightarrow 2\pi + \gamma$ ;  $\psi \rightarrow (\rho, \omega) + \gamma$ ;  $\omega, \psi \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ;  $e^+e^- \rightarrow \rho^0\rho^0, \psi^0\psi^0$ ), sono ancora quasi totalmente inesplorati fino ad oggi.

Tra questi, lo studio dei decadimenti rari dei mesoni vettori fu suggerito per la prima volta da Bernstein et al.<sup>(14)</sup>. La dimostrazione dell'esistenza dei processi  $\psi^0 \rightarrow \omega^0 + \gamma$  e  $\psi^0 \rightarrow \rho^0 + \gamma$  (in cui la violazione di C è dovuta rispettivamente alla parte isoscalare e a quella isovettoriale di  $J_{\omega}^{EM}$ ) darebbe informazioni separate ed univoche sulla ampiezza di questi contributi. I branching ratios previsti possono essere

dell'ordine del 2%<sup>(14)</sup>, cioè confrontabili con quello assunto al paragrafo precedente per il processo  $\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ .

Inoltre lo studio dell'asimmetria  $\pi^+ \pi^-$  nel decadimento  $\omega$ ,  $\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  dà informazioni sulla parte isovettoriale di  $J_{\mu}^{EM(14)}$ .

Un test dell'invarianza per coniugazione di carica comporta la rivelazione dei contributi che violano C e la misura del rapporto tra gli elementi di matrice sfavorevole e favorevole alla conservazione di tale numero quantico. Ad esempio, in base alle previsioni di Yellin<sup>(13)</sup>

$$\frac{(\Gamma_{\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma})_{\text{viola C}}}{(\Gamma_{\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma})_{\text{conserva C}}} = \frac{0.7}{5.8} \simeq 12\% \quad (\text{per } M_{\pi^+ \pi^-} \simeq 730 \text{ MeV}).$$

Come abbiamo visto, i contributi nel sistema  $\pi\pi$  dello stato finale  $\pi\pi\gamma$  che violano C hanno momento angolare dispari, e quindi numeri quantici  $J^{PG} = 1^- 1^+$  oppure  $1^- 0^-$  (si tratta del  $\rho$  e dell' $\omega$ , se l'interazione è risonante. Risulta evidente a questo punto perchè tra gli stati finali a tre corpi, lo stato  $(\pi\pi\gamma)$  è da preferirsi rispetto allo stato  $(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ : nel primo l'ampiezza che viola C è dovuta ad una interazione finale  $\pi\pi$  risonante in onda P che deve essere evidenziata rispetto ad una ipotetica interazione  $\pi\pi$  risonante in onda S con  $\Gamma_S \simeq 4 \Gamma_P$ ; nel secondo avviene il viceversa, con evidente svantaggio per il test di C.

Un test dell'invarianza di C nel processo

$$e^+ e^- \rightarrow \psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$$

può essere fatto quindi in diversi modi:

a) Misura dello spettro di massa  $\pi\pi$  in cerca di un "bump" alla massa del  $\rho$  o dell' $\omega$ .

b) Analisi in onde parziali dello scattering  $\pi\pi$  in cerca del contributo in onda P. Questo effetto può essere evidenziato più facilmente tramite l'interferenza con il modo in onda S che conserva C. Ciò comporta la misura della distribuzione angolare di uno dei due pioni o dell'uno rispetto all'altro.

c) Confrontare la distribuzione in energia del  $\pi^+$  e del  $\pi^-$  (necessariamente diverse se C è violato) o semplicemente misurare il rapporto di asimmetria  $N(\pi^+ : E_{\pi^+} > E_{\pi^-}) / N(\pi^+ : E_{\pi^+} < E_{\pi^-})$ . Come sottolineato da Pais e Treiman<sup>(11)</sup> ciò è sufficiente nei limiti in cui è valida la dominanza dello scambio di un fotone. Altrimenti sarebbe necessario studiare l'invarianza sotto C della distribuzione nelle 4 variabili indipendenti  $E_{\pi^+}$ ,  $E_{\pi^-}$ ,  $\cos \theta_{12}$ ,  $\cos \theta$  (angolo fra l'elettrone iniziale e uno dei

due pioni), oppure una proiezione di questa funzione. In questo caso la misura diverrebbe anche una verifica della dominanza dello scambio di un fotone<sup>(11)</sup>.

d) Verificare (come suggerito da Fuji e Marx<sup>(45)</sup>) la correlazione in angolo tra l'impulso del fotone e l'impulso relativo dei due pioni: nella zona dell' $\omega$ , ad esempio, si ha una distribuzione isotropa per  $\omega \rightarrow (\pi\pi)_{L=0} + \gamma$  e asimmetrica (a bassi impulsi del fotone) per  $\omega \rightarrow (\pi\pi)_{L=1} + \gamma$ .

e) Evidenziare i contributi di spin isotopico dispari, misurando il rapporto

$$\frac{e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma}{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma} = \begin{cases} 0 & \text{per } I_{\pi\pi} = 1 \\ 1/2 & \text{per } I_{\pi\pi} = 0 \\ 2 & \text{per } I_{\pi\pi} = 2 \end{cases}$$

La misura di questi rapporti di carica avrebbe un'interpretazione alquanto ambigua per la possibile presenza di contributi di spin isotopico 2.

Di tutti questi metodi solo il primo e l'ultimo non comportano la determinazione del segno della carica dei pioni.

E' evidente altresì che i metodi elencati hanno un contenuto d'informazione e difficoltà sperimentali non equivalenti. La scelta di uno o più di essi va fatta naturalmente in base alla sensibilità ai contributi che violerebbero C ed alle possibilità di discriminazione dei processi con correnti.

La presenza di un'eventuale polarizzazione dei fasci<sup>(46)</sup>, come mostrato da Pais e Treiman<sup>(47)</sup>, non produce alcun effetto sui test sopra proposti a qualunque ordine dello sviluppo perturbativo anche se la polarizzazione stessa è ignorata. La misura della polarizzazione del fascio darebbe ovviamente un maggior contenuto d'informazione all'esperienza, permettendo di discriminare i contributi che eventualmente violassero C (e in particolare le ampiezze dovute allo scambio di più fotoni).

## CONCLUSIONI. -

Una breve analisi della situazione e delle difficoltà sperimentali relative al mesone scalare-isoscalare  $\sigma$  o  $\epsilon^0$  ha portato ad evidenziare il processo  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  come uno dei più promettenti per isolare l'interazione  $(\pi\pi)_{I=0}$  nello stato finale dagli altri contributi forti.

Una difficoltà sperimentale non insormontabile è dovuta allo elevato livello dei fondi, la cui reiezione comporta un notevole affinamento

14.

dei poteri risolutivi.

Considerazioni immediate sulla situazione delle attuali conoscenze circa la validità della simmetria per coniugazione di carica, indicano l'analisi del processo considerato come un valido test anche della conservazione di C. L'ordine di grandezza dei problemi sperimentali connessi, se C è violato nelle interazioni elettromagnetiche degli adroni, non è diverso da quello relativo alla ricerca del mesone  $\epsilon^0$ .

La misura dell'energia e della direzione dei due pioni in presenza di campo magnetico (per almeno uno dei due) risulterebbe sufficiente per il raggiungimento di tutti gli obiettivi. La possibilità di una contemporanea misura dell'energia ed eventualmente della direzione del  $\gamma$ , ed inoltre la possibilità della rivelazione contemporanea del processo

$$e^+ e^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$$

sono naturalmente "fattori di merito" per l'apparato sperimentale.

Concludendo, l'interesse del processo considerato risulta chiaramente evidente, tanto da stimolare un ulteriore approfondimento dei problemi sperimentali connessi.

## BIBLIOGRAFIA E NOTE. -

- (1) - Particle Data Group, Revs. Modern Phys. 41, 109 (1969).
- (2) - B. French (Review talk), Proc. Vienna Intern. Conf. on Elementary Particles (1968), p. 91.
- (3) - B. Maglic, Proc. Lund Intern. Conf. on Elementary Particles (1969), p. 269.
- (4) - G. Veneziano, Nuovo Cimento 57A, 190 (1968).
- (5) - C. Lovelace, Phys. Letters 28B, 264 (1968); Proc. Conf. on  $\pi\pi$  and  $K\pi$  interaction, Argonne Nat. Lab. (1969), p. 562; CERN Th. 1041 (1969).
- (6) - Si veda in proposito l'analisi critica di G. A. Leikin, Soviet J. Nuclear Phys. 8, 92 (1969).
- (7) - G. E. Kalmus, Proc. Conf. on  $\pi\pi$  and  $K\pi$  Interactions Argonne Nat. Lab. (1969), p. 413.
- (8) - D. F. Bartlett, K. Goulianos, I. S. Hammerman and D. P. Hutchinson, Bull. Am. Phys. Soc. 14, 76 (1969).
- (9) - J. Bernstein, G. Feinberg and T. D. Lee, Phys. Rev. 139B, 1650 (1965).
- (10) - S. Barshay, Phys. Letters 17, 78 (1965); J. Prentki and M. Veltman, Phys. Letters 15, 88 (1965); A. Cohen-Tannoudji and H. M. L. Messiah, Phys. Rev. Letters 15, 191 (1965); M. J. Bazin et al., Phys. Rev. Letters 20, 895 (1968).
- (11) - A. Pais and S. B. Treiman, Phys. Letters 29B, 308 (1969).
- (12) - B. Stella, in preparazione.
- (13) - J. Yellin, Nuovo Cimento 39, 377 (1965).
- (14) - J. Bernstein, G. Feinberg and T. D. Lee, Phys. Rev. 139, B1650 (1965).
- (15) - G. Charpak et al., Nuclear Instr. and Meth. 62, 262 (1968); 65, 217 (1968).
- (16) - W. Ash et al., LNF-69/2 (1969).
- (17) -  $I^G = 0^+$ :  $\Sigma^0$  (720) o  $\Xi(420)$ ;  $S^X$  o  $\eta_{0+}$  (1050)  
 $I = 1/2$ :  $K_N$  (1100-1200)  
 $I^G = 1^-$ :  $\delta$  (963)
- (18) - G. Pancheri-Srivastava and Y. Srivastava, in corso di pubblicazione.
- (19) - M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962); Physics 1, 63 (1964); G. Furlan and C. Rossetti, Phys. Letters 23, 499 (1966). Notare che questo lavoro propone una massa  $M = 410$  MeV con  $\Gamma_{\sigma^-} = (50-85)$  MeV.
- (20) - C. Lovelace, CERN TH. 839 (Irvine Conference 1967); Proc. Heidelberg Conf. (1967), p. 79; C. Lovelace, R. M. Heinz and A. Donnachie, Phys. Letters 22, 332 (1966).
- (21) - Si veda la rassegna di M. Giorgi (INFN/AE -68/1 (1968)) e inoltre C. H. Woo, Phys. Rev. Letters 12, 308 (1964); K. Nishijima, Phys.



- Rev. Letters 12, 39 (1964); S.H. Patil, Phys. Rev. Letters 13, 261, 454.(1964); Chang Hong Mo e C. Wilking, Phys. Letters 13, 263 (1964).
- (22) - G. Veneziano, Nuovo Cimento 57A, 190 (1968).
- (23) - A. Martin, Phys. Letters 29B, 431 (1969).
- (24) - D. Atkinson, L.A.P. Balàzs, B.F. Calogero, P. Di Vecchia, A. Grillo and M. Lusignoli, Proc. Lund Intern. Conf. on Elementary Particles (1969).
- (25) - D. Atkinson and L.A.P. Balàzs, Preprint Argonne Nat. Lab. (1969).
- (26) - F. Wagner, CERN-TH 1012 (1969); Nuovo Cimento 64A, 189 (1969).
- (27) - J. Shapiro, Phys. Rev. 179, 1345 (1969).
- (28) - J. Shapiro and J. Yellin, Preprint UCRL-18500 (1968); D.D. Coon, Phys. Letters 29B, 669 (1969).
- (29) - J.D. Jackson, Proc. Lund Intern. Conf. on Elementary Particles (1969), p. 63; B. Maglic, Ibidem. Quest'ultima rassegna da consultare per la bibliografia più recente sull'  $\xi^0$ , al contrario di quella di Jackson, conclude in favore della terza soluzione (la cosiddetta "up-down") con  $m_{\xi^0} \simeq 750$  MeV,  $\Gamma_{\xi^0} \simeq 400$  MeV.
- (30) - M. Feldman et al., Phys. Rev. Letters 22, 316 (1969); G. Alexander, A. Fireston and G. Goldhaber, Proc. Lund Intern. Conf. on Elementary Particles (comunicazione 60) e Nuclear Phys. B13, 503 (1969); J. Bensinger et al., ibidem (comunicazione 277); W. Deinet et al., Ibidem (Comunicazione 396).
- (31) - Z.S. Strugalski et al., Ibidem (Comunicazione 422) e Phys. Letters 29B, 532 (1969).
- (32) - Particle Data Group, Revs. Modern Phys. 39, 1 (1968).
- (33) -  $\Gamma_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu} / \Gamma_{Tot} = 3.25 \times 10^{-5}$ .
- (34) - J. Rosen, Proc. Argonne Conf. (1969), p. 439.
- (35) - J.E. Augustin et al., Phys. Letters 28B, 508 (1969).
- (36) - J.E. Augustin et al., Phys. Letters 28B, 513 (1969).
- (37) - J.E. Augustin et al., Phys. Letters 28B, 517 (1969).
- (38) - Ricavato dall'autore combinando la media mondiale per  $(\Gamma_{\psi \rightarrow K^+ K^-} / \Gamma_{\psi \rightarrow Tot})$  con la  $\sigma_{e^+ e^- \rightarrow \gamma \rightarrow K^+ K^-}$  recentemente misurata ad Orsay<sup>(39)</sup>.
- (39) - J. Perez-Y-Jorba, Rapporteur talk presented at the Intern. Symp. on Elect. and Photon Inter. at High Energy Daresbury (1969); Preprint Ecole Normale Superieur de Paris LAL 1222 (1969).
- (40) - F.M. Renard, Nuovo Cimento 62, 475 (1969).
- (41) - F.M. Renard, Preprint PM 69/2 (1969) e comunicazione privata.
- (42) - Efficienza ragionevole per gli anelli di accumulazione ed effettivamente prevista da diversi apparati sperimentali per Adone<sup>(16)</sup>.
- (43) - G. Salvini, Riv. Nuovo Cimento 1, 57 (1969).
- (44) - Si veda anche l'introduzione della presente nota.
- (45) - Y. Fuji and G. Marx, Phys. Rev. Letters 17, 75 (1965).

- (46) - L'effetto della polarizzazione indotta dalla radiazione di sincrotrone è stato calcolato da A. A. Sokolov e I. M. Ternov (Soviet Phys. Doklady 8, 1203 (1964). La polarizzazione sarebbe funzione del tempo di accumulazione e nella zona della  $\varphi$  risulterebbe  $\sim 26\%$  dopo 1h e  $\sim 60\%$  dopo 3, 5 h. Tuttavia una prima analisi dei dati di ACO<sup>(19)</sup> non mostra questo effetto, probabilmente a causa della presenza di altri effetti depolarizzanti.
- (47) - A. Pais and S. B. Treiman, Comunicazione privata.
- (48) - L'esperimento in corso presso i Laboratori Nazionali di Frascati si propone di migliorare tale limite di circa un fattore dieci.