

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-56/23 (1.12.56)

ESPERIENZE IN PROGETTO CON L'ELETTROSINCROTRONE - I.
(Verbale della riunione, Roma 1-2/10 1956)

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Sezione Acceleratore -

ESPERIENZE CON L'ELETTROSINCROTRONE

Verbale della riunione tenutasi a Roma presso l'Istituto di Fisica dell'Università nei giorni 1 e 2 ottobre 1956

La riunione è stata indetta per discutere le principali esperienze che, almeno in questo momento, sembrerebbe opportuno effettuare con l'elettrosincrotrone italiano; ed insieme per informare i fisici convenuti sullo stato dei lavori per la macchina italiana e sulle possibilità di lavoro al CERN.

Il programma della riunione contiene i seguenti punti:

- 1 - Il sincrociclotrone del CERN e le possibilità di lavoro con esso.
- 2 - La situazione attuale dell'elettrosincrotrone italiano.
- 3 - Relazione su diversi gruppi di possibili esperienze:
 - a) fotoproduzione di pioni
 - b) fotoproduzione di mesoni pesanti
 - c) esperienze di pura elettrodinamica
 - d) urto elettrone nucleone
 - e) fotoproduzione di coppie di pioni
 - f) produzione di coppie di muoni
 - g) produzione di pioni nell'urto elettrone nucleo
 - h) distribuzione della carica nucleare dalla bremsstrahlung e creazione di coppie
 - i) effetto Compton nucleare
- 4 - Servizi fondamentali per le esperienze:
 - 4bis - Camere a bolle.

Lista dei partecipanti:

Ageno	Cortellessa	Occhialini
Alberigi	Cortini	Pancini
Amaldi	Dallaporta	Pedicino
Amati	Deaglio	Persico
Baroni	Diambrini	Perucca
Bassi	Di Capua	Pierucci
Beneventano	Fazzini	Polara
Bernardini	Franchetti	Puppi
Bernardini jr.	Frongia	Quareni
Bisi	Gatto	Quercia
Bizzarri	Ghigo	Querzoli
Bolla	Giacomini	Radicati
Bologna	Gigli	Rispoli
Borsellino	Giulotto	Rostagni
Brunelli	Gulmanelli	Salvini
Budini	Lovati	Sanna
Caldirola	Magistrelli	Santangelo
Careri	Malvano	Sciuti
Castagnoli	Manfredini	Sircana
Cialdea	Massarotti	Sona
Cini	Mezzetti	Tau
Conforto	Michelini	Todesco
Conversi	Moneti	Tuschek
Corazza	Morpurgo	Turrin
		Wataghin

La maggior parte dei relatori ha inviato il testo della comunicazione, che viene riprodotto più avanti insieme con i punti salienti delle discussioni da essa originato.

Per le relazioni non pervenute, come da accordo con gli interessati, il verbale si limiterà ad un cenno sommario.

Mattinata dell'1 Ottobre 1956.

1 - Bernardini riferisce sulla situazione del CERN. Nella prima parte di questa comunicazione Bernardini parla brevemente della situazione del sincrociclotrone, a proposito della quale ci ha successivamente fornito la seguente relazione molto più dettagliata:

Programma di ricerca con il sincrociclotrone del CERN per il 1957

Nell'ultimo rapporto sul programma di ricerche (CERN SPC/16) furono date le linee generali per le esigenze del gruppo nel 1957. Poichè la situazione attuale ci permette di pensare già agli esperimenti, questo rapporto dà indicazioni più dettagliate sugli esperimenti che sono in preparazione.

La costruzione del magnete è finita e le misure magnetiche sono già incominciate. I primi risultati di queste misure di campo indicano che probabilmente non saranno necessarie modifiche sostanziali del campo. La scatola a vuoto è installata ed è stata provata. L'intero impianto di vuoto è quasi finito e così anche il sistema di controllo. Il sistema delle Dee dovrebbe essere inviato a Ginevra in dicembre. Il dispositivo ad alta frequenza completo dovrebbe essere in Ginevra per il gennaio 1957. Le costruzioni del laboratorio sono promesse per il novembre 1956 e l'officina elettronica è già installata. Si ha intenzione di costruire le officine elettronica e meccanica quanto più presto è possibile.

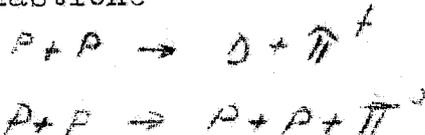
- Programma sperimentale.

Durante gli ultimi sei mesi abbiamo cominciato ad organizzare i gruppi sperimentali nella divisione SC ed abbiamo adesso deciso un programma sperimentale provvisorio. Pur avendo in mente esperimenti piuttosto definiti, che saranno descritti più avanti, lo scopo principale del programma in questa fase iniziale è di preparare l'attrezzatura sperimentale e le tecniche per il SC. Perciò abbiamo scelto gli esperimenti di cui avanti non solo perchè ciascuno di essi darà una risposta piuttosto definita ad un problema interessante nella fisica delle alte energie, ma anche perchè nella loro esecuzione verranno approntate tutte le attrezzature e le tecniche necessarie ad un laboratorio di fisica per le alte energie.

1) Esperimenti con un beam di protoni parzialmente polarizzati.

Vi sono chiare speranze di ottenere dal beam esterno di protoni mediante scattering e opportuna selezione di momenti, beams polarizzati di protoni di intensità apprezzabile. Gli sviluppi di questi beams polarizzati sono ovviamente di interesse generale.

Tra gli esperimenti sulla produzione di pioni in collisioni protone-protone che si potrebbero intraprendere, le collisioni anelastiche



sono di grande interesse, specialmente la seconda reazione. Il loro studio richiede tra l'altro l'uso di grandi contatori di Cerenkov

2) Esperimenti di trasmissione in D e H.

Questi daranno informazioni piuttosto interessanti sullo scattering in avanti. Allo stesso tempo daranno l'opportunità di uno studio accurato sulla contaminazione del Beam.

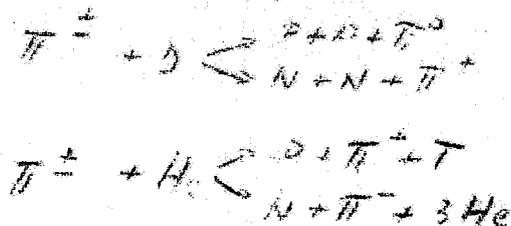
3) Esperimenti sulla charge-independence

Il primo esperimento in considerazione è il cosiddetto "esperimento alla Hildebrand", e cioè il confronto tra le sezioni d'urto differenziali delle due reazioni



L'esperimento implica l'uso del beam di neutroni (oltre quello di protoni) e di nuovo l'uso delle tecniche Cerenkov. Esso è basato sulla rivelazione simultanea del pione e del deutrone di rinculo. Quest'ultimo darà luogo ad uno studio piuttosto utile dei rinculi di particelle cariche veloci. Questa analisi sarà fatta con tempi di volo con selezione magnetica di momenti e con l'uso di contatori proporzionali rapidi (cristalli Xenon etc.).

Altri esperimenti per determinare i limiti di validità della charge-independence ed eventuali deviazioni da essa che sono stati presi in considerazione, sono i seguenti:

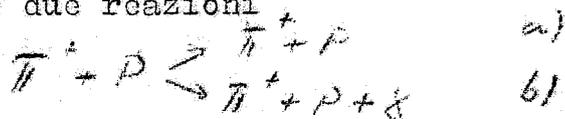


4) Esperimenti sullo scattering pione-nucleone ad alte energie.

Finora tutti gli esperimenti di scattering pione-nucleone sono stati abbastanza curati solo per mostrare chiaramente l'esistenza e i limiti dello stato isobarico 3/2, 3/2.

L'interpretazione teorica si è svolta in conseguenza. Gli esperimenti di scattering considerati dal gruppo SC dovrebbero essere esperimenti di precisione in grado di stabilire l'esistenza dell'onda D e la dipendenza dal momento delle fasi S e P. Questi esperimenti implicano tra l'altro un'attrezzatura piuttosto complessa (ma ormai standard) per la rivelazione dei pioni e lo sviluppo della tecnica di rivelazione di rinculi di nucleoni veloci inclusi i neutroni.

5) Esperimenti sullo scattering radiativo pione-nucleone. Lo scopo di questi esperimenti dovrebbe essere un confronto tra le due reazioni



Lo spettro di fotoni della reazione b) ($\sigma \approx 1$ millibarn) può essere grossolanamente pensato come la sovrapposizione di uno spettro di bremsstrahlung con quello di una cattura radiativa nello stato 3/2, 3/2. Tenendo conto delle diversità dell'accoppiamento con il campo elettromagnetico tra a) e b), questo problema sembra di grande interesse sia sperimentalmente che teoricamente. Di nuovo un grande miglioramento della tecnica attuale di rivelazione dovrebbe seguire da questi esperimenti e queste tecniche sarebbero certamente di uso generale.

6) Esperimenti sullo scattering di muoni.

Sembra possibile produrre con un gruppo piuttosto dispendioso di magneti (che servirebbero però anche per scopi generali) un'intenso beam di muoni con energia media intorno a 250 MeV. L'intensità è tale che alcuni esperimenti di scattering in H e in nuclei complessi possono essere presi in considerazione. L'evidenza ottenuta finora sembra indicare notevoli differenze tra lo scattering di elettroni veloci e quello di muoni (muoni di raggi cosmici). Mentre il primo conduce ad una carica distribuita, il secondo sembra accordarsi piuttosto con una carica puntiforme dei nucleoni. Si dovrebbe fare un'esperimento di prova per orientarsi sulla esistenza effettiva di questa notevole circostanza, anche se l'apparecchiatura sperimentale richiesta è complessa e costosa.

7) Esperimenti sullo scattering elastico di pioni in D e He. Lo studio delle due reazioni



attorno alla risonanza ed a basse energie (onda S) fornirà un buon test per le regole di somma isospin e per la charge-independence in due casi diversi dal consueto scattering pione-nucleone. Questi esperimenti effettuati con la rivelazione dei nuclei di rinculo sono in linea di principio piuttosto semplici e potrebbero risultare più interessanti di quello che sembra a causa delle onde D.

8) Costruzione di camera a bolle.

Il gruppo della camera a bolle è già formato e lavora nella direzione indicata nell'ultimo rapporto. E' prevista la costruzione in un primo momento di un modello in scala di 10 cm. di diametro riempita di idrogeno liquido. Gli esperimenti più convenienti per le camere a bolle a idrogeno liquido saranno le reazioni in cui intervengono tre particelle.

9) Esperimenti con Tritio .

L'attrezzatura per la determinazione del tritio come prodotto di spallation è quasi finita. Alcuni campioni di ferro sono stati irradiati ad Upsala per le prime prove.

Bernardini passa poi al problema del personale riferendo sulle previsioni di aumento dei Visiting Scientists rispetto ai permanenti presso la macchina europea. Parla della formazione del Comitato Consultivo che decide della effettuabilità delle esperienze e propone alcuni nomi come possibili candidati italiani. Propone la formazione di Comitati Nazionali e quindi anche d'un Comitato Italiano per un primo esame delle esperienze che verranno proposte per il SC del CERN e raccomanda infine di prendere provvedimenti per una eventuale collaborazione tra il CERN ed il Sincrotrone italiano. Questa sarà la prima collaborazione europea di una macchina nazionale.

Analdi: ricorda che il Comitato Nazionale era già stato suggerito circa due anni fa e successivamente vi erano state decisioni interne dell'INFN in proposito.

Agno: il direttivo dell'INFN non gli sembra il più adatto per formare questo Comitato che, a suo avviso, non dovrebbe avere carattere permanente ma dovrebbe essere rinnovato piuttosto frequentemente con persone di competenza specifica.

Fa presente che vi è un problema psicologico, tra l'altro, connesso con la fiducia che tale Comitato dovrebbe riscuotere.

Cini: Si associa ad Ageno ma aggiunge considerazioni sulla necessità di una opportuna distribuzione territoriale dei membri del Comitato Nazionale.

Ageno: Non vede questa necessità e crede che basti la scelta fatta in base alle competenze.

Mezzetti: Fa notare che il Comitato avrà anche il compito di giudicare circa le assunzioni.

2 - Salvini espone la situazione attuale della macchina italiana tenendo conto della situazione attuale di altre macchine europee ed extra europee .

- Il protosincrotrone di Saclay , da 2,5 - 3,5 BeV ha un anno di anticipo sul sincrotrone italiano ed inoltre il vantaggio di aver avuto sin dall'inizio un chiaro programma finanziario. Esso potrà iniziare una collaborazione con il CERN ancor prima di noi.

- Il protosincrotrone da 1 BeV Birmingham è attualmente in operazione.

- L'elettrosincrotrone di Glasgow (400 MeV) è anch'esso attualmente in funzione.

- L'elettrosincrotrone svedese da 1000 MeV a foccheggiamento forte è ancora piuttosto arretrato.

Tra le macchine extra europee ci interessa in modo particolare la situazione dei due elettrosincrotroni di Cornell e di Caltech che hanno molti punti di contatto con il nostro.

- L'elettrosincrotrone di Cornell da 1,2 BeV a foccheggiamento forte è ora quasi a punto con $\sim 10^9$ elettroni per impulso. Sta subendo qualche modifica che ritarderà un pochino l'inizio delle attività.

- L'elettrosincrotrone di Caltech da 1,2 BeV è già in grado di funzionare a questa energia ma con una intensità non ancora soddisfacente.

La situazione dell'elettrosincrotrone italiano è la seguente:

riferendosi alla scala dei tempi contenuta nella relazione G 19 della Sezione Acceleratore dell'INFN in data 31 ottobre 1955 (ed a suo tempo diffusa) salvo poche modifiche il quadro resta immutato tranne che per gli edifici.

Il metro campione del magnete è stato consegnato dall'Ansaldo S. Giorgio con un piccolo anticipo (circa un mese) sul previsto, ma questo anticipo è stato riassorbito dallo stu-

dio del campo magnetico in alternata che si è dimostrato più delicato di quanto ci si aspettava. Sarà probabilmente necessario ristudiare la bobina di eccitazione; se questo porterà ritardo nel quadro dei tempi ne verrà data comunicazione.

La cavità modulata in frequenza è pronta (salvo la messa a punto definitiva) mentre la seconda cavità è in leggero ritardo.

Il programma dell'iniettore sarà forse ritardato dagli edifici. Infatti il programma edilizio ha risentito molto fortemente del disagio finanziario e l'approntamento di Frascati è in ritardo netto rispetto al previsto di circa 5 mesi. D'altra parte l'iniettore della sanità non può essere pronto e messo a punto altrove date le sue dimensioni.

Gli altri lavori procedono di massima secondo lo schema della relazione citata. Le relazioni della Sezione Acceleratore sono a disposizione degli interessati che le possono chiedere alla Sezione Acceleratore presso Istituto di Fisica - P.le delle Scienze, 5 Roma - .

La data di inizio delle esperienze è ovviamente ancora incerta; ma si può proporre di lavorare alla loro preparazione come se nel primo quadrimestre del 1958 si potesse già disporre di fotoni di alta energia. I Fisici verranno informati di quelle difficoltà che saranno di certo ritardo al nostro lavoro. Possiamo dire fin d'ora che i problemi del finanziamento non sono del tutto risolti tuttora.

Budini: chiede notizie sulle probabilità di estrazione del Beam di elettroni e sulle caratteristiche del fascio.

Salvini: Turrin ha fatto qualche tentativo di calcolo dell'estrazione del fascio, senza giungere però sinora a confermare questa possibilità per un numero ragionevole di elettroni. Attualmente Diambri e Turrin stanno esaminando le proposte che sono state fatte a Ginevra, al symposium del giugno u.s. . In ogni caso si cercherà di costruire un magnete che consenta le estrazioni. Quanto alle caratteristiche del fascio non si può per ora che estrapolare i dati noti a 500 MeV.

Conversi: chiede il numero di elettroni per impulso.

Salvini: probabilmente, facendo gli ottimisti, intorno a 10^{10} con un ciclo di ripetizione venti volte più rapido che a Caltech.

Beneventano: chiede la durata dell'impulso.

Salvini: si dovrebbe ottenere sino a 1000 microsec senza troppa difficoltà.

Conversi: chiede il fattore di attenuazione del fascio iniettato.

Persico: stimabile (ma non certo calcolabile) in circa 100.

3.- Relazioni su diversi gruppi di possibili esperienze.

a) Cini presenta una relazione sulla fotoproduzione di pioni, per la quale era incaricato dello studio in collaborazione con Ageno e Bernardini. Riportiamo il testo inviato da Cini:

Esperienze di fotoproduzione singola di pioni a 1000 MeV

La fotoproduzione singola di pioni presenta un particolare interesse alle energie del γ intorno a 1000 MeV per le ragioni che cercheremo brevemente di illustrare.

E' noto che esiste una risonanza nello stato pione-nucleone di spin isotopico totale $T = 3/2$ e momento angolare totale $J = 3/2$ ad una energia cinetica del pione di circa 150 MeV nel c.m.. Questa risonanza sembra giocare un ruolo essenziale in tutti i processi in cui le condizioni cinematiche sono tali da non fissare l'energia dei pioni prodotti. Nella produzione di pioni nell'urto nucleone-nucleone ad esempio i pioni sembrano essere prevalentemente prodotti con l'energia totale di 290 MeV nel c.m. : la molteplicità e il rapporto fra i numeri di mesoni delle diverse cariche sembra qualitativamente essere in accordo con le previsioni di un modello statistico nel quale si tenga conto della presenza dello stato risonante. Anche nella fotoproduzione di due pioni (Panofsky, 5^a e 6^a Rochester Conference) tale effetto spiegherebbe il dato sperimentale secondo il quale il rapporto fra mesoni negativi e mesoni positivi in prossimità della soglia è solo dell'ordine di qualche per cento.

Sembra dunque che questi processi (quando cioè il pione non ha un'energia ben definita dalla cinematica) non possano dare grandi indicazioni sull'interazione mesone-nucleone ad energie maggiori della risonanza $3/2, 3/2$.

Al contrario nella fotoproduzione singola di pioni il mesone prodotto ha un'energia cinetica nel c.m. di circa 400 MeV. Questo fenomeno sembra perciò il più adatto, assieme allo scattering mesone-nucleone allo studio dell'interazione mesone-nucleone oltre la risonanza.

E' noto che l'energia disponibile nel c.m. quando un nucleone fermo assorbe un γ di 1000 MeV è circa eguale a quella disponibile quando un nucleone fermo assorbe un pione di

energia cinetica 850 MeV nel laboratorio. Alle basse energie (fino alla risonanza) l'andamento delle sezioni d'urto per fotoproduzione di mesone e per scattering (elastico) pione-nucleone è lo stesso (precisamente a causa della presenza dello stato p risonante) quanto si confronti una data energia del γ con un'energia cinetica del pione nel sistema del laboratorio inferiore alla prima di circa 150 MeV.

Ad energie più elevate la Sezione d'urto totale per scattering di π^- contro nucleoni presenta un massimo intorno a 850 MeV che non si trova in quella per i π^+ (Cool, Piccioni e Clark - P.R. 103, 1082).

Diverse interpretazioni sono state date di tale massimo: secondo Feld si potrebbe attribuire a più stati risonanti pione-nucleone ($T = 1/2; J = 1/2, 3/2, 5/2$) mentre secondo Dyson e Takeda potrebbe invece derivare da uno stato risonante pione-pione (rispettivamente di $T = 0$ e $T = 1$).

Lo studio della sezione d'urto per fotoproduzione singola potrebbe portare un'utile contributo alla soluzione di questo problema. Pur non potendo ancora fare previsioni precise si può già dire che l'assenza di un secondo massimo in sezione d'urto potrebbe permettere di escludere la prima alternativa: è ancora difficile asserire se viceversa la presenza del massimo possa fare escludere la seconda. Sarebbe anche necessario a questo scopo separare dalla sezione di urto totale di scattering la parte elastica.

Come ordine di grandezza si può prevedere che le sezioni d'urto totali per fotoproduzione singola siano dell'ordine di $1 \pm 5 \cdot 10^{29}$ cm² a 1000 MeV.

Sulle modalità sperimentali e le relative difficoltà il relatore non è competente a pronunciarsi.

Morpurgo: chiede se, per effetto di un fattore di forma protonico, la sezione d'urto potrebbe ridursi, a certi angoli, di molto (10 o 100).

Bernardini: sinora si è in genere constatata una certa insensibilità ai fattori di forma.

Touschek: propone di dare maggior peso alle esperienze di produzione doppia. Si hanno indicazioni su una notevole probabilità di produzione di due pioni in urti nucleone - nucleone.

Cini: la fotoproduzione doppia è in programma per un'altro gruppo.

Bernardini: ritiene che Cini si riferisse a pioni neutri. Il nucleone si comporta come un bipolo magnetico che assorbe i fotoni i quali lo mettono in vibrazione. Tramite il suo

spin il nucleone è accoppiato con il campo mesonico al quale trasferisce questa eccitazione.

Cini: pensa che l'interazione magnetica avvenga solo a basse energie.

Gatto: esistono però punti di vista opposti, ma per quel poco che ne sappiamo possono essere altrettanto validi, da cui si deduce che se c'è la risonanza con π incidenti c'è anche con γ incidenti. Per esempio si può pensare che la risonanza sia dovuta alla possibilità di emettere i π finali con energie di risonanza relative al nucleone finale. Secondo un tale punto di vista la risonanza dipenderebbe più che altro dalla energia totale e non dal modo come essa viene comunicata (per esempio mediante un bosone π o mediante un bosone γ), e semmai piuttosto da certi numeri quantici del sistema (per esempio la carica totale). E' chiaro che in questo caso l'esperienza direbbe di meno.

Salvini; a proposito delle tecniche sperimentali interessate nella fotoproduzione osserva che la fotoproduzione di pioni va studiata a 1000 MeV con l'aiuto di analizzatori magnetici. Non si può lavorare con telescopi con assorbitori (come ad esempio hanno fatto a Caltech a 500 MeV). Il fatto che a 1000 MeV si abbia una non trascurabile fotoproduzione multipla da luogo a difficoltà nella determinazione dell'energia del γ fotoproduttore (processi a molti colpi). Non si può escludere inoltre che le statistiche saranno peggiori a causa delle sezioni d'urto più basse. E' anche da notare che a 1000 MeV diviene difficile usare diaframmi per definire il beam primario. Occorre insomma prepararsi in tempo ad una sperimentazione che dovrà essere di alta classe.

Bernardini: pur associandosi a Salvini pensa che la necessità di escogitare nuove tecniche dia luogo piuttosto ad un certo ottimismo circa l'attività scientifica futura. Cita la tecnica dei rincuoli che diviene estremamente importante ad alta energia; quella dei contatori a Xenon (che hanno tempi di salita molto brevi e sono rigorosamente proporzionali); e lo sviluppo dei grandi contatori di Cerenkov, che saranno pronti tra due o tre anni, ai quali conviene dedicare moltissima attenzione.

Budini: chiede se nell'interpretazione dei risultati ad alta energia non si debbano modificare sostanzialmente le teorie basate sul cutoff.

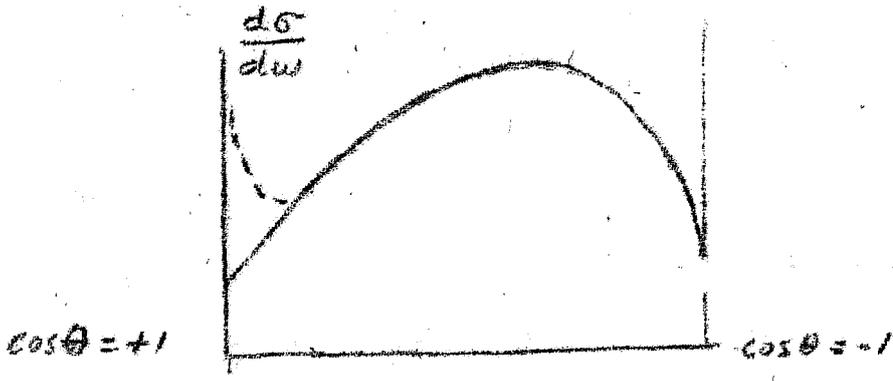
Tauschek: nota che i π^0 che si osservano non sono in genere stati sempre π^0 ma possono per esempio essere π^- che divengono π^0 per scambio di carica. Quindi le difficoltà con i mesoni carichi sono in pratica sempre presenti.

Bernardini: fatti sperimentali circa la fotoproduzione sin
gola. Nonostante i bei lavori di Caltech c'è ancora molto
da fare oltre la risonanza a 300 MeV. Riguardo alla strut-
tura della nuvola mesonica ed ai fattori di forma ad essa
associati ricorda l'esperienza di Hofstadter. L'interpre-
tazione (specialmente a grandi angoli) dello scattering
elettrone-nucleone porta a concludere che il nucleone ha
carica e momento magnetico distribuiti allo stesso modo
nello spazio in una regione di raggio dell'ordine $0.7 \frac{\hbar}{mc}$.
Il punto importante è che questa distribuzione comune non
ha una forte singolarità al centro.

Le densità di carica e momento magnetico $\rho(x, k)$, $\mu(x, k)$.
sembrano piuttosto insensibili all'energia ω dell'elettro-
ne incidente almeno tra 200 e 400 MeV. Hofstadter stima che
la variazione sia del 15 o 20% tra 200 e 400 MeV; ne conse-
gue una certa rigidità del nucleone. Altri fatti in favore
della rigidità del nucleone: lo scattering $\pi - N$ (come
già suggerito da Fermi a Varenna). La distanza media del
pione negli assorbimenti e riemissioni è ancora al stes-
so raggio $0.7 \frac{\hbar}{mc}$.

I russi hanno studiato lo scattering $\pi^+ + p$ e $\pi^- + p$ si-
no a 400 - 450 MeV: l'analisi delle fasi si può fare con
le onde S e P o anche con l'aggiunta di un'onda D. Se ef-
fettivamente vi sono delle onde D, risulta che l'onda S ha
un comportamento regolare (cioè $\gamma^{\pi^+ + p} = \gamma$) sino ad ener-
gie di circa 400-450 MeV; cioè il "parametro d'urto" per
l'onda S è ancora lo stesso raggio $0.7 \frac{\hbar}{mc}$. I russi
hanno inoltre studiato intensamente la reazione $P + P \rightarrow D + \pi^+$
e la $P + N \rightarrow D + \pi^+$ (come già Hildebrand, a bassa energia, a
Chicago). In questo processo interviene lo stato isebari-
co; l'attesa forte dipendenza dall'energia non è stata pe-
rò riscontrata ed anzi la sezione d'urto si mantiene costan-
te sino ad energie elevate, tornando ad un certo punto mol-
to bruscamente a zero.

Da questo segue ancora l'importanza della fotoproduzione
singola di π carichi nel rivelare la nuvola mesonica. A
questo proposito nelle esperienze di Caltech a 350-400 MeV
si hanno sorprese per la distribuzione angolare ad alta
energia. A bassa energia la distribuzione angolare è una
parabola in $\cos^2 \theta$; ad alta energia ci si aspetterebbe devia-
zioni come quella punteggiata in figura.



I risultati di Caltech non sembrano affatto di questo tipo.

Termina insistendo sul fatto che preparando l'apparecchiatura per un certo esperimento spesso ci si trova con l'apparecchiatura pronta per un'esperienza migliore.

b) Salvini, Gatto, Sona, riferiscono (nell'ordine) su:

Fotoproduzione di mesoni pesanti e di iperoni.

Salvini: I° L'esperienza dimostra che i mesoni pesanti e gli iperoni non sono prodotti singolarmente ma almeno a coppie. Sino ad ora si sono osservate queste particelle in processi d'urto pione-nucleo e nucleone-nucleo; ma ragionevoli assunzioni (p.e. che il fotone abbia stranezza zero) ci portano a pensare che la produzione non sia singola neppure nei processi di fotoproduzione. Non è stato ancora osservato nessun processo di fotoproduzione di particelle strane, né esso è stato cercato, per mancanza di elettrosincrotroni di sufficiente energia. E' da supporre che presto questi processi vengano cercati e probabilmente osservati con i due elettrosincrotroni di Cornell (1000 MeV) e Caltech (1200 MeV) da poco entrati in funzione. Tra i processi più ovvi di fotoproduzione ai quali si può pensare ricordiamo i seguenti:

- 1) $\gamma + p \rightarrow \lambda^0 + \theta^0$
- 2) $\gamma + p \rightarrow \lambda^0 + \Sigma^+$
- 3) $\gamma + p \rightarrow \Sigma^+ + \theta^0$
- 4) $\gamma + p \rightarrow \Sigma^0 + \theta^+$
- 5) $\gamma + p \rightarrow \theta^0 + \theta^+ + \pi$
- 6) $\gamma + p \rightarrow \theta^0 + \theta^0 + p$
- 7) $\gamma + p \rightarrow \theta^- + \theta^+ + p$

ove γ indica un fotone; p, n, indicano il protone ed il neutrone. Nella tabella I) sono riportate le energie E_γ

di soglia per questi processi. La tabella è fatta assumendo che la massa dei K^+ sia la stessa per tutte le reazioni ($m_{K^+} = m_{K^0} = m_{K^-}$) e che la massa del neutrone sia uguale alla massa del protone libero.

Tab. I° - Energie di soglia delle reazioni 1), 2), 3), 4), 5), 6), 7).

Reazione	(1)	(2)	(3)	(4)
	T=0	T=5MeV	T=10MeV	T=15MeV
1), 2);	910 MeV	820	786	760
3), 4)	1040 MeV	938	899	870
5), 6), 7)	1507 MeV	1359	1303	1261

L'energia di soglia per urto contro protoni liberi è data nella colonna (1) (T=0).

Come si vede, il nostro elettrosincrotrone ($E_{max}=1000$ MeV) permette di osservare soltanto le reazioni 1) 2) se si assume l'urto contro protoni fermi nel sistema del laboratorio (bersaglio di idrogeno). Infatti già i processi 3), 4) hanno soglia a 1040 MeV, 40 MeV oltre il limite previsto per la nostra macchina. La situazione è diversa (sono grato al Prof. Touschek per la discussione di quanto segue) se si considera la fotoproduzione d'urto contro i protoni (o i neutroni) dei nuclei composti, per il ben noto fatto che questi protoni si possono considerare in moto rispetto al laboratorio, con una energia cinetica di "vibrazione" entro il nucleo dell'ordine di qualche MeV. In questo caso la soglia di produzione per un osservatore che sia fisso con il laboratorio oscilla ampiamente, e si abbassa se si suppone che l'urto avvenga nel momento in cui il vettore quantità di moto del protone è diretto contro il fotone. L'energia di soglia E'_γ diviene in questo caso:

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1}{\beta + \beta \gamma} \quad \text{ove} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad ; \quad \beta \gamma = \frac{v}{c} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

e v è la velocità del protone entro il nucleo, rispetto al laboratorio entro il quale il nucleo è supposto fermo (I). Nelle colonne (2), (3), (4) della tab. I° si sono date le soglie nel caso, rispettivamente, che il protone si muova con energia cinetica $T = 5, 10, 15$ MeV contro il fotone all'istante dell'urto.

(I) Segré, Experimental nuclear physics, vol. II°

Come si vede, le reazioni di fotoproduzione 3),4) divengono accessibili al nostro elettrosincrotrone se fatte contro protoni dei nuclei composti. Il Dott. Gatto farà presenti alcuni problemi che si possono indagare con l'urto contro nuclei composti.

2°- Possiamo ora domandare quali disposizioni sperimentali sono possibili per la rivelazione dei processi I) - 7). Naturalmente quanto segue è solo indicativo e non sufficientemente meditato.

Per fissare le idee, abbiamo considerato le reazioni I),2) che si possono studiare con il nostro elettrosincrotrone anche contro H₂.

Si tratta di un problema di due corpi (con masse variate all'urto), e quindi la cinematica della reazione è completamente definita quando si conoscano, oltre la direzione del fotone incidente, due altre coordinate libere, per esempio la quantità di moto del K⁺ (direzione e modulo). Sarà allora possibile ricavare anche l'energia del fotone incidente che ha prodotto la reazione. Questa energia è a priori ignota, poichè il fascio di fotoni non è ovviamente monocromatico ma fa parte di uno spettro di bremsstrahlung. Possiamo quindi pensare ad una posizione sperimentale del tipo di Fig. I

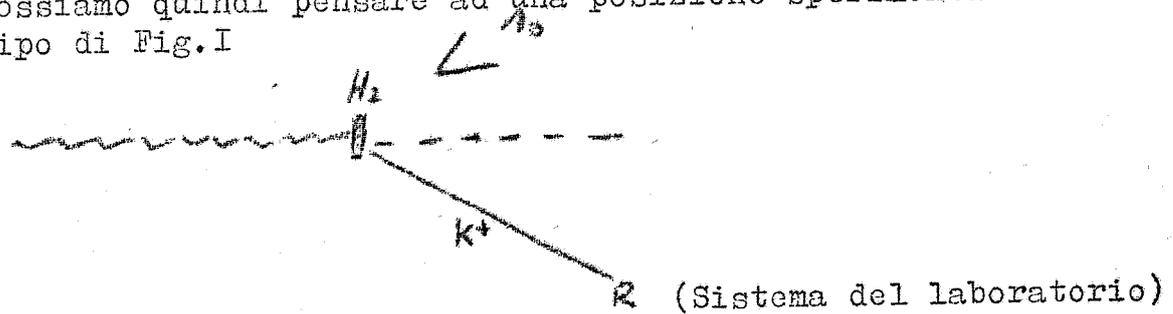


Fig. 1

I fotoni urtano contro idrogeno, i mesoni K⁺ vengono emessi a diversi angoli α , entro un cono il cui angolo massimo è $\alpha_{max} = 40^\circ$ per un fotone incidente da 1000 MeV. L'iperone Λ_0 disintegra entro pochi cm., essenzialmente entro la targhetta stessa di idrogeno.

Proviamo a precisare una disposizione sperimentale che riveli e riconosca il K⁺, la cui vita media ($\sim 10^{-8}$ sec.) permette una geometria con distanze sino ad alcuni metri. Per fissare le idee, noi abbiamo scelto un'angolo $\alpha = 24^\circ$ e per questo caso abbiamo sviluppato qualche calcolo cinematico. L'angolo α è scelto come buon compromesso tra $\alpha_{max} = 40^\circ$ e quella regione angolare (circa $-15^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$) entro la quale sono ancora molto intensi i "fondi" dei processi elettromagnetici. Questi processi hanno distri

buzioni con angoli relativamente piccoli, ma sono molto intensi anche contro H₂.

L'ungo il canale $\alpha = 24^\circ$ un osservatore posto in R riceve (2):

mesoni π^+ : tutti i π emessi da fotoni di $E_\gamma = 150$ MeV con $\alpha = 24^\circ$, e quindi con una quantità di moto variabile tra circa 0 e 910 MeV/c. Questi pioni sono prodotti in processi singoli o multipli.

Protoni: tutti i protoni delle reazioni $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$; $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + p'$ etc. con una quantità di moto compresa tra 0 e 1140 MeV/c.

Mesoni K⁺ (nei tipi ϕ^+ o τ^+) : tutti i K⁺ con una quantità di moto compresa tra circa 100 e 440 MeV/c, pari ad un'energia cinetica tra 10 e 170 MeV (3).

Elettroni ed altre particelle: questo fondo dipenderà dalla nostra particolare distribuzione sperimentale.

Nella Figura 2 è rappresentata a titolo indicativo l'uscita di questo "canale" a 24° .

Il rivelatore R messo come in figura 1 dovrebbe quindi distinguere al loro passaggio queste diverse particelle, impiegandone le diverse proprietà elettromagnetiche e nucleari. Facciamo alcune osservazioni su queste possibilità di identificazione.

Una identificazione delle particelle in base alla pura differenza di massa, quale potrebbe farsi ad esempio con tecniche di ossorbitori e contatori che misurassero i percorsi e le ionizzazioni, sembra destinata ad avere scarso successo, poiché si tratta di particelle di elevata energia e che hanno tutte elevata probabilità di interazione nucleare oltre che elettromagnetica con la materia.

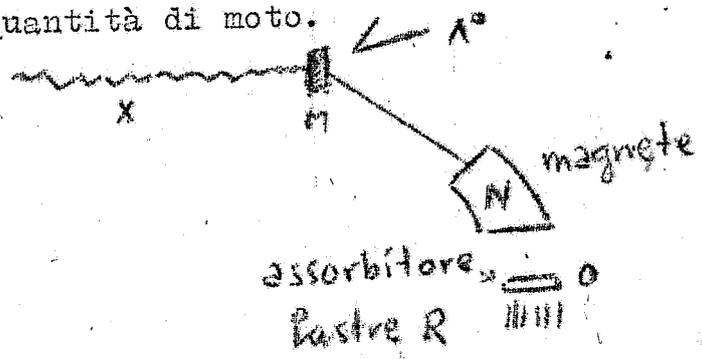
Le possibilità di distinguere con elettronica rapida i K⁺ dalle altre particelle in base al tempo di decadimento non è stata sufficientemente esaminata; sappiamo che a Cornell è allo studio un metodo di questo tipo, impiegando

(2) Il Dr. Sona della Sezione Acceleratore sta elaborando la cinematica relativistica dei processi di fotoproduzione per noi più interessanti.

(3) O energia ancora maggiore, se si considerano i K⁺ prodotti contro nuclei composti (pareti del bersaglio idrogeno etc.)

scintillatori organici. Naturalmente è da tenere presente che i mesoni K^+ saranno una esigua frazione di tutte le particelle presenti nel canale di 24° suddetto e quindi pericolose saranno le casuali. Restano quindi da considerare, parlando delle soluzioni ovvie, quali appaiono da una prima indagine, le tecniche che maggiormente visualizzano le tracce, quali le camere di diffusione, le camere a bolle, le lastre nucleari. Consideriamo brevemente queste ultime.

Se poniamo in R (fig.1) le lastre nucleari, pur precedute da opportuni assorbitori che portino la disintegrazione di K^+ in una regione opportuna della lastra, si vede che le tracce dei protoni e dei K^+ non saranno facilmente distinguibili tra loro se non verso la fine del percorso. Questo perchè, come si vede dai numeri riportati, sono presenti protoni di ogni quantità di moto; e quindi di ogni ionizzazione, da 0 sino a 1140 MeV/c. L'esplorazione della lastra risulterebbe quindi piuttosto faticosa. Può essere molto conveniente usare un campo magnetico deflettore che, come in fig.3, devia le particelle del canale a 24° a seconda della quantità di moto e quindi invia alle lastre R solo particelle (protoni, K^+ , π^+) di un certo intervallo di quantità di moto.



Si prenda ad esempio l'intervallo di impulsi di valore compreso tra 300 e 450 MeV/c entro il quale cadono buona parte dei K^+ prodotti dalla nostra macchina. Il percorso in lastra nucleare delle particelle in tale intervallo di impulso è compreso nei seguenti limiti:

- π^+ percorso maggiore di 20 cm.
- K^+ " compreso tra 3,6 e 12 cm.
- p " " " 0,8 e 3,2 cm.

cercando quindi dopo un assorbitore pari a 3,5 cm. di lastra si escludono i protoni, i π restano relativistici e l'osservatore può immediatamente riconoscere i K^+ all'ingresso. Intensità. Il Dr. Sona farà alcune previsioni di larga massima sulla sezione d'urto totale di fotoproduzione dei K^+ .

Sia essa indicata con G_t .

Il numero di K^+ creati nel tempo T è dato da:

$$R = 20 \times t \times G_t \times N \times a \times n$$

20 = numero di impulsi al sec. dell' e.s.

t = tempo di bombardamento in sec.

N = numero di fotoni /impulso di energia > 909 MeV

a = spessore della targhetta di H_2 in g/cm^2

n = numero di protoni della targhetta per gr.

Assumendo $t = 3600$ sec.; $G_t = 10^{-30} cm^2$ (V.Relaz.Sona);

$N = 10^8$; $a = 1$; $n = 6 \times 10^{23}$ si ha :

$R = 4 \times 10^6$ mesoni K^+ / ora integrato su tutte le direzioni e momenti.

Nell'ipotesi semplificativa e grossolana che i K^+ abbiano distribuzione isotopa nel laboratorio entro il cono di 40° di apertura che è come si è detto il massimo permesso; che il percorso MNO (Fig.2) sia di circa 2 mt. e che le lastre siano in un pacco di 2,5 cm. di spessore (p.e. 42. lastre da 600 micron) di formato $10 \times 17 cm^2$, presentato di costa al beam col lato lungo ortogonale alle traccie, allora il numero r di K^+ incidenti sulle lastre diviene circa 2×10^3 mesoni K^+ / ora.

In un irraggiamento di 2 ore si hanno circa $4 \times 10^3 K^+$ distribuiti in $40 cm^2$ di ingresso alle lastre, quindi con un'area media per K^+ (area ortogonale alla traccia) di circa 10^6 micron².

Il numero di traccie di pioni nelle stesse lastre sarà certamente maggiore del numero dei K^+ . Naturalmente nella regione per noi interessante si tratta essenzialmente di mesoni che ionizzano intorno al minimo. Il rapporto s tra i

π^+ ed i K^+ non è stimabile. Assumendo che il rapporto tra le sezioni d'urto di fotoproduzione dei π^+ alle corrispondenti sezioni dei K^+ sia un numero compreso tra 10 e 100 e che i π^+ sono prodotti anche (ed essenzialmente) da protoni di energia $150 \leq E_p \leq 900$ MeV si può arrischiare di dire che potrebbe essere nei limiti $100 \leq s \leq 5000$. Questo porta ad una area media di circa $10^6/s$ micron² per mesone π^+ relativistico, nel caso peggiore pari a 200 micron². Questo valore (ho discusso questi numeri con il Prof. Franzinetti del gruppo lastre di Roma) è un limite di affollamento di particelle accettabile, o no nella nostra lastra a seconda dello scopo di questa ricerca.

Se noi vogliamo essenzialmente mettere in evidenza il processo di fotoproduzione e fare solo una prima distinzione tra i L^+ (che disintegrano con particelle non al minimo)

e gli altri K^+ , l'affollamento detto è accettabile (4). Se vogliamo (e questa informazione prima o poi sarà desiderata) poter dare le statistiche separate di tutti i vari modi di decadimento dei K^+ fotoprodotti ($K(2\pi)$, $K(2\pi)$, $K(3\pi)$, $K(\pi)\pi(\pi)$) allora la ricerca diverrà più delicata, tutto il problema va ancora esaminato e l'affollamento detto è eccessivo.

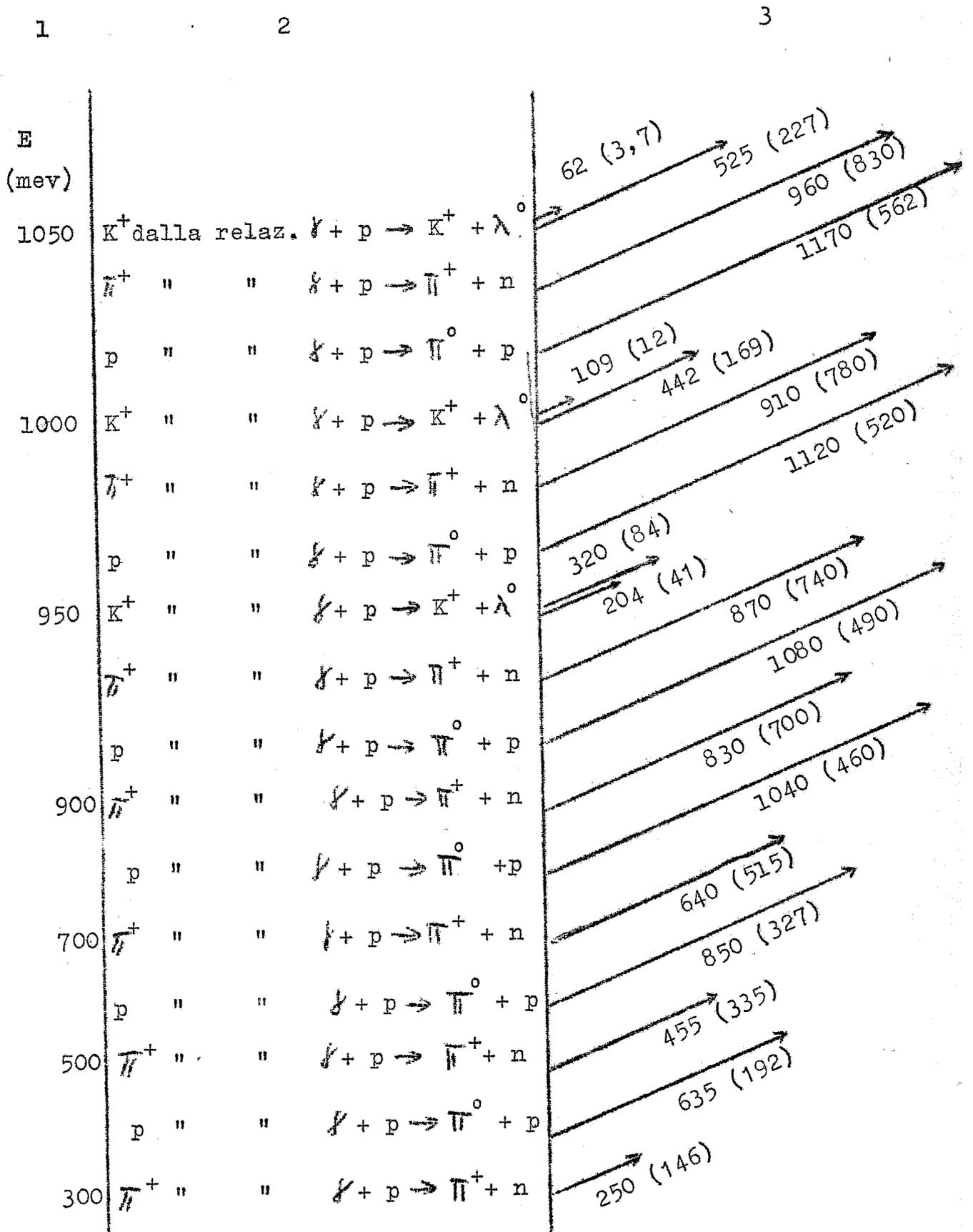
Ripetiamo che quanto qui detto è solo approssimato e che deve ora iniziare un ampio esame delle reazioni più interessanti di fotoproduzione di mesoni K carichi e neutri e degli associati iperoni, impiegando lastre ed altre tecniche.

Per quanto riguarda in generale il programma di ricerca con le particelle strane ricordo che a Caltech è in progetto una camera a bolle con liquido di elevato numero atomico (Z elevato). Il fascio di protoni produce gli iperoni ed i mesoni dentro la camera o in H_2 che dalla camera sia in qualche modo circondato. Uno strumento di questo tipo è di notevole interesse. In particolare con esso diviene possibile la rivelazione diretta dei π^0 attraverso la conversione in coppie dei fotoni di decadimento. La possibilità di osservare i mesoni neutri ed i fotoni è di fondamentale importanza nello studio dei K e degli iperoni.

(4) Il tempo per l'esame del pacchetto di lastre detto (42 lastre da 600 micron, formato $10 \times 17 \text{ cm}^2$) può stimarsi incirca 20 mesi uomo.

Didascalia della Figura 2 (V. pag. successiva)
Particelle elementari emesse ad un'angolo $\alpha = 24^\circ$ (V. Fig. 1) nell'urto fotone+protone (idrogeno)

Poichè i protoni non sono ovviamente monocromatici ma hanno un aspetto di bremsstrahlung si danno le energie delle particelle emesse nell'urto da fotoni di varia energia iniziale. Questi dati sono stati calcolati per lo studio preliminare della reazione $\gamma + p \rightarrow \lambda^0 + K^+$ (V. testo). Nella colonna 1° diamo l'energia del fotone incidente. Nella colonna 2° si specifica la particella creata o diffusa in esame e si indica la reazione dalla quale essa proviene. Nella colonna 3° si indicano le quantità di moto in MeV/c e l'energia in MeV della particella indicata in colonna 2°, alla stessa riga (l'energia è indicata in parentesi) ad un angolo di 24° .



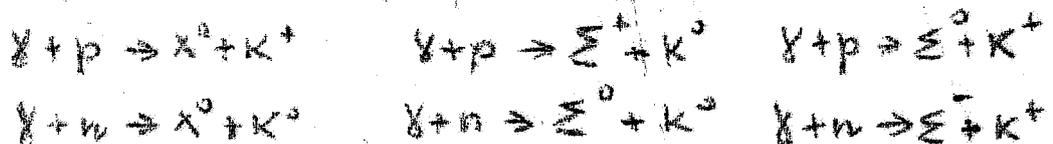
Gatto: premettiamo alcuni brevi cenni sullo stato attuale del problema dei mesoni pesanti.

Dall'analisi di Dalitz risulta che se parità e momento angolare sono conservati nei decadimenti $K_{S\pi}^+ \rightarrow K_{L\pi}^+$, questi due decadimenti non possono essere dovuti alla stessa particella. D'altra parte è noto che tutti gli altri risultati sul K sono consistenti con l'ipotesi di un solo mesone. Può l'analisi di Dalitz essere sbagliata? Bisogna dire che: primo si tratta di un risultato basata interamente sulla attuale statistica dei $K_{S\pi}^+$, secondo, la teoria stessa potrebbe essere eccezionalmente sbagliata, p.e. se il tau che decade ha un raggio molto grande (notiamo che se si calcola con una teoria statistica il rapporto tra la frequenza dei $K_{S\pi}^+$ e quella dei $K_{L\pi}^+$ occorre un raggio molto grande per ottenere il risultato giusto). Tuttavia sembra veramente difficile che la teoria sbandi tanto da rendere dubbio il risultato di Dalitz.

Assemmando il risultato di Dalitz bisogna trovare una soluzione. Sono state proposte due strade. Primo, assumere che la parità non sia conservata nelle interazioni deboli: questo spiegherebbe ogni cosa eccellentemente con un solo mesone. Vi sarebbero possibili prove sperimentali indipendenti ma ancora non concluse (è possibile evidentemente ottenere dei test anche dalle correlazioni angolari in fotoproduzione). Un secondo punto di vista è quello di assumere che ci siano infatti due mesoni, anzi ci devono essere in virtù di un principio di simetria, l'invarianza della Hamiltoniana forte per coniugazione di parità. Anche qui dei test sperimentali indipendenti sono stati immaginati da vari autori ma ancora non c'è niente di deciso sperimentalmente (evidentemente anche su questo darebbero informazioni le correlazioni angolari in processi di fotoproduzione). Questo secondo punto di vista spiega la coincidenza delle proprietà dei due mesoni finché ci sono interazioni forti ma non dice niente circa i loro processi deboli. Cioè per esempio non spiega la coincidenza delle vite medie. A questo punto, come anche per la questione delle differenze di massa molto importante per i test con angoli di cui si parlava prima, interviene il problema della interazione elettromagnetica. Se l'interazione elettromagnetica non è in variante per coniugazione di parità allora le differenze di massa possono risultare abbastanza grosse da permettere un decadimento γ tau - teta per esempio in un tempo comparabile con la vita media del tau stesso; se il teta ha vita media tanto breve da non essere mai stato visto in produzione diretta, ma solo come prodotto del de

cadimento gamma del tau, si può spiegare la coincidenza delle vite medie apparenti e tutto il resto (la cosa però sembra un poco difficile se ci si mettono dei numeri). Se l'interazione elettromagnetica è in-variante per coniugazione di parità la differenza di massa tau-teta è piccolissima e la transizione elettromagnetica avverrebbe solo in tempi estremamente lunghi. In questo caso la coincidenza della vita media va spiegata a parte. Ora, in che modo le esperienze di fotoproduzione distinguerebbero tra le due possibilità: interazione elettromagnetica in-variante o no per coniugazione di parità? Si può facilmente mostrare che se l'interazione elettromagnetica è invariante per coniugazione di parità le frequenze relative dei vari modi di decadimento K dovrebbero risultare quelle stesse già misurate con le macchine, cioè in produzione da nuclei e da mesoni, già trovate coincidenti entro gli errori con quelle misurate in raggi cosmici. Per questa esperienza basta solo prendere un numero sufficiente di K provenienti da un qualsivoglia processo di fotoproduzione, farli decadere per esempio in lastre e misurare le frequenze dei vari modi di decadimento. (A proposito della minimalità dell'interazione elettromagnetica è opportuno osservare, per quanto di solito non venga messo nella dovuta evidenza, che già la selezione dei processi possibili a quelli che conservano la stranezza è necessaria nel caso di interazione minimale, ma può benissimo non risultare vera se la interazione non è minimale. Per esempio un'interazione con un termine in γ potrebbe dar luogo alla produzione singola di mesoni K).

I più semplici processi di fotoproduzione compatibili con la conservazione della stranezza sono:



Vogliamo qui riportare alcune considerazioni analoghe a quelle fatte a suo tempo da Watson per la fotoproduzione di pioni.

Consideriamo le reazioni di produzione in idrogeno



Assumiamo Σ con spin 1/2 e K con spin 0. Chiamiamo w il prodotto della parità relativa del Σ rispetto al protone per la parità del K. Gli stati finali S o P pos

sibili sono:

$S_{1/2}$	con parità totale	w
$P_{1/2}$	" "	" -w
$P_{3/2}$	" "	" -w

se $w=-1$ si hanno le transizioni

E1	stato finale:	$S_{1/2}$
M1	" "	: $P_{1/2}$
M1	" "	: $P_{3/2}$
E2	" "	: $P_{3/2}$

se $w=1$ si hanno le transizioni

E1	stato finale:	$P_{1/2}$
E1	" "	: $P_{3/2}$
M1	" "	: $S_{1/2}$
M2	" "	: $P_{3/2}$

come si vede il comportamento è fortemente diverso nei due casi. Nello stato finale lo spin isotopico può assumere i valori $1/2$ e $3/2$. Per ognuna delle transizioni indicate vi sono due ampiezze distinte in corrispondenza dei due stati di spin isotopico possibili. Il requisito del timere versal da le fasi di queste ampiezze mediante le fasi dello scattering sigma-K. A differenza però dal caso pione-nucleone le fasi dello scattering sigma-K non sono facilmente misurabili. Quindi non si può dire che la cosa semplifichi il problema dell'analisi fenomenologica (16 coefficienti reali da determinare con stati S e P soltanto). Resta sempre però che il requisito del time-reversal pone delle limitazioni per le fasi della scattering sigma-K. Queste fasi anche se non misurabili direttamente dovrebbero essere in linea di principio calcolabili da una teoria delle interazioni forti. A parte queste informazioni sulle fasi dello scattering sigma-K sarebbero di utilità in vista di possibili teorie fenomenologiche di altri processi, ad esempio produzione associata di sigma+K da pioni, ecc. L'analisi è dello stesso tipo di quella di Walson. Consideriamo per esempio la transizione E1 che porta alla stato finale $S_{1/2}$ nel caso $w=-1$, processo presumibilmente predominante se molto vicini alla soglia. Gli stati puri di spin isotopico sono:

$$Y_{3/2} = \sqrt{\frac{1}{3}} (K^+ E^+) + \sqrt{\frac{2}{3}} (K + E^0)$$

$$Y_{1/2} = \sqrt{\frac{2}{3}} (K^0 E^+) + \sqrt{\frac{1}{3}} (K + E^0)$$

chiamiamo $\delta_{3/2}$ e $\delta_{1/2}$ le fasi dello scattering sigma-K nei relativi stati $S_{3/2}$ con $T = 3/2$ e $1/2$ rispettivamente. Segue dalla unitarietà e simetria della matrice S che la ampiezza di fotoproduzione nello stato S è data da:

$$a e^{i\delta_{3/2}} y_{3/2} + b e^{i\delta_{1/2}} y_{1/2}$$

dove a e b sono numeri reali. Questa limitazione può por-
si sotto diverse forme a seconda dei casi. Se per esempio
 $|\delta_{3/2} - \delta_{1/2}| < \pi$ ed in particolare se le fasi sono pic-
cole si ricavano delle limitazioni per il rapporto

$$\frac{g}{f} \frac{1}{\sin^2(\delta_{3/2} - \delta_{1/2})} \geq \frac{\sigma(\pi + n \rightarrow \pi^+ K^+)}{\sigma(\pi + n \rightarrow \pi^+ K^0)} \geq \frac{2}{9} \sin^2(\delta_{3/2} - \delta_{1/2})$$

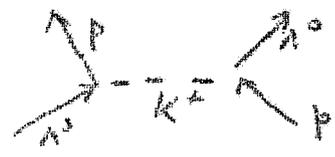
E' noto qual'è il senso fisico di tale risultato. Se esi-
ste uno scambio di carica sigma-carica esisteranno delle
restrizioni per il rapporto delle due sezioni d'urto in-
dicato sopra in quanto uno scattering con scambio di cari-
ca interno può far passare da una reazione all'altra. In
conclusione: un'analisi fenomenologica alla Watson può far-
si senza particolari difficoltà; le fasi delle ampiezze
complesse non sono però facilmente misurabili come nel ca-
so della fotoproduzione di pioni con esperienze indipenden-
ti. Quindi l'interpretazione fenomenologica dei risultati
è molto più complessa. Inoltre può aggiungersi la comples-
sità dovuta alla suggerita degenerazione del K nel tau e
nel teta. E' difficile prevedere come si procederà. Forse
con modelli particolari come fatto da Watson per la foto-
produzione di pioni. Forse con calcoli perturbativi, in
mancanza d'altro. Ma è anche probabile che le relazioni
di dispersione per le ampiezze richieste siano in grado
di fornire alcune informazioni.

Sona: la reazione $\gamma + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+$ (a) è sotto molti
aspetti simile alla reazione $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ almeno
dal punto di vista della teoria, perchè le ipotesi più sem-
plici che si possano fare sullo spin e la parità delle par-
ticelle prodotte sono:

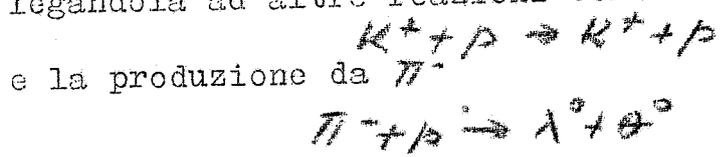
$$\begin{array}{llll} \text{Spin della } \Lambda^0 & = & 1/2 & (1) \\ \text{" del } K^+ & = & 0 & \\ \text{parità " } K^+ & = & \begin{array}{l} + \text{ per i } \Theta^+ \\ - \text{ per i } \bar{\Gamma}^+ \end{array} & \text{oppure} \begin{array}{l} - \text{ per i } \Theta^+ \\ + \text{ per i } \bar{\Gamma}^+ \end{array} \end{array}$$

(1) Le correlazioni angolari nella disintegrazione della
 Λ^0 sembrano indicare però che la Λ^0 deve avere spin
> 1/2 (V. G. Morpurgo, Nuovo Cim. Serie X, III, 1069-
1956)

Se si ammette che ci sia fra la λ^0 e il p un'interazione attraverso il K^+ simile a quella fra due nucleoni attraverso il pione e rappresentabile con il grafico

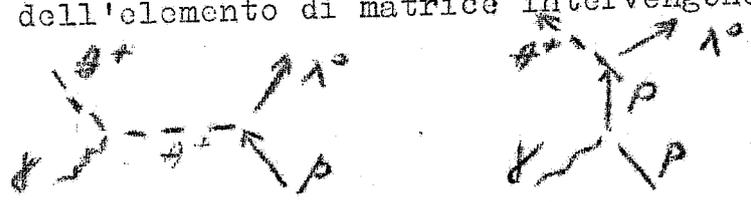


si può pensare di trattare teoricamente la fotoproduzione dei K in modo analogo alla fotoproduzione dei pioni, collegandola ad altre reazioni come lo scattering



mediante una teoria fenomenologica. Mancano però finora dati sufficienti per fare questo e per valutare solamente l'ordine di grandezza della sezione d'urto totale della (a) si può eseguire un calcolo perturbativo partendo da un'interazione scalare o pseudo scalare fra il p, la λ^0 ed il K^+ , con i valori indicati prima per gli spin della λ^0 e del K.

Nel calcolo dell'elemento di matrice intervengono i due grafici



Questo calcolo perturbativo da un risultato proporzionale a $g^2/4\pi =$ costante d'accoppiamento dell'interazione $\lambda^0 p K^+$ con $g^2/4\pi = 1$ e per un'energia del fotone di 1000 MeV nel laboratorio si ottiene:

$$\sigma_{\text{totale}} = 1,4 \times 10^{-30} \text{ cm}^2 \quad \text{per l'acc. scalare}$$

$$\sigma_{\text{totale}} = 0,7 \times 10^{-30} \text{ cm}^2 \quad \text{" " pseudo scalare}$$

e la sezione d'urto cresce sempre dalla soglia (circa 910 MeV) fino a più di 1050 MeV.

Per quello che riguarda il valore più ragionevole di $g^2/4\pi$ si può avere un'indicazione dall'energia di legame della λ^0 nell'iperframmento ${}^3_1\text{H}$ (Iwao, Progr. theor phys. 13, III, 1955). Calcolando anche questa energia di legame con la teoria perturbativa e cercando il valore di $g^2/4\pi$ che si adatta al valore sperimentale dell'energia di legame Iwao trova circa 1 per l'accoppiamento scalare. Dati sperimentali più recenti di quelli utilizzati da Iwao (V. Haskin Bowen, Glasser, Schein; Phys. Rev. 102, 244, 1956) danno dei valori più bassi di un fattore 2 o 3 per l'energia di

legame e quindi un valore minore (non proporzionalmente) per la costante di accoppiamento. Non è stato eseguito lo stesso calcolo per l'accoppiamento pseudoscalare; però sembra che in questo caso la stessa energia di legame va da spiegata con un valore $g^2/4\pi$ minore di quello che è necessario per l'accoppiamento scalare (vedi G. Wentzel-Phys. Rev. 101; 835 (1956) per l'intensità del potenziale di Yukawa sulla λ^2). Queste considerazioni portano tutto a valori della sezione d'urto minori di quelli indicati sopra. Il rapporto dei pesi statistici fra le due reazioni

$$\gamma + p \rightarrow \lambda^0 + K^+$$

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$$

è 1/3 per un'energia del fotone di 1000 MeV nel laboratorio. Se si estrapolano grossolanamente ad energie più grandi di quelle finora ottenute le curve che danno la sezione d'urto per i π^+ se non ci sono altre risonanze si trova che a ~1000 MeV la $\sigma(\pi^+)$ è circa $1 \times 10^{-29} \text{cm}^2$ e così ne verrebbe un valore della $\sigma(K^+)$ di circa $3 \times 10^{-30} \text{cm}^2$ se la forma e l'intensità dell'interazione è simile nei due casi. Da queste considerazioni non si può ricavare più che l'ordine di grandezza della sezione d'urto $\sigma(K^+)$ e anche questo con molta incertezza $\sigma(K^+) \sim 10^{-30} \text{cm}^2$.

Puppi: osserva che sarebbe preferibile una teoria fenomenologica analoga a quella che si fa per la fotoproduzione di pioni.

c) Borsellino e Salvini riferiscono sulle esperienze di elettrodinamica pura. Salvini comunica che Ferretti è assente per impegni ma ha inviato una estesa relazione con proposte di esperienze.

Borsellino: Quanto qui è riferito è il risultato di un colloquio con Salvini che mi ha informato anche di discussioni fatte con Ferretti il quale ha inviato una relazione scritta di cui cercherò anche di riferire qualche punto saliente, anche se essa è da me conosciuta in un modo incompleto. Innanzi tutto occorre intendersi su cosa vuol dire elettrodinamica pura. Consideriamo come puramente elettrodinamici i fenomeni in cui intervengano soltanto fotoni ed elettroni. Tipici esempi sono l'effetto Compton e la produzione di coppie nel campo di un elettrone. In entrambi i casi gli elettroni possono essere considerati liberi, non

legati alla materia.

Le esperienze di elettrodinamica pura ad energie intorno ad 1 BeV possono avere interesse in quanto sottopongono a verifica l'elettrodinamica quantistica, come sistema chiuso, in un intervallo di energia nel quale la sua validità non è stata ancora saggiata con accuratezza.

Non è a priori da attendersi che esperienze sufficientemente precise (qualche %) possano dare soltanto risultati ovviamente prevedibili. Non si tratta cioè di "verificare la trasformazione di Lorentz" che consente di estendere risultati a bassa energia (circa 1 MeV) ad energie più elevate (per esempio attraverso l'applicazione del metodo di Weizsacker-Williams).

Per fotoni da un BeV nel laboratorio, ove gli elettroni siano inizialmente fermi, si trova facilmente che l'energia totale disponibile nel baricentro del sistema fotone più elettrone è

$$E^* = \sqrt{m^2 + 2E_\gamma} \approx \sqrt{2mE_\gamma} = \sqrt{E_\gamma} / (m c^2) \approx 31 \text{ MeV}$$

la lunghezza d'onda del fotone nel baricentro è allora $\lambda_{MeV}^* = \lambda_0 \approx 9.5 \text{ \AA}$ cioè è sensibilmente più grande del raggio classico dell'elettrone. Non ci si devono attendere perciò effetti sensibili derivanti dall'eventuale struttura interna dell'elettrone.

Come osserva poi Ferretti nella sua relazione le correzioni radiottive sia per i propagatori che ai vertici di diagrammi che danno gli effetti all'ordine più basso possono divenire apprezzabili se si eseguono esperienze precise a pochi % (Ferretti).

Un'altro metodo è invece quello di rivolgersi allo studio di processi multipli, come l'effetto Compton doppio.

Va osservato che gli impulsi che entrano in gioco sono già almeno di un ordine di grandezza più grandi di quelli che intervengono nei processi puramente elettrodinamici finora sottoposti ad una verifica sufficientemente precisa. Non è escluso che, se esiste un taglio elettrodinamico, si possano così manifestare delle discrepanze. L'effetto che più sembra adatto a questi scopi e certamente l'effetto Compton nel quale dominano, come è noto, proprio i trasferimenti grandi di impulso. Nel processo di creazione di coppie o di bresstrahlung dominano invece impulsi trasferiti piccoli. Dalla cinematica si ha che l'impulso trasferito minimo è $q_{min} \sim 2m^2/E_\gamma \sim$ un KeV. L'impulso trasferito più probabile è poco maggiore (circa 1.2 q_{min}) mentre l'impulso medio trasferito è circa 2.5 q_{min} (queste valutazioni sono per urto contro nucleo non schermato; le cose non mutano sostanzialmente nel caso dell'urto con

tro elettrone. L'effetto di schermo aumenta la probabilità relativa di trasferimenti grandi; gli impulsi schermati sono quelli al di sotto di $Z^{1/3}$ 5 KeV). Naturalmente anche questi processi possono essere studiati in condizioni di trasferimenti grandi di impulso, ove si sacrificino vari ordini di grandezza nelle corrispondenti sezioni d'urto.

Salvini: all'ultima riunione dell'INFN si decise che a questa riunione avrebbero dovuto riferire brevemente sulle attuali possibilità di un programma di ricerche di elettrodinamica ad alta energia i Proff. Borsellino, Ferretti e Salvini. Sicchè in questa estate, in qualità di membro ine-sperto, ho avuto il piacere di contattare - purtroppo solo separatamente - gli esperti di elettrodinamica Borsellino e Ferretti.

Il Prof. Ferretti ha steso in una sua relazione, poi chè egli è forzatamente assente, i risultati delle discussioni da noi fatte. Io riferirò brevemente sulla attuale situazione sperimentale delle ricerche di elettrodinamica, e sulle prospettive di ricerca con la nostra macchina. Parliamo prima di quelle che Borsellino ha chiamato esperienza di "elettrodinamica pura", e cominciamo dall'effetto Compton fotone-elettrone.

1 - Effetto Compton

a) Esso è il più interessante tra tutti, non solo perchè siamo in presenza di una diffusione con trasferimento di impulso generalmente elevato, ma anche perchè esiste una trattazione matematica del problema, più completa e rigorosa di quella relativa alla produzione di coppie alle alte energie. La giusta ma pur generica osservazione che le sezioni d'urto di pura elettrodinamica ad alta energia debbono essere sperimentalmente verificate perchè non è lecito e ovvio inferire dalle pur precise misure a bassa energia che le sezioni d'urto teoriche ad alta energia debbono accordarsi con l'esperienza, nel caso dell'effetto Compton può quindi notevolmente circostanziarsi.

Il punto di riferimento che sarei portato a prendere in proposito è il lavoro di Brown e Feynman⁽¹⁾: "Radiative corrections to Compton scattering" del 1951.

(1) Brown e Feynman, Phys. Rev. 85, 231 (1951)
J.C. Gunn, Theory of Radiation, ReP. Prog. Phys. 18, 127 (1955)

In esso si calcolano le correzioni di ordine elevato (sino da e^6) alla sezione d'urto Compton differenziale della radiazione non polarizzata nell'urto fotone-elettrone; cioè le correzioni alla formula di Klein Nishina. Si danno inoltre le approssimazioni per basse ad alte energie, come anche i risultati numerici, e si trovano scostamenti dalla sezione d'urto non corretta (di Klein Nishina) dell'ordine dell'1-2%, e crescenti con l'energia.

Volendo quindi sottoporre a verifica sperimentale l'attuale teoria noi dovremmo sperimentare con precisioni assolute nelle sezioni d'urto Compton differenziali dell'ordine dell'1%. Salvo restando beninteso il punto che, nella attuale carenza di verifica sperimentale dell'effetto Compton, sono da desiderarsi anche misure meno precise, mettiamo al 10%, per una prima assicurazione sulla validità della teoria.

b) Cito brevemente (ed in forma incompleta) alcuni dei risultati sperimentali più significativi sino al ora ottenuti sull'effetto Compton.

Berman⁽²⁾ ha misurato in 19 elementi la σ_{tot} per fotoni da 19,5 MeV, separando l'effetto Compton e la produzione di coppie. Non tiene conto delle correzioni radiative di Brown e Feynman⁽¹⁾, poichè la loro correzione non cambierebbe i risultati più che dell'1%, e trova:

$$\begin{aligned}\sigma_{sperim.} &= 0,03025 \pm 0,00065 \text{ barn, contro} \\ \sigma_{teor.} &= 0,03084\end{aligned}$$

Si tratta di un lavoro molto accurato, ed è molto difficile a mio parere ottenere una misura di σ più precisa che questa (2%) a 19 MeV, e sempre più difficile al crescere dell'energia del γ .

Anderson e Coll.⁽³⁾ hanno misurato recentemente la sezione d'urto totale a 319 MeV, con l'elettrosincrotrone di Berkley. Questi autori hanno misurato la sezione d'urto totale Compton in modo indiretto, anzi molto indiretto, come differenza (differenza piccola tra numeri grandi) tra la sezione d'urto totale di interazione dei fotoni attraverso materiali di basso numero atomico, (quale si ricava da misure di attenuazione) e le sezioni d'urto di produzione di coppie. Non riportiamo il procedimento che è piuttosto

(2) Berman, Phys.Rev. 90,210 (1953)

(3) Anderson, Kenney, Mac Donald, Phys.Rev., 102, 1625 (1956)
Interessante la loro breve introduzione culturale al problema, e la bibliografia da essi riportata.

sto delicato e forse porta ad errori non solo statistici e diamo i risultati:

6 Compton totale 319 ± 4 MeV $2,8 \pm 0,4 \times 10^{-27}$ cm² per elettrone

6 Teorico dedotto dalla formula di Klein Nishina $3,02 \times 10^{-27}$ cm²

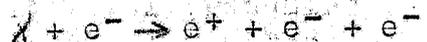
Come si vede siamo ad errori del $\pm 15\%$, e quindi ancora troppo ampi per misure veramente significative. Questo metodo di misura di Anderson e Coll., già rischioso a 300 MeV diviene, credo, quasi impossibile a 1000 MeV dove la probabilità di produzione di coppia resta circa invariata, e l'effetto Compton scende a circa un millibarn. D'altra parte è di massimo interesse conoscere non solo la σ_{tot} ma la distribuzione differenziale dei momenti⁽¹⁾ e questo non può naturalmente farsi che con misure specifiche di effetto Compton, e non con misure indirette come quelle di Anderson e Coll. Ritorneremo dopo aver parlato delle coppie su questo punto.

2 - Produzioni di coppie

a) La bibliografia è più ricca qui, che per l'effetto Compton, ed i risultati ad alta energia sono più precisi. Questo essenzialmente perchè oltre 200-300 MeV la σ_{coppie} diviene definitivamente maggiore che $\sigma_{Compton}$ per ogni elemento, idrogeno incluso. Occorre qui distinguere chiaramente fra due diverse ricerche:

I° - La misura di σ_{totale} per produzione di coppie in un determinato elemento. Questa misura, non rientra in quelle che Borsellino ha chiamato elettrodinamica pura, per la possibile, anche se improbabile in prima approssimazione, influenza di sorgenti non puramente elettriche di campo. Infatti in tale misura sono prevalenti i casi di produzione di coppie nel campo elettrico del nucleo.

II° - La misura della produzione di coppie nel campo dell'elettrone:



che è quindi misura pura nel senso convenzionato. La letteratura è ancora povera di risultati per il caso II°, mentre è ricca nel caso I°.

Per una discussione sulla produzione di coppie occorre precisare anzitutto che la trattazione matematica può essere considerata ancora insufficiente per appoggiare le ricerche che utilizzando la sperimentazione sulle coppie voglia

no sottoporre a controllo l'elettrodinamica sino ad un limite di precisione nella sezione d'urto dell'1-2%. Infatti la teoria delle coppie di Bethe e Heitler (approssimazione di Born; il campo coulombiano è trattato come una piccola perturbazione) porta a notevoli errori, particolarmente notevoli per nuclei di z elevato. Recentemente Bethe, Davies e Maximon⁽⁴⁾ hanno migliorato il calcolo, includendo tra l'altro l'interazione coulombiana nella amiltoniana imperturbata. Essi trovano un migliore accordo con i fatti sperimentali, ma dove l'accordo ancora manca cercano le cause nella approssimazione dei calcoli più che in fondamentali difetti della teoria elettrodinamica attuale.

Fatta questa premessa che vuole sottolineare i limiti delle attuali ricerche sulle coppie, accenniamo rapidamente agli attuali risultati sperimentali.

b) Le misure di σ_{tot} per produzione di coppie nello urto fotone-atomo (quindi una σ_{tot} somma di σ_{Nt} , sezione d'urto per produzione di coppie contro il nucleo, e delle σ_{et} ; sezione d'urto per produzione di coppie contro ciascun elettrone dell'atomo) si fa con notevole precisione, da una certa energia in su, usando metodi di attenuazione del fascio attraverso materiali ben noti⁽⁵⁾. Ad esempio Lawson ha misurato σ_{tot} a 88 MeV con un errore del $\pm 2\%$, entro tali limiti dichiara di trovare accordo con la teoria. Dall'insieme dei risultati può dirsi, pur con la incertezza detta prima, che appare già un primo accordo tra teoria ed esperienza entro gli errori sperimentali attuali. Questo sino alla energia massima del fotone dell'ordine dei 300 MeV, mentre non esistono misure ad energie maggiori. Non è escluso che le misure di σ_{tot} con metodi di attenuazione e con opportune correzioni del secondo ordine per interazioni diverse dalla produzione di coppie possano arrivare ad una precisione assoluta di qualche per mille.

Passando alle misure di produzione di coppie nel campo dell'elettrone, sappiamo che non esistono ancora misure precise. Misure di Anderson e Coll.⁽⁶⁾, fatte ancora con metodi indiretti, danno:

$$\sigma_{\text{et}} = 6.8 \pm 1,4 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$$

(4) Bethe, Davies, Maximon, Phys.Rev. 93, 788 (1954).

(5) Per la bibliografia dei risultati più significativi rimandiamo al lavoro citato in (4)

(6) Anderson, Kenney, Mc Donald, Phys.Rev. 102, 1633 (1956)

alla energia di 319 MeV del fotone incidente.

3 - Metodi sperimentali

I metodi seguiti finora (vedi lavori già citati) non permettono precisioni sufficienti nella misura ad alta energia dell'effetto Compton e della produzione di coppie da elettroni, per le ragioni già dette. La presentazione di concrete disposizioni sarà oggetto delle prossime discussioni, e facciamo ora solo alcune osservazioni.

La nuova tecnica delle camere a bolle può essere di enorme importanza nello studio di queste interazioni. Si potrebbe ad esempio pensare al fascio di γ che entri (attenuato convenientemente) in una camera a bolle di H_2 immersa in campo magnetico. La fotografia darebbe evidenza dei singoli processi c.m. quali:

- effetto Compton (volendo conoscere l'energia del fotone e il momento dell'elettrone, la sperimentazione è piuttosto delicata)
- produzione di coppie nel campo di un atomo di H_2
- produzione di coppie nel campo di un elettrone. Questo processo è distinguibile dalla produzione nel campo di un nucleo nei casi in cui l'elettrone sorgente del campo coulombiano riceva un grosso impulso (l'impulso medio è molto piccolo, come Borsellino ha ricordato).

Ci si può domandare quale precisione nelle σ si può ottenere con la tecnica delle camere a bolle nel fascio dei γ . Senza entrare in particolari, diremo che (7) una statistica di 150.000 - 200.000 fotogrammi dovrebbe permettere di rilevare reazioni con sezioni d'urto σ di circa 10^{-27} cm² (qual'è la σ_{tot} di effetto Compton a 1000 MeV) con una precisione nella misura di σ dell'ordine del 2-3%. La camera a bolla può essere anche lo strumento adatto per lo studio dei processi multipli dei quali Borsellino ha parlato, quale ad esempio l'effetto Compton doppio. Ed anche per una sperimentazione che cercasse di verificare la consistenza interna dell'elettrodinamica dalla misura delle frequenze relative dei vari processi fotografati contemporaneamente, in idrogeno. Ricordo che alcune specifiche vie sperimentali sono state indicate nella relazione di Ferretti.

(7) Stima approssimativa fatta dal gruppo che a Roma si occupa della camera a bolle.

Wataghin: accenna alla possibilità di studiare le deviazioni delle formule di Bethe-Heitler nei mezzi densi (Ferretti, Landa e Pomeranchuk).

Salvini: ritiene che le esperienze di elettrodinamica debbano essere per ora fatte per quei processi che sono esattamente calcolabili e che possono così, in caso di sensibili discrepanze, avere significato importante e libero da incertezze come quelle che possono esserci in processi molto complessi. Non v'è dubbio che lo studio in mezzi densi è anch'esso da considerarsi: Ferretti l'ha già considerato nella sua relazione.

Morpurgo: fa notare che vi saranno due tipi di effetti collegati rispettivamente con i fattori di forma e con i termini correttivi delle serie di potenze di $\frac{v}{c}$.

Wataghin e Borsellino: il fattore di forma dell'elettrone non è apprezzabile nel nostro caso.

Bernardini: ritiene che le esperienze dell'elettrodinamica siano fondamentali - non è però d'accordo con Ferretti sulla relativa facilità di queste esperienze. E' in sua mano la interessante relazione del Prof. Ferretti. Ricorda il notevole interesse delle esperienze con fasci μ , come quelle di Hofstadter. Bisogna stabilire se i μ sono proprio elettroni pesanti. Il gruppo di Londra crede, in base alle osservazioni dello scattering a grandi angoli, che i nucleoni si comportino per i μ come distribuzioni di cariche più "puntiformi" che non per il caso degli elettroni.

Pomeriggio dell'1 Ottobre

d) Urto elettrone-nucleone-

Ha la parola Moneti per una realzione sull'urto elettrone-nucleo: preparata in collaborazione con Amaldi e Morpurgo; ha inviato il seguente testo della relazione:

Fino ad oggi sono state eseguite esperienze di scattering elastico ed anelastico di elettroni contro nuclei fino ad un'energia di 550 MeV. L'interesse di queste esperienze giace nel fatto che dalla conoscenza della sezione d'urto elastica in funzione dell'angolo e dell'energia, si può risalire abbastanza facilmente (almeno per i nuclei leggeri) alla distribuzione di carica elettrica e di momento magnetico nell'interno del nucleo. La struttura della carica elettrica del nucleo, messa per la prima volta in evidenza da Lyman, Hanson e Scott⁽¹⁾ per i nuclei pesanti, è stata successivamente esplorata con una serie di esperienze da Hofstadter e Coll.⁽²⁾ che è giunto a dare notizie abbastanza accurate sulla struttura della carica e momento magnetico del protone.

Misurando l'energia dell'elettrone diffuso è stato possibile mettere in evidenza anche lo scattering anelastico che permette di misurare l'energia dei livelli nucleari. Ad energie molto superiori ai 150 MeV questo tipo di scattering anelastico non è più facilmente rilevabile mentre diviene importante il fenomeno dell'elettroproduzione di uno o più mesoni π .

L'interesse ad estendere le misure ad 1 GeV giace nel fatto che per conoscere meglio la distribuzione di carica è necessario misurare la sezione d'urto per grandi valori del momento trasferito. Nel caso poi del protone, ad 1 GeV dovrebbe cominciare ad essere sensibile la contrazione relativistica della nube di carica. Per le sue esperienze Hofstadter usa il fascio di elettroni (esterno) dell'acceleratore lineare di Stanford. Tale fascio viene dapprima deviato ed aperto da un magnete, successivamente una fenditura permette di raccogliere solo la banda di energia desiderata e ppi un secondo magnete ridevia e focalizza il fascio sulla targhetta che si trova in una scattering-chamber dotata di finestre di mylar. Il fascio trasmesso viene raccolto da un monitor, gli elettroni diffusi sono invece presi in un magnete analizzatore che li focalizza doppiamente dopo averli fatti ruotare di 180°. Gli elettroni vengono quindi rivelati dai contatori tra cui un Cerenkov con soglia a $\beta \approx 0.8$ in modo che vengano esclusi da conteggio π e protoni.

I risultati ottenuti da Hofstadter sono i seguenti:
il protone risulta ben descritto da una distribuzione di carica e di momento magnetico di forma esponenziale o gaussiana con raggio q.m. = 0.8×10^{-13} cm. . Dello scattering contro deutone (inelastico) vi sono solo risultati preliminari la cui interpretazione non è ancora chiara. Contro He si è osservato scattering elastico ed inelastico; i risultati sono ben spiegati da una distribuzione gaussiana di carica con raggio q.m. = 1.61×10^{-13} cm. Per gli altri nuclei più complessi si è trovata infine una distribuzione di carica di tipo esponenziale con raggio q.m. = $1.2 \times A^{1/3} \times 10^{-13}$ cm. Vediamo ora quali sono le possibilità di eseguire misure di scattering usando direttamente il fascio interno del sincrotrone.

a) Collimazione del fascio. Non si può oggi dire quali siano le dimensioni e l'apertura in angolo ed in energia del fascio degli elettroni alla fine dell'accelerazione. Nel caso pessimistico (forte influenza di oscillazioni innescate da fluttuazioni dell'irraggiamento) si potrà avere una sezione di qualche centimetro di diametro, $\Delta\theta \pm 10^{-2}$ rad., $\Delta E/E \approx$ qualche %. Nel caso ottimistico: diametro < 1 cm, $\Delta\theta \pm 10^{-3}$ rad., $\Delta E/E$ qualche ‰.

b) Definizione delle traiettorie. A causa della presenza del campo magnetico è necessario compiere una esplorazione molto dettagliata delle traiettorie di particelle di diverso momento (300-1300 MeV/c) che escono dalla targhetta a diversi angoli rispetto al fascio incidente. L'operazione, probabilmente molto delicata, andrà compiuta col metodo dei fili, ed è necessaria per una qualunque esperienza con targhetta interna.

c) Attrezzatura della ciambella. Molto probabilmente sarà conveniente porre la targhetta all'inizio della sezione diritta, in modo da poter esplorare angoli di scattering (dell'elettrone) da $\sim 30^\circ$ a 120° . È necessario che la sezione diritta venga dotata di tutte le attrezzature per la disposizione della targhetta e di finestre molto sottili perpendicolari agli elettroni diffusi in corrispondenza dell'uscita di questi dalla ciambella.

d) Intensità. Abbiamo estrapolato ad 1 GeV le sezioni di urto ottenute da Hofstadter e calcolato corrispondentemente la frequenza degli eventi, nelle seguenti ipotesi:

- 1) Intensità del fascio = 10^{10} elettroni/impulso (20 imp/sec)
- 2) Targhetta di polietilene (tipo quelle usate a Stanford) di 0.5 cm (pari a 10^{-2} lunghezze di radiazione ed a 4×10^{22} protoni diviso cm^2).

3) Angolo solido di accettazione degli elettroni diffusi: 2×10^{-3} ster.

4) E' necessario raccogliere 10^{-4} eventi. In tali ipotesi per raccogliere un punto sperimentale sono necessarie 0,175/... (*) ore; ove (...) è la sezione di urto differenziale espressa in microbarn. Ne segue la seguente tabella: (energia di 1 GeV)

Angolo di scattering nel laboratorio	30°	70°	90°	120°
$\sigma(\rightarrow)(+) \text{ IN cm}^2$	10-30	10-32	10-33	5×10^{-34}
tempo per 10^4 eventi	10 min	17 ore	11 giorni (*)	2 mesi (*)

(*) (i giorni sono calcolati di 16 ore) (+) (estrapolate dai dati di Hostadter). Se ne deduce che sarà difficile estendere le misure oltre i 90° . E' bene notare a questo punto che, qualora si volesse fare l'esperienza con un eventuale fascio estratto, una perdita di intensità anche solo del 10% durante l'estrazione peggiora molto la possibilità di esperienze a grande angolo.

Bisogna anche tener presente che probabilmente una targhetta di polietilene non potrà essere irraggiata da un fascio di 10^{10} elettroni.

e) Analisi e rivelazioni delle particelle diffuse o di rinculo. Le particelle diffuse vanno analizzate in energia per distinguere lo scattering elastico da quello anelastico (e quello contro H da quello contro C, se la targhetta è di polietilene). Nello scattering contro protoni il momento dell'elettrone dell'elettrone diffuso va da 870 MeV/c a 380 MeV/c e quello del protone da 500 a 1240 MeV/c per che vada da 30° a 120° . E' quindi necessario avere un analizzatore magnetico che sia efficiente in questo intervallo di momenti. Il vantaggio di rivelare il protone, anche se di momento maggiore, sta nel fatto che la sua velocità si mantiene $\beta < .80$ ed è pertanto possibile distinguere dai π ed è di ugual momento con un opportuno Cerenkov. Qualora si voglia raccogliere l'elettrone diffuso diviene invece piuttosto difficile distinguere tra elettroni e mesoni π di ugual momento (3).

A proposito di rinculi, si può ricordare che le particelle α di rinculo (scattering elastico) vengono ad avere range tra 0.1 e 10 mm di rame.

E' ancora da tener presente che, data la lunghezza dell'impulso del sincrotrone, è possibile fare coincidenza tra e

7-

lettrone e particella di rinculo. Nel caso di un'esperienza con targhetta interna tale possibilità è però ostacolata dalla difficoltà di porre apparati rivelatori nell'arca interna al magnete. Misure di coincidenza sarebbero sen'altro possibili se si disponesse di un fascio esterno di elettroni; subentra però in tale caso il problema dell'intensità cui si è accennato.

Bibliografia

- (1) Lyman, Hanson, Scott -Phys.Rev. 84, 626 (1951)
- (2) Hofstadter and Mc Allister Phys.Rev. 89; 217 (1955)
- " Fechter e Mc Intyre " " 92, 978 (1953)
- " and Mc Allister " " in press
- " Hald, Kundson,McIntyre Phys. Rev. 95, 516 ('54)
- " Fregan Phys.Rev. 99, 1503 (1955)
- (3) probabilmente un metodo adeguato potrebbe essere costituito dalla rivelazione degli sciami che gli elettroni provocano in un assorbitore.

Lovati: chiede notizie sul target.

Moneti: il target sarà rotante; aggiunge che non si potranno fare misure assolute di sez. d'urto ma solo confronti a vari angoli.

Salvini: ritiene che si debba fare uno sforzo per estrarre il fascio di elettroni dalla macchina, piocchè questo corrisponderà in un certo senso a raddoppiare la macchina: ma sarà difficile in un primo tempo.

Morpurgo: segnala il fatto che volendo una statistica di 10^4 eventi l'estrazione deve essere molto efficiente per non portare i tempi di raccolta a lunghezze eccessive/

Persico: le oscillazioni di fase possono essere anche a causa degli effetti quantistici ad 1 BeV e questo può influire forse sensibilmente sulla precisione in energia.

Amaldi: bisogna provvedere a fare una mappa del campo inturno al target; a Berkeley è fatta in modo da avere i momenti dei protoni uscenti dalla macchina all'1%. Chiede se si può allargare la ciambella in una sezione diritta.

Corazza: in linea di massima si. Studierà il problema.

Budini: ha studiato la possibilità di ricavare informazioni sulla distribuzione di carica nei nuclei anche dalla creazione di coppie e dalla bresstrahlung.

Bernardini: propone di esaminare gli argomenti di Budini come nuovo ed ultimo punto dell'ordine del giorno, insieme al Compton nucleare. Ricorda che la radiazione dovuta al moto circolare degli elettroni nella macchina può essere poi sperimentalmente semplice argomento di ricerca di fisica classica.

e) Fotoproduzione di coppie di π .

Tau fa la seguente relazione (testo inviato).

Una delle reazioni che si potranno studiare con l'elettro sincrotrone italiano è la fotoproduzione di coppie di pioni in idrogeno:

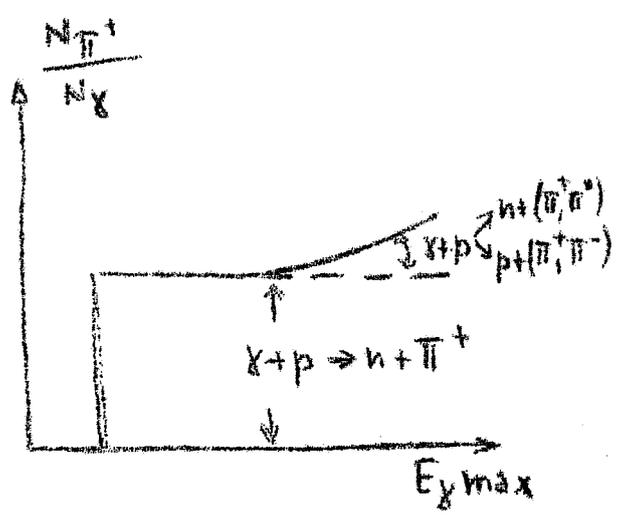


Esperienze preliminari sono state fatte a Caltech e a Stanford(1), usando, per rivelare i pioni carichi, emulsioni nucleari oppure uno spettrometro magnetico e contatori a scintillazione. L'energie massime dei γ erano 500 e 600 MeV rispettivamente.

Con queste energie massime, per le quali la fotoproduzione tripla è impossibile o trascurabile, un π^- fotoprodotta nell'idrogeno può essere senz'altro attribuito alla reazione (2). Invece i π^+ delle reazioni (1) e (2) vengono sempre rivelati insieme con i π^+ della fotoproduzione singola



Il metodo seguito a Stanford per separare questi ultimi da quelli della fotoproduzione doppia è stato il seguente: si riportò, in funzione della energia massima dei γ , in un grafico (Fig.1) il numero di π^+ di una fissata energia, osservati ad un dato angolo, diviso per il numero di fotoni che contribuiscono a produrli secondo la cinematica della reazione (3). Al variare di $E_{\gamma, max}$ questo numero rimarrebbe costante se non si producessero coppie, e quindi lo scostamento da una costante fornisce il numero di π^+



da attribuirsi alle reazioni (1) e (2). Inoltre la sezione d'urto della reazione (2) è nota dall'osservazione diretta dei π^- , dunque per sottrazione si ottiene la sezione d'urto per la reazione (1). Se si confrontano i risultati sperimentali con quanto predice la teoria pseudo-scalare nell'ordine più basso di approssimazione perturbati-

va (2), appare evidente che quest'ultima fornisce un rapporto troppo alto fra la fotoproduzione doppia e singola, dovuto alla sua generale tendenza a sovrastimare l'onda S. Un'analisi dell'effetto delle coppie nucleone-antinucleone è stata eseguita, nella regione di bassa energia, da Peterman⁽³⁾, usando la definizione di interazione pione-nucleone data da Deser, Thirring e Goldberger⁽⁴⁾. Contemporaneamente Cutkosky e Zachariasen⁽⁵⁾ hanno trattato il problema nello schema della teoria statica con cut-off, assumendo l'energia sufficientemente bassa, tale che uno dei pioni sia emesso in uno stato S e l'altro in uno stato P, e trascurando l'interazione pione-nucleone in onda S e l'interazione pione-pione. I risultati di questo calcolo sono in buon accordo con i risultati sperimentali.

Volendo studiare la fotoproduzione doppia ad energie più alte, quali sono quelle che fornirà l'elettrosincrotrone italiano, la situazione sperimentale viene complicata dal fatto che possono essere prodotti contemporaneamente fino a 5 pioni. Naturalmente una maniera per superare questa difficoltà potrà essere quella di sfruttare le limitazioni delle reazioni possibili imposte dalla cinematica delle reazioni stesse.⁽⁶⁾ Il campo di sperimentazione sarà tuttavia limitato dall'intervallo entro cui si potrà far variare l'energia del fascio di elettroni.

Infine, ad alte energie c'è da aspettarsi che la fotoproduzione doppia divenga confrontabile con la fotoproduzione singola, dunque il canale di reazione (π, π, N) costituito da due pioni e un nucleone non potrà essere trascurato nella connessione tra gli elementi di matrice di fotoproduzione di scattering. Un'analisi teorica in questa direzione non è stata ancora eseguita.

(1) Proceedings of the Rochester Conference, 1955 e 1956

(2) R.D. Lawson, Phys.Rev. 92, 1272 (1953)

(3) A. Petermann, Phys.Rev. 103, 1053 (1956)

(4) Deser, Thirring and Goldberger, Phys.Rev.94,711 (1954)

(5) Cutkosky and Zachariasen, Phys. Rev. 103,1108 (1956)

(6) Sono a disposizione degli interessati grafici dove è riportata l'energia massima dei pioni in funzione dell'energia dei fotoni, relativi a ciascuna delle reazioni di fotoproduzione multipla, per gli angoli nel laboratorio di 30°, 90° e 150°.

70

Salvini: a Cornell sono già incominciate esperienze di fotoproduzione doppia di π^- (Silverman). Propone a Tau di tenersi in corrispondenza.

Bernardini: a 1000 MeV è molto pericoloso estrapolare le prestazioni dei metodi di rivelazione note ad energie inferiori.

Beneventano: presenta una relazione sulla produzione di coppie di μ . Il testo inviatoci è il seguente:

f)- Produzione di coppie di μ da parte di fotoni

L'interesse dello studio della produzione di coppie di mesoni μ da parte di raggi γ risiede nel fatto che tramite questo processo è possibile mettere in evidenza se i mesoni μ sono qualcosa di diverso degli elettroni pesanti. Lo studio sperimentale di questo processo presenta le seguenti difficoltà:

- a) La rivelazione di uno solo dei membri della coppia rende di dubbia interpretazione i dati sperimentali a causa del gran numero di μ di decadimento dei π^- fotoprodotti nella targhetta;
- b) la rivelazione in coincidenza di ambo i membri nella coppia abbassa notevolmente l'intensità, e questo è un inconveniente serio dato il basso valore della sezione d'urto;
- c) i risultati sperimentali non si possono confrontare direttamente con la formula di Bethe-Heitler (1) per la produzione di coppie di elettroni opportunamente modificata per la differenza di massa: infatti, data la maggiore massa dei μ in confronto a quella degli elettroni, il momento trasferito al nucleo nel campo del quale la coppia è stata creata raggiunge valori così alti da rendere sensibile l'influenza di fattori di forma nucleari. Per minimizzare l'influenza dei fattori di forma bisogna ricorrere a nuclei molto leggeri e l'ideale sarebbe una targhetta di idrogeno. Le uniche informazioni sperimentali di questo processo si hanno dalle esperienze di Mather et al. (2) i quali hanno dato soltanto dei limiti superiori del-

(1) W. Heitler, Quantum Theory of Radiation (Clarendon Press Oxford, 1954) third edition p. 257.

(2) Mather, Martinelli and Jurmie, P.R. 82; 973 (1951)
Feld, Julian, Odian, Osburn and Wattenberg P.R.
96, 1386 (1954)

la sezione d'urto, superiori a quelli predetti da una teoria che tratti i mesoni μ come elettroni pesanti. Informazioni sperimentali più precise si hanno dal lavoro di Mosek e Panofsky (3). Questi autori hanno fatto uso di uno spettro di bremsstrahlung di energia massima di 575 MeV. Poichè l'impulso del fascio di elettroni che produceva i γ non durava più di 0,6 μ sec non fu possibile usare coincidenze e gli autori si limitarono ad osservare soltanto il membro negativo della coppia. Le coppie di mesoni μ venivano prodotte su una terghetta di alluminio. Gli autori hanno confrontato i risultati sperimentali con una formula di Bethe-Heitler nella quale si tenesse conto del fattore di forma nucleare. Per valutare questi fattori di forma si è assunta per il nucleo una distribuzione uniforme di cariche in una sfera di raggio $r = 1.20 \times 10^{-13} \frac{1}{3}$ cm (4). Tenuto conto di ciò si è trovato che il rapporto della sezione d'urto sperimentale a quella teorica è di $1,93 \pm 0,68$. Tuttavia gli stessi autori riconoscono che questo risultato può essere errato di un fattore 1,5. Da questi risultati appare chiaro che se differenze ci sono tra il comportamento dei mesoni μ e quello degli elettroni pesanti tali differenze possono essere in evidenza soltanto in esperienze che permettono di avere delle informazioni più dettagliate. Cioè è necessario poter fare una esperienza che permetta di avere delle esperienze precise sulla cinematica del processo in modo da non dovere integrare sullo spettro di bremsstrahlung dei raggi γ . Un'esperimento condotto ad energie di 1000 MeV sarebbe consigliabile poichè la sezione d'urto per produzione di coppie cresce con l'energia dei γ più rapidamente che la sezione d'urto per fotoproduzione di pioni: ciò minimizza l'influenza della presenza dei μ di decadimento dei π . Naturalmente questa esperienza andrebbe eseguita unitamente ad una misura nella sezione d'urto per la produzione di coppie di elettroni a 1000 MeV, data la mancanza di informazioni sperimentali di questo processo a 1000 MeV.

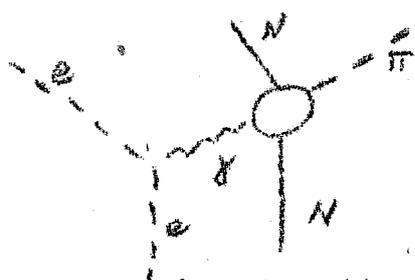
(3) Mosek and Panofsky P.R. 101, 1049 (1956)

(4) C.H. Ramitscher, P.R. 101, 423 (1956)

Bernardini: in discussione privata con Panofsky ha saputo che l'esperienza va interpretata nel senso che dà l'ordine di grandezza corretto e non l'indicazione su una discrepanza con i risultati attesi. Si può pensare di eseguire l'esperienza in un modo un po' diverso, rivelando le coincidenze tra il μ^+ e l'elettrone di decadimento del μ^+ frenato.

Mattinata del 2 Ottobre

g) Prende la parola Beneventano sulla produzione di π nell'urto elettrone-nucleo. Espone con dettagli una esperienza di Panofsky, Woodward, Yodh (P.R. 102,1392) ed i risultati relativi a π di 60 e 170 MeV nel laboratorio. Il meccanismo di questo processo è sostanzialmente analogo a quello della fotoproduzione, secondo il grafico:



Questo grafico ha, in più, rispetto alla fotoproduzione, un vertice elettromagnetico (emissione del γ) e conseguentemente, almeno per lo scattering in avanti la sezione d'urto sarà $\sim 1/137$ volte più piccola di quella di fotoproduzione. Nella discussione Moneti suggerisce di effettuare le esperienze studiando lo spettro dell'elettrone diffuso in luogo delle coincidenze usate da Panofsky (loc. cit.)

Bernardini: ritiene che per il momento queste esperienze siano meglio effettuabili con acceleratori lineari e che in un sincrotrone con target interno siano molto difficili.

Touschek: fa notare che in questo ed altri problemi (p.es. scattering elettrone-nucleo) potrebbero ottenersi risultati interessanti se il beam di elettroni fosse polarizzato.

h) Budini: parla della distribuzione della carica elettrica nei nuclei dalla bremsstrahlung e creazione di coppie, (in collaborazione con Poiani).

Il testo inviatoci è il seguente:

1. considerazioni generali: la sezione d'urto totale di ogni processo che usi del nucleo come sorgente esterna di campo elettromagnetico può esser messa nella forma

$$(1) \quad \sigma_{tot} = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} |F(q)|^2 \frac{G}{|q|} dq$$

dove $\tilde{F}(q)$ è la trasformata di Fourier della distribuzione di carica elettrica nel nucleo ($F = 1$ nel caso del nucleo puntiforme), e q è la quantità di moto trasmessa al nucleo. La conoscenza di $|F(q)|^2$ ossia della distribuzione della quantità di moto di rinculo del nucleo nel dato processo permette, ammessa nota la $\tilde{C}(q)$ di ricavare la $|F(q)|^2$, ossia la distribuzione di carica nel nucleo. E' da notare che la conoscenza della distribuzione dei rinculi nei processi elettrodinamici fornisce la via di informazione più diretta per lo studio della distribuzione di carica elettrica nel nucleo: infatti ogni altra informazione isolata, come angolo di scattering della particella uscente, etc., che permetta da sola la determinazione di q , è collegata alla $|F(q)|^2$ solo tramite una relazione integrale, che ovviamente ostacola una conoscenza dettagliata della $|F(q)|^2$, ossia della distribuzione di carica. Se la carica è distribuita in una regione di spazio avente un diametro dell'ordine di R si ha ovviamente:

$$\begin{aligned} |F(q)|^2 \sim 1 & \quad \text{per} \quad q \ll \frac{h}{R} \\ |F(q)|^2 \sim 0 & \quad \text{per} \quad q \gg \frac{h}{R} \end{aligned}$$

Più precisamente, a titolo di esempio, nella Tab.1 sono riportati i valori di $|F(q)|^2$ per varie distribuzioni di carica in un nucleo di $A = 200$ e nel protone rispettivamente (assumendo i parametri riportati da S.J. Biel and E.H.S.B. (1)), per alcuni valori di q .

Tab.1

q mev/c	$ F_1 ^2$	$ F_2 ^2$	$ F_3 ^2$	$ F_1 ^2$	$ F_2 ^2$	$ F_3 ^2$
10	0,992	0,996	0,998	0,940	0,952	0,988
20	0,982	0,990	0,996	0,854	0,881	0,958
50	0,947	0,970	0,990	0,501	0,493	0,700
100	0,880	0,902	0,972	0,020	0,036	0,136
200	0,717	0,760	0,880	0,020	0,001	0,011

F_1 : distribuzione a Shell

F_2 : " uniforme

F_3 : " esponenziale

Come si vede dalla tabella dalla conoscenza entro una precisione del 20% dello spettro di rinculo da $q \sim 50 \frac{m \cdot v}{c}$ in

(1) S.J. Biel and E.H.S. - Burhop: Proc. Phys. Soc. 68, 165 (1954)

poi, ammessa nota la $\sigma(q)(\star)$ è possibile almeno per i nuclei pesanti, distinguere tra una distribuzione di carica periferica (Shell) e una centrale (esponenziale) Se si suppone nota e di contatto la interazione elettrodinamica pura allora le sezioni d'urto di tutti i processi elettrodinamici con nucleo sorgente di campo esterno sono in principio equivalenti per essere inseriti nella (1). Così accanto allo scattering elastico elettrone -nucleo si può pensare alla possibilità di sperimentare usando i processi di bremsstrahlung o creazione di coppie. In vista della possibilità offerta dall'elettrosincrotrone di Frascati abbiamo preso in considerazione la sezione d'urto per creazione di coppie per quanti γ da 900 MeV. Come risulta dalla Tab.1 gli eventi buoni ai fini dello studio della distribuzione di carica sono quelli per i quali $q \geq 10 \text{ MeV}/c$. Interessa quindi il rapporto:

$$(2) \quad \gamma(q_0) = \frac{\int_{q_0}^{q_{\max}} \sigma(q) dq}{\int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \sigma(q) dq}$$

che dà l'ordine di grandezza della frazione utile del numero totale di doppie (in realtà $\gamma(q_0)$ da il limite superiore di tale frazione avendo assunto nella (2) il nucleo puntiforme). Usando della $\sigma(q)$ calcolata da Jost e Coll. (2) otteniamo:

(1) E' possibile attualmente conoscere la $\sigma(q)$ con approssimazione abbastanza buona, certamente con una approssimazione di al più qualche per cento.

(2) R. Jost, J.M. Luttinger, M. Slotnick; Phys.Rev. 80 189 (1950).

Una più generale che tiene conto dell'energia del nucleo di rinculo era stata calcolata precedentemente da A. Borsellino (Nuovo Cimento 4, 112, 1947)

$q_0 \frac{MeV}{c}$	$\sigma(q_0)$
10	3.07×10^{-3}
20	8.02×10^{-4}
50	1.23×10^{-4}
100	3.03×10^{-5}
200	5.97×10^{-6}

Se moltiplichiamo queste frazioni per la sezione d'urto totale assintotica per creazione di coppie $\sigma_{Tot} = Z^2 \times 1,02 \times 10^{-26}$ otteniamo la sezione d'urto $\sigma(q_0)$ per eventi nei quali il rinculo è maggiore di q_0 (supposto il nucleo puntiforme). Alcuni valori di questa sono riportati in Tab. II

$q_0 \frac{MeV}{c}$	$Z = 1$	$Z = 82$
	$\sigma(q_0)$	$\sigma(q_0)$
10	$3,13 \times 10^{-29}$	2.10×10^{-25}
20	8.18×10^{-30}	5.50×10^{-26}
50	1.25×10^{-30}	8.43×10^{-27}
100	3.09×10^{-31}	2.08×10^{-27}
200	6.09×10^{-32}	4.09×10^{-28}

Come si vede, almeno per gli elementi pesanti, le sezioni d'urto sono rilevanti in regioni dove, come risulta dalla Tab. I, la $|F(q)|^2$ è già diversa notevolmente da 1.

Metodo sperimentale.

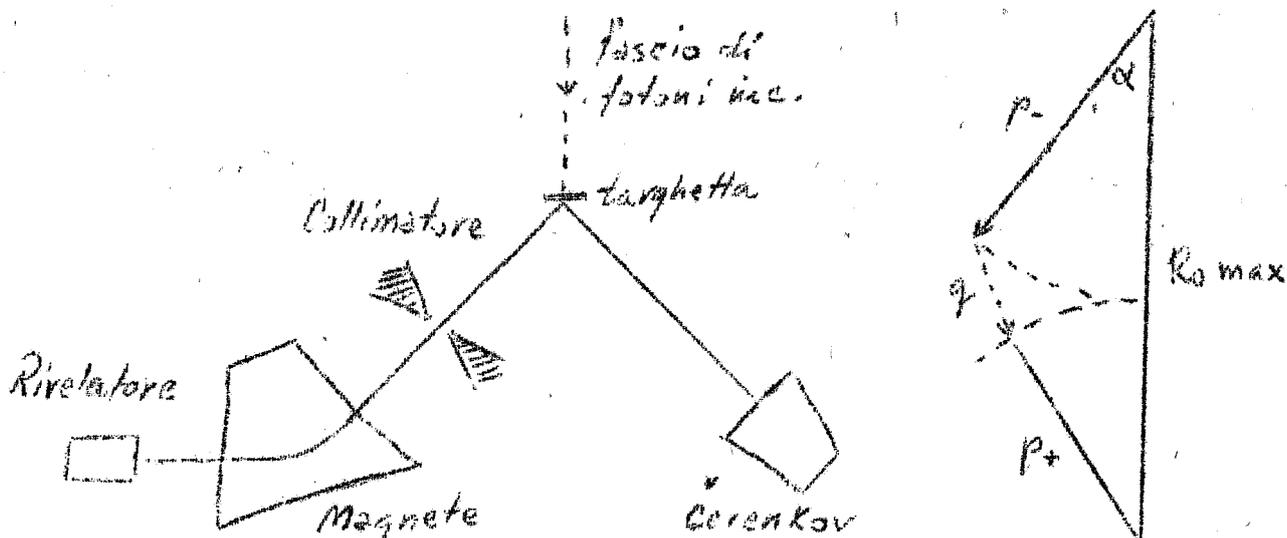
Un metodo potrebbe essere quello di registrare direttamente e solamente lo spettro di rinculo dei nuclei bombardati con un fascio di fotoni. Questo metodo implicherebbe di sommare relazioni del tipo (1) su tutte le interazioni possibili. Tuttavia le difficoltà sperimentali sembrano al momento abbastanza rilevanti e di difficile superamento.

Bernardini: si può fare un target a gas raro pesante.

Budini: Se si vuol invece operare basandosi su un particolare processo elettrodinamico si può partire dalla considerazione che per la conservazione dell'energia e dell'impulso, a quantità di moto di rinculo relativamente grandi corrispondono grandi angoli di emergenza delle particelle uscenti. E' possibile in tal modo caratterizzare i processi utili registrando gli eventi a grandi angoli di emergenza, fuori dunque dal grosso fondo del centro del fascio.

A titolo di esempio supponiamo di avere un fascio di fotoni e di voler usare come processo di studio la creazione di

coppie. Un dispositivo sperimentale potrebbe ^{essere} quello disegnato schematicamente, accanto alla relativa cinematica ottenuta trascurando l'energia del nucleo, in Fig. 1.



Lo spettrometro misura le energie degli elettroni (positroni) creati ed emessi sotto l'angolo α , definito dal collimatore. Supposta nota l'energia massima del fotone, R_0 , la cinematica più probabile sarà quella per cui la quantità di moto di rinculo γ del nucleo è minima; ciò determina l'angolo β_{min} minimo di emissione del positrone (elettrone). Data la piccola energia assorbita dal nucleo e il rapido decremento della sezione d'urto al crescere di γ la cinematica è approssimativamente a tre corpi; ciò permette di porre un contatore Cerenkov in posizione per misurare l'energia del positrone (elettrone) emesso in coincidenza e quindi R_0 . E' da osservare che fissato α e p_- , contribuiranno al dato processo soprattutto i fotoni di alto R_0 appunto perchè coinvolgenti γ più piccoli. Si può pensare ancora eventualmente di assumere una misura diretta di γ sulla targhetta.

Ci risulta che un dispositivo simile a quello di Fig. 1 (senza contatore Cerenkov) è in corso di funzionamento al betatrone di Urbana. Uno studio più dettagliato di un progetto di questo tipo sarà eseguito in un secondo tempo.

Bernardini: suggerisce di rivelare uno degli elettroni ed il rinculo, in analogia di quanto detto per le coppie di γ . Il fondo è essenzialmente dovuto alle fotodisintegrazioni ma queste hanno delle caratteristiche ben definite. E' necessario trovare qualcosa che riveli i rinculi in modo rigorosamente proporzionale: Stoppini e Coll. stanno stu

diando a Urbana dei contatori a Xenon che sopportano fondi intensi di X e sono lineari almeno tra qualche KeV e 50 MeV. Si potrebbe fare un target circondato di contatori di questo tipo.

Mezzetti: chiede i vantaggi che si hanno nel determinare la distribuzione di carica con i metodi suggeriti da Budini piuttosto che con lo scattering.

Budini: questi processi sono di ordine superiore rispetto a quelli considerati da Hofstadter e possono introdurre quindi modifiche inaspettate nella $F(q)$.

Gatto: circa l'interpretazione dell'esperienza. I risultati numerici di Budini evidentemente presuppongono l'approssimazione di Born. Questa può non essere valida per nuclei relativamente grossi e per i trasferimenti di impulso che sono richiesti. Occorrerebbe fare dei calcoli estesi del tipo di quelli di Bethe e Maximom.

Salvini: le sezioni d'urto teoriche sono in ogni caso incerte al 5% circa, per le note approssimazioni e difficoltà matematiche.

Budini: si può normalizzare opportunamente usando i risultati a bassa energia.

Amaldi: rileva che le sezioni d'urto del gruppo di Londra non sono corrette. (V. pag. 33).

Bernardini: ha citato sezioni d'urto non ancora pubblicate dal gruppo di Londra. Insiste sul fatto che una esperienza significativa sarebbe quella di confronto tra la produzione di coppie di elettroni e coppie di muoni.

i) Bernardini parla dell'ultima esperienza del programma: Effetto Compton Nucleare.

L'effetto Compton sul protone è utile per investigare la struttura del nucleone. Appena la lunghezza d'onda del fotone diviene dell'ordine di \hbar/mc (m massa del pione) la struttura interviene in modo più o meno preponderante a seconda delle "energie di legame" delle parti del nucleone reale. Quando la lunghezza d'onda è invece $\gg \hbar/mc$ il protone diffonde il fotone come se fosse rigido. Nel primo caso le varie parti del nucleone entrano in vibrazione e si hanno processi di interferenza. Pensiamo al nucleone circondato da varie nuvole di mesoni π , κ etc.: i processi di interferenza divengono dalle energie di legame delle particelle in queste nuvole.

Per le esperienze Compton di Urbana vedere la relazione del Congresso di Torino.

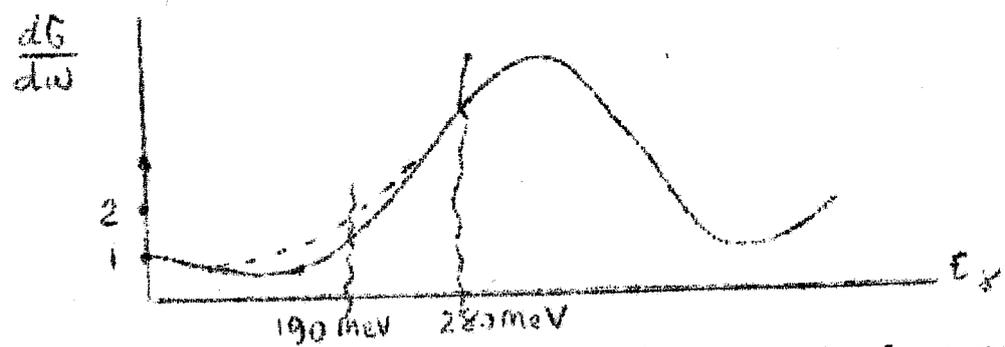
L'elemento di matrice del processo indicato nel grafico



è il seguente

$$\frac{\langle p\gamma | \dots | p\pi \rangle \langle p\pi | \dots | p\gamma \rangle}{\Delta E}$$

Avvicinandosi allo stato isobarico la sezione d'urto cresce. Prima della soglia mesonica (150 MeV) vi sono le misure di Chicago (60 MeV) e dell'MIT (140 MeV) che confermano la formula di Thomson. Ad Urbana si è arrivati a 280 MeV trovando una sezione d'urto che arriva a circa 12 volte quella di Thomson. In figura è riportata la $\frac{d\sigma}{dw}$ a 90°



Avvicinandosi allo stato isobarico il nucleone tende a portarsi in questo e può decadere poi riemettendo il fotone. Ma oltre 280 MeV non si sa per ora nulla; bisogna tenere presente che a Cornell e Caltech attualmente non si pensa di studiare questi fatti. Oltrepassato lo stato isobarico ci si aspetta che la sezione d'urto ricada giù (il massimo dovrebbe essere in corrispondenza della risonanza dei π^0) Quando si arriva poi a 400 MeV ed oltre il nucleone può rivelare una struttura più complessa in cui entra in gioco più di un pione virtuale; se per esempio intervengono due pioni (un π^+ ed un π^-) non si ha ancora un'idea di come siano connesse la distribuzione di carica e le interazioni mesoniche. Inoltre, sopra i 400 MeV dovrebbero intervenire anche i mesoni K virtuali. Come si vede da queste considerazioni, questo è un'esperimento molto promettente. Se si fa una teoria di Chew semplificata, sovrapponendo brutalmente alla sezione d'urto che tenga conto dello stato isobarico la sezione d'urto Thomson si trova una curva come la punteggiata in figura che si raccorda con i dati

sperimentali a 250 MeV . Le cose vanno bene anche per la distribuzione angolare . Ma questo calcolo non va altrettanto bene ad energie più basse (~ 190 MeV) . L'aggiunta (in approssimazione di Born) di una interazione in onda S peggiora ulteriormente la situazione.

Per effettuare le esperienze bisogna tener presente la tecnica dei rinculi; ci vogliono magneti molto grandi. Un vantaggio sta nel fatto che il fotone ha energia sempre più grande e quindi i contatori di Cerenkov diventano strumenti sempre migliori: ad 1 BeV si può determinare l'energia di questi fotoni al 7% (dovuto essenzialmente alle fluttuazioni dello sciame).

Bassi: chiede l'ordine di grandezza delle sezioni d'urto.

Bernardini: le unità in ordinate sono di
 $1.57 \times 10^{-32} \text{ cm}^2/\text{sterad} = (\frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{mc^2}) / 4\pi = \frac{2}{3} \frac{e^2}{mc^2} =$
 $= (\text{sez. Thomson} / 4\pi)$)

Salvini: chiede informazioni su una possibile disposizione sperimentale per l'esperienza Compton

Bernardini: il metodo usato ad Urbana non è più utilizzabile ad energie così alte; comunque questa questione dovrà essere oggetto delle prossime discussioni.

Budini: influenza dei mesoni K . Si dovrebbe tener conto (ed anche nella fotoproduzione) dell'influenza dei mesoni K tramite eventuali risonanze.

A questo punto la situazione sperimentale viene riassunta in un quadro in cui si riportano le apparecchiature necessarie a ciascuna esperienza, in considerazione del fatto che è necessario stabilire quali dispositivi sono di uso generale per poter fissare particolarmente l'attenzione su di essi. Oltre al Calorimetro, Spettrometro a Coppie, Cerenkv, Camera a bolle, sui quali seguiranno tra breve relazioni dettagliate, le principali apparecchiature richieste per ciascuna delle esperienze esaminate sono le seguenti:

- a) Fotoproduzione di pioni: magneti analizzatori, lastre, camere a bolle, contatori a scintillazione.
- b) Fotoproduzione di K, Λ etc.: magneti analizzatori, lastre, camera a bolle.
- c) Esperienze di elettrodinamica: spettrometri vari, Cerenkov, calibratori del fascio, scintillatori pesanti, camera a bolle.

- d) Urto elettrone-nucleo. Magneti analizzatori, Cerenkov, rivelatori sciami, contatori proporzionali, targhetta rotante, mappa orbite.
- e) Produzione di π in urti elettrone - nucleo. Difficile prevedere.
- f) Coppie di μ e di π . Magneti analizzatori, Cerenkov, scintillatori pesanti.
- g) Compton nucleare, esperienze proposte da Budini. Magneti analizzatori, contatori, scintillatori pesanti, Cerenkov.

Salvini: un primo orientamento sulle possibili esperienze e sulle tecniche necessarie serve anche in questo momento per alcune decisioni riguardanti le aree e la natura dei laboratori di Frascati. Naturalmente occorre sottolineare la incertezza delle nostre previsioni in questa fase del lavoro.

Conversi, Lovati, Salvini; ritengono che si debba andare a fondo con lo studio delle esperienze stabilendo contatti tra i gruppi che preparano le apparecchiature generali e quelli interessati a ciascun argomento del programma.

Si precisa e l'assemblea è d'accordo unanimemente su questo punto, che vari gruppi si dedicheranno in questa fase alla progettazione preliminare di particolari esperienze da farsi con l'elettrosincrotrone italiano senza che questi studi di progetto costituiscano un titolo di priorità allorchè la macchina entrerà in funzione ed una commissione nazionale deciderà circa l'avvicinarsi delle esperienze. Molti dei convenuti prendono a questo punto la parola per indicare l'orientamento dei gruppi di cui fanno parte:

Bassi (Padova): chiede di associarsi allo studio delle esperienze b) g), (Compton nucleare)

Amaldi (Roma) : d)

Puppi (Bologna) : g) (Compton nucleare)

Lovati (Milano) : d), g), (Compton nucleare)

Conversi (Pisa): b)

Beneventano (Roma): a), f)

Budini (Trieste e Padova) : g) (esp. Budini)

Castagnoli (Roma): d) se si pensa di impiegare le lastre per queste esperienze.

Malvano (Torino): c)

Salvini : precisa che i fisici della Sezione Acceleratore potranno probabilmente essere associati, uno per gruppo, alle diverse esperienze, in qualità, oltre che di fisici nucleari, di esperti della macchina. Egli continuerà con i fisici della Sezione Acceleratore i calcoli di esperienze già iniziati.

Bernardini: è d'accordo con questo criterio.

Seguono varie proposte sulla coordinazione degli studi dei vari gruppi senza peraltro giungere ad una decisione in proposito.

Viene stabilita la data di una seconda riunione; 6 - 7 dic. 1956.

Prima di iniziare le relazioni sulle apparecchiature generali, Salvini fa presente che, grazie all'interessamento del Prof. Persico, il Gruppo Teorico della Sezione Acceleratore (Bernardini jr., Sona, Turrin) può collaborare alla soluzione di particolari problemi connessi con le apparecchiature stesse.

4) Servizi fondamentali per le esperienze.

Prende la parola Lovati:

Dispositivi magnetici per la focalizzazione e l'analisi delle particelle cariche. La relazione pervenutaci è la seguente:

Accanto ad ogni macchina acceleratrice esistono e funzionano molti dispositivi magnetici per la focalizzazione e l'analisi delle particelle cariche.

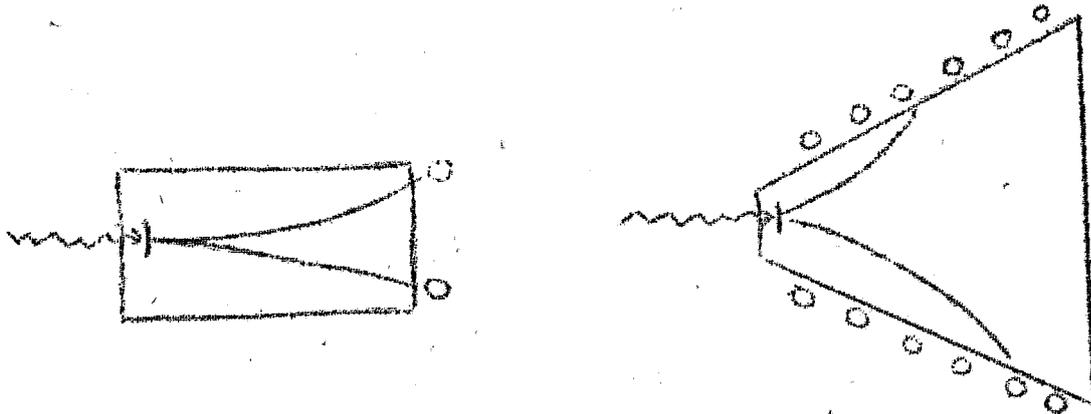
Da gennaio di quest'anno un gruppo a Milano (Cristiani, Lo vati, Panetti) sta progettando gli analoghi elementi per il sincrotrone nazionale. Una relazione completa degli studi fatti sinora verrà preparata entro brevissimo tempo ed inviata alle persone che sono interessate a questi dispositivi per la progettazione delle diverse esperienze.

Ricordo qui solo due dispositivi di un certo interesse:

i) spettrometro a coppie per l'analisi di gamma (attraverso la misura dei due rami della coppia prodotta per materializzazione da un gamma contro un bersaglio convertitore): Nel caso di alto flusso (come per il fascio primario) è conveniente un magnete rettangolare con due contatori. Variando il campo magnetico vengono raccolte ai rivelatori coppie elettrone-positrone di energia differente.

A seconda della disposizione dei contatori, ai bordi del magnete o ad una certa distanza, e delle dimensioni dei contatori, l'errore sulla energia può essere contenuto entro il 5-10%.

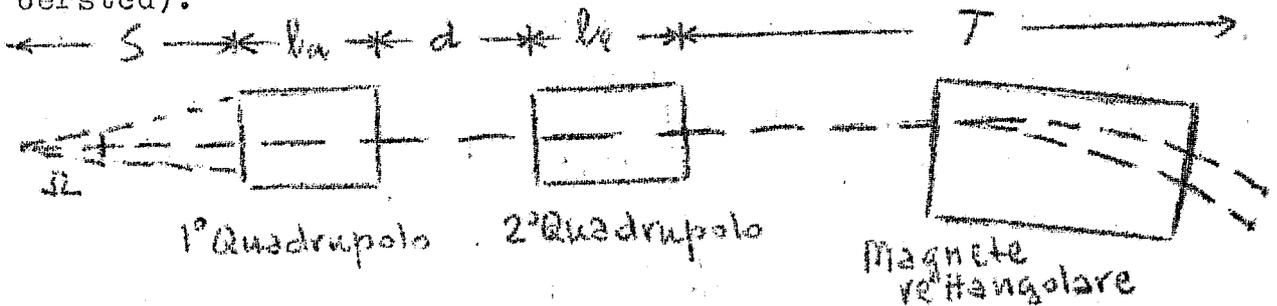
Nel caso di flusso debole e di misure di alta precisione è conveniente usare un magnete a forma triangolare ed un numero piuttosto elevato di contatori. Una coincidenza opportuna fra i contatori permette di misurare tenendo il campo magnetico costante gamma di diverse energie. Con magneti di notevoli dimensioni e con rivelatori opportuni è possibile raggiungere precisioni minori dell'1%.



ii) analizzatore magnetico per particelle di momento sino a 1000 MeV/c.

Il dispositivo è costituito da due elementi di quadrupolo (che focalizzano) ed un grande magnete rettangolare (che disperde).

Diamo i valori caratteristici delle grandezze del sistema di due quadrupoli per diverse combinazioni delle lenti magnetiche impiegate (gradiente x diametro traferro = 15.000 oersted).



gradiente (oersted/cm.)	diam. traf. cm	l_a cm	d cm	l_b cm	S cm	T cm	L cm	angolo accett. 10^{-3} sterad.
2000	7,5	34	44	25	100	257	460	1,3 (XWXW)
		45	22	35	83	169	354	1,8
1000	15	53	45	47	132	227	504	2,6
		58	45	48	110	199	460	3,1
500	30	80	60	60	160	410	770	6,2

Nel caso XWXW il sistema dà, avendo a disposizione un magnete rettangolare di $100 \times 50 \text{ cm}^2$, $H = 17500$ oersted, un ingrandimento verticale - 5,30
 " " orizzontale - 0,73
 e presenta una dispersione di 14 MeV/c per cm.

Ricordo infine qualche dato (come mi è stato richiesto dal Dr. Moneti) relativo allo spettrometro magnetico impiegato alla Stanford University per elettroni fino a 500 MeV/c :

raggio 150 cm
 percorso angolare 180°
 campo a focalizzazione debole ($n=0,50$) con $H_0=12500$ oersted
 dispersione ~ 2 MeV/c per centimetro

Diamo ora qualche dato orientativo relativo ai magneti, or ora indicati.

	ql ferro	ql rame	kw potenza	milioni di lire
magnete a quadrupolo (caso WXWX)	6	2	10	1
magnete rettangolare (indicato a pag. 53)	200	10	60	30
magnete triangolare (per spettrometro a coppie: poli 1 cm ²)	400	20	100	50
magnete della Stanford Univ.	450		80	250.000 dollari

E' ancora da tener presente che i magneti più imponenti richiedono rotaie, sistemi di telecomando, etc. e tutti stabilizzazioni fra l'1% e 1°/∞∞.

Il nostro gruppo a Milano oltre al lavoro di studio dei diversi sistemi ed alla progettazione dei magneti si è occupato:

- i) misure magnetiche per campi uniformi
- ii) costruzione di un primo elemento a quadrupolo per prove.

Si ha in programma, oltre il proseguimento del lavoro in corso, di studiare:

- i) tecnica del filo per la simulazione delle traiettorie
- ii) misure magnetiche per i campi non uniformi
- iii) campi pulsanti.

In tutto il lavoro di quest'anno ci è stata utilissima e graditissima la collaborazione dei Proff. Persico e Salvini e la discussione con gli specialisti della sezione acceleratore.

Bernardini: Yamagata ha impiegato il metodo del filo ad Urbana.

Castagnoli: per impiegare le lastre si può pensare alla tecnica dei campi pulsanti con la quale i russi hanno ottenuto buoni risultati.

Bernardini: sa che i campi pulsanti sono già arrivati a 650.000 Gs in volumi di qualche cm³

Persico: a proposito dell'uso del filo in campi alternati

(V. relazione Moneti e necessità di una mappa delle orbite) propone di studiare la possibilità di variare la corrente nel filo stesso in fase con il campo.

Prende la parola Mezzetti sui contatori di Cerenkov. Si meraviglia per i numeri riportati da Bernardini a proposito di Cerenkov. Ha informazioni meno ottimistiche. Passa alla Relazione sul progetto di costruzione di uno spettrometro per alte energie ad assorbimento totale.

1. Generalità e Letteratura

Il gruppo, costituito da Mezzetti, Rispoli, Schwacheim, Sciuti, con la collaborazione del Dr. Ascoli, ha iniziato uno studio preliminare della possibilità di costruire uno spettrometro per raggi γ (ed elettroni) di elevata energia, basato sul principio dell'"assorbimento totale" dello sciame elettromagnetico generato in seno ad un materiale trasparente ad elevato numero atomico, in cui una frazione costante (e il più possibile elevata) della luce generata per scintillazione o effetto Cerenkov venga raccolta da uno o più fotomoltiplicatori. Tale principio è stato discusso nelle sue linee generali da Hofstadter e Kantz⁽¹⁾, che però non prendono in considerazione il problema della raccolta della luce. Calcoli dettagliati sullo sviluppo della cascata elettromagnetica in seno ad un contatore Cerenkov di vetro al Pb (lunghezza ~ 14 unità di radiazione) sono stati eseguiti col metodo di Montecarlo da Yamagata e Yoshimine (2), che hanno calcolato anche il potere risolutivo del contatore per raggi γ ed elettroni di varie energie, fino a 250 MeV, sempre però nell'ipotesi di trasparenza perfetta. Alcuni risultati sperimentali ottenuti dallo stesso gruppo sono stati riferiti da Bernardini (3), mentre un analogo contatore è stato descritto da Jester (4).

Recentemente (febbraio 1956), una esauriente rassegna di tutto il lavoro sperimentale e delle tecnologie sviluppate in questo campo negli S.U.A. dai gruppi già ricordati e da altri ancora è stata eseguita da Swartz (5), che ha messo in rilievo vantaggi e svantaggi (inclusi quelli economici (x)) delle diverse soluzioni adottate, e la particolare importanza della trasparenza del materiale in relazione alle fluttuazioni nello sviluppo (in special modo nella posizione del massimo) della cascata elettromagnetica.

Spettrometri ad assorbimento totale risultano essere stati impiegati fino ad energie intorno al GeV, con poteri risolutivi desrescenti al crescere dell'energia, da $\sim 10\%$ intorno a 100 MeV fino a circa 50% alle massime energie. Bernardini: gli consta la situazione migliora ad alta energia.

(x) Si parla perfino di cristalli di NaI del costo di \$ 50.000.=

Mezzetti:

2. Il problema della trasparenza.

Il problema della trasparenza e della raccolta della luce Cerenkov in un contatore di vetro al piombo è stato affrontato da Cassels, Fidecaro, Wetherell e Wormald, con la cooperazione dei tecnici della Chance Brothers Limited, Glass Works, Birmingham (6) (7). Come è noto, i vetri molto pesanti presentano un forte assorbimento della luce per lunghezza d'onda intorno e inferiori a 4000 Å; per es. la trasmissione attraverso 10 unità di radiazione del vetro prescelto da Cassels e colleghi, è il 3% a 3800 Å, e il 35% a 4000 Å, mentre cresce all'87% a 4600 Å. D'altra parte le curve da noi ottenute facendo il prodotto dello spettro di Cerenkov con le risposte spettrali di alcuni tipici fotocatodi presentano dei massimi intorno a 3700 Å per il fosforo S 11 e intorno a 3500 Å per il fosforo S 4.

Un vetro con caratteristiche di trasmissione migliore (spostamento della curva di assorbimento di ~ 100 Å verso le lunghezze d'onda minore) è in preparazione da parte della Chance Brothers Limited.

3. Attività svolte dal gruppo di Roma in questo campo.

L'attività del gruppo in questo campo si è finora limitata alla raccolta di informazioni circa vetri ed altri materiali pesanti trasparenti, solidi o liquidi (ad es. soluzione di Zn Br, largamente usata negli U.S.A. per la costruzione di schermi trasparenti di protezione contro le radiazioni in impianti industriali (8)). Sono stati presi contatti con tutti i principali fabbricanti di vetri in Italia, con la Chance Brothers e con la St. Gobain di Parigi. Attualmente l'attenzione del Gruppo è concentrata (oltre che sui vetri della Chance Brothers) sullo "Strass al tallio" (suggerito dal Prof. Onorato) e sui "cristalli di Boemia" prodotti da una ditta di Praga (x). Altri tipi di vetri (Schott, Corning Glass, etc.) di cui possediamo le caratteristiche, sembrano decisamente inferiori ai vetri della Chance Brothers.

Interessanti sembrano anche alcuni liquidi molto pesanti (ad es. malonato di Tallio).

In aggiunta a queste ricerche abbiamo anche cercato di escogitare qualche accorgimento che permetta di sfruttare meglio le caratteristiche dei materiali esistenti sul mercato o di quelli eventualmente migliori che venissero pro-

(x) Di tutti questi prodotti abbiamo richiesto caratteristiche precise, che però non abbiamo ancora ricevuto.

dotti in futuro. Le nostre idee in proposito sono già abbastanza definite, ma debbono ottenere conferma da alcune prove in corso di progettazione.

4. Preventivo di spesa, personale necessario e tempo.

Il preventivo allegato è stato compilato in modo necessariamente un po' generico, perchè una previsione esatta della strumentazione, del tempo e del lavoro necessari richiederebbe la formulazione di un progetto dettagliato, che il gruppo non ha avuto ancora il tempo e la possibilità di fare. Il criterio generale adottato è stato quello di prevedere la costituzione di un laboratorio elettronico largamente indipendente dalle attrezzature già esistenti o in corso di preparazione per la esecuzione del programma scientifico attuale del gruppo.

4.1. Preventivo di tempo e personale necessario.

Le due questioni del tempo e del personale necessario sono naturalmente interdipendenti. Partendo da una valutazione del tempo impiegato dai gruppi statunitensi e tenendo conto delle diverse condizioni di lavoro nel modo migliore possibile, noi pensiamo che una previsione ragionevole possa essere quella di un periodo di lavoro di 18-24 mesi per un gruppo costituito da due fisici giovani (sotto la direzione di un fisico anziano) o da un fisico giovane ed uno anziano. Questo, naturalmente, nell'ipotesi che il finanziamento sia adeguato ed adeguatamente distribuito.

4.2. Preventivo di spesa per l'acquisto o la costruzione delle apparecchiature.

Il preventivo di finanziamento allegato non include nè gli stipendi dei ricercatori, nè il costo del lavoro di officina (sia meccanico che di radiomontaggio. Noi riteniamo però che il carico di lavoro che nel complesso ne deriverebbe alle nostre officine possa essere assorbito nel periodo di 18-24 mesi, prima indicato, dal personale attuale nella situazione oggi prevedibile delle attività dell'Istituto (ciò, a meno che altre nuove attività non vengano iniziate). Per quel che riguarda la distribuzione del finanziamento nel tempo, si può valutare che circa 6.000.000 di lire siano necessari per il primo anno, di cui la maggior parte entro i primi 4 mesi per l'ordinazione degli apparecchi più urgenti per le prove sistematiche connesse con la scelta del vetro e lo studio degli accorgimenti tecnici ideati per migliorare le prestazioni del contatore.

BIBLIOGRAFIA

- (1) A. Kantz, R. Hofstadter - Nucleonics, 12(3), 36(1954).
- (2) T. Yamagata, M. Yoshimire - Prestampato non pubblicato, comunicazione privata, Giugno 1955.
- (3) G. Bernardini - Comunicazione al Simposio 1956, CERN Ginevra, Giugno 1956.
- (4) M.H.L. Jester - UCRL 2990, 1955 (Berkeley).
- (5) C.E. Swartz - BNL 2686, 1956 (Brookhaven).
- (6) Chance Brothers Limited - Comunicazione OS 25, Maggio '55.
- (7) Cassels - Comunicazione al Simposio 1956, CERN Ginevra, Giugno 1956.
- (8) W.B. Doe - ANL 4879 - Chemistry, 1952 (Chicago).

Bernardini: ricorda l'idea di costruire un contatore a strati e circondarlo di leucite per raccogliere la luce lateralmente da ogni strato e così ridurre l'influenza degli spostamenti del massimo dello sciame.

Preventivo di finanziamento

(esclusi stipendi ricercatori e lavoro officina)

A. Contatore Cerenkov vero e proprio (lunghezza tà di radiazione, diametro	30 uni- 15 u.r.)	
Vetro al Pb ⁽¹⁾		2.000.000.=
7 Fotomoltiplicatori Dumont 6364		1.500.000.=
Scatola, sostegno, schermi magnetici e varie		1.250.000.=
		<hr/>
		L. 4.750.000.=
B. Elettronica - Spettrometro		
Alimentatori alta e bassa tensione		600.000.=
Amplificatori lineari ($T_P=10^{-7}$ s)		500.000.=
Analizzatore di impulsi (2) (grey wedge ana- lyzer)		2.000.000.=
Circuiti vari		350.000.=
		<hr/>
		L. 3.450.000.=
C. Attrezzature per tarature, prove e varie		
1 Discriminatore a finestre		500.000.=
1 Scala rapida (0.1-0.2 s)		700.000.=
1 Oscillografo		1.500.000.=
Attrezzature ottiche varie		500.000.=
F.M. ausiliari, cristalli, circuiti e stru- menti vari		1.300.000.=
		<hr/>
		L. 4.500.000.=
		<hr/>
		<u><u>L. 12.700.000.=</u></u>

(1) Swartz (rif.5) cita un costo di \$900 per un cilindro lungo \sim 14 u.r. e diametro \sim 12 u.r.

(2) Un discriminatore a 100 canali, con presentazione oscillografica diretta (con memoria) costa dell'ordine di 10 milioni. Presso di noi esiste già un discriminatore mod. Gatti a 10 canali, che andrebbe completato con l'aggiunta di almeno altri 10 canali a 20 scale di demoltiplicazione, con la spesa complessiva di \sim L. 1.400.000.=

Malvano: fa una relazione sul calorimetro per raggi γ .

di cui ci ha inviato il seguente testo:

1. Probabile intensità di misura.

Dai dati di Laughlin si ha che per gamma a 22,5 MeV $1r = 5700$ erg/cm². Con l'area di assorbimento di 3 cm². che è stata scelta si ha per intensità di irraggiamento 1 r/min che la potenza assorbibile nel rivelatore è di $28,5 \mu W = 6,81 \mu cal/sec$. Supponendo di misurare intensità variabili tra 0.1 e 1000 r/min, tale potenza varierà tra $2,85 \mu W$ e $28,5$ mW.

2. Rivelatori

Gli assorbitori furono progettati con lo scopo di ottenere la minima capacità termica, ritenendo meglio aumentare la sensibilità dello strumento che assorbire una maggiore quantità di radiazione. Fu scelta una lunghezza di 6 cm, che assorbono, p.s., il 94,8% dei raggi di Bremsstrahlung di 24,5 MeV o il 99,8% dei raggi monoenergetici di 100 MeV. La percentuale di radiazione assorbita varia naturalmente con l'energia, ma la correzione da apportare porta ad errori trascurabili in quanto l'emergia di irraggiamento può sempre essere conosciuta con buona approssimazione. La forma dell'assorbitore fu scelta con criteri di massima in modo da renderlo in grado di assorbire la maggior parte dei raggi deviati senza accrescere inutilmente la capacità termica. Si ritenne inutile tentare di assorbire anche la piccola percentuale di backscattering, dato lo sproporzionato aumento di peso che ne sarebbe derivato. L'assorbitore fu realizzato in piombo, migliore per il basso calore specifico e l'alto assorbimento di radiazione; colato entro una forma di ottone composta di due tronchi di cono saldati per la base maggiore, dello spessore di circa 1 mm. Il peso è circa 660 gr. (Laughlin aveva assorbitori di 9500 gr. e Kertz di 1460), la capacità termica calcolata in circa $20,2 cal/^{\circ}C$ (Laughlin 296, Kertz 45,6) e la superficie 90 cm².

3. Probabili perdite termiche.

Laughlin con un assorbitore di 127 cm² di superficie sospeso a 4-6 cm dalle pareti della scatola aveva perdite termiche dell'ordine di $10^{-2} cal/^{\circ}C sec$ a pressione atmosferica, perdite che si riducevano all'ordine di $10^{-3} cal/^{\circ}C sec$ con un vuoto migliore di $10^{-3} mm Hg$.

Per avere un ordine di grandezza della sensibilità da attenderci dallo strumento si tenne prudenzialmente conto di una perdita di $10^{-2} cal/^{\circ}C sec$.

Non va esclusa a priori la possibilità di effettuare misu-

re a pressione atmosferica. Come primo tentativo si è realizzata una scatola piuttosto grande (seguendo all'incirca le idee di Laughlin): indirizzandosi invece ad eseguire misure esclusivamente sotto vuoto converrà invece avere una distanza ridotta tra assorbitore e pareti.

Fra le altre perdite possono essere notevoli quelle per conduzione lungo i quattro fili conduttori che adducono corrente ai termistori ed ai riscaldatori: queste si possono minimizzare scegliendo il rapporto fra lunghezza e sezione del filo (che emette calore già di per se) in modo da annullare il gradiente termico al suo ingresso nell'assorbitore.

4. Contenitore.

I due assorbitori vanno sospesi entro una scatola il cui precipuo scopo è di mantenere costanti il più possibile le loro perdite termiche. Per questo occorre che la scatola abbia notevole capacità termica e soprattutto che le sue pareti abbiano elevata conduttanza termica, in modo da minimizzare le variazioni di temperatura tra i vari punti. A tale scopo si è progettata una scatola con pareti in rame da 5 mm. Per ragioni tecnologiche fu poi realizzata come primo tentativo una scatola fusa in bronzo ad alto tenore di rame con pareti da 10 mm. La scatola sarà immersa in bagno d'acqua o di olio per isolarla maggiormente dall'ambiente. Si ritiene forse inutile un bagno d'olio termostatizzato, essendo probabilmente sufficiente una buona circolazione d'acqua per ottenere una egualizzazione di temperatura alla superficie della scatola. La scatola è adatta per essere vuotata fino a pressioni di 10^{-4} mm Hg. Per evitare scambio di calore fra i due assorbitori, la scatola è suddivisa in due vani identici da un setto centrale fuso assieme alle pareti e del loro stesso materiale e spessore; i regimi termici dei due assorbitori, di misura e di campione, risultano quindi indipendenti sebbene soggetti alle stesse condizioni d'ambiente e di contorno.

5. Misura della temperatura

La misura si effettuerà con termistori Philips NTC, che dovrebbero avere un coefficiente termico fino a $-4.5\%/^{\circ}\text{C}$. La misura della variazione di resistenza si effettuerà con un ponte Philips Mod. GM 5536/01, in corrente alternata (4 kHz), con una sensibilità di $6 \cdot 10^{-6}$ /divisione.

L'utilizzazione di un ponte in corrente alternata evita gli errori di misura dovuti a f.e.m. spurie come quelli lamentati da Kertz.

Assumendo per prudenza che il termistore abbia un coefficiente

te di $-3,5\%/^{\circ}\text{C}$ si otterrebbe una sensibilità in temperatura di $1,7 \cdot 10^{-4}^{\circ}\text{C}$.

Assumendo di usare il ponte come strumento di zero e leggere $1/4$ di divisione e che il termistore abbia coefficiente $4,5\%/^{\circ}\text{C}$ si otterrebbe come sensibilità del termometro $3,3 \cdot 10^{-5}^{\circ}\text{C}$.

Il termistore è infilato sull'asse dell'assorbitore, a circa $1/3$ della sua lunghezza e cementato alle pareti del foro con grafite impalpabile e compressa.

6. Sensibilità limite teorica.

Assumendo che le perdite siano 10^{-2} cal/ $^{\circ}\text{C}$ sec, le intensità di radiazione rivelabili col nostro assorbitore di 20.2 cal/ $^{\circ}\text{C}$ di capacità termica risulterebbero:

Per termistore a $-3,5\%/^{\circ}\text{C}$ e lettura di una divisione:

$$250 \text{ mr/min} = 7 \mu\text{W} = 1,7 \mu\text{ cal/sec}$$

per termistore a $-4,5\%/^{\circ}\text{C}$ e lettura di $1/4$ divisione:

$$49 \text{ mr/min} = 1,4 \mu\text{W} = 0,32 \mu\text{ cal/sec}$$

7. Taratura.

La spirulina riscaldatrice è un'elica a passo variabile (metà delle spire nel primo terzo di lunghezza dell'assorbitore) avvolta coassiale con l'assorbitore su un diametro un po' inferiore a quello dell'area di assorbimento, in modo da imitare il più possibile le condizioni in cui l'assorbitore è riscaldato dai raggi gamma. E' realizzata in costantana \varnothing 0.4, con resistenza complessiva di circa 10 ohm avvolta su un cilindretto di piombo infilato nel corpo principale dell'assorbitore e ad esso saldato con lega di Wood. Per riscaldare l'assorbitore con la stessa potenza che gli è fornita da irradiazioni di intensità varianti fra 0.1 e 1000 r/min occorrono correnti varianti tra 0.55 e 54.5 mA che vengono prodotte da un alimentatore stabilizzato in corrente a 0.2% .

Si è voluto usare la stessa potenza sia per la taratura che per la misura per poter effettuare la misurazione isoterma e in ogni caso per effettuare la taratura in condizioni il più possibile simili a quelle di misura.

Si è scelta una alimentazione a corrente stabilizzata per evitare ogni errore e correzione dovuta a f.e.m. spurie e a differenti lunghezze di cavi.

8. Metodo di misura.

Generalmente (Laughlin Kertz) si fa una misura integrale e ad ogni misura si tara il ponte dei termistori mediante una corrente conosciuta lanciata per un certo tempo nella spirulina riscaldatrice.

Il calorimetri risulta così uno "strumento tarato" e si può obiettare che la taratura non è eseguita nello stesso tempo nè generalmente nelle stesse condizioni di misu-

ra. Noi cercheremmo di realizzare un "metodo di sostituzione" con una misurazione isoterma, che si può effettuare mantenendo scaldati ambedue gli assorbitori alla stessa temperatura e bilanciando il calore fornito dai raggi, am ma all'assorbitore di misura con una diminuzione della sua corrente di riscaldamento, usando il ponte dei termistori come strumento di zero.

La misura dell'intensità dei raggi gamma verrebbe ricavata dalla differenza tra la corrente riscaldante prima e durante la misura. Allo scopo i due assorbitori sono stati costruiti identici, ciascuno con spirulina riscaldatrice e sono stati costruiti due alimentatori di corrente identici. Non si può esser certi se il tempo necessario per le misure e i rumori di fondo renderanno più o meno conveniente tale metodo, che avrebbe il vantaggio di rendere lo strumento largamente indipendente dalle differenze fra i termistori, dalle variazioni di temperatura ambiente e dalle variazioni dei fattori di perdita termica.

Si è ancora incerti sulla scelta del metodo di misura precisa (si richiederebbe lo 0.1%) della corrente riscaldante: uno strumento può essere più semplice; un sistema potenziometrico permetterebbe anche la verifica della resistenza della spirulina.

9. Bibliografia.

Ci si è basati soprattutto sui lavori di Lauglin et All. (Calorimetric Evaluation of the Roentgen for 400 keV and 22.5 MeV Roentgen Rays) e di Edwards e Kertz (The Determination of Photon Flux for Energies between 150 and 300 MeV - Rev. of Sci. Instr. 24 - 490, (1953))

10. Stato lavori.

Sono stati costruiti od acquistati i componenti fondamentali dello strumento:

2 alimentatori stabilizzati in corrente nel range 0.5+ 80m.

1 ponte di misura di resistenze Philips GN 5536/01

1 scatola di contenimento

2 assorbitori completi di riscaldatore e termistore

1 cassone per termostato

Si sono ora cominciate le prime prove sperimentali tendenti a studiare la adattabilità dei componenti, l'entità dei disturbi e delle perdite termiche e le modalità più opportune di misura.

Infine Bassi parla delle camere a bolle; la relazione inviataci è la seguente.

Camera a bolle

Viene data una breve relazione sulle camere a bolle di diverso tipo e sui sistemi di riproduzione in costruzione in

Italia.

Le valutazioni economiche sono soltanto indicative.

I° Camera a bolle a idrocarburi.

a) Camera a vapore surriscaldato: Pisa e Padova, dopo aver sperimentato con successo camere più piccole stanno ora costruendo due camere a propano di qualche litro di volume utile. Esse verranno usate molto probabilmente nel corso del 1957 in esperienze presso acceleratori stranieri (Birmingham, Upsala...)

b) Camere a gas disciolto: Genova, che ha messo a punto il primo esemplare di camera a gas ne sta costruendo una di qualche litro che verrà usata presso il Betatrone di Torino, presumibilmente verso la fine del 1956, allo scopo di studiare a fondo le proprietà di tale strumento. La spesa prevista per una di queste camere, completa di ottica e di tutti gli accessori è tra 5 e 8 milioni. Tra l'altro questi programmi daranno modo di addestrare gruppi di fisici ad esperienze con macchine.

II° Camera a bolle a idrogeno liquido.

Le università di Bologna, Padova, Pisa, Roma e Trieste costruiranno per la fine del 1958 una camera a bolle a idrogeno liquido di 10 litri con campo magnetico. La costruzione avverrà a Bologna, le esperienze a Frascati e al CERN.

Ognuna delle università interessate contribuirà con almeno un fisico al gruppo che costruirà a Bologna la camera. Tale gruppo nella prima metà del 1957 potrà usufruire della collaborazione del Prof. Steimberger. Spesa prevista 15-20 milioni escluso il magnete.

III° Camera a bolle ad alto numero atomico.

Genova ha in programma di iniziare lo studio di questa tecnica entro il 1957.

IV° Riproiettori.

Le università consociate per la costruzione della camera a H₂ si sono impegnate a costruire prima del 1958 un riproiettore ciascuna per detta camera.

Pisa e Bologna lo avranno pronto per la fine del 1956 ed inizieranno osservazioni su films forniti da Steimberger. Padova lo costruirà nel 1957 per osservare films propri. Trieste lo costruirà nel 1957 ed inizierà le osservazioni probabilmente su films di Glaser.

Spese previste per un riproiettore 1/1,5 milioni.

Careri: invita a precisare i quantitativi di idrogeno necessari per potersi orientare sull'approvvigionamento.

Bernardini: riassume brevemente la situazione e propone di inviare i progetti a Salvini un po' prima della prossima riunione.

Salvini: chiede che queste attività relative all'organizzazione delle prossima riunione siano distribuite fra le varie Sezioni.

POMERIGGIO DEL 2 OTTOBRE

4 bis. Le persone interessate alle camere a bolle hanno tenuto una riunione, nella prima parte della quale si sono discusse soprattutto questioni di carattere organizzativo mentre la seconda parte è stata dedicata a questioni tecniche. Il verbale della prima parte è stato compilato separatamente.

Puppi: ha preso la parola sul programma del CERN elencando problemi da risolvere con l'uso di camere a bolle. Delle due esperienze:

- 1) produzione anelastica di $\bar{\pi}$ da $\bar{\pi}$ ($\bar{\pi} + N \rightarrow N' + n\bar{\pi}$)
- 2) " " " " $\bar{\pi}$ " $N(N + N' \rightarrow N'' + N''' + n\bar{\pi})$

la prima non è stata ancora eseguita dai russi ed è certamente la più interessante. Le soglie sono:

$\bar{\pi} + N \rightarrow N + 2\bar{\pi}$	170 MeV
$\bar{\pi} + N \rightarrow N + 3\bar{\pi}$	350 "
$\bar{\pi} + N \rightarrow N + 4\bar{\pi}$	550 "

La produzione di $4\bar{\pi}$ è esclusa per la macchina del CERN. Le intensità del CERN con un fascio esterno saranno:

a 170 MeV	$10^4 \bar{\pi}$ /impulso
350 "	150-200 $\bar{\pi}$ /impulso

Ritiene che la produzione di $4\bar{\pi}$ non dia risultati particolarmente interessanti e che invece si debba studiare la produzione di $2\bar{\pi}$ che non dovrebbe essere impedita in soglia. Da uno schema degli stati iniziali e finali delle varie reazioni e delle connessioni tra di essi.

Bernardini: osserva che se non ci fosse interazione $\bar{\pi}\bar{\pi}$ allo stato S lo schema non sarebbe più valido.

Bizzarri: fa notare che il conteggio dei $\bar{\pi}$ sarà troppo

basso per un efficiente impiego della camera a bolle.

Salvini: chiedè se gli esperimenti con 3π sono interessanti anche contro neutroni. In tal caso le collisioni in He potrebbero essere ad energia più alta grazie alla energia di Fermi.

Bernardini: è un processo più complicato .

Bizzarri: quale è la precisione in energia richiesta?

Puppi: poca. L'energia si ripartisce su quattro corpi.

Bizzarri: propone di considerare in tal caso per simili esperimenti i pioni che si ottengono con il beam del sincrotrone.

Bizzarri: fa poi una relazione di cui invia il seguente testo:

Relazione dei Dott. Bizzarri, Di Capua, Michellini, Moneti, sulle possibilità di impiego della camera a bolle con l'elettrosincrotrone.

Dalla relazione del Prof. Puppi è apparso come tra i problemi da affrontare con la nuova camera ad H₂ liquido, il più importante sia forse la produzione di due π nell'urto $\pi - p$. Tuttavia la soglia di questo processo è a ~ 350 MeV ed il sincrociclotrone di Ginevra potrà presumibilmente fornire π di tale energia solo con una intensità molto bassa ($\sim 2\pi$ / impulso). Appare quindi interessante esaminare le possibilità che si hanno di ottenere un beam di π di energia intorno a 400 MeV dall'elettrosincrotrone di Frascati.

Come punto di partenza per questo calcolo si è presa l'esperienza sulla fotoproduzione di π^+ in idrogeno fatta dal Walker e coll. (Phys. Rev. 99, 210, 1955).

L'esperienza consisteva in questo: il beam di bremsstrahlung era inviato in una targhetta di H₂, π prodotti ad un certo angolo e con una certa energia venivano analizzati da uno spettrometro magnetico e finivano su un telescopio di contatori. Sostituendo ai contatori una camera a bolle questa verrebbe investita da un beam di π di momento determinato. Si tratta di vedere quale può essere l'intensità di questo beam .

Walker e Coll. avevano, nelle condizioni di massima intensità $0,67 \pi$ / impulso. In queste condizioni si contavano π di circa 270 MeV di energia cinetica. Vogliamo invece ottenere un beam di π di circa 400 MeV di energia cinetica ed emessi per esempio ad un angolo di $\sim 30^\circ$ con la direzione dei γ .

Sono necessari dei γ di ~ 584 MeV. Assumendo una sezione d'urto differenziale $\sigma(\theta) \approx 10^{-29} \text{ cm}^2 / \text{ster}$ ed un angolo solido di accettazione dell'analizzatore magneti-

co di $5 \cdot 10^{-3}$ ster si dovrebbe avere un'intensità di $\sim 0,15$ π /impulso lavorando nelle stesse condizioni di Walker.

Walker usava un acceleratore che forniva 10^{10} elettroni/impulso; la targhetta di bremsstrahlung era di 0,4 mm di Cu (1/30 di cammino di radiazione); la targhetta di fotoproduzione era di 15 cm di H2 di densità $3 \cdot 10^{-2}$ g/cm³. L'indeterminazione nel momento dei π era $\Delta p/p=9\%$. Poichè quello che a noi interessa è ottenere un beam di π , indipendentemente dallo spettro dei γ che li hanno prodotti e dal materiale sul quale sono stati prodotti, stimiamo sarà possibile guadagnare un fattore ~ 4 sulla targhetta di bremsstrahlung ed un fattore ~ 10 sulla targhetta di fotoproduzione. Si otterrebbe così un beam di ~ 6 π / impulso.

Questo risultato è estremamente grossolano. Esso indica semplicemente che quella di ottenere π dall'elettrosincrotrone è una possibilità da prendere in considerazione quando, a macchina funzionante, si avranno dati sperimentali sicuri sulle intensità ottenibili.

Un'altro possibile impiego della camera a bolle presso l'elettrosincrotrone consiste nell'inviare in essa direttamente il beam dei γ e studiare le interazioni prodotte in H2. Il fondamentale ostacolo a questo modo di utilizzazione è costituito dal fondo di coppie di elettroni. E' difficile dire quanto è il massimo fondo tollerabile senza prima aver fatto delle prove. Si suppone come tentativo

- 1) che le pareti non contribuiscano al fondo
- 2) che il massimo fondo tollerabile sia di 15 coppie su una larghezza del beam di 4 cm.

Questo fondo sarebbe senz'altro eccessivo in una camera di Wilson; in una camera a bolle però la larghezza delle tracce dovrebbe essere circa 10 volte minore.

- 3) Lo spettro dei γ e del tipo dK/K da 100 MeV ad E_{max} .

Si considerano due casi

A) studio di eventi prodotti da fotoni primari nell'intervallo 300-350 MeV

$$n. \text{foto}/\text{evento} = \frac{6.600}{6 \mu E}$$

se $6 \mu b$ è la sezione d'urto del fenomeno da studiare espresso in μb

Per la fotoproduzione singola $6 \mu b \sim 100$

$$n.foto/evento = \sim 66$$

Si può pensare di fare esperienze di fotoproduzione singola con statistiche di ~ 1000 eventi.

B) Fotoni primari nell'intervallo 900 - 1000 MeV

$$n.foto/evento = \frac{18000}{6 \mu b}$$

Non conosciamo le sezioni d'urto per i diversi processi a questa energia.

Se però non sono maggiori di $10 \mu b$, non si può pensare di fare più che una prima esplorazione.

A Caltech raggiungono conclusioni più ottimistiche: pensano si possano misurare fino a $10 \mu b$ se l'angolo di emissione dei π è $> 10^\circ$ nel sistema di laboratorio e $\sim 1 \mu b$ se è $> 40^\circ$.

Tutte queste conclusioni sono piuttosto incerte. Non è però possibile precisarle senza l'osservazione di fotogrammi di camera a belle ad H_2 esposta ad un beam di γ di intensità nota e con campo magnetico (il suo effetto sparpagliante influenza molto l'aspetto del fondo).

Errata

a pg.	2 riga	24	invece di	Tuschek	leggere	Touschek	
"	"	8	"	13	"	" sanità	" Ist. Sup. di Sanità
"	"	15	"	30	"	" 10^{+8}	" 10^{-8}
"	"	19	"	16	"	" protoni	" fotoni
"	"	19	"	30	"	" protoni	" fotoni
"	"	19	"	31	"	" un aspetto	" uno spettro
"	"	37	"	24	"	" radiottive	" radiative
"	"	37	"	29	"	" essere anche a	" essere anche ampie a
"	"	54	"	19	"	" doppie	" coppie
"	"	47	"	25	"	" coppie di	" coppie di le
"	"	48	"	40	"	" divengono	" dipendono
"	"	58	"	17	"	" Preventivo	" Mezzetti:pre-ventivo
"	"	62	"	46	"	" riproduzione	" riproiezione

I N D I C E

Programma della riunione	pag.	1
Lista dei partecipanti.....	"	2
Relazione di Bernardini sul CERN	"	3
Discussione	"	6
Relazioni di Salvini sull'elettrosincrotrone	"	7
Discussione	"	8
Relazione di Cini (fotoprod. π)	"	9
Discussione	"	10
Relazione di Salvini (fotoprod. mesoni pesanti).....	"	13
Relazione di Gatto (fotoprod. mesoni pesanti).....	"	21
Relazione di Sona (fotoprod. mesoni pesanti)	"	24
Discussione	"	26
Relazione di Borsellino (elettrodinamica)	"	26
Relazione di Salvini (elettrodinamica)	"	28
Discussione	"	33
Relazione di Moneti (urto elettr. nucleo)	"	34
Discussione	"	37
Relazione di Tau (fotoprod. doppia di π)	"	38
Discussione	"	40
Relazione di Beneventano (produz. coppie μ)	"	40
Discussione	"	42
Relazione di Beneventano (π da urti e-N)	"	43
Discussione	"	43
Relazione di Budini (distribuz. carica nucleare) ...	"	43
Discussione	"	47
Relazione di Bernardini (eff. Compton nucl.)	"	48
Discussione	"	50
Quadro apparecchiatura esperienze	"	50
Commenti	"	51
Relazione di Lovati (dispositivi magnetici)	"	52
Discussione	"	54
Relazione di Mezzetti (Cerenkov)	"	55
Relazione di Malvano (Calorimetro)	"	59
Relazione di Bassi (camera a bolle)	"	62
Commenti	"	64
Relazione di Puppi (esper. CERN)	"	64
Discussione	"	64
Relazione di Bizzarri (camere a bolle)	"	65
Errata	"	68