

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Pavia

INFN/BE-72/7
25 Ottobre 1972

G. Bendiscioli, A. Gigli Berzolari e E. Lodi Rizzini : DETERMINAZIONE DELL'ASIMMETRIA NELLA DIFFUSIONE ELASTICA A PICCOLI ANGOLI (1° - 9°) DI PROTONI POLARIZZATI DA 40 MeV DA PARTE DI NUCLEI DI ^{40}A .

477

G. Bendiscioli, A. Gigli Berzolari, E. Lodi Rizzini: DETERMINAZIONE DELL'ASIMMETRIA NELLA DIFFUSIONE ELASTICA A PICCOLI ANGOLI ($1^\circ \div 9^\circ$) DI PROTONI POLARIZZATI DA 40 MeV DA PARTE DI NUCLEI DI ^{40}A .

RIASSUNTO. -

Vengono riportati i risultati preliminari di un esperimento effettuato con una camera a diffusione presso il Ciclotrone AVF dell'Istituto di Fisica dell'Università di Milano per la determinazione dell'asimmetria a piccoli angoli ($1^\circ \div 9^\circ$) nello scattering di protoni polarizzati da 40 MeV da parte di nuclei di ^{40}A . L'analisi di un campione di ~ 2000 eventi mostra che l'asimmetria presenta un'inversione di segno intorno a $\sim 3^\circ$ e un minimo negativo uguale a $\sim 0,2$.

SUMMARY. -

The preliminary results of an experiment performed with a diffusion cloud chamber at the Milan AVF Cyclotron to investigate the asymmetry at small angles ($1^\circ \div 9^\circ$) in the scattering of ~ 40 MeV polarized protons by ^{40}A are presented. The analysis of a sample of ~ 2000 events shows a sign change of the asymmetry at $\sim 3^\circ$ and a negative minimum of $\sim 0,2$.

2.

1. INTRODUZIONE. -

In precedenti rapporti^(1, 2) è stato illustrato un programma di ricerca sulla diffusione elastica a piccoli angoli ($\theta \lesssim 10^\circ$) di protoni polarizzati ($P \simeq 0.6$) da 40 MeV basato sull'uso di una camera a diffusione e la presente nota riguarda la parte dell'esperimento relativa al nucleo dell' ^{40}A .

Come è noto, la diffusione a piccoli angoli è dovuta essenzialmente all'interazione dei protoni con la superficie nucleare, cioè con la regione del nucleo dove il potenziale attrattivo nucleare diviene dello stesso ordine di grandezza del potenziale repulsivo coulombiano; inoltre alla superficie è massimo il termine spin-orbita del potenziale nucleare, al quale si attribuiscono, nel modello ottico, gli effetti di asimmetria nella distribuzione angolare dei protoni diffusi. Per questi motivi nella diffusione a piccoli angoli sono importanti gli effetti interferenziali fra le ampiezze di diffusione nucleare e coulombiana, sia relativamente alla sezione d'urto differenziale che all'asimmetria. Considerazioni semi qualitative mostrano che l'effetto interferenziale potrebbe riflettersi, fra l'altro, in una inversione di segno e in un massimo relativo dell'asimmetria.

Nell'intervallo angolare analizzato esistono numerose misure di sezione d'urto ed asimmetria per energie superiori a 90 MeV; per energie inferiori si hanno scarse informazioni sulla sezione d'urto e mancano completamente sulla asimmetria. Ciò è dovuto, tra l'altro, al fatto che la sezione d'urto è, in prima approssimazione, inversamente proporzionale al quadrato dell'energia e quindi è elevata la probabilità che i protoni incidenti subiscano nella targhetta diffusione multipla, con conseguenti erronee valutazioni dell'asimmetria che risulta determinata per difetto; ciò in misura maggiore o minore a seconda della tecnica adottata. Si deve aggiungere che in base ai dati sperimentali ottenuti ad energie elevate e a stime teoriche ci si aspetta un valore dell'asimmetria relativamente piccolo; di qui la necessità di misurare un elevato numero di eventi per la sua valutazione con sufficiente precisione.

Le previsioni teoriche sull'andamento dell'asimmetria a piccoli angoli sono contraddittorie; in particolare, mentre uno studio sistematico basato sul modello ottico prevede che per $E < 60$ MeV ed $A < 40$ l'asimmetria sia inapprezzabile⁽³⁾, altre valutazioni relative a ^3He , ^4He , ^{12}C , ecc. assegnano all'asimmetria valori apprezzabili, anche dell'ordine di 0,2⁽⁴⁾.

L'interesse di esperimenti di questo tipo può essere riassunto, tra l'altro, nei seguenti punti: 1^o) contribuire a colmare una lacuna nel complesso dei dati sperimentali relativi alla diffusione elastica protone-nucleo; 2^o) affinare il modello ottico, con particolare riguardo al potenziale spin-orbita, e, nel caso dei nuclei leggeri, eliminare talune ambiguità

dell'analisi in fase; 3°) contribuire a chiarire le caratteristiche della distribuzione della materia nucleare, con particolare riguardo alla differenza fra la distribuzione dei protoni e quella dei neutroni, nell'ambito del modello ottico di Greenlees, Pyle e Tang⁽⁵⁾. Inoltre, lo studio della diffusione a piccoli angoli permette di determinare in modo completo l'ampiezza di diffusione nucleare, essendo nota con sufficiente accuratezza la parte puramente coulombiana dell'ampiezza di diffusione. Per ottenere le stesse informazioni a grandi angoli si dovrebbe ricorrere ad un esperimento di diffusione tripla.

Nel par. 2 della presente nota viene descritto l'apparato sperimentale; nel par. 3 vengono discussi gli errori di misura in relazione all'ottica di ripresa e al procedimento di ricostruzione spaziale; nel par. 4 vengono analizzati alcuni problemi connessi con la difficoltà di individuazione degli eventi con piccolo angolo di diffusione; infine, nel par. 5 viene determinata la asimmetria e vengono discussi i risultati ottenuti.

2. - APPARATO SPERIMENTALE. -

E' stato utilizzato un fascio di protoni da 44,4 MeV estratto dal ciclotrone AVF di Milano.

L'apparato sperimentale è costituito da una camera a diffusione, una camera di scattering contenente una targhetta polarizzatrice, un magnetizzatore e un canale di trasporto del fascio.

a) La camera a diffusione (C.D.) è nelle sue caratteristiche generali quella già descritta⁽⁷⁾, a parte alcune migliorie e modifiche dettate dalle esigenze dell'esperimento^(x).

La regione sensibile della C.D. ha forma cilindrica con diametro pari a ~ 50 cm e altezza compresa fra ~ 6 e ~ 10 cm; per questo motivo si è utilizzato un fascio sparpagliato orizzontalmente "a ventaglio" su una estensione orizzontale di $\sim 30 \div 40$ cm e limitato in altezza a ~ 1 cm.

Sono stati ripresi ~ 25.000 fotogrammi di buona qualità in ^{40}A nonostante l'elevato carico ionico ambientale nelle seguenti condizioni:

(x) - Tra l'altro, è stato completamente rifatto l'impianto frigorifero; esso è in grado di mantenere con elevata stabilità il fondo della C.D. a $\sim -72^\circ$. Inoltre, la disposizione del sistema di ripresa fotografica è stata modificata per una migliore visione stereoscopica e per ridurre gli effetti rifrattivi (vedi Fig. 3). Sono stati utilizzati due obiettivi grandangolari Summaron 1:3,5; $f = 35$ mm.

4.

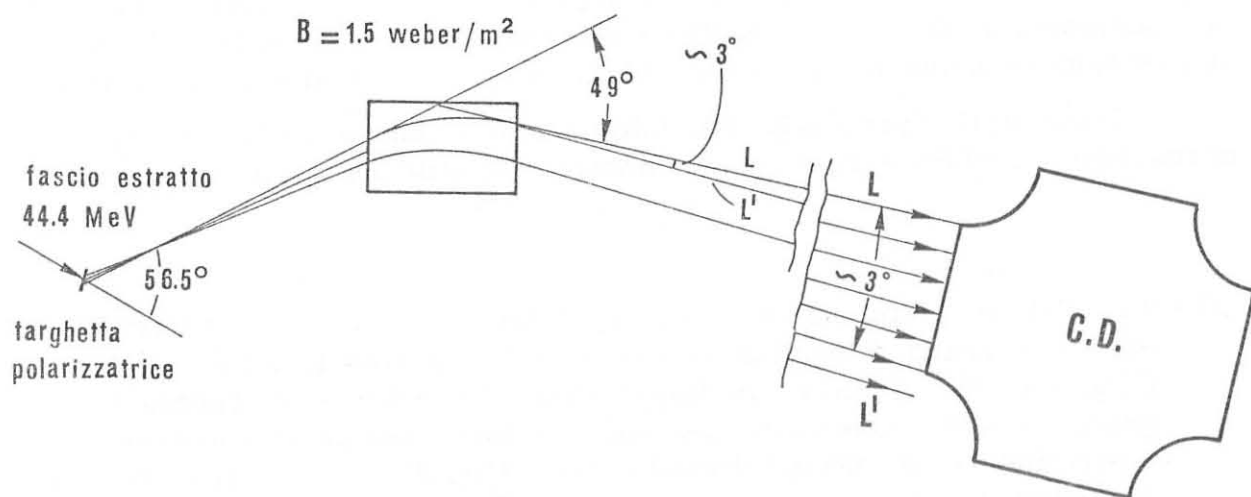
- pressione dell'Argon: $\sim 1,1$ atmosfere (densità media del gas nella regione sensibile: $\sim 3,10^{-3}$ g/cm³);
- altezza dello strato sensibile: $\gtrsim 6$ cm;
- intervallo fra due immissioni consecutive del fascio: 15 sec;
- durata di un impulso di protoni: 5×10^{-2} sec.

Il numero di protoni per impulso ottimo agli effetti del riconoscimento degli eventi è risultato tra 10 e 20.

La differenza in energia fra particelle diffuse elasticamente ed anelasticamente lungo la medesima direzione non permette in generale di distinguere gli urti elastici da quelli anelastici; ciò non ha però importanza perchè il rapporto fra le sezioni d'urto anelastica ed elastica è inferiore a 10^{-2} per $\theta < 10^\circ$.

b) Nella camera di scattering è alloggiata una targhetta polarizzatrice di grafite di spessore uguale a $\approx 0,44$ mm ($\sim 0,7$ MeV).

Per protoni da 44,4 MeV il fascio diffuso elasticamente ha un massimo di polarizzazione uguale a $0,62 \pm 0,02$ fra 55° e 60° (lab.)⁽⁶⁾; l'energia dei protoni diffusi elasticamente in tale intervallo angolare è pressochè costante e uguale a 41,1 MeV. Dalla targhetta polarizzatrice viene prelevato, con una opportuna collimazione, un fascio di apertura angolare orizzontale di circa $\sim 2,5^\circ$ e verticale di $\sim 5'$, lungo una direzione che forma un angolo di $56,5^\circ$ rispetto a quella del fascio incidente. Il fascio attraversa un magnete di espansioni polari rettangolari (20×40 cm²) e traferro di 4 cm; con $B \approx 1,55$ weber/m² si ottiene una separazione di circa 3° tra il bordo L del fascio elastico ($E \approx 41,1$ MeV) e quello L' del fascio anelastico ($E \approx 36,6$ MeV), come illustrato in Fig. 1. La C.D. è posta a ~ 7 m dal magnete e a ~ 8 m dalla targhetta) così che sulla fenditura d'ingresso del fascio, (40×1 cm²), incidono solo protoni diffusi elasticamente.



Scala 1:20

FIG. 1

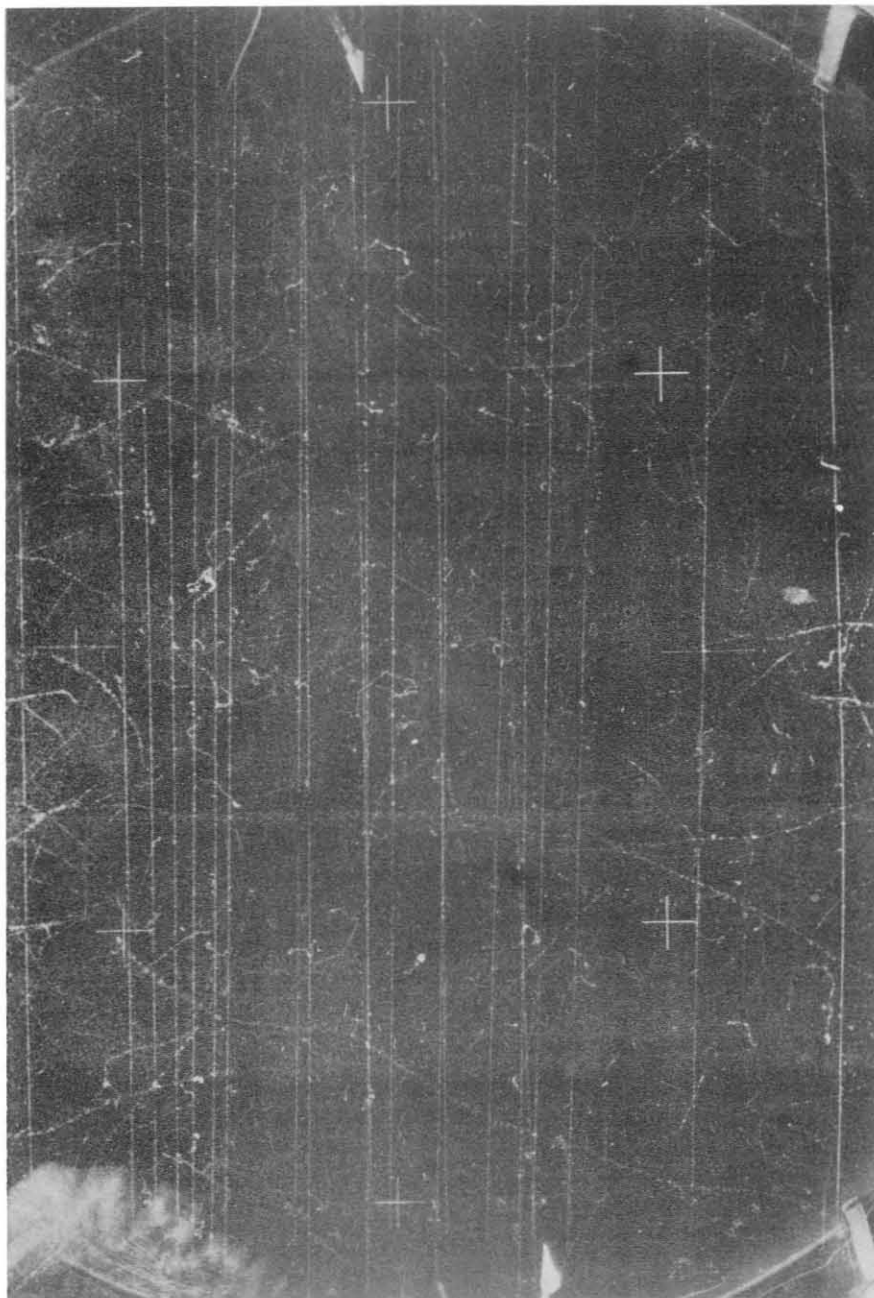


Fig. 2

c) Il fascio è sotto vuoto (10^{-5} mmHg) tranne che per ~ 14 cm di aria. Inoltre, esso attraversa 6 pareti di mylar, dello spessore complessivo di 0,3 mm, che chiudono i tre tronchi in cui è suddiviso l'apparato sperimentale, ossia camera di polarizzazione, magneti e canale di trasporto, camera a diffusione; queste pareti comportano una perdita di energia di circa 0,5 MeV. Tenuto anche conto che lo spessore della targhetta di grafite "visto" dai protoni varia da circa 0,44 mm a circa 0,88 mm, l'energia finale del fascio nella camera a diffusione è compresa fra 39,9 e 39,2 MeV.

d) L'analisi dei fotogrammi ha messo in evidenza la presenza di due tipi di distorsioni importanti ai fini della misura proposta:

i) Distorsioni introdotte dall'apparato di ripresa ottica, particolarmente nelle tracce lungo le fasce più esterne della C.D. Esse sono in relazione con gli errori sistematici sulla coordinata z di cui si discuterà nel par. 3.

ii) Distorsioni locali e transitorie dovute ad instabilità termodinamiche che comportano lievi incurvamenti ed interruzioni nelle tracce. Queste distorsioni danno luogo a difficoltà nel riconoscimento e nella ricostruzione delle tracce con piccolissimo angolo di diffusione; di esse si terrà conto nei par. 3 e 4.

In Fig. 2 è riportato un tipico fotogramma.

3. - RICOSTRUZIONE DEGLI EVENTI. -

3.1. - La geometria del sistema di ripresa fotografica è schematizzata in Fig. 3; in essa è anche indicato il sistema di riferimento utilizzato che ha l'origine O a una distanza di 53,2 cm dal fondo della C.D. Il sistema di riferimento in cui vengono assegnati gli angoli θ e φ che individuano l'angolo di diffusione e il semipiano di un evento, rispettivamente, è definito nel seguente modo: x' coincide con la direzione del protone incidente; z' giace nel piano $x'z$; il sistema x', y', z' è sinistrorso con l'origine nel vertice dell'evento (cfr. Fig. 4). In pratica gli assi x', y', z' risultano quasi paralleli agli assi x, y, z , rispettivamente. Il vettore polarizzazione \vec{P} è parallelo a z' e diretto in verso opposto.

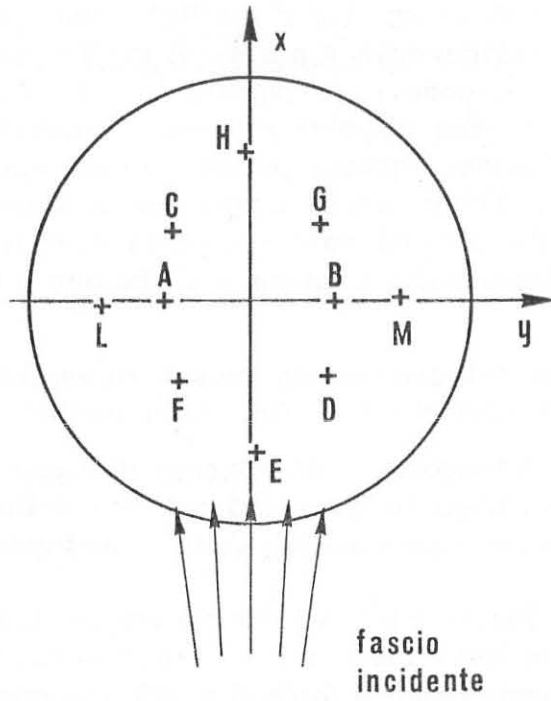
La ricostruzione degli eventi viene effettuata mediante un programma di calcolo costituito di due parti, la seconda delle quali è una rielaborazione di un precedente programma appositamente compilato per la C.D., ma in relazione ad altri tipi di eventi⁽⁸⁾. La seconda parte effettua la ricostruzione tridimensionale e a questo scopo richiede la conoscenza per ciascuna vista delle coordinate del vertice e di quelle di un ulteriore punto per ciascun ramo. Trattandosi di eventi a due soli rami con piccoli angoli, la individuazione del vertice con buona precisione impli

6.

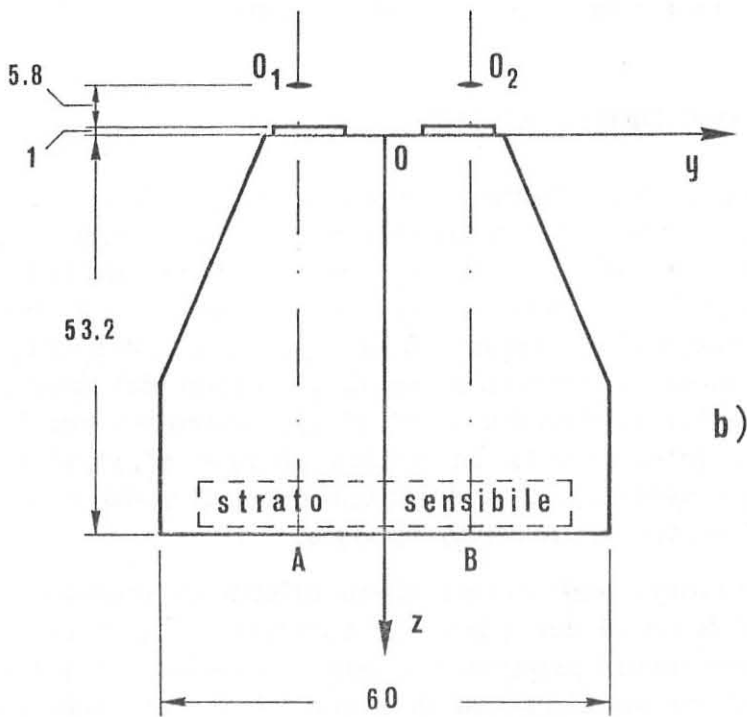
$\overline{A B} = 23.15 \text{ cm.}$

$\overline{C G} = 20 \text{ cm.}$

angolo fra
F G e y = 48.50°



a)



b)

FIG. 3

cherebbe spesso tempi lunghi; inoltre il vertice può essere invisibile perchè situato in una regione di insensibilità della camera a diffusione, oppure non individuabile su una delle viste perchè i due rami della traccia appaiono allineati. Per questi motivi le coordinate del vertice in generale non vengono misurate direttamente, ma calcolate nella prima parte del programma con il procedimento descritto in appendice.

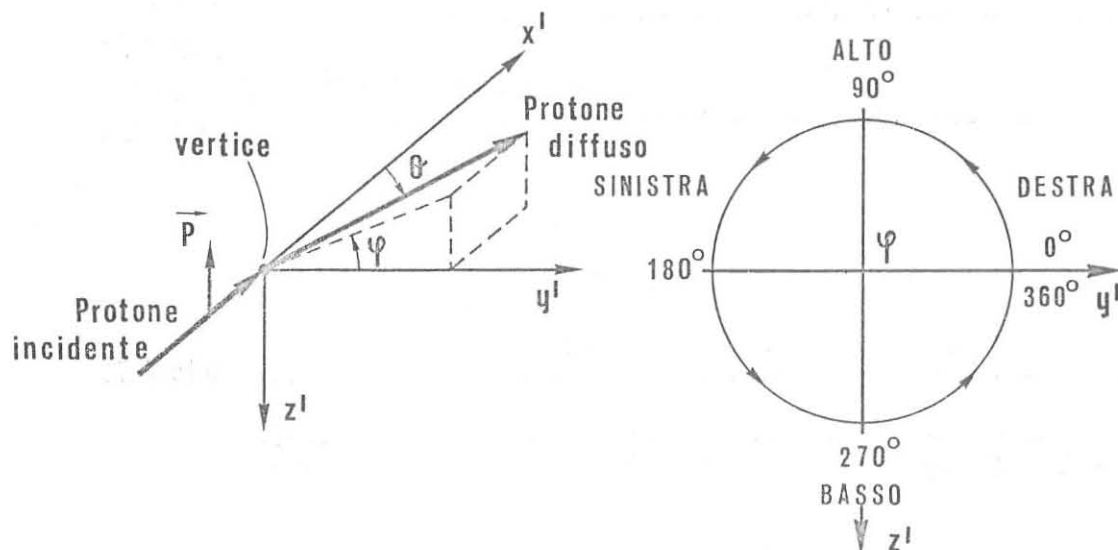


FIG. 4

La misura degli eventi viene eseguita con digitalizzatori del tipo Mangiaspago e i dati elaborati con il calcolatore IBM 360/44 dell'Università di Pavia.

3.2. - La precisione nella misura degli eventi con il procedimento adottato è stata valutata ricostruendo le croci di riferimento sul fondo della camera a diffusione ed eventi simulati con sottili fili.

a) - Croci di riferimento.

Questa analisi ha permesso di valutare la precisione con cui possono essere determinate le coordinate di punti isolati ben individuati. I valori calcolati delle coordinate coincidono entro gli errori con i valori nominali, ad eccezione della coordinata z delle due croci più esterne disposte nel piano degli assi ottici (cfr. Fig. 5), per le quali è massima la distanza dall'uno o dall'altro asse ottico ($\approx 31,5$ cm).

b) - Eventi simulati.

L'errore sistematico sulla coordinata z è ancora più evidente nella ricostruzione dei vertici degli eventi simulati come mostrato per due angoli in Fig. 5; ciò dipende dal fatto che nella determinazione delle coordinate dei vertici influiscono notevolmente anche quelle dei punti finali e iniziali delle tracce proiettate, che sono i più lontani dagli assi ottici

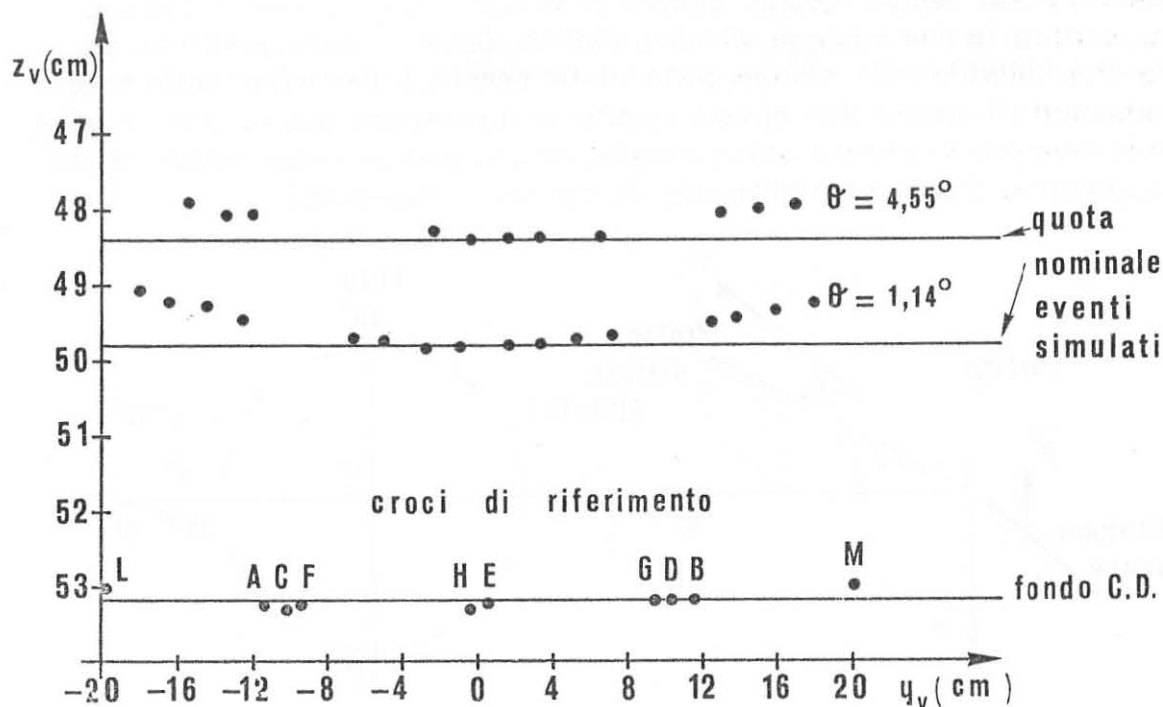


FIG. 5

(cfr. par. 3). L'errore su z comporta un errore sistematico sugli angoli θ e φ .

A parte la ovvia mancanza di difetti di origine termodinamica, la qualità delle tracce simulate è abbastanza simile a quella delle tracce degli eventi veri; la differenza più notevole stà nel fatto che il vertice degli eventi simulati risulta in ogni caso ben individuata. La serie di misure, ripetute in condizioni ottiche molto simili a quelle reali, ha permesso di valutare quantitativamente gli errori casuali e sistematici di origine ottica e geometrica inerenti al metodo di ricostruzione adottato. I risultati più importanti ottenuti relativamente a tracce con rami iniziali e finale di lunghezza uguale a ~ 15 cm possono essere così riassunti:

i) L'errore casuale su θ è dell'ordine di $\sim 20'$ indipendentemente da θ .

ii) L'errore casuale su φ è dell'ordine di 8° per $1^\circ \lesssim \theta \lesssim 2^\circ$ e diminuisce al crescere di θ .

iii) La quota z del vertice in funzione della distanza dal centro della C.D. ha l'andamento di Fig. 5. La coordinata z nella regione più esterna della C.D. risulta variata analogamente a quello che si otterrebbe se nella ricostruzione spaziale si trascurasse un effetto di rifrazione. L'angolo φ risulta variato rispetto al valore nominale sistematicamente e in modo sensibile per θ piccolo e per $y < -10$ cm e $y > 10$ cm. L'errore sistematico

su θ è in generale più piccolo dell'errore casuale.

Questa analisi ha portato ad attribuire tali errori sistematici agli obiettivi di ripresa fotografica, perchè si è constatato che l'incurvamento delle tracce simulate situate alla periferia della C.D. permane anche se i vetri di chiusura della C.D. vengono rimossi.

Nella Tabella I sono riportati i risultati di misure ripetute su un campione di eventi veri con angolo θ compreso fra $\sim 1^\circ$ e $\sim 18^\circ$.

3.3. - Nelle Fig. 6 e 7 sono illustrate le caratteristiche geometriche del fascio incidente dedotte dalle misure eseguite su tracce diritte molto lunghe (30÷40 cm) con distorsioni di origine termodinamica trascurabili.

In Fig. 7 si vede che i punti rappresentativi delle tracce nel piano (φ_1, y) sono distribuiti attorno ad una retta inclinata rispetto all'ascissa: l'inclinazione dipende dalla forma a "ventaglio" del fascio di protoni, per la quale ad ogni valore di y corrisponde un particolare valore di φ_1 .

Le Fig. 6 e 7 mettono in evidenza che le distribuzioni del numero delle tracce in funzione di θ_1 , φ_1 e z , rispettivamente, hanno una dispersione maggiore di quella che ci si aspetta dalle caratteristiche geometriche dell'apparato sperimentale e dagli errori di misura (ricordiamo che la divergenza angolare geometrica in θ è dell'ordine di $+5'$ e che il fascio è limitato verticalmente da una fenditura di 1 cm). Questo fatto è attribuibile allo scattering multiplo subito dai protoni nell'attraversamento di alcune pareti di mylar e di due intervalli d'aria e di argon situati fra la fine del canale di trasporto e la regione sensibile della C.D.; quantitativamente la dispersione osservata è in accordo soddisfacente con quella calcolabile come indicato, per es., in rif. (9). Comunque dato il piccolo spessore del mezzo attraversato ($\sim 50 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2$) non ci si aspettano variazioni sensibili della polarizzazione del fascio incidente⁽¹¹⁾.

4. - EFFICIENZA DI MISURA DEGLI EVENTI. -

Come già accennato, le tracce possono presentare lievi incurvamenti e brevi interruzioni dovute ad instabilità termodinamiche della C.D. Queste distorsioni rendono difficile il riconoscimento degli eventi con angoli proiettati molto piccoli. Si aggiunga che lo spessore finito delle tracce, in relazione alla loro lunghezza, comporta un errore su φ che diventa eccessivo per angoli molto piccoli. Poichè tutti questi inconvenienti si attenuano sensibilmente per angoli proiettati maggiori di $\sim 1^\circ$, sono stati misurati solo gli eventi con almeno uno degli angoli proiettati maggiore o uguale a 1° .

Ciò comporta una perdita d'eventi dipendente dalla posizione del vertice e degli angoli θ e φ , come si mostrerà qui di seguito. Per semplificare la discussione, senza tuttavia perdere in generalità nelle conclu

TABELLA I

x_v	Δ	y_v	Δ	z_v	Δ	θ_1	Δ	φ_1	Δ	θ	Δ	φ	Δ	L_1	L_2
1.54	0.63	-12.81	0.01	49.49	0.06	89.98	0.19	179.59	0.11	0.86	0.10	179.76	18	14	14
0.71	1.04	5.26	0.02	49.06	0.06	89.52	0.38	179.65	0.08	0.92	0.26	33.24	16	20	17
- 1.02	0.48	16.69	0.01	49.58	0.18	90.36	0.44	180.10	0.13	1.97	0.38	52.57	13	12	14
11.70	0.21	9.33	0.01	49.33	0.05	90.19	0.17	178.41	0.03	2.26	0.39	133.72	8	18	21
7.88	0.72	13.66	0.07	49.88	0.17	90.79	0.34	180.18	0.09	2.38	0.57	60.14	15	22	10
-13.44	0.14	6.16	0.00	49.39	0.05	91.01	0.43	179.89	0.07	2.59	0.16	190.54	10	7	30
- 6.33	0.24	2.20	0.01	49.80	0.08	89.91	0.56	179.73	0.07	3.23	0.19	167.06	11	12	22
1.77	0.29	3.99	0.01	49.92	0.03	89.81	0.26	179.70	0.05	4.01	0.07	190.56	5	13	16
5.01	0.23	- 3.45	0.01	50.51	0.03	91.10	0.23	180.22	0.03	4.97	0.10	356.46	4	25	17
4.34	0.13	- 8.02	0.01	48.28	0.06	88.96	0.21	178.49	0.08	6.27	0.13	354.89	4	20	15
0.05	0.03	11.52	0.01	53.14	0.07	89.72	0.06	187.12	0.21	16.66	0.07	182.59	1	10	10
- 6.68	0.02	14.11	0.02	51.06	0.03	91.82	0.33	180.81	0.10	18.19	0.12	347.60	1	13	11

Lunghezze in cm; angoli in gradi; x_v, y_v , ecc. sono valori medi di 10÷20 misure ripetute;
 Δ = scarto medio; L_1 ed L_2 sono le lunghezze del ramo iniziale e finale della traccia.

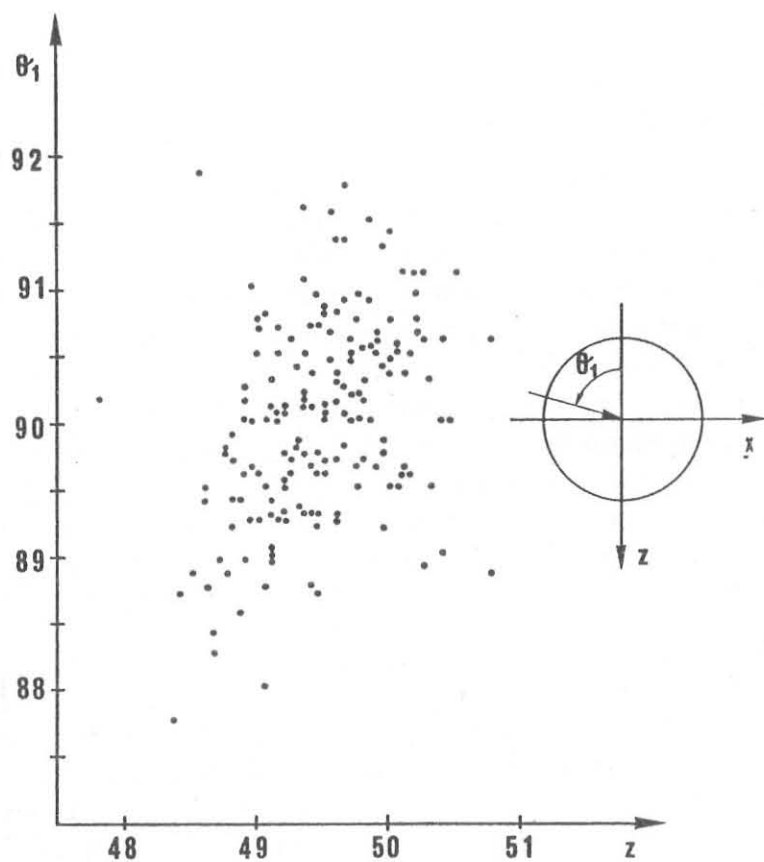


FIG. 6

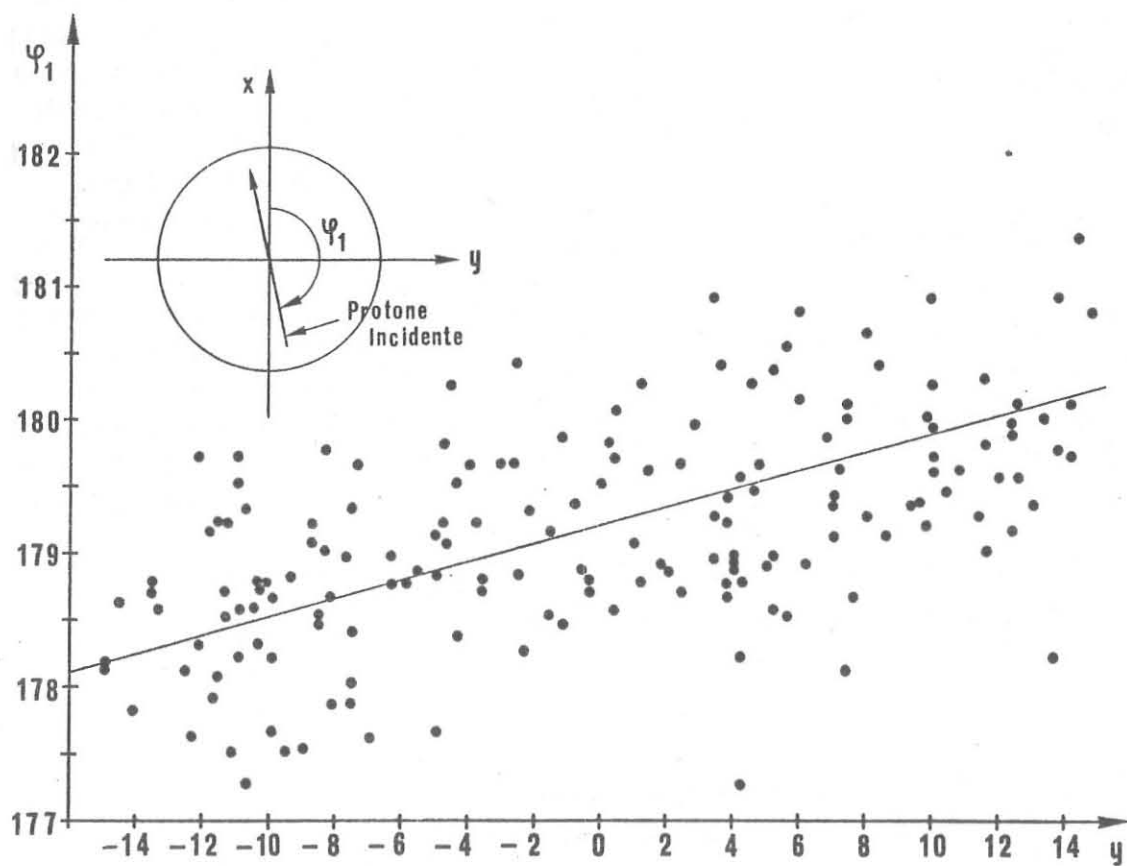


FIG. 7

sioni, si faccia ricorso all'esempio che segue.

Supposto che i protoni incidano parallelamente all'asse x (cfr. il sistema di riferimento di Fig. 3), si considerino le Fig. 8a) e b). I punti P , appartenenti al piano yz , rappresentano i vertici di due eventi con uguale angolo θ di diffusione; le circonferenze, a cui appartengono, ad esempio, i punti 1, 2, ..., 6, rappresentano le possibili proiezioni ortogonali su yz degli ultimi punti misurati di un evento al variare di φ ; i punti P_1 e P_2 sono le proiezioni coniche di P relative ai due obiettivi (di ripresa e di proiezione) O_1 ed O_2 rispettivamente; il piano xy è il piano di proiezione; gli estremi dei segmenti centrati attorno a P_1 e P_2 in Fig. 8a) individuano angoli proiettati γ pari a 1° . Si conviene che le tracce proiettate deviate a sinistra siano caratterizzate da angoli proiettati negativi, quelle deviate a destra da angoli positivi.

Gli angoli tratteggiati in Fig. 8b) individuano gli intervalli $\Delta\gamma$ in cui $|\gamma_1| > 1^\circ$ e $|\gamma_2| > 1^\circ$; in Fig. 8a) gli archi di circonferenza 1, 2, 3 e 4, 5, 6 individuano gli intervalli $\Delta\varphi$ per i quali almeno uno degli angoli proiettati è in modulo maggiore di 1° . E' evidente che, a parità di θ , tali intervalli $\Delta\varphi$ variano con la posizione del vertice P dell'evento. La Fig. 8a) mostra anche che se si considerano intervalli $\Delta\varphi$ simmetrici rispetto al punto P non in tutti i casi ad un arco individuante eventi tutti "da misurare" (cioè con almeno un angolo proiettato tale che $|\gamma| > 1$) corrisponde un arco simmetrico individuante pure eventi "da misurare". Queste considerazioni qualitative mostrano che se per un dato $\Delta\varphi$ il numero degli eventi misurato coincide con il numero degli eventi esistenti^(x), per l'intervallo simmetrico questa coincidenza può non esistere. Diremo che per certi $\Delta\varphi$ la efficienza di misura (rapporto fra numero di eventi misurati e numero di eventi esistenti) è uguale a 1, mentre per altri è minore di 1.

La valutazione dell'asimmetria della distribuzione angolare richiede il confronto proprio delle distribuzioni di eventi appartenenti a semipiani simmetrici rispetto all'asse x ; è dunque evidente la necessità di avere un criterio per estrarre dall'insieme di tutti gli eventi misurati un insieme di eventi per i quali l'efficienza di misura sia a priori unitaria. A questo scopo si è ricorso ad un programma di calcolo che genera eventi con differenti coordinate del vertice e differenti angoli θ e φ e ne calcola gli angoli proiettati γ_1 e γ_2 ; i risultati sono riassunti nelle Fig. 9 e 10.

La Fig. 9 illustra l'andamento dei due angoli proiettati γ_1 e γ_2 in funzione dell'angolo φ , limitatamente all'intervallo $90^\circ \leq \varphi \leq 270^\circ$; le varie

(x) - In questa discussione non prendiamo in considerazione perdite di eventi dovute a cause diverse dalla restrizione su γ .

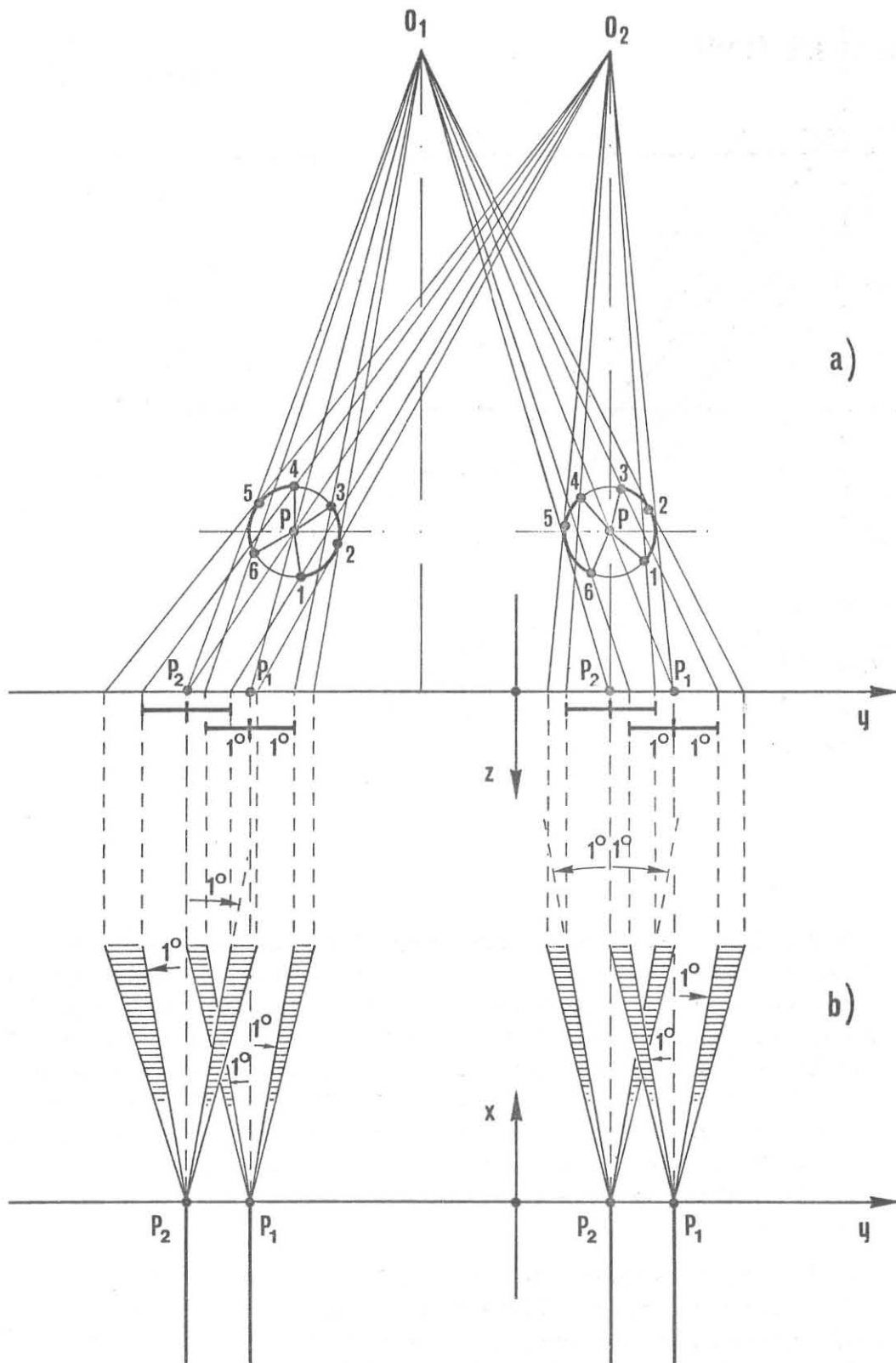


FIG. 8

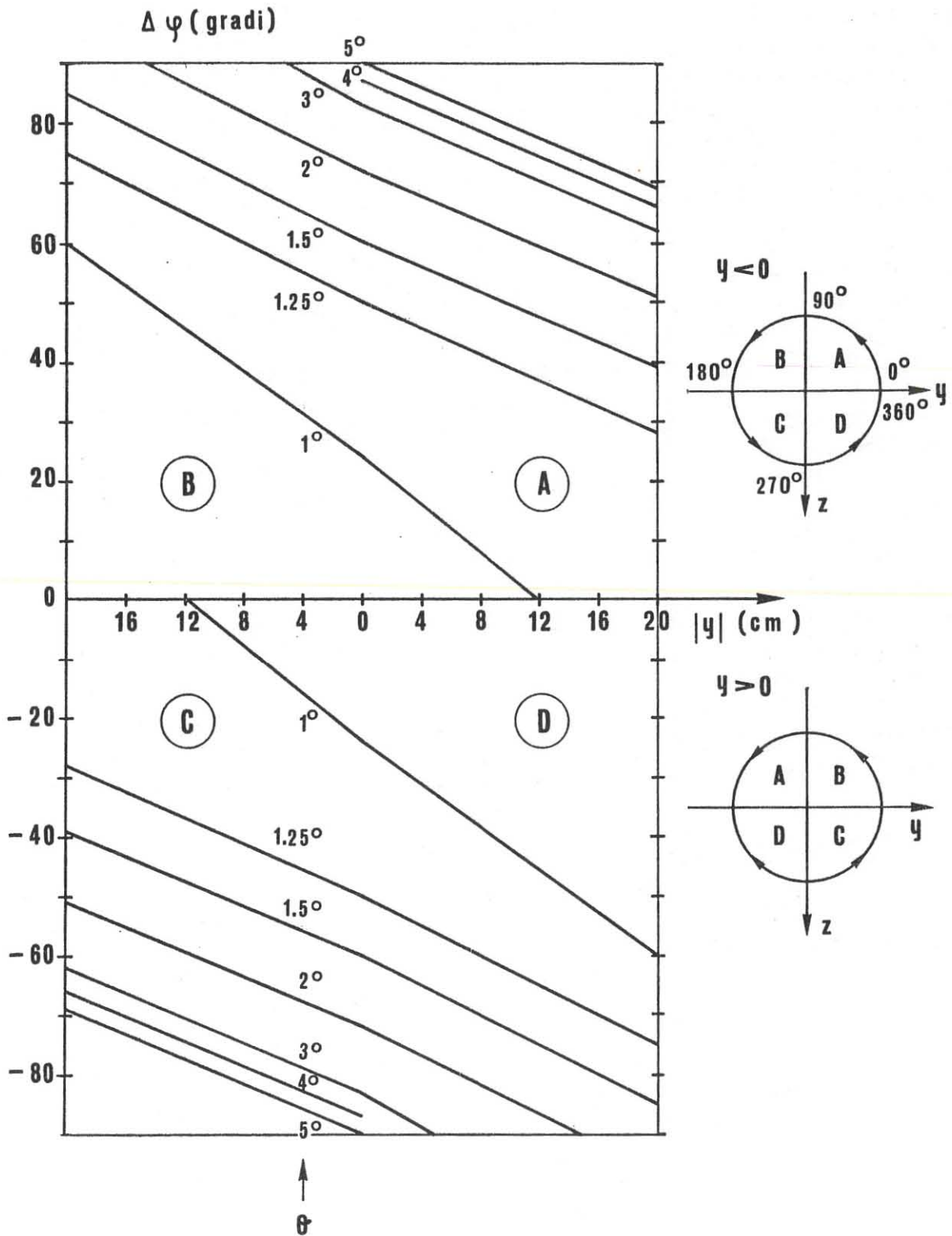


FIG. 10

l'efficienza di misura è 1 sono $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 55^\circ$ (che coincide con quello dedotto da Fig. 9 più sopra) e $-55^\circ \leq \Delta\varphi < 0^\circ$. Poichè all'aumentare dell'angolo θ , fissi rimandando $|y|$ e φ , aumentano anche gli angoli proiettati, per ogni valore di $|y|$ gli intervalli compresi fra due curve relative allo stesso valore θ' di θ definiscono gli intervalli $\Delta\varphi$ attorno al piano orizzontale per i quali si ha certamente almeno uno degli angoli proiettati maggiore, in modulo, di 1° per ogni $\theta > \theta'$.

Alcune caratteristiche di Fig. 10 sono strettamente dipendenti dalla particolare geometria del sistema ottico della C.D. in relazione ai piccoli angoli θ e alla restrizione $|\gamma| > 1^\circ$. Precisamente risulta che, per ogni θ ed ogni $|y|$, i $\Delta\varphi$ simmetrici rispetto all'asse x, per i quali l'efficienza è 1, sono di uguale ampiezza. Inoltre nella regione sinistra della C.D. ($y < 0$) il $\Delta\varphi$ con $|\gamma| > 1$ relativo ad eventi con deviazione in alto a sinistra (in basso a destra) risulta maggiore di quello relativo ad eventi (con lo stesso θ) con deviazione in basso a destra (in alto a sinistra). Nella regione destra ($y > 0$) si ha la situazione che si ottiene dalla precedente scambiando i termini destra e sinistra.

La Fig. 10 può essere utilizzata per determinare gli intervalli $\Delta\varphi$ simmetrici rispetto all'asse x entro i quali gli eventi con θ maggiore di un valore minimo prefissato hanno efficienza di misura uguale ad 1 in tutta la C.D. o in una sua parte. Questo è in effetti il criterio adottato per scegliere fra tutti gli eventi veri misurati quelli effettivamente utilizzabili nel calcolo dell'asimmetria; solo le distribuzioni angolari in θ e φ di questi eventi non sono infatti influenzate dalla limitazione imposta agli angoli proiettati γ_1 e γ_2 .

5. - DETERMINAZIONE DELL'ASIMMETRIA. -

5.1. - La sezione d'urto differenziale di diffusione elastica può essere scritta nella seguente forma:

$$(1) \quad \sigma(\theta, \varphi) = \sigma_0(\theta) [1 + A(\theta) \vec{n} \times \vec{P}]$$

dove $\sigma_0(\theta)$ è la sezione d'urto differenziale mediata su φ e $A(\theta)$ è l'asimmetria; \vec{n} è un versore normale al semipiano dell'evento definito dalla relazione

$$(2) \quad \vec{n} = \frac{\vec{P}_i \wedge \vec{P}_f}{|\vec{P}_i \wedge \vec{P}_f|}$$

con \vec{P}_i e \vec{P}_f impulsi del protone incidente e diffuso rispettivamente; \vec{P}

è il vettore polarizzazione diretto come l'asse z' del sistema di riferimento di Fig. 4 e con verso ad esso opposto (e quindi $\vec{n}' \times \vec{P} = -p \cos \varphi$).

Si consideri ora la quantità

$$(3) \quad A_s(\Delta\Omega) = \frac{N_s(\Delta\Omega) - N_d(\Delta\Omega)}{N_s(\Delta\Omega) + N_d(\Delta\Omega)}$$

che chiameremo asimmetria sperimentale; $N_s(\Delta\Omega)$ è il numero di eventi con protone deviato "a sinistra" (ossia con $90^\circ < \varphi < 270^\circ$) entro l'angolo solido $\Delta\Omega$ e $N_d(\Delta\Omega)$ è il numero di eventi con protone deviato nell'angolo solido simmetrico al precedente rispetto all'asse x' , ossia "a destra" ($270^\circ < \varphi < 90^\circ$).

Tenuto conto della (1) e del fatto che le direzioni del moto di due protoni deviati simmetricamente rispetto all'asse x' sono definite dagli angoli (θ, φ) e $(\theta, \varphi + \pi)$ rispettivamente, la (3) diviene

$$(4) \quad A_s(\Delta\Omega) = \frac{-\int_{\Delta\Omega} \sigma_o(\theta) A(\theta) P \cos \varphi d\Omega}{\int_{\Delta\Omega} \sigma_o(\theta) d\Omega} =$$

$$= \frac{-\int_{\Delta\theta} \sigma_o(\theta) A(\theta) \text{sen} \theta d\theta \cdot \int_{\Delta\varphi} P \cos \varphi d\varphi}{\int_{\Delta\theta} \sigma_o(\theta) \text{sen} \theta d\theta \cdot \int_{\Delta\varphi} d\varphi}$$

e in forma più concisa

$$A_s(\theta, \Delta\varphi) = \bar{A}(\theta) P(\overline{-\cos \varphi})$$

dove

$$\bar{A}(\theta) = \frac{\int_{\Delta\theta} \sigma_o(\theta) A(\theta) \text{sen} \theta d\theta}{\int_{\Delta\theta} \sigma_o(\theta) \text{sen} \theta d\theta}$$

è il valore medio dell'asimmetria in $\Delta\theta$ e

$$\overline{-\cos \varphi} = \frac{\text{sen} \varphi_1 - \text{sen} \varphi_2}{\varphi_2 - \varphi_1}$$

è il valor medio di $-\cos \varphi$ in $\Delta\varphi$. Pertanto si ha

$$(5) \quad \overline{A(\theta)} = \frac{A_S(\theta, \Delta\varphi)}{P(-\cos\varphi)}$$

5.2. - Per l'applicazione della (5), dall'insieme degli eventi misurati è stato estratto un campione praticamente esente da distorsioni di origine ottico-geometrica (cfr. par. 3) e per il quale l'efficienza di misura è 1 (cfr. par. 4). Precisamente, per $1^\circ < \theta < 3,25^\circ$ si sono considerati solo gli eventi con vertice compreso nelle regioni $-7 < y_V < 0$ e $0 < y_V < 7$ e per $\theta > 3,25^\circ$ quelli con vertice negli intervalli $-15 < y_V < 0$ e $0 < y_V < 15$. Inoltre, per ogni $\Delta\theta = 0,25^\circ$ e tenuto conto dell'intervallo in y_V scelto, si sono considerati solo eventi con $\Delta\varphi < 70^\circ$ simmetrici rispetto all'asse x' per i quali l'efficienza di misura è 1. L'andamento dell'asimmetria è riportata in Fig. 11 nella quale sono indicati gli errori statistici calcolati con la formula

$$\sigma = \sqrt{\frac{1 - A_S^2(\theta, \Delta\varphi)}{N(\theta, \Delta\varphi)}}$$

L'andamento dell'istogramma non varia sostanzialmente se gli eventi vengono scelti con criteri più restrittivi dei precedenti; si può pertanto ritenere, con alto grado di affidamento, che l'andamento dell'asimmetria, caratterizzato da valori negativi per $\theta < 3^\circ$ e positivi per $\theta > 3^\circ$, non sia dovuto ad effetti dipendenti dalla statistica relativamente povera.

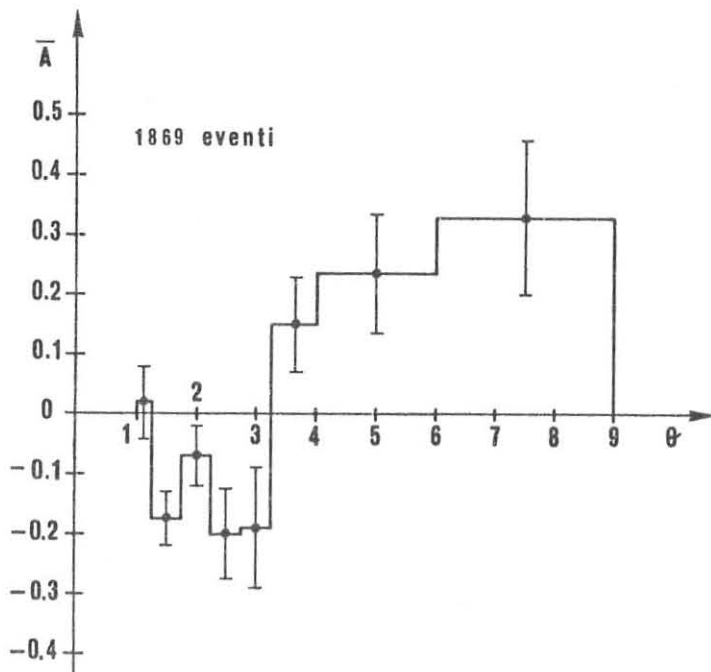


FIG. 11

Va inoltre notato che alla polarizzazione del fascio diffuso dalla targhetta di carbonio è stato attribuito il valore $\sim 0,6 \pm 0,02$ trovato ad un'energia leggermente inferiore a quella del presente esperimento (43,5 MeV contro 44,4)⁽⁶⁾ e ciò non dovrebbe comportare nessun errore apprezzabile. Tuttavia, come è stato rivelato in (10), (cfr. anche (13)), tale valore non è in accordo con i valori trovati a 29,40 e 49 MeV da altri autori, secondo i quali fra 55° e 60° ci si dovrebbe aspettare un valore uguale a $\sim 0,8$. Se così fosse, l'istogramma di Fig. 11 sarebbe affetto da un errore sistematico con valori determinati per eccesso.

L'andamento dell'asimmetria di Fig. 11 è simile a quelli trovati per differenti nuclei e ad energie più elevate da altri autori (per esempio, cfr. ref. (12)); esso è però contraddistinto da una maggiore accentuazione dei valori negativi.

Attualmente è in fase di misura un ulteriore campione di eventi tale da ridurre di circa un fattore due gli errori statistici riportati nello istogramma.

RINGRAZIAMENTI. -

Il Sig. C. Marciano ha diretto la realizzazione e messa a punto dell'intero apparato sperimentale in collaborazione con il personale tecnico dell'Istituto. Ad essi ed allo staff del Laboratorio del Ciclotrone di Milano il nostro ringraziamento per l'assidua assistenza fornita. Al Prof. G.C. Mantovani va la nostra gratitudine per i significativi suggerimenti nella fase di analisi e per le discussioni critiche.

APPENDICE. -

Il procedimento adottato per la determinazione del vertice di un evento (cfr. par. 3) è il seguente:

a) Su ogni vista vengono misurate per ciascun ramo le coordinate di sette punti. Se il vertice è facilmente individuabile, esso viene misurato due volte; una volta come appartenente al primo ramo, l'altra come appartenente al secondo (cfr. traccia vista 2 in Fig. 12). Se il vertice non è facilmente individuabile, i sette punti di ciascun ramo vanno misurati al di fuori della zona in cui si presume si trovi il vertice (al di fuori della zona a a' della traccia 1 di Fig. 12).

b) Con il metodo dei minimi quadrati si determinano le rette che individuano le direzioni dei quattro rami e per ciascuna vista si calcolano le coordinate dei punti di intersezione dei rami corrispondenti (V_1 e V_2 in Fig. 13). Il procedimento di ricostruzione nel caso di tracce rettilinee è leggermente diverso.

c) In base a semplici considerazioni che tengono conto dei piccoli effetti di rifrazione, i punti V_1 e V_2 dovrebbero appartenere ad una retta parallela all'asse y , ossia

$$x_{v1} \equiv x_{v2}$$

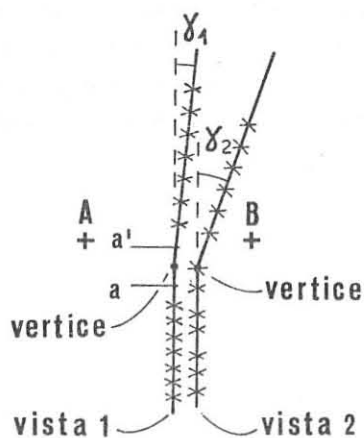


FIG. 12

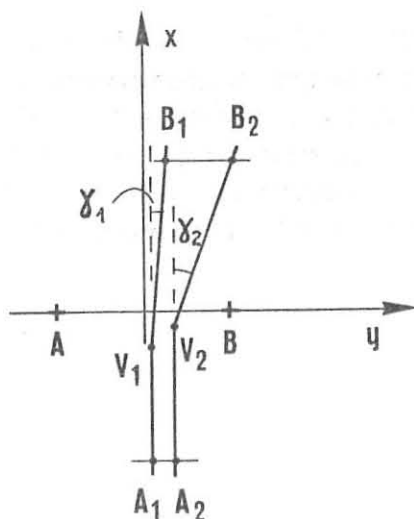


FIG. 13

A causa degli errori di misura, in generale $x_{v1} \neq x_{v2}$. Ci si aspetta, comunque, che il vertice individuato con maggiore accuratezza sia quello relativo alla vista con angolo proiettato γ maggiore (angolo γ_2 in Fig. 13). Pertanto i punti V_1 e V_2 vengono sostituiti dai punti V_1^x e V_2^x la cui ascissa è la media pesata delle ascisse dei punti precedenti:

$$x_{V1}^x = x_{V2}^x = \frac{x_{V1} |\operatorname{tg} \gamma_1| + x_{V2} |\operatorname{tg} \gamma_2|}{|\operatorname{tg} \gamma_1| + |\operatorname{tg} \gamma_2|}$$

il peso essendo scelto in modo che nel calcolo di x_V abbia maggior influenza l'angolo γ più vicino a 90° . Per le coordinate di V_1 e V_2 si pone invece

$$Y_{V1}^x = Y_{V1}; \quad Y_{V2}^x = Y_{V2}$$

I punti V_1^x e V_2^x così definiti costituiscono i vertici proiettati per la successiva ricostruzione spaziale.

La prima parte del programma fornisce, oltre che le coordinate dei vertici, quelle di una coppia di punti corrispondenti all'inizio del ramo incidente e di una coppia alla fine del ramo deviato (A_1, A_2 e B_1, B_2 rispettivamente in Fig. 13).

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - G. Bendiscioli, A. Gigli, E. Lodi Rizzini, C. Marciano, M. Ricetti e S. Röverà, Progetto di un esperimento di diffusione a piccoli angoli di protoni polarizzati, Rapporto INFN, Pavia (1970).
- (2) - G. Bendiscioli, Diffusione elastica protone-nucleo, Rapporto INFN, Pavia (1970).
- (3) - E. Beltrametti and G. Zambotti, Nuovo Cimento 61A, 333 (1969).
- (4) - C.C. Giamathi and R.M. Thaler, Nuclear Phys. 59, 159 (1964); G.S. Mani, D. Jacques and A.D.B. Dix, Nuclear Phys. A165, 145 (1971); S.A. Harbison, R.J. Griffiths, N.M. Stewart, A.R. Johnston and G.T.A. Squier, Nuclear Phys. A150, 570 (1970); P.D. Greaves, V. Hnizdo, J. Lowe and O. Karban, Nuclear Phys. A179, 1 (1972); B.C. Sinha, V.R.W. Edwards and E.J. Burge, Nuclear Phys. A183, 401 (1972).
- (5) - G.W. Greenlees, G.J. Pyle and Y.C. Tang, Phys. Rev. 171, 115 (1968); G. Bendiscioli, Il modello ottico nella formulazione di Greenlees, Pyle e Tang. Rapporto INFN, Pavia (1971).
- (6) - T.A. Cahill, J.R. Richardson and R.P. Haddock, Phys. Rev. 144, 932 (1966).
- (7) - P.E. Argan, A. Gigli, E. Picasso, V. Bisi, G. Piragino, G. Bendiscioli and A. Piazzoli, Suppl. Nuovo Cimento 17, 215 (1960).
- (8) - P. Salvadori, SAN 64: un programma per la ricostruzione spaziale di eventi in camere a diffusione, Rapporto ISS-66/12 (1966).
- (9) - E. Segrè, Nuclei e particelle (Zanichelli, 1966).
- (10) - G.R. Satchler, Nuclear Phys. A100, 497 (1967).
- (11) - A.M. Cormack, Nuclear Phys. 52, 286 (1964).
- (12) - A.M. Cormack, J.N. Palmieri, N.F. Ramsey and R. Wilson, Phys. Rev. 115, 599 (1959); D. Steinberg, J.N. Palmieri and A.M. Cormack, Nuclear Phys. 56, 46 (1964); R. Alphonse, A. Johansson and G. Tibbell, Nuclear Phys. 4, 672 (1957); E. Beltrametti, G. Böbel, A. Gigli, C. Lamborizio, I. Ortalli, E. Picasso and G. Tomasini, Rapporto CNEN (1965).
- (13) - N.M. Clarke, E.J. Burge and D.A. Smith, Nuclear Phys. A157, 145 (1970); P.D. Greaves, V. Hnizdo, J. Lowe and O. Karban, Nuclear Phys. A179, 1 (1972).