

LNF-72/95

9 Novembre 1972

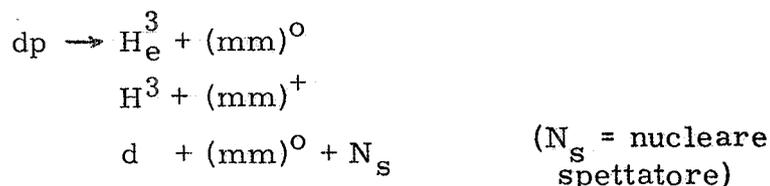
J. Banaigs, J. Berger, M. Cottureau, F. L. Fabbri, L. Goldzhal,
C. Lebrun, P. Picozza, T. Risser, C. Schaerf e L. Vu-Hai:
RICERCHE IN CORSO PRESSO IL PROTOSINCROTRONE
SATURNE (Saclay) SULLA REAZIONE $dd^{-} \rightarrow He^{4} + (mm)^{0}$.

J. Banaigs^(x), J. Berger^(x), M. Cottereau^(o), F. L. Fabbri, L. Goldzhal^(x),
C. Lebrun^(o), P. Picozza, T. Risser^(x), C. Schaerf e L. Vu-Hai^(x):
RICERCHE IN CORSO PRESSO IL PROTOSINCROTRONE SATURNE
(Saclay) SULLA REAZIONE $dd \rightarrow He^4 + (mm)^0$.

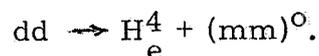
INTRODUZIONE. -

In questa nota vengono illustrati i programmi di ricerca attualmente in corso sul fascio deutoni del protosincrotrone Saturne dei laboratori del CEA a Saclay.

Utilizzando il fascio di deutoni sono già state effettuate nei laboratori del CEA di Saclay ricerche sulle seguenti reazioni^(1 ÷ 3)



Attualmente è in corso una collaborazione CNRS-Université de Caen-Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN per studiare con il metodo della massa mancante la reazione:



L'interesse principale di questa reazione, come si vedrà nel seguito, è basato sul fatto che, essendo sia il deutone che il nucleo di He^4 in uno stato di isospin zero, la massa mancante prodotta deve essere anche essa in uno stato puro di spin isotopico $I = 0$.

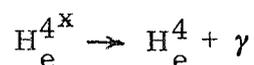
(x) - C. N. R. S., Département Saturne, Saclay (Francia).

(o) - Université de Caen (Francia).

2.

In effetti ciò è vero nella misura in cui i nuclei di H_e^{4x} eccitati prodotti nella interazione dd (i quali possono avere $I \neq 0$) non si diseccitano per via elettromagnetica.

Tale presupposto è convalidato dai dati sperimentali noti. Non vi è infatti alcuna evidenza per l'esistenza del decadimento elettromagnetico⁽⁴⁾



Tale decadimento dovrebbe essere infatti 10^3 volte più raro degli altri modi di decadimento⁽⁵⁾.

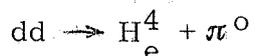
Tenuto conto dell'impulso massimo dei deutoni accelerati al Saturne (3.8 GeV/c), la massa mancante massima prodotta è 1060 MeV.

Le zone di maggiore interesse per l'analisi in massa mancante sono riportate nella Tabella I.

TABELLA I

zona dell'ABC e della DEF	$250 \text{ MeV} < (mm)^0 < 500 \text{ MeV}$
zona della risonanza ϵ^0	$500 \text{ MeV} < (mm)^0 < 900 \text{ MeV}$
zona delle risonanze X^0, ϕ^0, M^0	$900 \text{ MeV} < (mm)^0 < 1060 \text{ MeV}$
zona del mesone π^0	$mm^0 = 136 \text{ MeV}$
zona del γ	$mm^0 = 0 \text{ MeV}$

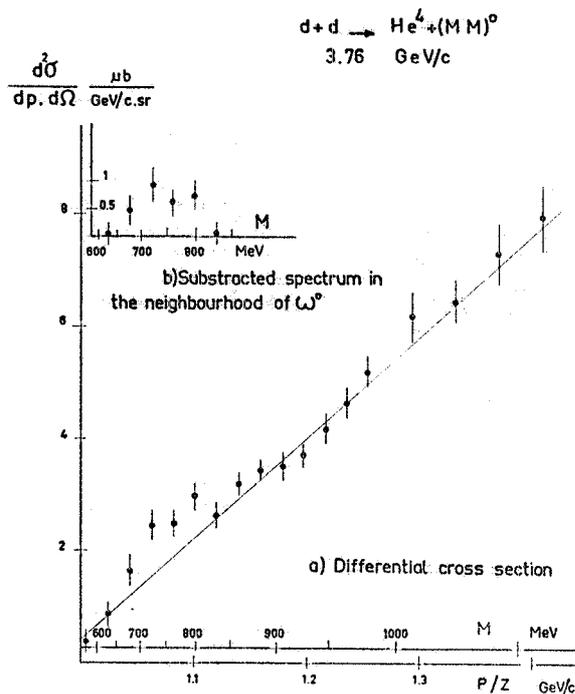
Si deve notare che la produzione del π^0 nel processo



è proibita a causa della conservazione dello spin isotopico.

Lo studio del processo $dd \rightarrow H_e^4 + (mm)^0$, per valori di massa mancante pari alla massa del π^0 , fornisce dunque un limite superiore per tale produzione che rappresenta un limite di validità per la conservazione dello spin isotopico.

Uno studio preliminare della reazione $dd \rightarrow H_e^4 + (mm)^0$ con deutoni incidenti di 3.8 GeV/c è stato già effettuato a Saclay nel 1971⁽⁶⁾. I dati sperimentali sono riportati in Fig. 1. Nel luglio 1972 è iniziata la raccolta sistematica dei dati.



Sono già stati effettuati due spettri di massa mancante per impulsi dei deutoni incidenti di 2.5 GeV/c e di 3.3 GeV/c. I dati ottenuti sono brevemente descritti nel par. 2.

I risultati ottenuti, nel quadro dello studio degli effetti ABC e DEF, sono di notevole interesse e suggeriscono ulteriori e più estese ricerche in questa direzione.

FIG. 1

1. 1. - Dispositivo Sperimentale. -

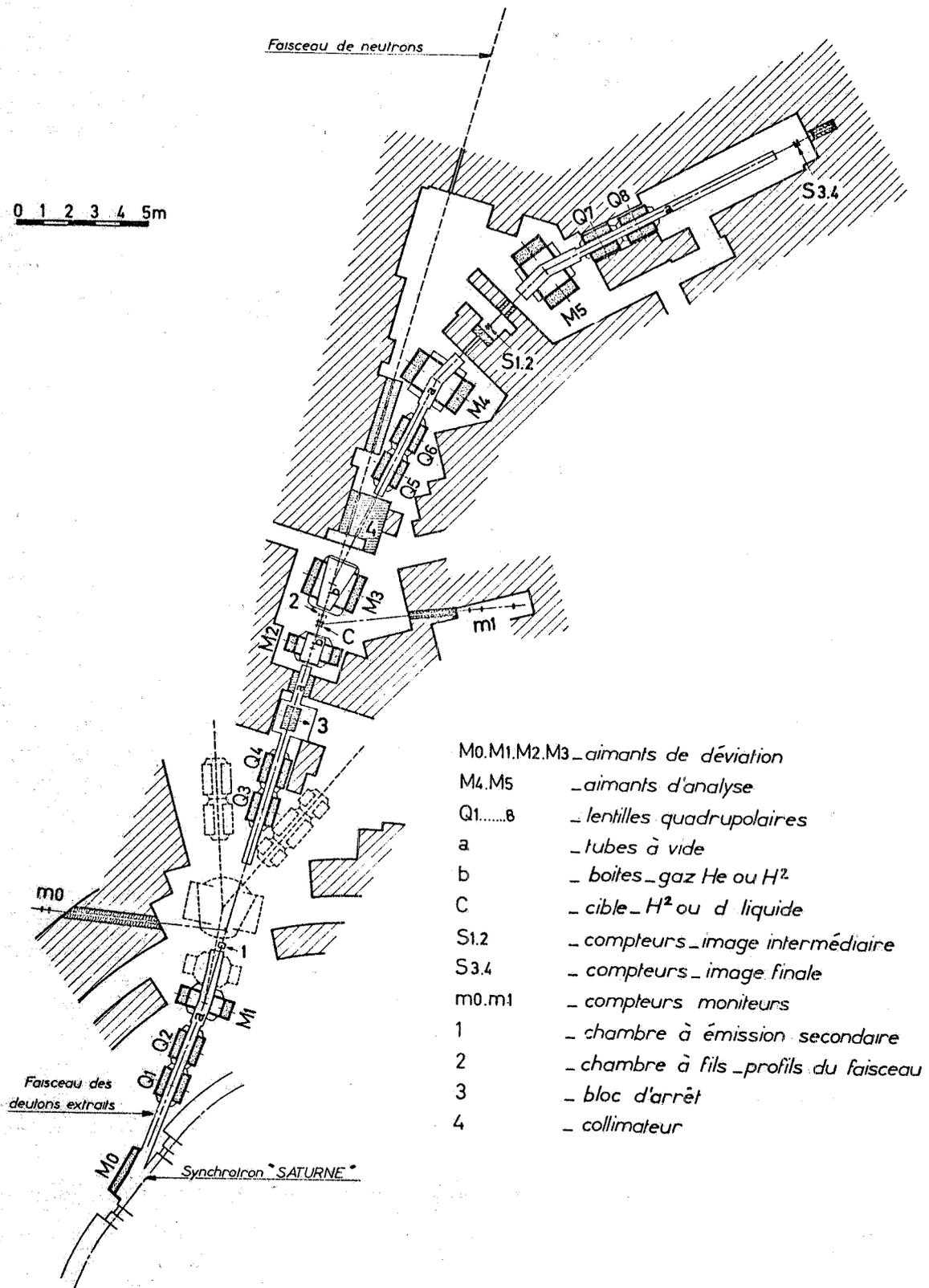
Il dispositivo sperimentale è rappresentato nella Fig. 2. Il fascio estratto di deutoni, (circa 10^{11} particelle per impulso) è focalizzato mediante i quadrupoli $Q_1 \dots Q_4$ ed il magnete deflettente M_2 su di una targhetta a pareti sottili, lunga 6 cm e riempita di deuterio liquido: si ottiene un'immagine di circa 1 cm a metà altezza con una divergenza angolare inferiore a ± 5 mr.

L'incertezza sull'impulso dei deutoni incidenti è di $\pm 0,5\%$. Il fascio primario viene separato da quello secondario mediante il magnete M_3 . Le particelle secondarie emesse ad un fissato angolo del laboratorio vengono analizzate in impulso P/Z (Z numero di carica della particella) per mezzo di uno spettrometro magnetico a doppia analisi. L'apertura angolare di questo spettrometro è limitata a $3 \cdot 10^{-4}$ sr per mezzo di un collimatore posto all'uscita del magnete M_3 . La sua accettazione viene calcolata mediante un programma di Montecarlo che tiene conto della diffusione multipla e della perdita di energia nella targhetta e nei diversi materiali attraversati dalle particelle.

La risoluzione dello spettrometro è $\Delta P/P \approx \pm 1\%$, mentre l'accettazione effettiva del sistema, $\Delta P \Delta \Omega$, è tale che $(\Delta P \Delta \Omega)/P$ rimane eguale a $0,49 \cdot 10^{-5}$ sr. Il valore centrale P/Z analizzato dallo spettrometro è determinato dalla corrente dell'ultimo magnete M_5 ; essa è conosciuta con una precisione migliore del $\pm 1\%$.

Il valore del campo magnetico nei due magneti analizzatori M_4 , M_5 è inoltre controllato in permanenza per mezzo di sonde a risonanza ma

4.



- M0.M1.M2.M3_aimants de déviation
- M4.M5 _aimants d'analyse
- Q1.....8 _lentilles quadrupolaires
- a _tubes à vide
- b _boîtes_gaz He ou H²
- C _cible_H² ou d liquide
- S1.2 _compteurs_image intermédiaire
- S3.4 _compteurs_image finale
- m0.m1 _compteurs moniteurs
- 1 _chambre à émission secondaire
- 2 _chambre à fils _profils du faisceau
- 3 _bloc d'arrêt
- 4 _collimateur

FIG. 2 - Dispositif experimental.

gnetica nucleare.

Per risalire all'impulso delle particelle, che si presuppone siano prodotte al centro della cella, l'impulso analizzato viene corretto per le perdite nei differenti assorbitori attraversati. Queste perdite vengono ridotte mediante dei sacchi d'elio e dei tubi a tenuta di vuoto.

Due coppie di contatori a scintillazione, S_1S_2 e S_3S_4 , poste rispettivamente nell'immagine intermedia e nell'immagine finale dello spettrometro, definiscono una base di tempo di volo di 14 m.

L'elettronica associata (Fig. 3) permette il conteggio delle particelle in coincidenza, la loro selezione in tempo di volo e la loro discriminazione in ampiezza.

1. 2. - Rivelazione degli He^4 . -

La rivelazione degli He^4 si ottiene combinando tra loro i tre procedimenti seguenti:

- una selezione in impulso mediante lo spettrometro;
- una selezione in tempo di volo che permette di separare i deutoni e gli He^4 , che hanno il medesimo tempo di volo, dalle altre particelle;
- una selezione in ampiezza d'impulso sui quattro contatori: in questo modo vengono separati gli He^4 dai deutoni. Infatti, a causa della loro carica doppia, gli He^4 producono una luce 4 volte superiore a quella dei deutoni.

Si può notare che la combinazione di questi tre procedimenti permette di identificare senza ambiguità gli He^4 prodotti.

1. 3. - Calibrazione assoluta dello spettrometro e dell'impulso incidente. -

La calibrazione assoluta dello spettrometro viene ottenuta per mezzo di studi di range e per mezzo della determinazione dei picchi delle reazioni a due corpi $d+p \rightarrow p+d$, $d+p \rightarrow He^3 + M^0$, $d+p \rightarrow H^3 + M^+$. L'impulso dei deutoni incidenti viene determinato mediante lo studio della posizione del picco dei protoni che vengono dalla disintegrazione dei deutoni. Questo picco si trova ad un impulso che è la metà di quello dei deutoni.

1. 4. - Calibrazione assoluta dell'intensità del fascio incidente. -

L'intensità assoluta del fascio di deutoni è ottenuta per mezzo di attivazioni di targhette di carbonio o alluminio. Sono state misurate le sezioni d'urto di attivazione nella zona d'impulso interessato, (le precedenti misure riguardavano deutoni di energia inferiore a 220 MeV) utilizzando un contatore Čerenkov, precedentemente calibrato con dei protoni di im

pulso metà e produttori quindi la stessa luce Cerenkov⁽⁷⁾.

La precisione attuale sulla misura dell'intensità dei deutoni è di $\pm 10\%$, ma si spera di ottenere una precisione dell'ordine del 5%.

1.5. - Risoluzione in massa - Cinematica. -

Si consideri, come esempio, la curva 1 della Fig. 4 che dà il valore della massa mancante in funzione dell'impulso ridotto $q = P/Z$ degli H_e^4 creati a 0° nel laboratorio, per un impulso dei deutoni incidenti di 3,2 GeV/c.

Si può notare che, per degli angoli vicini a 0° , non è possibile ottenere lo spettro degli H_e^4 emessi verso l'avanti nel centro di massa (parte destra della curva 1); infatti esso comprende la regione di $P/Z = 1600$ MeV/c, che è un impulso metà dell'impulso incidente. In questa regione di impulso, infatti, il flusso dei protoni che provengono dalla disintegrazione dei deutoni è così elevato da saturare l'elettronica. Per lavorare in avanti nel centro di massa è necessario fissare un angolo più grande di 5° (nel laboratorio). In generale si cercheranno delle buone condizioni di risoluzione per gli H_e^4 emessi verso l'indietro nel centro di massa, evitando così il flusso di protoni senza introdurre alcuna restrizione sul dominio angolare, giacchè la reazione $d+d$ è simmetrica nel centro di massa.

La risoluzione di massa dipende essenzialmente da tre fattori: un fattore cinematico, la risoluzione in impulso dello spettrometro e la perdita d'impulso degli H_e^4 nella targhetta. Il primo dM/dq , permette di passare dalla risoluzione in impulso alla risoluzione in massa. Esso è stato tracciato sulla curva 2 della Fig. 4 per dei deutoni di 3,2 GeV/c. Possiamo notare che si ha un valore favorevole (< 1) solo in una parte limitata dello spettro.

La risoluzione dello spettrometro, come già detto, è di circa $\pm 1\%$, mentre la perdita d'impulso cresce molto velocemente col diminuire dell'energia dell' H_e^4 . La nostra risoluzione in impulso è la somma quadratica di questi due fattori. Essa è riportata sulla Fig. 5 per una targhetta di 6 cm di lunghezza. Si ottiene dunque per la risoluzione in massa $\Delta M = (dM/dq) \Delta q$; A titolo indicativo, si danno (Tab. II) le risoluzioni per tre impulsi incidenti, per degli H_e^4 emessi a 0° nel laboratorio e verso l'indietro nel centro di massa, per una targhetta di 6 cm di lunghezza e per delle masse mancanti prossime al valore massimo.

Nella Fig. 6 si riportano le cinematiche per differenti masse mancanti e per energie dei deutoni incidenti di 3,2 GeV/c. Si può notare che se si resta intorno allo 0° nel laboratorio, è possibile trascurare l'incertezza sulla determinazione della massa che deriva dall'incertezza sull'angolo di emissione degli H_e^4 ($\pm 0,5$ nel nostro spettrometro). D'altra parte la risoluzione dipende dall'apertura angolare quando si lavora ad angoli diversi da 0° nel sistema del laboratorio.

8.

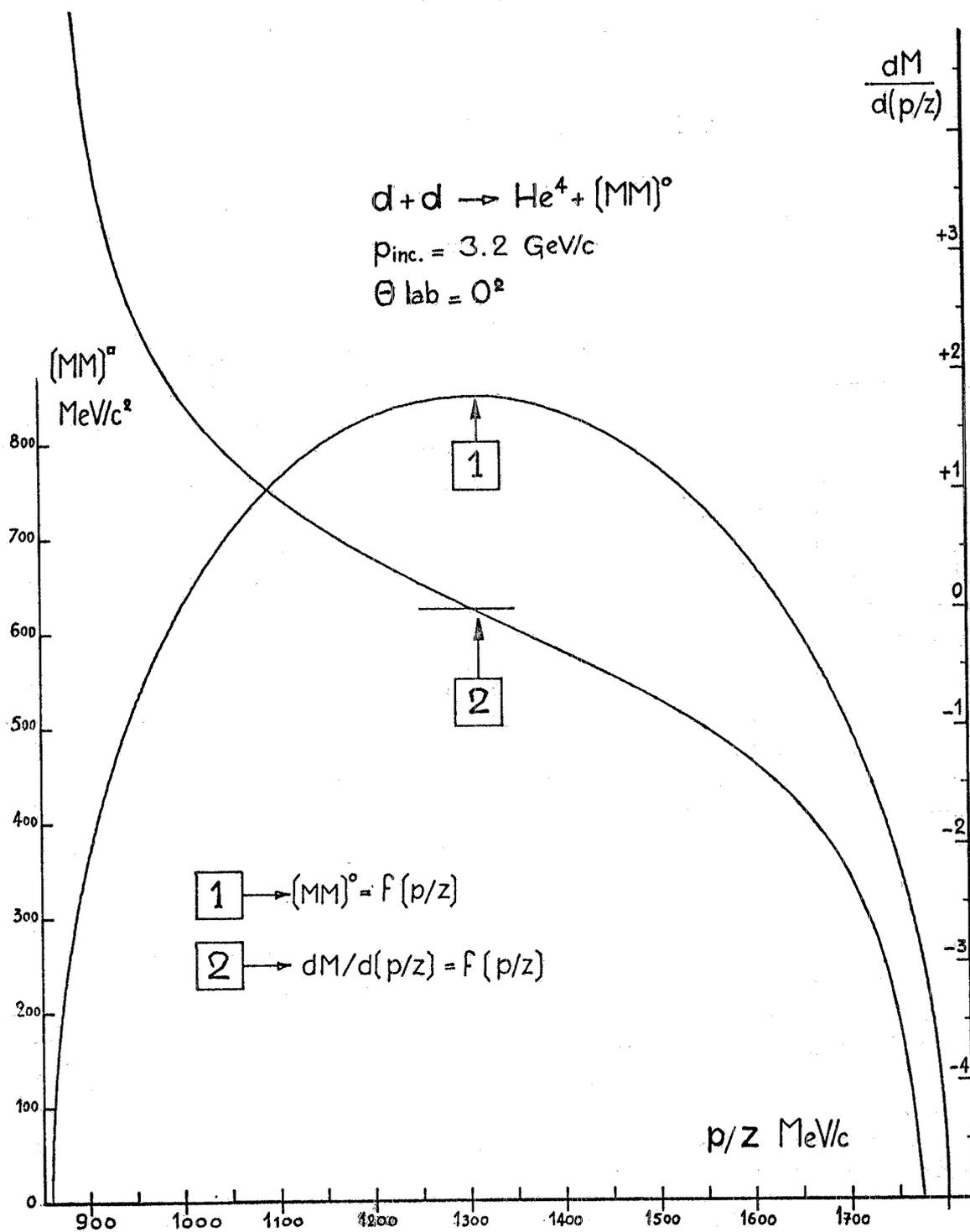


FIG. 4

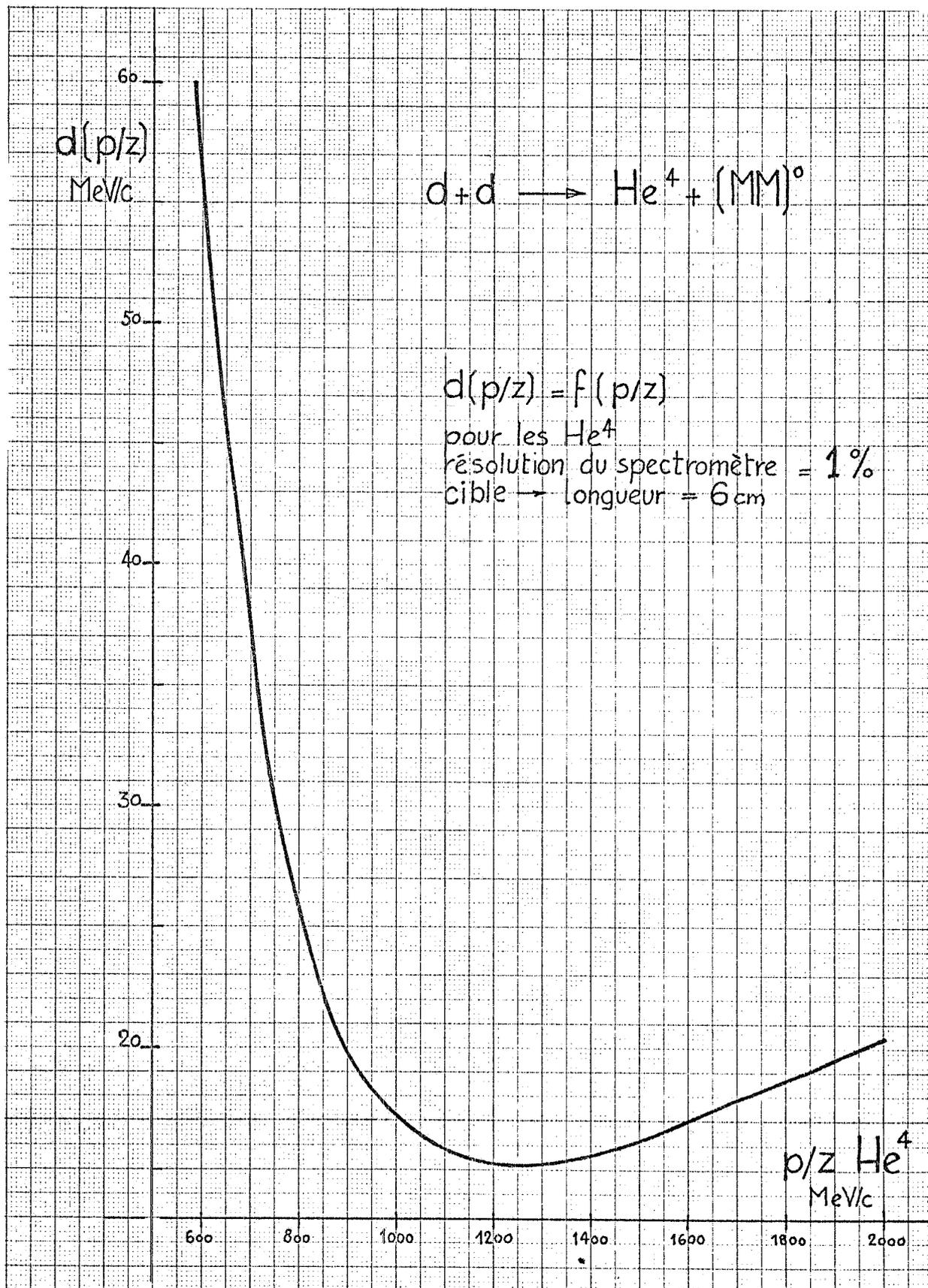


FIG. 5

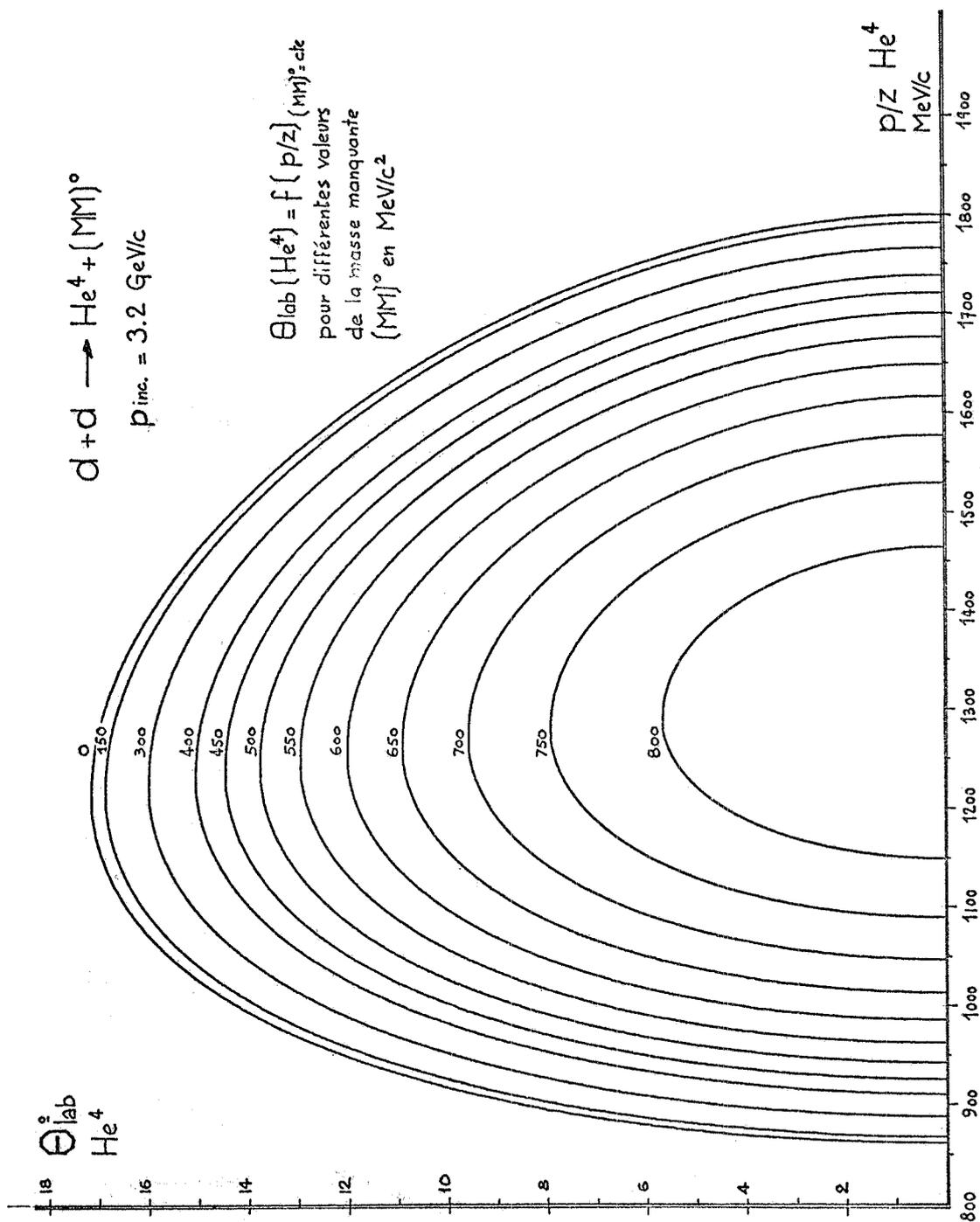


FIG. 6

TABELLA II

Impulso incidente GeV/c	Massa mancante MeV	q per gli H_e^4 MeV/c	Δq MeV/c	$\frac{dM}{dq}$	ΔM MeV
2.1	450	865	± 21	0.6	± 13
3.2	800	1145	± 15.2	0.7	± 11
3.8	1000	1280	± 15.2	0.55	± 8

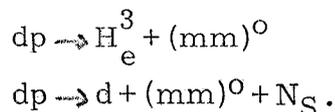
2.1. - La zona dell'ABC e della DEF. -

L'effetto ABC è stato messo in evidenza per la prima volta⁽⁸⁾ come una struttura anomala nello spettro degli H_e^3 prodotti nella reazione $pd \rightarrow H_e^3 + (mm)^0$ per una massa mancante di 310 MeV. L'effetto DEF invece è stato mostrato per la prima volta presso il Saturne nello spettro di massa mancante della stessa reazione⁽¹⁾.

Sopra la soglia di produzione di due pioni l'interazione $\pi\pi$ può influenzare le sezioni d'urto. Una struttura in eccesso rispetto allo spazio delle fasi può risultare, sia da una particella o risonanza che decade in due π , oppure - se è vicina alla soglia - può essere l'effetto di una grande lunghezza di diffusione $\pi\pi$.

Negli articoli originali gli autori interpretano l'effetto ABC come proveniente essenzialmente da una lunghezza di diffusione⁽⁸⁾ nello stato di isospin $I=0$. I valori ottenuti per la lunghezza di diffusione sono però troppo elevati se confrontati con le previsioni teoriche e con i risultati sperimentali forniti dallo scattering $\pi\pi$ ⁽⁹⁾. Numerose esperienze sono state effettuate nella speranza di mettere in evidenza l'effetto ABC nello spettro di due pioni⁽¹⁰⁾.

Nessuna di queste esperienze ha tuttavia permesso di mettere in evidenza una struttura intorno ai 310 MeV. Al contrario numerose altre esperienze "nucleari" sono state eseguite con successo e l'effetto è stato confermato nelle reazioni⁽¹¹⁻¹⁴⁾:



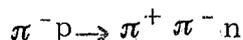
Homer⁽¹¹⁾ e Hall⁽¹²⁾ hanno evidenziato l'effetto ABC nella reazione $(N_S+n)p \rightarrow d + mm^0 + N_S$. Anch'essi cercano di interpretare tale effetto in termini di lunghezze di diffusione.

Le loro analisi, come pure quella di Groves^(13c) sui dati di Maglich^(13a, b), forniscono tuttavia dei valori della lunghezza di diffusione troppo grandi ed in netto disaccordo con i dati ottenuti dallo scattering.

In effetti Maung^(10b) ha osservato nella reazione



una certa struttura vicino ad una massa di ~ 300 MeV. Humble e Spearman^(10c), in una analisi fenomenologica della reazione



vicino alla soglia, hanno messo in evidenza nell'onda S, $I=0$ una lunghezza di diffusione di $-1,7$ (in unità $\hbar=c=m_\pi=1$). Dalla analisi dell'esperimento ABC⁽⁸⁾ era invece stato ottenuto un valore $a_0^0 = 2 \pm 1$. Maglich e Groves⁽¹³⁾ trovano $a_0^0 \simeq 0,5$.

La Tabella III è riportata da una recente compilazione di lunghezze di diffusione^(10d). La Tabella IV riporta invece i valori di a_0^0 ottenuti da altre analisi.

TABELLA III

a_0^0	a_0^2	a_1^1	References ^x	Method
0.3-0.4 0.5-1.0 0.6-1.2	+down-up +up-up +up-down		Malamud 69	Our linear fits to $(q/\omega) \cot \delta$ from β -solutions of Malamud 69 in the region 400-800 MeV.
	-0.052		Baton 67	Chew-Low extrap. in the ρ -region and extrap. to threshold.
0.20	-0.06	0.038	Weinberg 66	Current algebra, linear extrap.
0.2	-0.06		Khuri 67	Current algebra
0.345	-0.09		Wagner 69	One-channel unitarization of Veneziano model
0.288	-0.063		Lovelace 69	Two-channel ($\pi\pi, K\bar{K}$) unitarization of Veneziano model
0.16	-0.05	0.035	Morgan 68,70	D. r. for forward scattering
		0.037	Olsson 67	D. r. for forward scattering
		0.45- 0.10 (a) 0.035 0.077(b)	Pisút 68	Extrap. to threshold of physical region fits with (b) and without (a) CDD pole in δ_1^1
0.15-0.32		0.040	Schareng. 70	Extrap. of forward-backward asymmetry
	$a_0^0 > -0.5$		Goebel 68	Rigorous bound with mild phenomen. ingredients
	$a_2^0 - a_0^0 = -0.42$		Blair 70	Data $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$ fitted near threshold by Gribov formula

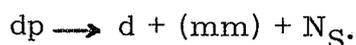
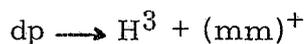
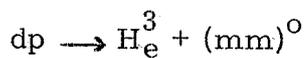
x - Per le referenze richiamate si rimanda alla bibliografia fornita nel lavoro di C. Eber [Spinger Tracts in Modern Physics 55, 239 (1970)]

TABELLA IV

a_0^0	Reazione	Referenze
2 ± 1	$pd \rightarrow H_e^3 + (mm)^0$	ABC(8)
~ 0.5	$pd \rightarrow H_e^3 + (mm)^0$	Maglich et al. (13)
1	$pd \rightarrow d + (mm)^0$	Hall et al. (12)
1	$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$	Maung et al. (10b)
-1.7	$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$	Humble et al. (10c)
-0.89 ± 0.28	$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$ 4 fits accettabili dei dati	Kalmus(10e)
$1.26 + 0.68$		
-0.52		
-0.58 ± 0.24		
1.50 ± 0.48		

2.2. - Ricerche sull'ABC e sulla DEF al Saturne. -

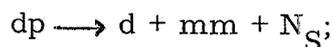
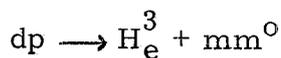
Al protosincrotrone Saturne sono stati eseguiti, con deutoni incidenti di impulso compreso tra 2.8 e 3.8 GeV/c, studi sistematici delle reazioni(1, 2, 3)



Tale gruppo di ricerche costituisce oggi il complesso di informazioni più completo esistente sull'effetto ABC e sull'effetto DEF che sembra legato strettamente allo stesso meccanismo della ABC (Figg. 7, 8).

Gli esperimenti effettuati a Saclay hanno consentito:

- di confermare l'esistenza dell'effetto ABC nelle reazioni



- di confermare l'assegnazione allo stato di isospin $I = 0$;

- di mostrare che la massa mancante non è invariante al cambiamento dell'impulso incidente o dell'angolo di rivelazione, variando tra 300 e 360 MeV circa;

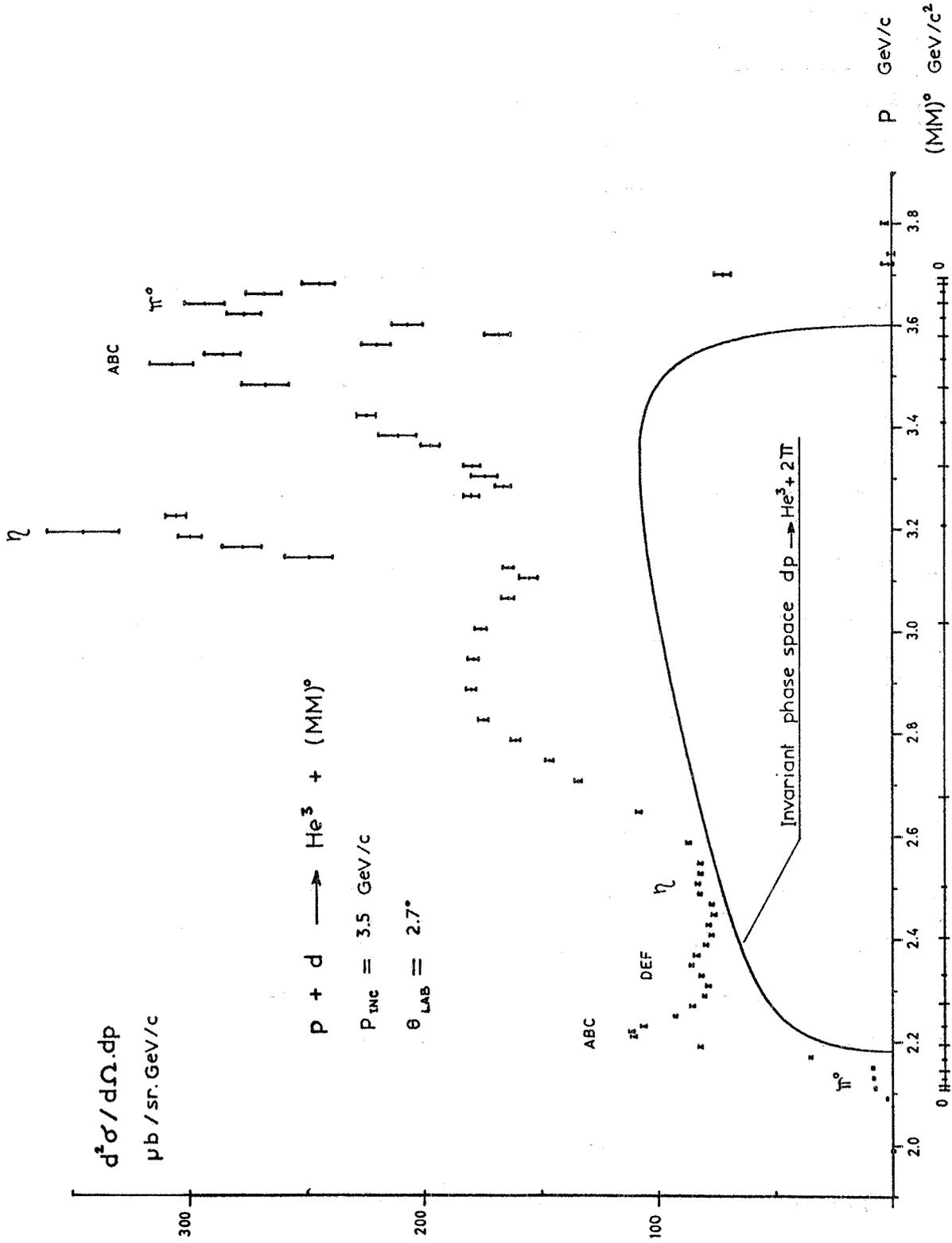


FIG. 7 - Recoil He^3 momentum spectrum, $P_{inc} = 3.5 GeV/c$, $\theta_{Lab} = 2.7 deg.$

PRELIMINARY RESULTS

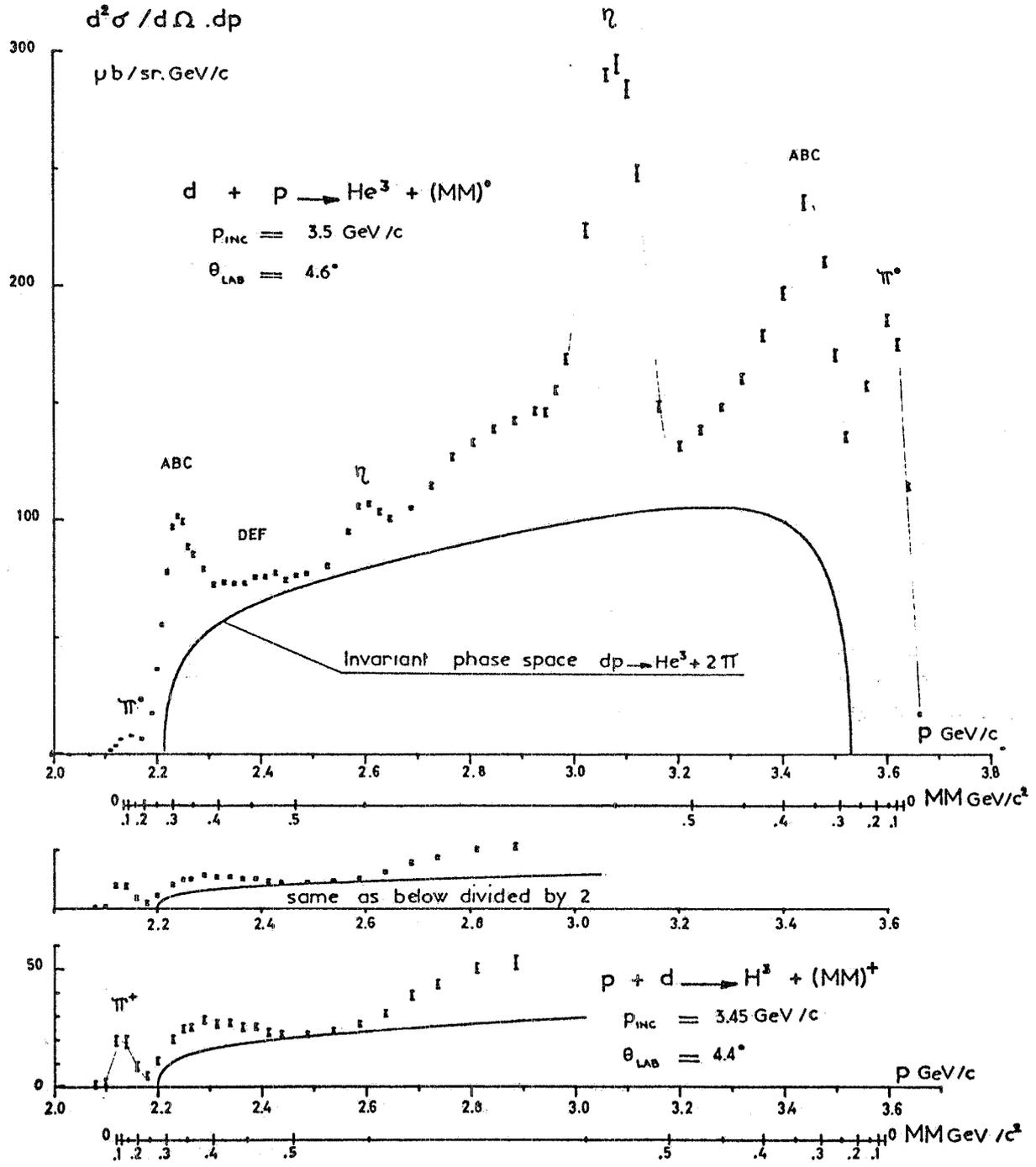
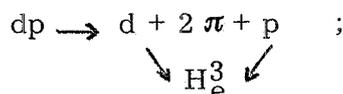


FIG. 8

16.

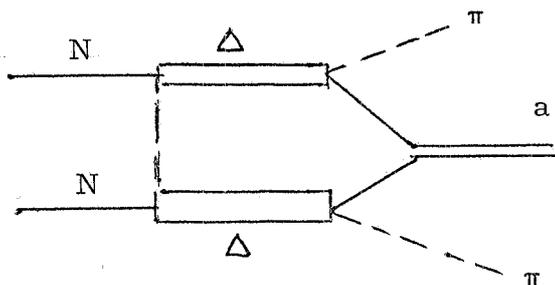
- di ottenere la distribuzione angolare degli H_e^3 associati alla produzione di ABC, mostrando che questa distribuzione è fortemente pronunciata in avanti e all'indietro, cosa che consente di escludere come meccanismo di produzione:



- di osservare che la sezione d'urto di produzione di ABC varia rapidamente con l'energia totale e che essa presenta un massimo per una energia nel centro di massa di circa 3.38 GeV;
- di mettere in evidenza un nuovo effetto di massa apparentemente più stabile della ABC e prossimo a 450 MeV (effetto denominato DEF);
- di attribuire l'isospin $I = 0$ all'effetto DEF;
- di mostrare che la sezione d'urto di produzione dell'effetto DEF presenta le stesse caratteristiche dell'ABC, cosa che fa supporre lo stesso meccanismo di produzione.

Recentemente, alla luce degli ultimi risultati sperimentali, sono stati proposti nuovi modelli per l'interpretazione dell'effetto ABC.

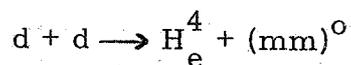
Brody^(13d) propone un modello legato al fattore di forma dell' H_e^3 , Anjos et al.⁽¹⁵⁾ forniscono una interpretazione dinamica dell'ABC per la reazione $dp \rightarrow H_e^3 + (\pi\pi)^0$. Risser e Schuster⁽¹⁶⁾ hanno invece studiato un modello che prevede la eccitazione di due isobari Δ nella reazione $NN \rightarrow d\pi\pi$ come nel diagramma seguente:



Questo ultimo modello è in discreto accordo con i recenti dati di Saclay, tuttavia nessuno dei modelli proposti sembra in grado di accordarsi con il complesso dei dati sperimentali esistenti. Le previsioni per un certo canale sono infatti difficilmente trasferibili a canali diversi.

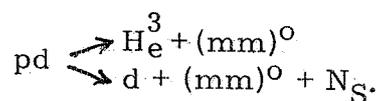
2.3. - Recenti risultati sull'ABC nel canale $dd \rightarrow He^4 + (mm)^0$. -

Lo studio della produzione della ABC e della DEF nella reazione



è in grado di fornire nuovi interessanti elementi per la comprensione di questi effetti.

In questa reazione la massa mancante può avere solo l'isospin $I = 0$, per cui l'ABC e la DEF non sono mescolate a stati $I \neq 0$ dei due pioni come accadeva nelle reazioni



Uno studio preliminare della reazione dd con deutoni incidenti di $2.5 \text{ GeV}/c$ è stato già eseguito nel Luglio 1972 a Saclay.

In Fig. 9 sono riportati i risultati di questa prima misura dalla quale risulta che l'ABC è prodotta anche in questo processo.

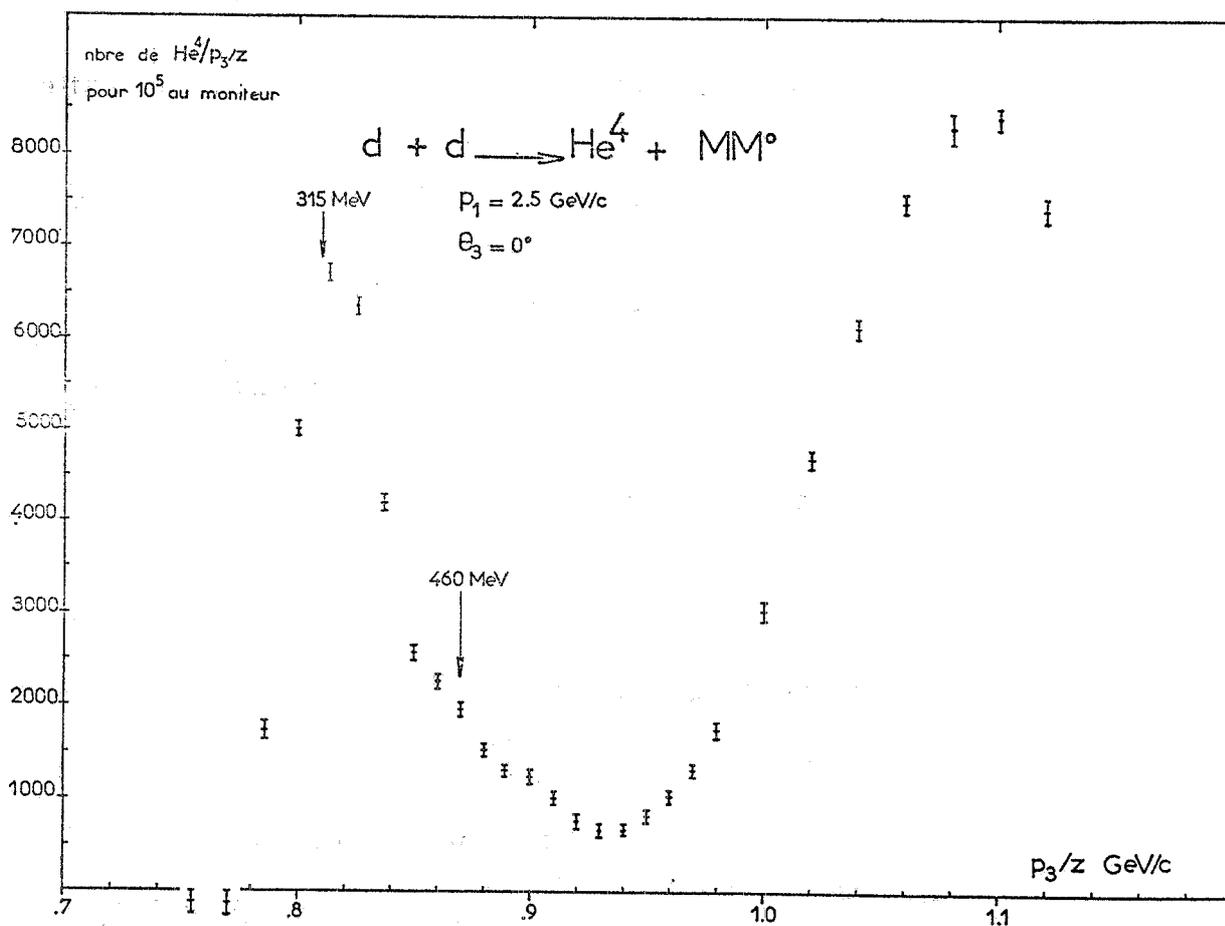


FIG. 9

L'impulso di 2.5 GeV/c è stato scelto in maniera da avere in questa reazione la stessa energia nel centro di massa per la quale la produzione di ABC è massima nel processo $dd \rightarrow H_e^3 + (mm)^0$.

Un secondo spettro di massa mancante, per un impulso incidente di 3.3 GeV/c, mostra che la produzione dell'effetto ABC nel processo in esame decresce rapidamente al crescere dell'energia con il centro di massa. Ciò fa presumere che possa essere confermato, anche nella reazione $dd \rightarrow H_e^4 + ABC$, lo stesso andamento con l'energia evidenziante nella $dp \rightarrow H_e^3 + ABC$ con un massimo a circa 3.4 GeV di energia nel centro di massa.

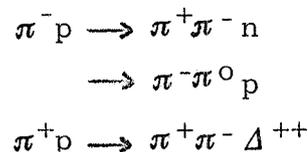
In futuro si prevede di effettuare uno studio sistematico dello effetto ABC variando sia l'energia nel centro di massa sia l'angolo di emissione.

Tali informazioni saranno di grande interesse per rendere più coerente e completo il quadro sperimentale sull'effetto ABC e sull'effetto DEF.

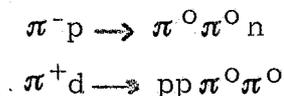
3.1. - La zona della risonanza ϵ^0 . -

L'esistenza dell' ϵ^0 , risonanza molto larga situata attorno ai 750 MeV nell'onda δ^0 della diffusione elastica $\pi\text{-}\pi$, non è stata fino ad oggi sicuramente provata.

Le analisi degli sfasamenti ricavate dagli esperimenti di scattering anelastico^(17 + 19):

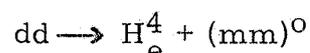


e i tentativi di mettere in evidenza la risonanza ϵ^0 nel suo modo $2\pi^0$ nei processi^(20 + 22):



non danno infatti risultati concordanti.

Si può pensare che nella reazione



lo studio della risonanza ϵ^0 possa essere favorito dal fatto che la massa mancante è creata in uno stato puro di isospin $I = 0$.

Nella zona di massa mancante di interesse per l' ϵ^0 (500-900 MeV) sono presenti anche i mesoni η^0 (548 MeV, $\Gamma = 2.7$ KeV) e ω^0 (784 MeV, $\Gamma = 10$ MeV).

In una esperienza preliminare effettuata a Saclay nel 1971⁽⁶⁾ (Fig. 1) è stato osservato il mesone ω^0 , ma l'impulso dei deutoni incidenti era troppo elevato (3.8 GeV/c) e la cella di deuterio troppo lunga (10 cm), per avere una buona risoluzione.

Lo studio della risonanza ε^0 sarà quindi effettuato ad una energia dei deutoni incidenti più bassa, attorno al valore di 3.2 GeV/c. Il potere risolutivo risulterà dunque migliorato anche in conseguenza dell'utilizzazione di una cella più piccola (6 cm).

In tali condizioni la risonanza ε^0 - se esiste - dovrebbe essere chiaramente identificabile con una larghezza di 100-300 MeV sopra la quale dovrebbero essere visibili, come strutture molto più strette, η^0 e ω^0 .

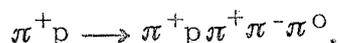
4.1. - La zona dei mesoni X^0 , ϕ^0 , H . -

Le risonanze mesoniche X^0 (o η') e ϕ^0 sono ben note:

X^0 958.3 ± 0.8 MeV $\Gamma = 4$ MeV
decade in $\pi\pi\eta$, $\pi^+\pi^-\gamma$

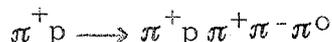
ϕ^0 1018.6 ± 0.5 MeV $\Gamma = 4$ MeV
decade in K^+K^- , $K_L K_{S0}$, $\pi^+\pi^-\pi^0$.

La risonanza H (990 MeV) è stata trovata solo nello spettro di massa dei 3π in reazioni quali⁽²³⁾:



Tuttavia l'analisi di questi dati è resa dubbia, sia dalla difficoltà di separare la frazione $q\pi$ dei 3π (poiché la banda del q ricopre quasi completamente il Dalitz plot), sia dalla contaminazione derivante dalla disintegrazione del mesone X^0 in $\pi^+\pi^-\gamma$ dove il γ non è riconosciuto in fase di analisi come tale e interpretato come π^0 ⁽²⁴⁾.

Tuttavia alla Conferenza di Lund, Goldhaber⁽²⁵⁾ trova ancora nella analisi dei $\pi^+\pi^-\pi^0$ provenienti dalla



una presenza di un ipotetico mesone H (1000 MeV; $\Gamma = 50$ MeV) che non sembra dovuto a nessuna delle due contaminazioni $q\pi$ o X^0 .

Tale risultato è rafforzato da recenti dati in camera a bolle presentati a Kiev⁽²⁶⁾ che forniscono:

$$M(H) = 1010 \text{ MeV} \quad \Gamma = 60 \text{ MeV.}$$

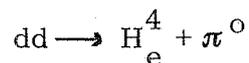
Con deutoni incidenti di 3.8 GeV/c e una cella di 6 cm di lunghezza

za, la risoluzione in massa è di $\sim \pm 8$ MeV (a 1 GeV).

In tali condizioni è possibile separare i contributi delle diverse risonanze mesoniche e fornire indicazioni sul mesone H.

5. 1. - La zona del π^0 . -

La reazione:

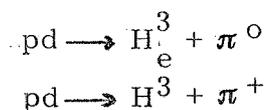


è molto interessante come possibile test per la verifica del principio della conservazione dello isospin (27 ÷ 31).

Tale reazione - in quanto reazione forte - non conservando lo spin isotopico ($0+0 \longrightarrow 1+0$) è infatti totalmente proibita.

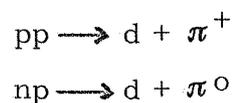
Uno dei metodi utilizzabili per la verifica della charge-independence è quello di studiare dei processi che possono essere posti in relazione tra di loro sulla base della validità della conservazione dello spin isotopico.

Reazioni di questo tipo sono ad esempio (32 ÷ 34)

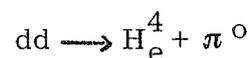


Queste due reazioni rappresentano infatti due canali indipendenti per lo stesso stato iniziale; come tali il rapporto delle loro sezioni d'urto totali è previsto essere eguale a 0.5. Tuttavia il contributo di effetti elettromagnetici⁽³⁵⁾ discosta il valore di questo rapporto da quello previsto di quantità non facilmente stimabili.

Analoghi problemi intervengono volendo confrontare tra loro le sezioni d'urto di processi coniugati di carica quali ad esempio^(36, 37)



La reazione



rappresenta invece un test diretto della conservazione dello spin isotopico.

Le misure esistenti della sezione d'urto di produzione di π^0 nella reazione in esame sono riassunte nella Tabella seguente.

TABELLA V

$E_{\text{deut}}^{\text{incidente}}$ (MeV)	$\frac{d\sigma}{d\Omega^x}$ (cm^2/sr)	θ^x (gradi in c.m.)	$\sigma_T^{(x)}$ (cm^2)	Referenze
460			$< 7 \times 10^{-32}$	(38)
400	$< 9 \cdot 10^{-34}$	55°	$< 1.1 \times 10^{-32}$	(27)
460	$< 1 \cdot 10^{-34}$	90°	$< 1.3 \times 10^{-33}$	(28, 29)

(x) - Nell'ipotesi che l'andamento angolare della (1) sia $A + B \sin^2 \theta^x$

Noi ci proponiamo di fornire un limite superiore per la produzione di π^0 per deutoni di 1.9 GeV/c, rivelando gli H_e^4 emessi a circa 10° nel laboratorio ad un angolo nel centro di massa intorno a 50° .

A tale angolo nel centro di massa, nell'ipotesi che il π^0 sia emesso principalmente in onde S e P, cioè che la distribuzione angolare sia del tipo $A + B \sin^2 \theta^x$, la sezione d'urto differenziale consente di fornire un limite superiore alla σ_T .

Dal punto di vista sperimentale lo studio del processo in esame, utilizzando lo spettrometro a doppia analisi già descritto precedentemente, presenta il problema di dover separare la produzione di π^0 sia da quella di $2 \pi^0$ alla soglia, sia da quella dei γ prodotti nella reazione $dd \rightarrow H_e^4 + \gamma$.

Nelle condizioni cinematiche da noi scelte, con una cella di deuterio di 6 cm di lunghezza, la risoluzione in P/Z sul π^0 è di ± 18 MeV/c.

Per questa energia dei deutoni incidenti, l'angolo limite nel laboratorio per la produzione di $2 \pi^0$ è di $9,5^\circ$, inoltre a quest'angolo la separazione in impulso dell' H_e^4 tra il processo con produzione di uno e due π è di circa 80 MeV/c. Nelle condizioni cinematiche scelte è dunque possibile separare in massa mancante le due reazioni:



Il picco del γ dista invece appena 20 MeV/c da quello del π^0 ; la separazione è pertanto insufficiente. Si deve però notare che, se si osserva un picco, la sua larghezza (che per il γ da solo o il π^0 da solo deve essere eguale al potere risolutivo del dispositivo) e la sua posizione forniranno indicazioni sulla sua origine. Inoltre, i calcoli teorici⁽³⁹⁻⁴³⁾ prevedono a questa energia una produzione di γ dalla $d+d \rightarrow H_e^4 + \gamma$ estremamente bassa. E' stato infatti calcolato l'andamento della sezione d'urto to

tale della reazione $\gamma H_e^4 \rightarrow d+d$ con l'aiuto di differenti funzioni d'onda dell' H_e^4 . Tutti i modelli sono d'accordo nel trovare, come si vede in Fig. 10, una decrescita molto rapida della sezione d'urto totale per $E > 100$ MeV. Tali previsioni teoriche sono inoltre confortate dai dati sperimentali esistenti.

In realtà, i dati sperimentali ad alta energia (1.4 GeV/c) per deutoni incidenti sono scarsi e contrastanti (Fig. 10), tuttavia come ordine di grandezza essi risultano in accordo con le previsioni teoriche.

Per valori di $E \gamma$ corrispondenti ad un impulso equivalente di 1.9 GeV/c per i deutoni nella reazione inversa, si trova $\sigma_{tot} \leq 10^{-34} \text{cm}^2$ per la $\gamma H_e^4 \rightarrow d+d$. Il bilancio dettagliato, che ci permette di passare alla $dd \rightarrow H_e^4 + \gamma$, ci dà per quest'ultima reazione e per deutoni di 1.9 GeV/c una $\sigma_{tot} = 10^{-35} \text{cm}^2$.

Nelle condizioni cinematiche da noi stabilite per il π^0 , la sezione d'urto differenziale nel centro di massa prevista per la reazione $dd \rightarrow H_e^4 + \gamma$ (prendendo una legge del tipo $\sin^2 \theta^x \cos^2 \theta^x$) sarà allora di $2.5 \cdot 10^{-36} \text{cm}^2/\text{sr}$. Sia a Frascati⁽⁴⁴⁾ che a l'Orme de Meurisi sono in corso misure della sezione d'urto della reazione $\gamma H_e^4 \rightarrow d+d$ ad alta energia. Tutto ciò permetterà di determinare senza ambiguità l'origine di un eventuale picco nella reazione dd.

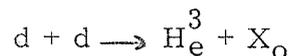
E' dunque possibile fornire in queste condizioni un limite superiore per la

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_g^x} (\pi^0) \leq 10^{-35} \text{cm}^2/\text{sr}.$$

Il numero di conteggi attesi da una tale sezione d'urto è di 3-5 conteggi ora.

Il sistema di monitoraggio sarà quello classico utilizzato nelle esperienze dd e dp, che fa ricorso alle sezioni d'urto di attrazione in ^{12}C e ^{27}Al e che è stato già descritto nel par. 1.4.

La stabilità dell'apparato e del fascio di deutoni nel corso delle misure, sarà provata misurando simultaneamente il flusso di H_e^3 della reazione



la cui alta sezione d'urto ($\approx 10^{-28} \text{cm}^2$) assicura un controllo ottimale sulla stabilità.

Il contributo degli H_e^4 di background sarà misurato in due modi:

- a) si confronteranno i conteggi ottenuti nella condizione P/Z relativa alla produzione di π^0 e γ dalla reazione in esame, con quelli ottenuti per valori dell'impulso P/Z dell' H_e^4 analizzato fuori cinematica;

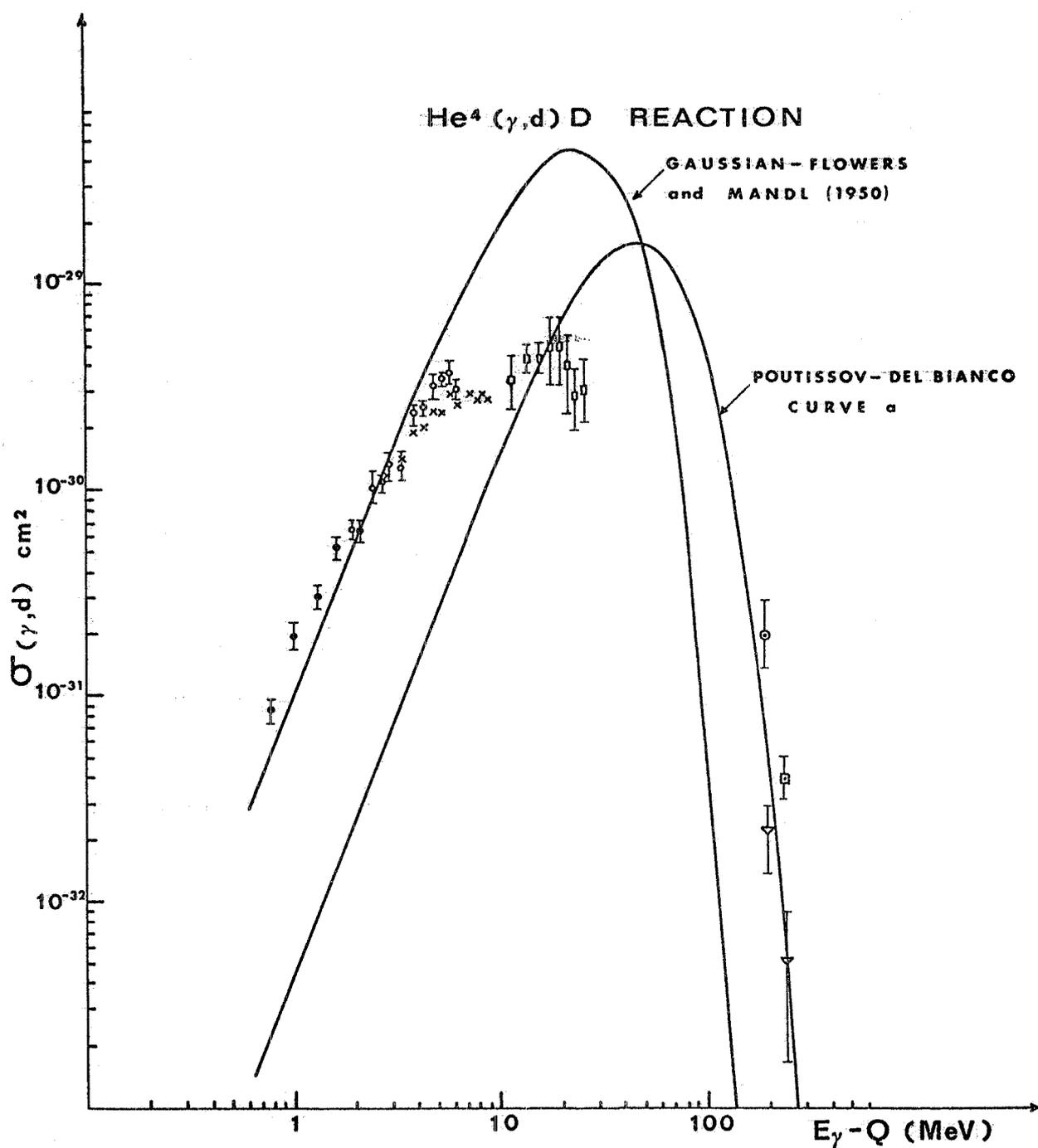


FIG. 10 - Reazione $\text{He}_e^4(\gamma, d)\text{D}$. Sezione d'urto totale. I punti sono risultati sperimentali; le curve i calcoli teorici. ● Degre (1970); x Meyerhoff et al. (1969); o Del Bianco e Poutissou (1969); □ Skopic et al. (1970); ⊙ Akimov et al. (1962); ⊠ Poirier e Pripstein (1963); ▽ Asbury e Loeffler (1965).

b) si misurerà il flusso di H_e^4 ottenuto con una cella ad idrogeno: in tali condizioni non è possibile ovviamente produrre H_e^4 in cella, ed il flusso misurato corrisponde a quello di backgrounded nel corso della misura con deuterio.

La stabilità dell'apparato nel passaggio cella deuterio cella-idrogeno sarà assicurata dalla misura del flusso di H_e^4 emessi da un bersaglio solido ($\sigma_T \simeq 10^{-31}$).

6.1. - La zona del γ . -

Dopo la caduta della invarianza CP nel decadimento del K neutro⁽⁴⁵⁾ si è riaperto l'interesse per la verifica della invarianza T nel dominio delle forze nucleari.

La non conservazione di CP osservata nel decadimento del K neutro sembrerebbe non dovere avere conseguenze per la fisica nucleare. La violazione CP dispari/CP pari ($\simeq 2 \cdot 10^{-3}$ ⁽⁴⁶⁾) può essere correlata con la esistenza di una ipotetica interazione superweak^(47, 48).

Tuttavia altre teorie sono state sviluppate per spiegare questa piccola violazione^(49 ÷ 53). Secondo tali teorie la violazione di CP nel decadimento del K^0 sarebbe dovuta alla interferenza delle interazioni deboli CP-invarianti, con una molto più forte interazione CP-non invariante con costante di accoppiamento dell'ordine di quello elettromagnetico.

La accettata validità di CPT per tutte le interazioni, e di P per le forti e le elettromagnetiche, trasferisce il problema della verifica di CP nelle forze nucleari in quello della verifica di T.

In questo quadro è interessante a nostro avviso verificare la conservazione del Time Reversal nella reazione



e nella sua inversa



Vari elementi concorrono a caratterizzare questa reazione:

- Notiamo innanzi tutto che le reazioni $\gamma d \rightleftharpoons n+p$ ^(54, 55) studiate secondo il modello di Barshay⁽⁵⁶⁾ per verificare la invarianza TR, sono dominate da transizioni elettriche e magnetiche dipolari, mentre le reazioni $dd \rightleftharpoons H_e^4 + \gamma$ si realizzano principalmente attraverso quadrupolo elettrico^(39, 43) e multipoli di ordine superiore. Tale tipo di reazione può essere più sensibile alle eventuali violazioni di TR.
- La reazione avviene attraverso l'intervento della sola parte isoscalare della interazione elettromagnetica ($\Delta I = 0$) e ciò riveste interesse sulla

base dei risultati sperimentali della $\pi^- p \rightarrow \gamma n$ e della sua inversa^(57,58)

c) Esistono dati sperimentali sulle^(27 ÷ 31)

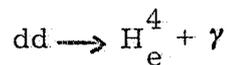


ma le differenti condizioni cinematiche e la imprecisione delle misure non permette alcuna conclusione riguardo alla invarianza di TR.

Lo studio del processo



è attualmente in corso presso i Laboratori Nazionali del CNEN di Frascati⁽⁴⁴⁾ e presso i Laboratori di L'Orme de Meurisi. I risultati sperimentali esistenti e le previsioni teoriche indicano che è possibile studiare al protosincrotrone Saturne con lo spettrometro a doppia analisi del fascio deuteroni, la reazione:



per energie intorno 1.4 GeV/c.

6.2. - Attuale situazione sperimentale. -

Le misure sulla sezione d'urto delle reazioni in esame sono tra loro fortemente discordanti.

Nelle Tabelle VI e VII si riportano i dati sperimentali ad oggi esistenti nella zona delle alte energie.

Il bilancio dettagliato ci permette di confrontare tra loro la reazione diretta e inversa. I dati confrontabili sono quelli delle ref. (27)(31) eseguiti a circa la stessa energia nel centro di massa.

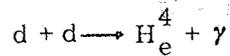
Le reazioni $a + A \rightleftharpoons b + B$ possono essere poste in rapporto tramite la seguente relazione:

$$1 + 2\chi = \frac{(2S_a + 1) (2S_A + 1) P_a^2 d\sigma_{aA \rightarrow bB} / d\Omega}{(2S_b + 1) (2S_B + 1) P_b^2 d\sigma_{bB \rightarrow aA} / d\Omega}$$

con $\chi = 0$ se l'invarianza di TR è valida.

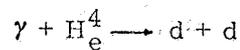
Nel caso in questione le sezioni dirette e inverse nella ipotesi $\chi = 0$ sono riportate nella Fig. 10. Si può notare che la sezione d'urto data da Akimov è di un ordine di grandezza, maggiore di quella di Asbury e Loeffler.

TABELLA VI



P_{in} GeV/c	θ_{cm}^x	$(cm^2/sr) \frac{d\sigma}{d\Omega^x}$	$(cm^2) \sigma_T^{(1)}$	Ref.
1.29	41.5°	$(1.6 \pm 0.6) 10^{-33}$	$(1.1 \pm 4) 10^{-33}$	(27)
1.39	65°	$\leq (0.23 \pm 0.06) 10^{-33}$	$\leq (1.32 \pm 0.34) 10^{-33}$	(28,29)

TABELLA VII



E_γ MeV	θ_{cm}^x	$(cm^2/sr) \frac{d\sigma}{d\Omega^x}$	$(cm^2) \sigma_T^{(1)}$	Ref.
220.5	52.4°	$(6.3 \pm 2.2) 10^{-33}$	$(22.3 \pm 7.9) 10^{-33}$	(31)
265.3	53.4°	$(1.5 \pm 1.1) 10^{-33}$	$(5.4 \pm 3.8) 10^{-33}$	(31)

(1) - Nell'ipotesi di andamento angolare $\sin^2\theta^x \cos^2\theta^x (E_2)$.

6.3. - La reazione inversa $\gamma + H_e^4 \rightarrow d + d$. -

Lo studio della reazione di fotodisintegrazione del nucleo di H_e^4 in due deutoni a media e alta energia (100 ÷ 300 MeV), è in corso presso l'Elettrosincrotrone da 1.1 GeV dei Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN⁽⁴⁴⁾.

L'apparato sperimentale è mostrato nella Fig. 11.

Esso consiste di due canali uguali per la rivelazione in coincidenza dei due deutoni.

Ciascun canale è costituito da due scintillatori (P in figura) e di un contatore a ioduro di sodio (NAI in figura).

La identificazione dei deutoni dal fondo di particelle cariche provenienti da processi in concorrenza e la misura della loro energia, avviene tramite il metodo $dE/dX, E$ già utilizzato per deutoni di queste energie in una precedente esperienza⁽⁵⁹⁾.

La taratura assoluta dei contatori di dE/dX e E (plastici e NaI) sarà effettuata presso il protosincrotrone Saturne.

L'analisi dei dati registrati viene elaborata on line tramite un

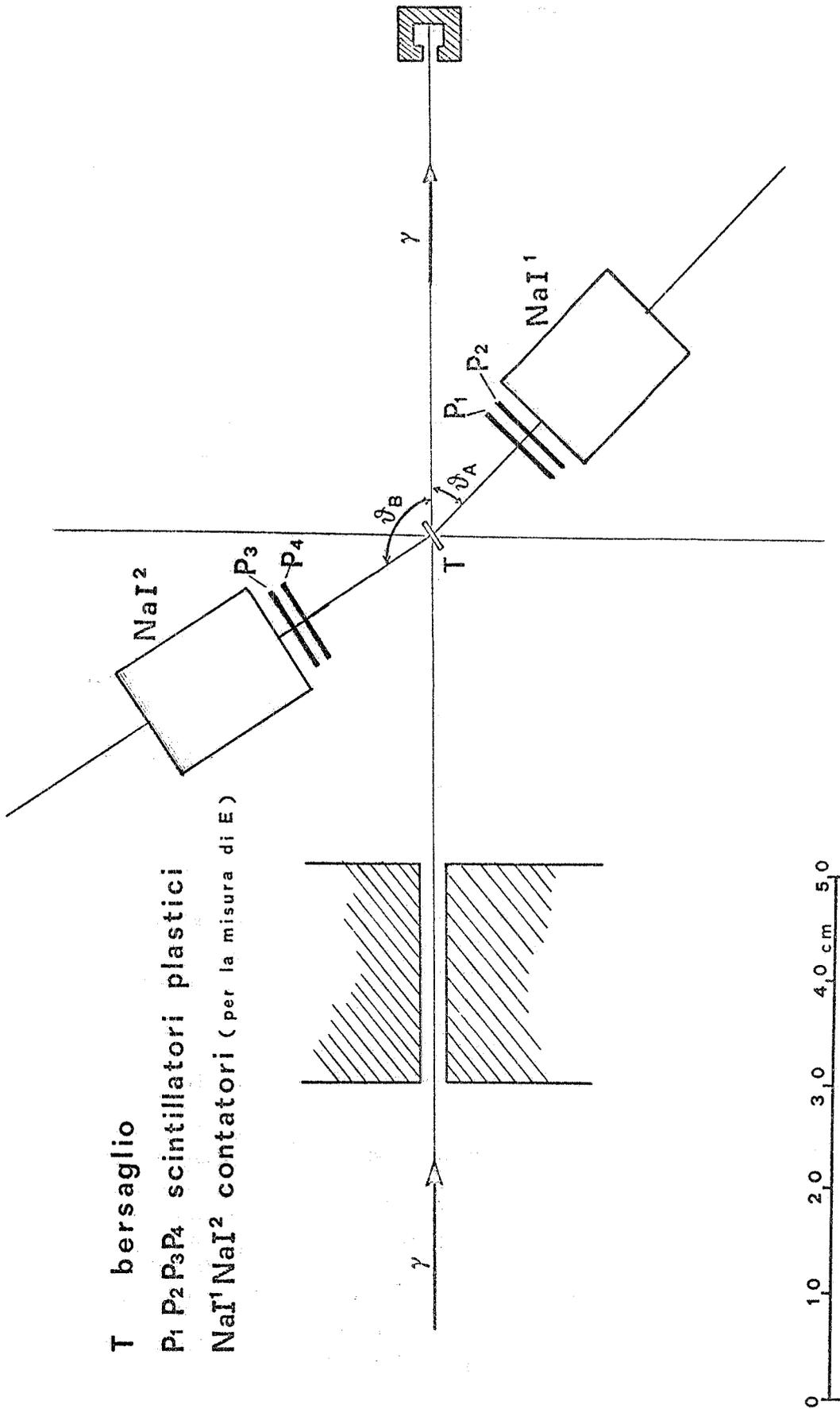


FIG. 11

elaboratore Laben 70. La quantimetria del fascio γ viene effettuata sia tramite un tradizionale quantmetro di Wilson, sia tramite la creazione di coppie simmetriche

$$\gamma \longrightarrow e^+ e^-$$

la cui sezione d'urto è ben nota. La precisione assoluta ottenibile è dell'ordine del 5%.

6.4. - Studio della reazione $d+d \longrightarrow H_e^4 + \gamma$ al Saturne. -

La reazione $dd \longrightarrow H_e^4 + \gamma$ può essere studiata presso il protosincrotrone Saturno per impulsi di $\sim 1.6 \div 1.3$ GeV/c.

Utilizzando una cella di 2 cm di lunghezza, per tali valori dell'impulso del deutone incidente, il γ della reazione in esame e il π^0 della $dd \longrightarrow H_e^4 \pi^0$ sono ben separati, ed è anche possibile trovare delle zone cinematiche in cui la produzione di 2π dalla:

$$dd \longrightarrow H_e^4 + 2\pi^0$$

è esclusa.

L'incertezza sulle sezioni d'urto assolute, oltre agli errori statistici, è dovuta alla misura assoluta della intensità del fascio di deutoni.

Tale monitoraggio si effettua con il già citato metodo delle attivazioni⁽⁷⁾. Attualmente si spera di ottenere una precisione di circa il 5%. Il confronto tra la

$$dd \longrightarrow H_e^4 + \gamma$$

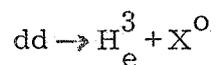
e la sua inversa sarà effettuato sia mettendo a confronto le sezioni d'urto assolute sia confrontando le due distribuzioni angolari. Nella reazione $np \rightleftharpoons d + \gamma$ infatti essendo difficile il confronto assoluto è il secondo metodo che viene generalmente utilizzato.

Si pensa di effettuare la misura ad un impulso $1.3 \div 1.6$ GeV/c dei deutoni incidenti che corrisponde ad una energia del γ della reazione inversa di 220 - 320 MeV.

La necessità di poter confrontare tra loro le distribuzioni angolari ci suggerisce di misurare la sezione d'urto differenziale a 6 valori dell'angolo nel c. m. compresi tra 30° e 120° . La distribuzione angolare attesa è quella di un puro quadrupolo elettrico⁽³⁹⁾ cioè $\sin^2\theta^x \cos^2\theta^x$.

Gli eventi attesi sono dell'ordine di 1 evento al minuto.

La stabilità del fascio di deutoni e dell'apparato sperimentale sarà controllata facendo uso della reazione



la cui sezione d'urto è dell'ordine di 10^{-32} cm² in confronto a quella in esame che è dell'ordine di $\simeq 10^{-33}$ cm².

La misura del fondo di H_e^4 dalla cella vuota sarà effettuata con gli stessi metodi previsti nella descrizione dello studio della reazione $dd \rightarrow H_e^4 \pi^0$.

Se necessario il γ della reazione $d+d \rightarrow H_e^4 + \gamma$ può essere rivelato con un contatore di Čerenkov e posto in coincidenza con il canale magnetico.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - J. Banaigs, J. Berger, J. Duflo, L. Goldzhal, M. Cottureau and F. Lefebvres, Nuclear Phys. B28, 509 (1971).
- (2) - J. Banaigs, J. Berger, J. Duflo, L. Goldzhal, M. Cottureau and F. Lefebvres, Nuclear Phys. B23, 596 (1970).
- (3) - Comunicazione alla Conferenza sulla Spettroscopia dei Mesoni (Filadelfia, 1972).
- (4) - Meyerhof and Tombrello, Nuclear Phys. A109, 1 (1968); Wernz and Meyerhof, Nuclear Phys. A121, 38 (1968).
- (5) - Meyerhof et al., Nuclear Phys. A131, 489 (1969); Arkatov et al., Soviet J. Nuclear Phys. 12, 123 (1971).
- (6) - Lillethum, Proceedings della Conferenza di Lund (1968), pag. 186; Proceedings della Conferenza di Trieste (19), pag. 155.
- (7) - J. Banaigs, J. Berger, J. Duflo, L. Goldzhal, O. Harff, M. Cottureau, F. Lefebvres, H. Quechon and P. Tardy-Jouber, Nuclear Instr. and Meth. 95, 307 (1971).
- (8) - a) A. Abashian, N. E. Booth and K.M. Crowe, Phys. Rev. Letters 5, 258 (1960);
 b) N. E. Booth, A. Abashian and K. M. Crowe, Phys. Rev. Letters 7, 35 (1961);
 c) A. Abashian, N. E. Booth, K. M. Crowe, R. E. Hill and E. H. Rogers, Phys. Rev. 132, 2296 (1963);
 d) N. E. Booth, Phys. Rev. 132, 2305 (1963);
 e) N. E. Booth, A. Abashian and K. M. Crowe, Phys. Rev. 132, 2309 (1963);
 f) N. E. Booth and A. Abashian, Phys. Rev. 132, 2314 (1963).
- (9) - S. Weinberg, Phys. Rev. Letters 17, 616 (1966); T. Maung et al., Phys. Letters 33B, 521 (1970); P. Baillon et al., Phys. Letters 38B, 555 (1972).
- (10) - a) I.M. Blair, G. Torelli and E. Zavattini, Nuovo Cimento 44, 671 (1966);
 b) T. Maung et al., Phys. Rev. Letters 16, 374 (1966);
 c) S. Humble and J. O. Spearman, Phys. Rev. 171, 1724 (1968);
 d) C. Ebel et al., Spinger Tracts in Modern Physics 55, 239 (1970);
 e) G. Kelmus, Proceedings of the Conference on and K Interactions, Argonne National Laboratory (1969), pag. 285.
- (11) - R. J. Homer, Q. H. Khaw, W. K. Mc Forlane, J. S. C. Mc Kee, A. W. O'Dell, L. Riddiford, P. G. Williams and D. Griffiths, Phys. Letters 9, 72 (1964).
- (12) - J. H. Hall, T. A. Murray and L. Riddiford, Nuclear Phys. B12, 573 (1969).
- (13) - a) B. Maglich, J. Aostens, M. Silverman, H. Brody, G. Featherston, E. Groves, R. Van Berg, W. Wales, G. B. Cvijanovich and D. Hartman, Phys. Rev. Letters 27, 1479 (1971);
 b) H. Brody, E. Groves, R. Van Berg, W. Wales, B. Maglich, J. Norem, J. Aostens, G. B. Cvijanovich and R. A. Schluter, Phys. Rev. Letters 24, 948 (1970);
 c) E. S. Groves, Ph. D. Thesis, University of Pennsylvania (1970);
 d) H. Brody, Phys. Rev. Letters 28, 1217 (1972).
- (14) - A. T. Goshaw, M. J. Bazin, Phys. Rev. Letters 25, 50 (1970).
- (15) - J. C. Anjos, D. Levy and A. Santoro, Service de Physique Théorique, CEN Saclay, Rapporto Interno.

- (16) - T. Risser and M. Shuster, Phys. Letters B, in corso di pubblicazione.
- (17) - Malamund and Schlein, Phys. Rev. Letters 19, 1056 (1967).
- (18) - J. P. Baton et al., Phys. Letters 33B, 528 (1970).
- (19) - CERN Aachen, Nuclear Phys. B22, 1 (1970).
- (20) - Feldman et al., Phys. Rev. Letters 22, 316 (1969).
- (21) - Deinet et al., Phys. Letters 30B, 359 (1969).
- (22) - Smith and Manning, Phys. Rev. 171, 1399 (1968); Phys. Rev. Letters 23, 335 (1969).
- (23) - Benson et al., Phys. Letters 11, 167 (1964); Phys. Rev. Letter 17, 1234 (1966).
- (24) - Fung et al., Phys. Rev. Letters 21, 47 (1968); Barbaro-Galtieri and Soding in "Meson spectroscopy" (Benjamin, 1968), pag. 137.
- (25) - B. Maglich, Rapporto Conferenza di Lund (1968), pag. 301.
- (26) - A. Astier, Rapporto Conferenza di Kiev (1970), pag. 25.
- (27) - Y. K. Akimov, O. V. Savchenko and L. M. Soroko, Soviet Phys. JETP 14, 512 (1961).
- (28) - J. A. Poirier and M. Pripstein, Phys. Rev. 122, 1917 (1961).
- (29) - J. A. Poirier and M. Pripstein, Phys. Rev. 130, 1171 (1962).
- (30) - K. R. Greider, Phys. Rev. 122, 1919 (1961).
- (31) - J. G. Asbury and F. J. Loeffler, Phys. Rev. 137B, 1214 (1965).
- (32) - M. Ruderman, Phys. Rev. 87, 383 (1952).
- (33) - A. V. Creve, B. Ledley, E. Lillethan, S. N. Marcowitz and C. Rey, Phys. Rev. 118, 1091 (1960).
- (34) - D. Harting, J. C. Kluyver, A. Kusumegi, R. Rigopoulos, A. M. Sacks, G. Tibell, G. Vauderhelghe and G. Weber, Phys. Rev. 119, 1716 (1960).
- (35) - H. S. Kohler, Phys. Rev. 118, 1345 (1960).
- (36) - R. H. Hildebrand, Phys. Rev. 89, 1090 (1960).
- (37) - Flyagin, Drhelepov, Kisolev, Ogauesyan, Soviet Phys. JETP 35, 854 (1958); 8, 592 (1959).
- (38) - N. E. Booth, O. Chamberlain and E. H. Rogers, Rapporto UCRL-8944 (1960).
- (39) - B. H. Flowers and F. Mandl, Proc. Roy. Soc. A206, 131 (1951).
- (40) - E. Ahmed, S. M. Chowdhary and O. Hisain, Nuclear Phys. A141, 512 (1962).
- (41) - L. M. Delves, Austr. J. Phys. 15, 59 (1962).
- (42) - R. W. Zurnuhle, W. E. Stephens and H. H. Stanb, Phys. Rev. 132, 751 (1963).
- (43) - J. M. Poutisjon, LPN-UM 71, These de Doctorat.
- (44) - C. Carocci, W. Del Bianco, F. L. Fabbri, A. Marino, P. Picozza and C. Schaerf, Rapporto Interno LNF-71/7 (Int.) (1971).
- (45) - J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Letters 13, 562 (1964).
- (46) - T. D. Lee and C. N. Yang, Am. Rev. Nucl. Sci. 15, 381 (1965).
- (47) - L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letters 13, 562 (1964).
- (48) - T. D. Lee and L. Wolfenstein, Phys. Rev. 138B, 1490 (1965).
- (49) - L. Wolfenstein, Lecture at Int. Sch. Phys. "E. Majorana" (1968).
- (50) - J. Bernstein, G. Feinberg and T. D. Lee, Phys. Rev. 139B, 1650 (1965).

- (51) - S. Barshay, Phys. Rev. Letters 17, 78 (1965).
- (52) - J. Preutski and M. Veltmann, Phys. Rev. Letters 15, 88 (1965).
- (53) - C.F. Clement and L. Heller, Phys. Rev. Letters 27, 545 (1971).
- (54) - D.F. Bartlett, C.E. Friedberg, K. Goulianos, I.S. Hanmerman and D.P. Hutchinson, Phys. Rev. Letters 23, 893 (1969).
- (55) - B.L. Schrock, R.P. Haddock, J.A. Helland, M.J. Lonjo, K.K. Young, S.S. Wilson and D. Chenj, Phys. Rev. Letters 26, 1659 (1971).
- (56) - S. Barshay, Phys. Rev. Letters 17, 49 (1966).
- (57) - P.A. Berardo, R.P. Haddock, B.M.K. Nefkens, L.S. Verhey, M.E. Zeller, A.S.L. Parson and P. Truoel, Phys. Rev. Letters 26, 201 (1971).
- (58) - P.A. Berardo, R.P. Haddock, B.M.K. Nefkens, L.S. Verhey, M.E. Zeller, A.S.L. Parson and P. Truoel, Phys. Rev. Letters 26, 205 (1971).
- (59) - F.L. Fabbri, P. Picozza, C. Schaerf, Lett. Nuovo Cimento 2, 63 (1972).