

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI TORINO

FACOLTA' DI SCIENZE M.F.N.

CORSO DI LAUREA IN FISICA

TESI DI LAUREA:

*STUDIO E PROGETTAZIONE DI UN SISTEMA DI RIVELAZIONE
CON ALTA RISOLUZIONE TEMPORALE PER MISURE DI TEMPI
DI VOLO.*

Relatore:

Chiar.mo Prof. Sergio COSTA

Candidato:

Alessandro FELICIELLO

Anno Accademico 1985-86

Ai miei
genitori

I N D I C E

INTRODUZIONE	pag.	1
CAPITOLO I		
Aspetti fisici delle problematiche		
investigate dal programma "OBELIX".....	"	4
1.1 Fisica delle particelle elementari	"	4
1.1.1 Glueballs e mesoni ibridi	"	4
1.2 Fisica nucleare	"	11
1.2.1 Dinamica delle interazioni nucleone- antinucleone.....	"	11
1.2.2 Processi di annichilazione di antinucleoni su nuclei	"	12
CAPITOLO II		
Il Rivelatore	"	16
2.1 Aspetti generali	"	16
2.2 Criteri di progettazione	"	22
2.3 Le componenti del rivelatore	"	24
2.3.1 Il magnete	"	24
2.3.2 La camera a spirale a proiezione SPC	"	27
2.3.3 La camera a deriva AFS	"	53
2.3.4 Il sistema per la misura dei tempi di volo T.O.F.	"	61
2.3.5 Il calorimetro HARGD per i raggi γ	"	69
2.3.6 I calorimetri HDSPC	"	88

CAPITOLO III

La simulazione al calcolatore del sistema per la misura dei tempi di volo	pag. 93
3.1 Introduzione	" 93
3.2 Il programma di simulazione GEANT	" 93
3.3 Le fasi della simulazione	" 96
3.3.1 La scelta del sistema di riferimento e la mappa del campo magnetico	" 96
3.3.2 La schematizzazione dell'apparato	" 97
3.3.3 L'organizzazione dei risultati	" 103

CAPITOLO IV

Risultati e conclusioni	" 128
4.1 Introduzione	" 128
4.2 I risultati ottenuti	" 128
4.3 Conclusioni	" 146

APPENDICE A

La mappa del campo magnetico	" 151
------------------------------------	-------

BIBLIOGRAFIA	" 158
--------------------	-------

I N T R O D U Z I O N E

Nell'ambito delle ricerche volte allo studio della struttura dei nucleoni e delle forze agenti fra i loro costituenti si inserisce il progetto OBELIX: si tratta della realizzazione di un complesso rivelatore di grosse dimensioni, da utilizzarsi presso i laboratori del CERN per la analisi sistematica dei processi di interazione di antinucleoni con la materia.

La ricerca nel campo della fisica nucleare e subnucleare non può avere carattere episodico e richiede inoltre misure della massima precisione. Per questi motivi il programma OBELIX prevede una lunga serie di prove sperimentali con un rivelatore molto sofisticato e dalle caratteristiche eccezionali: grande angolo solido di accettazione, praticamente pari a 4π steradiani; fitta segmentazione per la rivelazione di particelle sia cariche sia neutre; capacità di identificare mesoni K carichi, con impulso fino a 1 GeV/c; elevata risoluzione dell'impulso delle particelle cariche e dei mesoni K_S^0 , ($\sigma_p/p \sim 2\%$ a 1 GeV/c); granularità elevata; eccellente risoluzione angolare, ($\Delta\alpha \sim 3$ mrad); possibilità di ricostruire, in tre dimensioni, gli sciami elettromagnetici. L'apparato sarà in grado di rivelare i raggi X emessi da atomi antiprotonici, i protoni rinculanti nei processi di annichilazione $\bar{p}n$ di antiprotoni su bersagli di deuterio e le particelle o i frammenti nucleari derivanti dalle annichilazioni di antiprotoni su nuclei più pesanti. Infine permetterà di identificare completamente e senza ambiguità numerosi canali esclusivi di annichilazione contenenti particelle sia cariche sia neutre e, a partire da questi, di ricostruire stati intermedi risonanti.

Per gli esperimenti verrà utilizzato un fascio di antiprotoni con impulso compreso fra i 100 e i 1800 MeV/c, prodotti da LEAR, un anello di accumulazione per antiprotoni di bassa energia. I bersagli saranno costituiti da elementi leggeri allo stato gassoso piuttosto che liquido o solido perchè, sebbene questi ultimi consentano un più alto conteggio di eventi, non permettono una ricostruzione cinematica dell'evento paragonabile a quella ottenibile con i primi: con questi, infatti, sarà possibile lo studio in stati S e P del processo di annichilazione in quiete $\bar{p}p$ e quindi, come già accennato, la rivelazione del protone, anche se di bassissimo impulso, emesso nell'interazione $\bar{p}n$ in seguito all'urto di antiprotoni con un bersaglio di deuterio o, infine, l'identificazione dei frammenti nucleari lenti originati dall'annichilazione di antiprotoni su nuclei pesanti.

La sostituzione del bersaglio risulterà un'operazione rapida e semplice per cui sarà possibile, in corrispondenza di diversi valori dell'impulso del fascio di antiprotoni incidenti, registrare dati relativi a diversi elementi-bersaglio esattamente nelle stesse condizioni sperimentali.

Anche il tipo di particelle con cui si bombarda il bersaglio potrà essere cambiato: ci sarà la possibilità infatti di produrre fasci di antineutroni o di atomi di protonio ($\bar{p}p$). Nel primo caso sarà sufficiente far incidere, a monte del rivelatore, l'originario fascio di antiprotoni con un bersaglio costituito da idrogeno liquido ottenendo così, grazie a reazioni di scambio carica, un fascio di antineutroni. Nel secondo caso occorrerà iniettare nell'anello di accumulazione antiprotoni e atomi di idrogeno ionizzato in modo che circolino in sensi opposti ed interagiscano solo

in punti prestabiliti dell'orbita che essi percorrono. Grazie al fatto che l'asse del rivelatore coincide con la linea di volo degli atomi di protonio, sarà possibile determinarne con ottima precisione il punto in cui avviene l'annichilazione, misura necessaria per un'analisi spettroscopica ad alta definizione degli atomi di protonio.

Inizialmente gli sforzi saranno concentrati sullo studio dei processi di annichilazione di antiprotoni e, fatto abbastanza nuovo, di antineutroni su bersagli fissi di idrogeno, deuterio ed elementi più pesanti, con particolare attenzione all'intervallo di energia in prossimità dell'energia di soglia delle varie reazioni ed in corrispondenza dei valori dell'impulso del fascio incidente di 1000 MeV/c e 1800 MeV/c.

Si ritiene che queste ricerche possano contribuire a dare una risposta ad alcune questioni aperte della fisica nucleare e subnucleare. I principali obiettivi del programma OBELIX sono:

- l'analisi spettroscopica delle "glueballs" (gg e ggg) e dei mesoni ibridi ($q\bar{q}g$);
- lo studio della dinamica dell'interazione nucleone-antinucleone, con particolare riguardo alla dipendenza dei diversi stati finali dai numeri quantici dello stato iniziale, quali momento angolare, isospin, energia e, se possibile, spin;
- l'accurata misura degli effetti dell'interazione negli atomi di protonio;
- lo studio degli aspetti quark-gluonici della materia nucleare;
- la ricerca di stati eccitati della materia nucleare.

C A P I T O L O I

ASPETTI FISICI DELLE PROBLEMATICHE INVESTIGATE DAL PROGRAMMA "OBELIX"

1.1 FISICA DELLE PARTICELLE ELEMENTARI

1.1.1 Glueballs e mesoni ibridi

Le glueballs ed i mesoni ibridi sono strutture adroniche previste nell'ambito della teoria della cromodinamica quantistica, secondo la quale i gluoni non giocherebbero solo il ruolo di mediatori della forza nucleare forte fra i quarks, ma anche quello di particelle costituenti. Inoltre le forze agenti fra i componenti delle glueballs e dei mesoni ibridi sarebbero spiegabili in termini di scambio di gluoni.

La conferma sperimentale dell'esistenza delle glueballs e/o dei mesoni ibridi proverebbero quindi un principio fondamentale della teoria quantocromodinamica, secondo il quale i gluoni interagiscono fra di loro, e fornirebbe inoltre un'ulteriore prova dell'esistenza di queste particelle. Gli esperimenti del programma OBELIX, consentiranno di esplorare l'intervallo di energie in cui le predizioni teoriche collocano la massa delle glueballs e dei mesoni ibridi.

I processi di annichilazione fra nucleoni e antinucleoni sono una formidabile sorgente di mesoni, prodotti abbondantemente negli stati finali o intermedi, e costituiscono, pertanto, un valido strumento per lo studio della spettroscopia dei mesoni e dei loro modi di decadimento, nonché per la ricerca di strutture esotiche. Infatti la produzione di oggetti composti anche da gluoni potrebbe essere favori-

ta nei processi di annichilazione fra nucleoni e loro relative antiparticelle, in quanto i gluoni vengono prodotti in seguito all'annichilazione dei quarks e degli antiquarks di cui sono costituite le particelle interagenti.

Le glueballs potrebbero essere caratterizzate da numeri quantici non accessibili a coppie di quarks ed antiquarks: questo aspetto singolare dovrebbe permettere di stabilire la natura di glueball o di mesone ibrido di uno stato. Per tentare di materializzare queste strutture esotiche si rende perciò necessario progettare e realizzare degli esperimenti di produzione, poichè con esperimenti di formazione è possibile identificare esclusivamente strutture con numeri quantici non esotici, accessibili al sistema iniziale di nucleone ed antinucleone.

Le predizioni teoriche riguardanti la larghezza di questi stati esotici non sono affatto restrittive, per cui si debbono ricercare risonanze sia strette sia larghe ed inoltre, nel tentativo di stabilire la loro natura, occorre studiare le proprietà dei loro canali di decadimento, con particolare riguardo per quello in cui compaiono mesoni K. Il buon esito di un esperimento di produzione dipende quindi fortemente dalla possibilità di una completa identificazione degli stati finali esclusivi e dal grado di risoluzione del rivelatore, al fine di individuare, con buona sensibilità, ogni picco, anche se molto stretto, nello spettro di massa degli stati intermedi. Saranno proprio queste strutture negli spettri di massa ad essere, grazie alle caratteristiche del rivelatore OBELIX, ricercate ed eventualmente studiate, confrontando anche risultati ottenuti a partire da stati iniziali con diversi numeri quantici, ma sempre nelle medesime condizioni sperimentali.

I processi di annichilazione di antiprotoni su bersaglio fisso di idrogeno gassoso avvengono principalmente in stati S e P, con una percentuale di stato S che varia dal 20% al 60%, mentre in quelli di antiprotoni su bersaglio di deuterio gassoso, la percentuale di stato P è leggermente superiore. Se si è quindi in grado di rivelare, in corrispondenza dell'evento di annichilazione, i raggi X di tipo L, emessi in seguito alle transizioni dal livello 2P negli atomi di protonio, è possibile riconoscere quando le annichilazioni sono avvenute quasi esclusivamente in stati P: è infatti sempre presente una piccola percentuale, molto al di sotto del 10%, di stato S, dovuta principalmente a fenomeni intrinseci di bremsstrahlung. (Si vedano le figure 1.1 e 1.2).

Questi risultati sperimentali sono importanti, in quanto confermano alcune delle previsioni che hanno rappresentato uno dei principali stimoli per lo studio delle interazioni a riposo di antiprotoni con bersagli gassosi: si ritiene, infatti, che nelle annichilazioni che avvengono in stati P ci sia una maggiore probabilità di produrre a riposo oggetti con alti valori del momento angolare di spin e che inoltre sia possibile individuare eventuali risonanze larghe dal confronto dei dati relativi ad annichilazioni in stati S e in stati P.

Per quel che riguarda invece l'isospin dello stato iniziale, questa può essere 0 o 1 nelle annichilazioni antiprotone-protone, mentre vale 1 nelle interazioni antiprotone-neutrone o antineutrone-protone. E' possibile quindi modificare il valore dell'isospin nello stato iniziale sia sostituendo l'elemento-bersaglio, scegliendo cioè fra idrogeno e deuterio, sia cambiando il tipo di particelle del

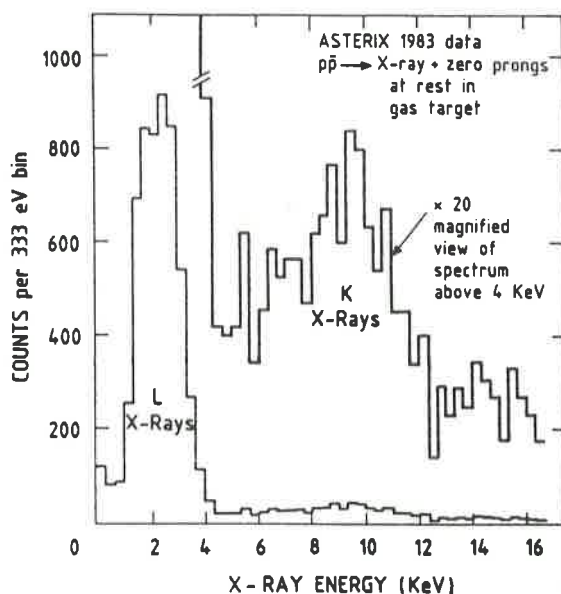


Fig. 1.1 Spettro dei raggi X di tipo L emessi da un atomo di protonio, misurato durante un esperimento del programma ASTERIX.

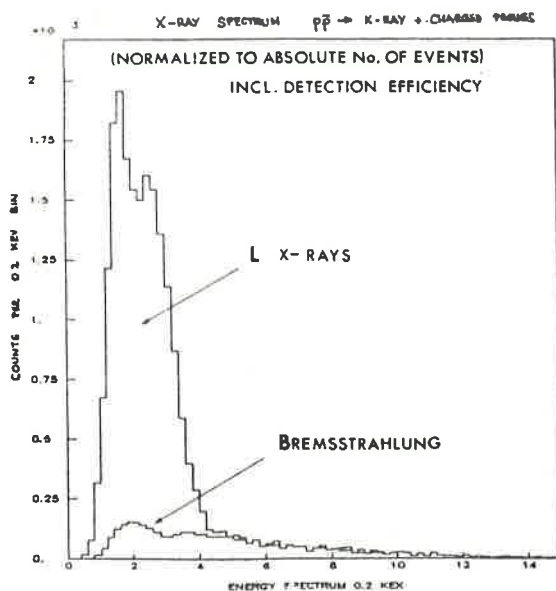


Fig. 1.2 Spettri dei raggi X di tipo L emessi da un atomo di protonio e dei raggi X emessi per bremsstrahlung da particelle cariche nel corso di un processo di annichilazione $\bar{p}p$.

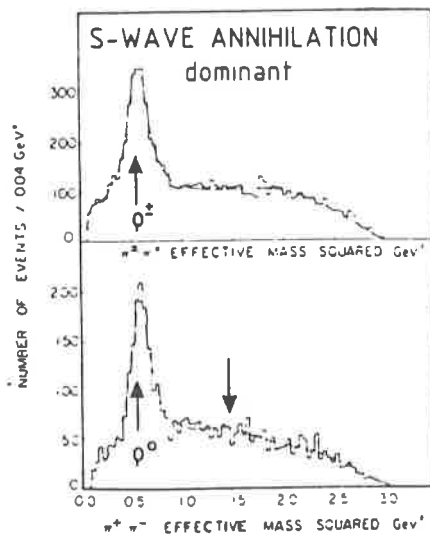
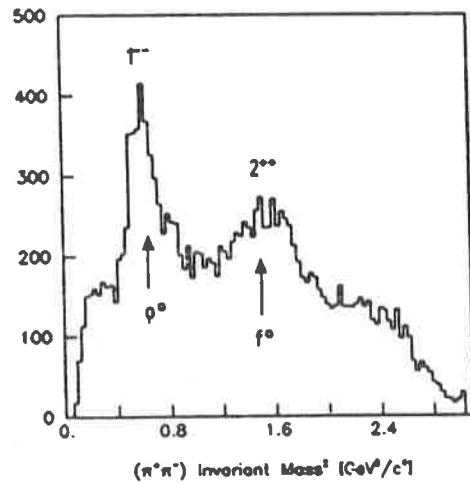
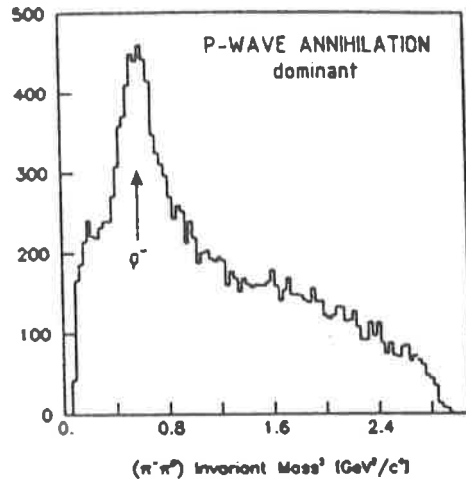
fascio incidente da antiprotoni ad antineutroni. In questo modo sarà possibile confrontare tanto i dati relativi ai processi di annichilazione che avvengono prevalentemente in stati P e a quelli in cui siano coinvolti in ugual misura stati S e P, quanto i risultati ottenuti per le interazioni antiprotone-protone e antiprotone-neutrone, nelle quali si sia potuto rivelare il protone rinculante.

Utilizzando lo stesso apparato di rivelazione nelle stesse condizioni sperimentali e di analisi si potranno ottenere, per confronto, informazioni indipendenti da accettazione ed efficienza del rivelatore, limiti nella ricostruzione degli eventie spazio delle fasi accessibile e ogni differenza riscontrata fra i diversi spettri di massa sarà indice dell'esistenza di un qualche effetto dinamico.

Si tenterà, ad esempio, di identificare lo stato finale $K^+K^-\pi^0$ nelle annichilazioni antiprotone-protone e di confrontare gli spettri di massa della coppia K^+K^- relativi a processi in cui è predominante lo stato P con quelli riguardanti interazioni in cui siano egualmente coinvolti gli stati S e P. Questi spettri potranno poi essere ulteriormente confrontati con quelli ricavati dall'esame degli stati finali $K^+K^-\pi^-$ delle interazioni antiprotone-neutrone e $K^+K^-\pi^+$ delle annichilazioni antineutrone-protone, anche se nel secondo caso si renderà necessario apportare delle correzioni per quel che riguarda la diversa porzione di spazio delle fasi accessibile, utilizzando i valori misurati dell'impulso del protone rinculante e dell'antineutrone incidente.

I risultati di altri esperimenti hanno già messo in evidenza delle differenze fra questi spettri, come si può vedere dalle figure 1.3 e 1.4, differenze che il programma di ricerca OBELIX si propone di quantificare con precisione,

ASTERIX 1983 data
 $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ at rest in gas target



BUBBLE CHAMBER data
 $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ at rest in liquid target

Fig. 1.3 Confronto dei risultati relativi a processi di annichilazione $p\bar{p}$ in stati S e P, che mette in evidenza come la formazione di mesoni con alto spin sia favorita nel caso di stati iniziali con più alto momento angolare.

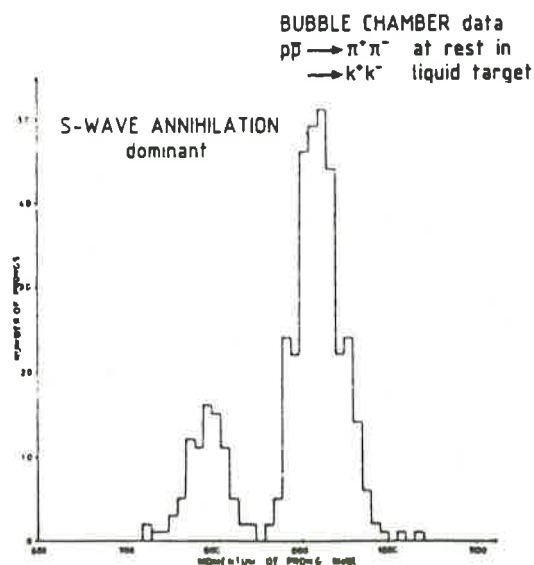
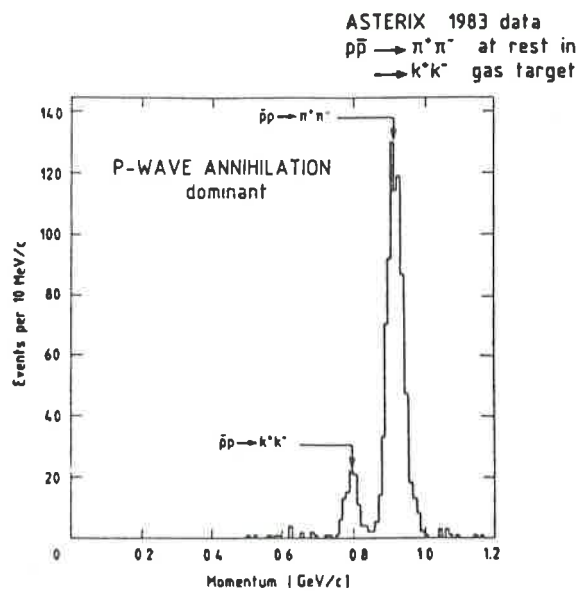


Fig. 1.4 Confronto dei risultati relativi a processi di annichilazione $\bar{p}p$ in stati S e P, che mette in evidenza la variazione della frequenza relativa dei canali $\pi^+\pi^-$ e k^+k^- .

per poi, una volta determinato il peso statistico di ciascuno spettro, sottrarli l'uno dall'altro al fine di identificare eventuali nuovi oggetti.

1.2 FISICA NUCLEARE

1.2.1 Dinamica delle interazioni nucleone-antinucleone

A basse energie l'annichilazione è il processo più importante nelle interazioni nucleone-antinucleone, essendo predominante sulla diffusione elastica e sulle reazioni di scambio carica. Il suo studio è perciò essenziale alla comprensione delle forze agenti fra nucleoni e, più in generale, dell'interazione nucleare forte fra adroni a livello microscopico e a piccole distanze.

I processi di annichilazione sono caratterizzati da un alto numero ed una grande varietà di stati finali e di stati intermedi risonanti ed inoltre la probabilità che uno di questi canali sia favorito rispetto ad un altro, come pure la corrispondente sezione d'urto parziale, dipende dai numeri quantici, quali energia, momento angolare, isospin e spin, dello stato iniziale. Per questi motivi lo studio sistematico delle interazioni nucleone-antinucleone rappresenta un formidabile banco di prova per le predizioni teoriche, ma richiede una lunga serie di prove sperimentali.

Con gli esperimenti del programma OBELIX si vorrebbe tentare di comprendere in che modo la dinamica dei numerosi stati finali, che possono essere classificati in base alla presenza di particelle strane, al numero totale di particelle presenti e al rapporto fra particelle cariche e neutre, dipenda dai numeri quantici osservabili dello stato iniziale. Le maggiori difficoltà sono rappresentate dallo studio della dipendenza dallo spin, in quanto non è possibile po-

larizzare un fascio di antiprotoni con un impulso intorno ai 600 MeV/c e non si sa se questa possibilità esista per valori superiori, sebbene occorra tenere presente che all'aumentare dell'impulso delle particelle incidenti ci si allontana dall'intervallo di energie in cui l'annichilazione rappresenta il processo dominante.

Successivamente si prevede di analizzare gli effetti sulla spettroscopia degli atomi di protonio dovuti ai processi di annichilazione reali e virtuali, che contribuiscono, rispettivamente, all'allargamento e all'innalzamento dei livelli atomici.

1.2.2 Processi di annichilazione di antinucleoni su nuclei

Tradizionalmente il nucleo è considerato come un insieme di nucleoni relativamente poco legati fra loro. Così le principali proprietà del nucleo possono essere spiegate in termini di un'interazione a due corpi, mediata dallo scambio di bosoni. Questo modello, confermato da un gran numero di dati sperimentali, rimane valido fino a quando non si considerano gli effetti della forza nucleare forte per distanze inferiori ad 1 fm. A queste distanze, infatti, che sono dell'ordine di quelle per le quali si ha la repulsione fra nucleoni che causa la saturazione della forza nucleare forte, si manifestano dei fenomeni sconosciuti, che richiedono nuove idee per essere spiegati e capiti.

Il modello a quarks o il cosiddetto "modello a sacca" rappresenta un tentativo di descrivere il comportamento a piccole distanze dell'interazione nucleone-nucleone. In questo ambito il nucleo è considerato come costituito da sacche di quarks che, a distanze maggiori di 1 fm, si comportano,

a causa del confinamento dei quarks, come barioni che interagiscono in modo convenzionale mediante lo scambio di bosoni. A distanze minori le sacche possono compenetrarsi e fondersi a formare sacche di sei o più quarks, che interagiscono fra di esse tramite lo scambio di gluoni.

Il numero sempre crescente di risultati sperimentali a sostegno della descrizione in termini di quarks e gluoni della struttura degli adroni, sembra poter rapidamente portare ad una nuova concezione della materia nucleare, pensata come un "mare di quarks", in cui questi non sono strettamente confinati all'interno dei singoli nucleoni. Gli esperimenti di diffusione profondamente anelastica, realizzati con particelle-proiettile prive di struttura, hanno provato l'individualità dei nucleoni all'interno del nucleo ed hanno messo in evidenza una differenza fra la struttura dei nucleoni isolati e di quelli legati in un nucleo, che prende il nome di effetto EMC. Lo studio dei processi di annichilazione di antiprotoni di bassa energia su nuclei potrebbe invece fornire informazioni sugli aspetti collettivi della loro struttura quark-gluonica ed avere un ruolo importante in diversi settori della fisica nucleare moderna.

Le interazioni nucleone-nucleone e nucleone-antinucleone sono strettamente collegate: una più profonda conoscenza sperimentale del processo di annichilazione e una descrizione a livello microscopico del meccanismo di annichilazione, verificata in base all'esame dei diversi stati finali ottenuti a partire da differenti stati iniziali, sono legate, infatti, ad una migliore comprensione delle forze a corto raggio agenti fra nucleoni.

Per valori molto bassi dell'energia, l'annichilazione degli antiprotoni su nuclei in quiete avviene sulla su-

perficie nucleare, mentre i risultati sperimentali ottenuti con camere a streamer indicano, che ad energie più alte, gli antiprotoni possono penetrare nel nucleo ed annichilarsi al suo interno. Questa affermazione si basa sul fatto che sono stati osservati due tipi di eventi, caratterizzati da una diversa molteplicità e da una differente geometria per quel che riguarda l'emissione dei prodotti di annichilazione e dei frammenti nucleari.

Uno degli obiettivi del programma OBELIX è quello di riuscire a confrontare i dati relativi a processi di annichilazione di antiprotoni, che sono particelle composte, su nucleoni isolati, sulle superfici e all'interno di nuclei di diversi elementi-bersaglio, al fine di indagare gli aspetti collettivi della materia nucleare, concepita in termini di quarks e gluoni, che non è stato possibile evidenziare con esperimenti di diffusione anelastica. Si tenterà di capire se l'antiprotone, penetrando nel nucleo, interagisca con nucleoni il cui volume, a causa dell'effetto EMC, è maggiore di quello che avrebbero se fossero isolati e se ciò può, ad esempio, alterare la frequenza relativa dei diversi canali di annichilazione.

Si punterà poi l'attenzione su reazioni nucleari rare che per un nucleone singolo sono, dal punto di vista cinematografico, proibite, la cui osservazione potrebbe permettere di stabilire se l'antiprotone, o uno dei mesoni prodotti nella sua annichilazione, possa interagire all'interno di un nucleo con un qualcosa che non sia una nuvola di nucleoni o, in altre parole, se il processo di annichilazione di un antiprotone può coinvolgere direttamente più di un nucleone in una ristretta zona d'interazione all'interno del nucleo.

Una risposta affermativa a questi tipi di domande,

che non fosse inficiata dal sospetto di ridiffusioni e/o interazioni nello stato finale, potrebbe confermare la validità di una descrizione della materia nucleare in termini di quarks e gluoni.

Infine, a causa della gran quantità di energia che gli antinucleoni sono in grado di rilasciare all'interno dei nuclei, durante un processo di annichilazione, si potrebbe pensare di ottenere ed osservare in laboratorio stati di materia nucleare altamente eccitata e addirittura una nuova fase della materia nucleare, il cosiddetto plasma quark-gluonico, caratterizzata da un'altissima densità ed in cui quarks e gluoni non sono più confinati all'interno dei nucleoni. L'evidenza sperimentale di questa transizione di fase potrebbe essere rappresentata da un forte aumento nel numero di particelle strane prodotte.

CAPITOLO II

IL RIVELATORE

2.1 Aspetti generali

Lo schema del rivelatore OBELIX è illustrato nelle figure 2.1 e 2.2, mentre nelle figure 2.3 ÷ 2.5 sono presentate le sue viste laterali in sezione.

La struttura dell'apparato è molto complessa e presenta una simmetria cilindrica. Le varie componenti del rivelatore sono montate fra ed intorno alle espansioni polari di un gigantesco magnete, (OAFM).

Partendo dall'asse e muovendosi verso l'esterno in direzione radiale si incontrano nell'ordine le seguenti componenti:

- un bersaglio costituito da idrogeno, deuterio o altro gas;
- una camera a spirale a proiezione (SPC), ovvero un rivelatore visualizzante in grado di ricostruire in tre dimensioni sia gli eventi in cui vengono prodotte particelle cariche, sia quelli in cui vengono emessi raggi X;
- un sottile strato composto da 30 rivelatori a scintillazione per misure di tempi di volo, (tof);
- la camera a deriva AFS, un rivelatore di grosse dimensioni, in grado anch'esso di ricostruire in tre dimensioni gli eventi con una buona risoluzione spaziale e di misurare la perdita di energia dE/dx delle particelle in base ad un gran numero di campionamenti lungo le loro traiettorie;
- un secondo strato di 90 rivelatori a scintillazione, sempre per misure di tempi di volo, (TOF);
- un rivelatore per raggi γ con alta risoluzione angolare, (HARGD);

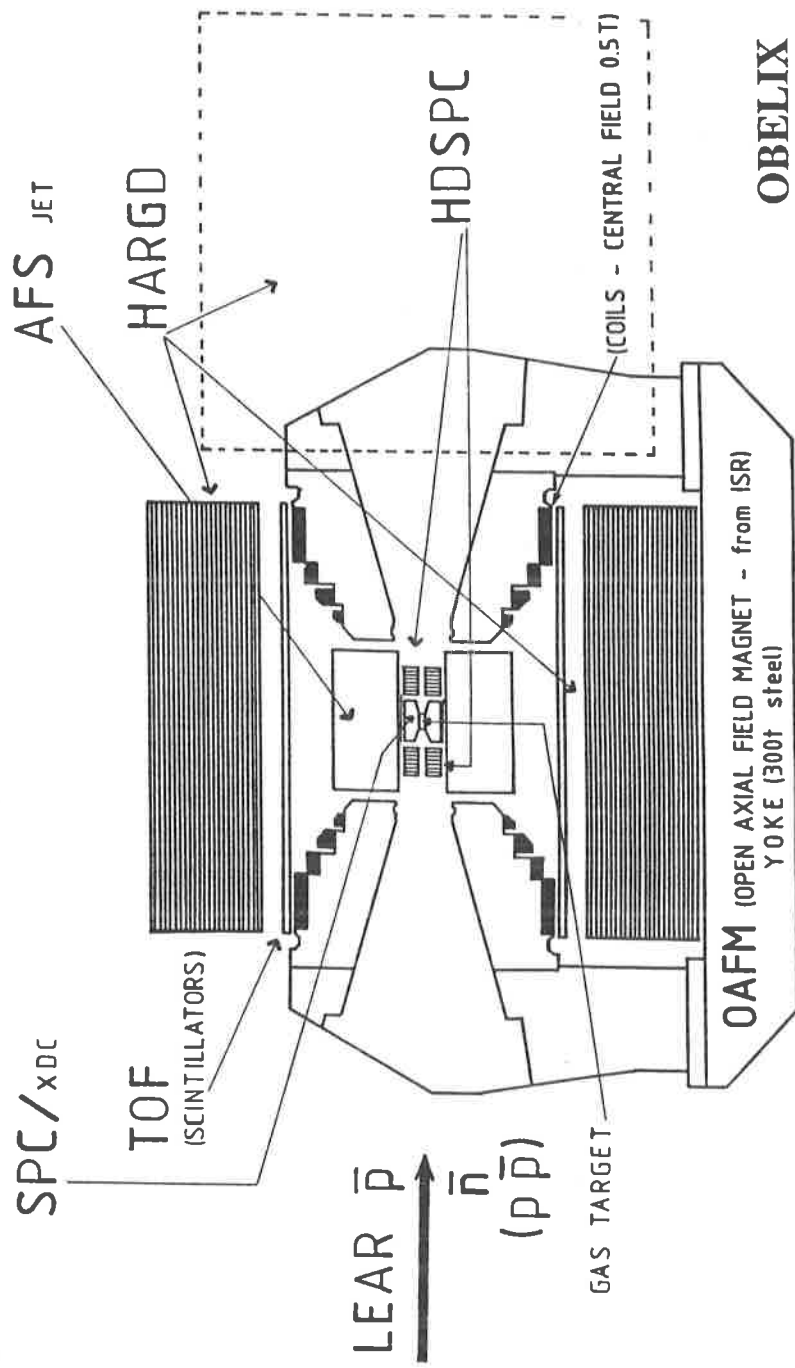
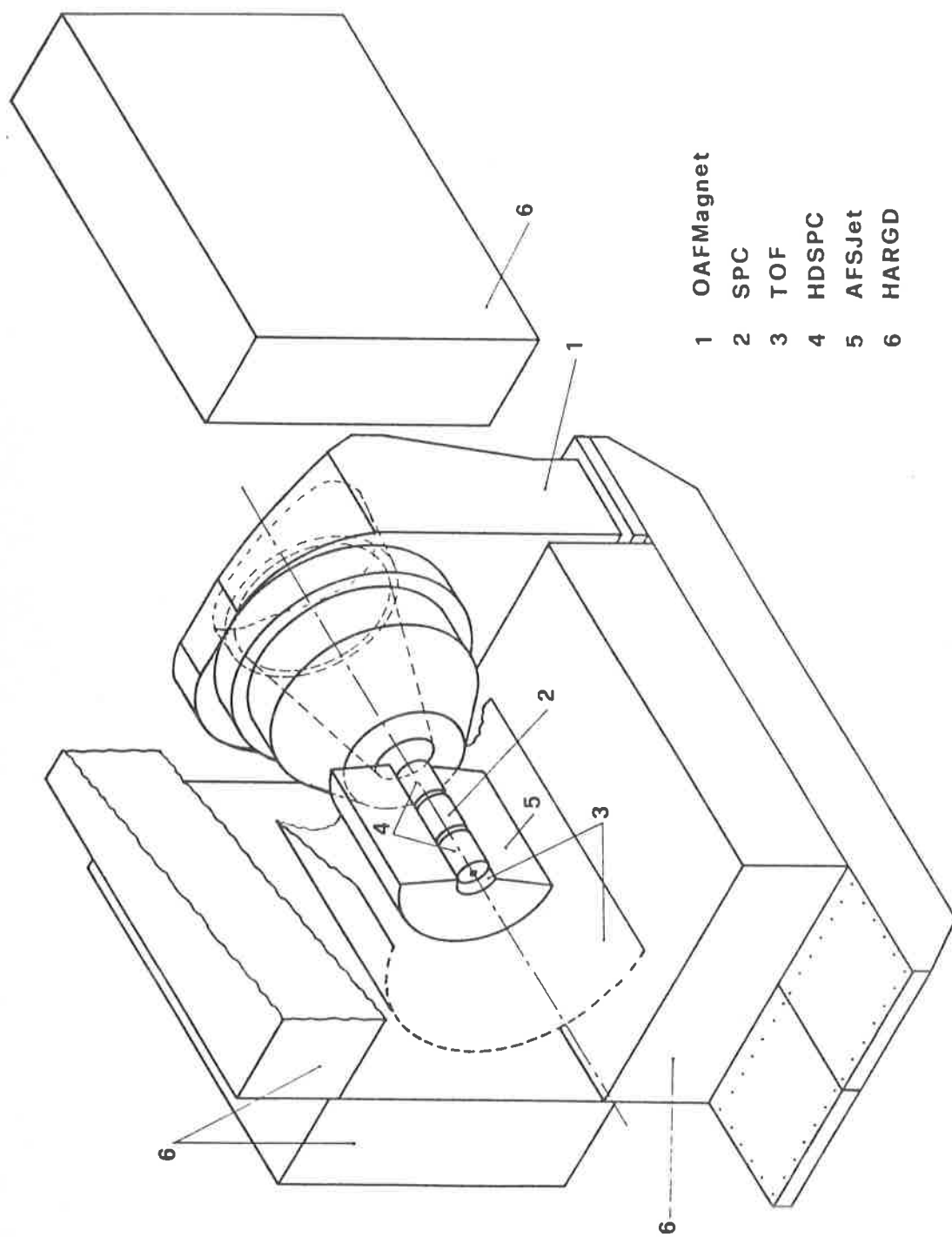
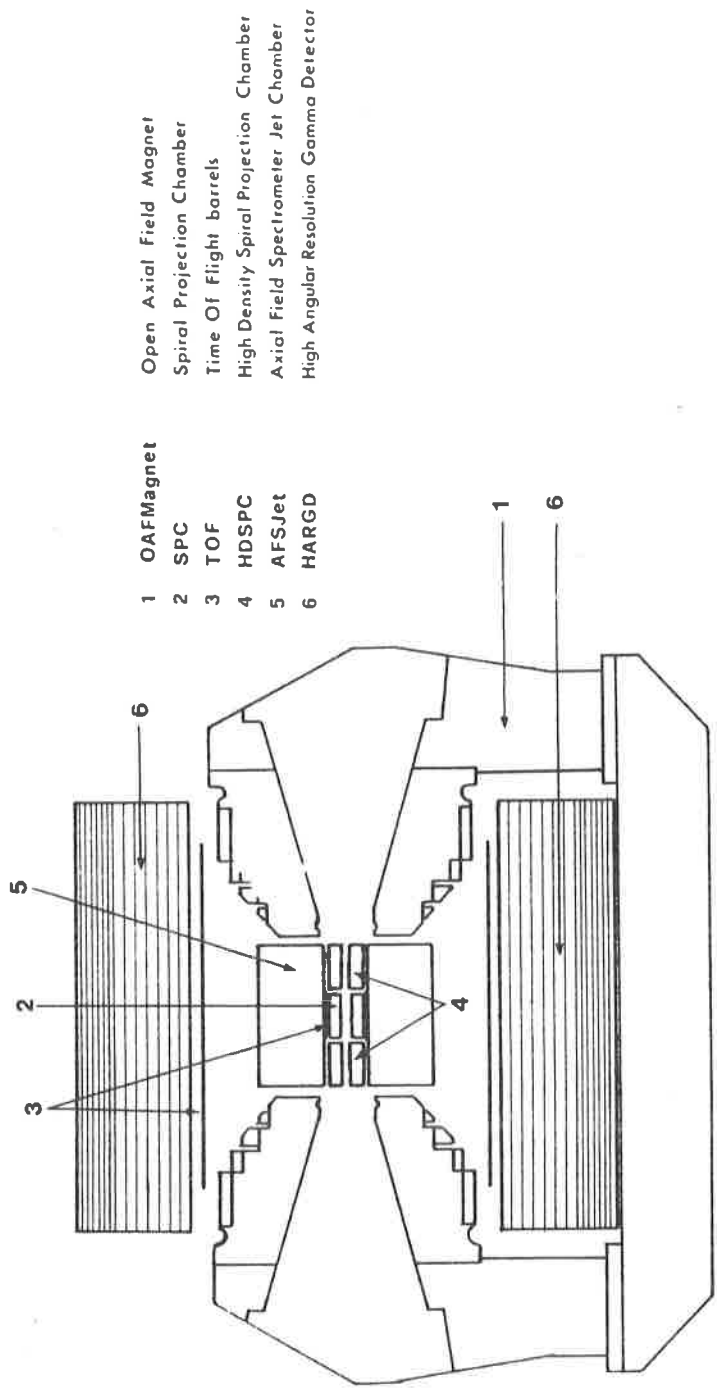


Fig. 2.1 Sezione longitudinale schematica del rivelatore OBELIX.



- 1 OAFMagnet
- 2 SPC
- 3 TOF
- 4 HDSPC
- 5 AFSJet
- 6 HARGD

Fig. 2.2 Spaccato del rivelatore OBELIX. (Un modulo laterale del calorimetro HARGD è stato collocato nella posizione di manutenzione, mentre lo strato di scintillatori interno e l'espansione polare sinistra del magnete OAFM non sono raffigurati.)



- 1 OAFMagnet
- 2 SPC
- 3 TOF
- 4 HDSPC
- 5 AFSJet
- 6 HARGD

- Open Axial Field Magnet
- Spiral Projection Chamber
- Time Of Flight barrels
- High Density Spiral Projection Chamber
- Axial Field Spectrometer Jet Chamber
- High Angular Resolution Gamma Detector

Fig. 2.3 Sezione longitudinale del rivelatore OBELIX.

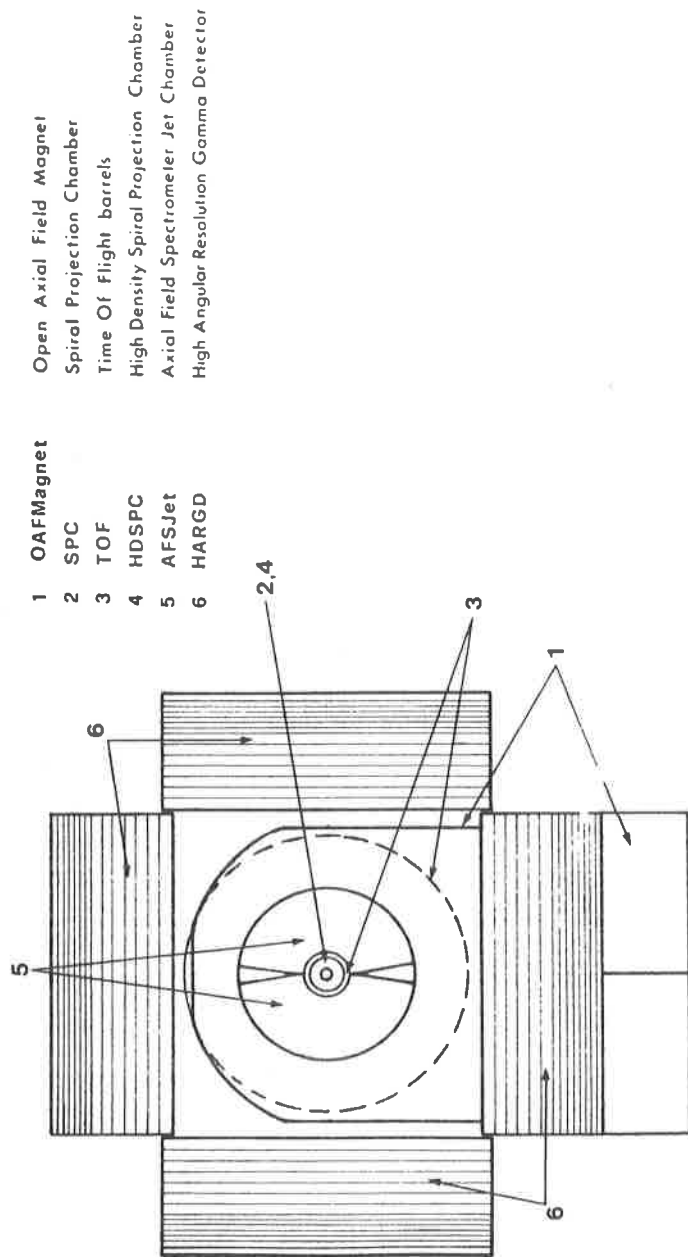


Fig. 2.4 Sezione trasversale del rivelatore OBELIX.

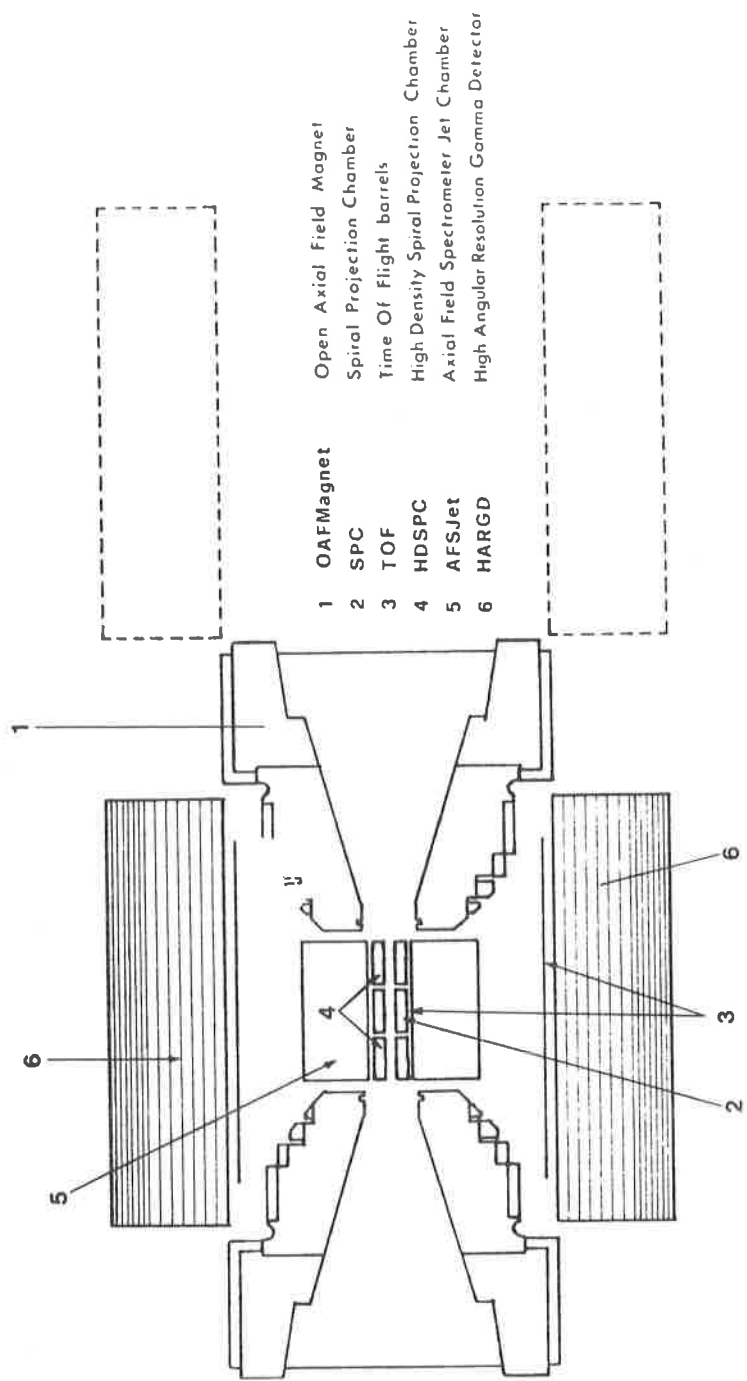


Fig. 2.5 Vista dall'alto in sezione del rivelatore OBELIX.

- due camere a spirale a proiezione ad alta densità, (HDSPC), posizionate lungo l'asse orizzontale dell'apparato, a monte ed a valle del rivelatore centrale SPC e all'interno della camera a deriva AFS; esse contribuiscono a coprire l'intero angolo solido per quel che riguarda la rivelazione dei raggi γ e delle particelle emesse verso le estremità laterali dell'apparato.

Una simile configurazione permetterà la rivelazione di particelle cariche su un angolo solido di circa 4π steradiani. Consentirà inoltre di ottenere un'alta risoluzione nella misura di impulso, perdita di energia e tempo di volo per le particelle emesse con una direzione tale da attraversare i rivelatori SPC, AFS e gli scintillatori, la cui accettazione globale supera i 2π steradiani.

Anche la rivelazione di raggi γ potrà essere fatta su un angolo solido di quasi 4π steradiani con buona efficienza ed eccellente risoluzione angolare, con inoltre la possibilità di ricostruire in tre dimensioni gli sciame di particelle eventualmente prodotti.

2.2 Criteri di progettazione

Uno dei principali obiettivi da raggiungere con il rivelatore OBELIX è quello di ottimizzare la rivelazione delle particelle cariche, facendo in modo di abbassare il valore minimo di energia necessaria per la rivelazione, di migliorare la risoluzione dell'impulso, sia in modulo sia in direzione, delle particelle rivelate e di rendere possibile la visualizzazione delle loro traiettorie in un angolo solido pari al 97% di quello totale, campionando un numero molto alto di punti per ciascuna traccia, in modo tale da permettere

anche il riconoscimento e l'osservazione di eventuali decadimenti in volo.

L'identificazione delle particelle cariche che attraversano le regioni dell'apparato lontane dalla zona centrale sarà resa possibile grazie a misure della perdita di energia e dei tempi di volo, mentre il riconoscimento di quelle che attraversano le due camere HDSPC verrà fatto in base alla loro perdita di energia ed al loro range.

La determinazione dei tempi di volo, realizzata mediante i due strati di rivelatori a scintillazione, risulterà una misura del tutto indipendente da altre: essa infatti non necessiterà della rilevazione o del calcolo dell'istante di annichilazione e non verrà influenzata dal decadimento in volo delle particelle. Questa peculiarità si rivelerà essenziale qualora si vogliano studiare le interazioni degli antineutroni, in quanto permetterà di misurare con precisione il loro impulso.

L'impiego di rivelatori a scintillazione congiuntamente all'uso di bersagli costituiti da elementi allo stato gassoso e di camere a deriva è dunque risultato indispensabile al fine di poter misurare direttamente il tempo di deriva delle particelle e di fornire un parametro in base al quale giudicare in tempi brevi se un processo di annichilazione è interessante o meno.

Grazie alle misure di tempi di volo si pensa sarà possibile rivelare i mesoni K carichi con impulso non superiore ad 1 GeV/c ed i protoni, con impulso fino a 1.7 GeV/c, derivanti dai processi di annichilazione di antiprotoni su nuclei; il rivelatore centrale SPC è stato concepito invece per essere in grado di rivelare la quasi totalità dei frammenti nucleari e dei protoni rinculanti.

Con la realizzazione del calorimetro HARGD si dovrebbe ottenere un rivelatore con alte risoluzioni energetica ed angolare in grado di identificare efficacemente i raggi γ , distinguendoli dai mesoni π^0 , ed inoltre di analizzare abbastanza chiaramente anche gli eventi caratterizzati da alta molteplicità. Eccellente si pensa sarà poi la risoluzione energetica per i mesoni π^0 in eventi in cui siano stati prodotti isolatamente e per i raggi γ singoli che, nell'attraversare lo strato di scintillatori, abbiano dato origine ad una coppia elettrone-positone, a loro volta rivelati con precisione nella camera a deriva AFS.

Per quanto riguarda infine l'analisi spettroscopica degli atomi di protonio il complesso di rivelatori risulterà in grado di rivelare su una frazione di angolo solido pari al 90% di quello totale i raggi X emessi in corrispondenza delle varie transizioni con una risoluzione energetica pari a circa l'uno per mille.

2.3 Le componenti del rivelatore

2.3.1 Il magnete

La struttura del magnete OAFM, illustrato nelle figure 2.6 e 2.7, definiscono un ampio volume privo di ostacoli, cui è possibile accedere lateralmente: la distanza fra le due espansioni polari è infatti di 1.5 m, mentre la distanza fra il suo asse ed il giogo magnetico sottostante è di 2.5 m.

All'interno delle espansioni polari sono presenti due cavità tronco-coniche con un'apertura angolare di 30° , attraverso il cui foro apicale, del diametro di 48 cm, sarà possibile montare il rivelatore SPC, le due camere HDSPC e



Fig. 2.6 Il magnete OAFM.

Section AA

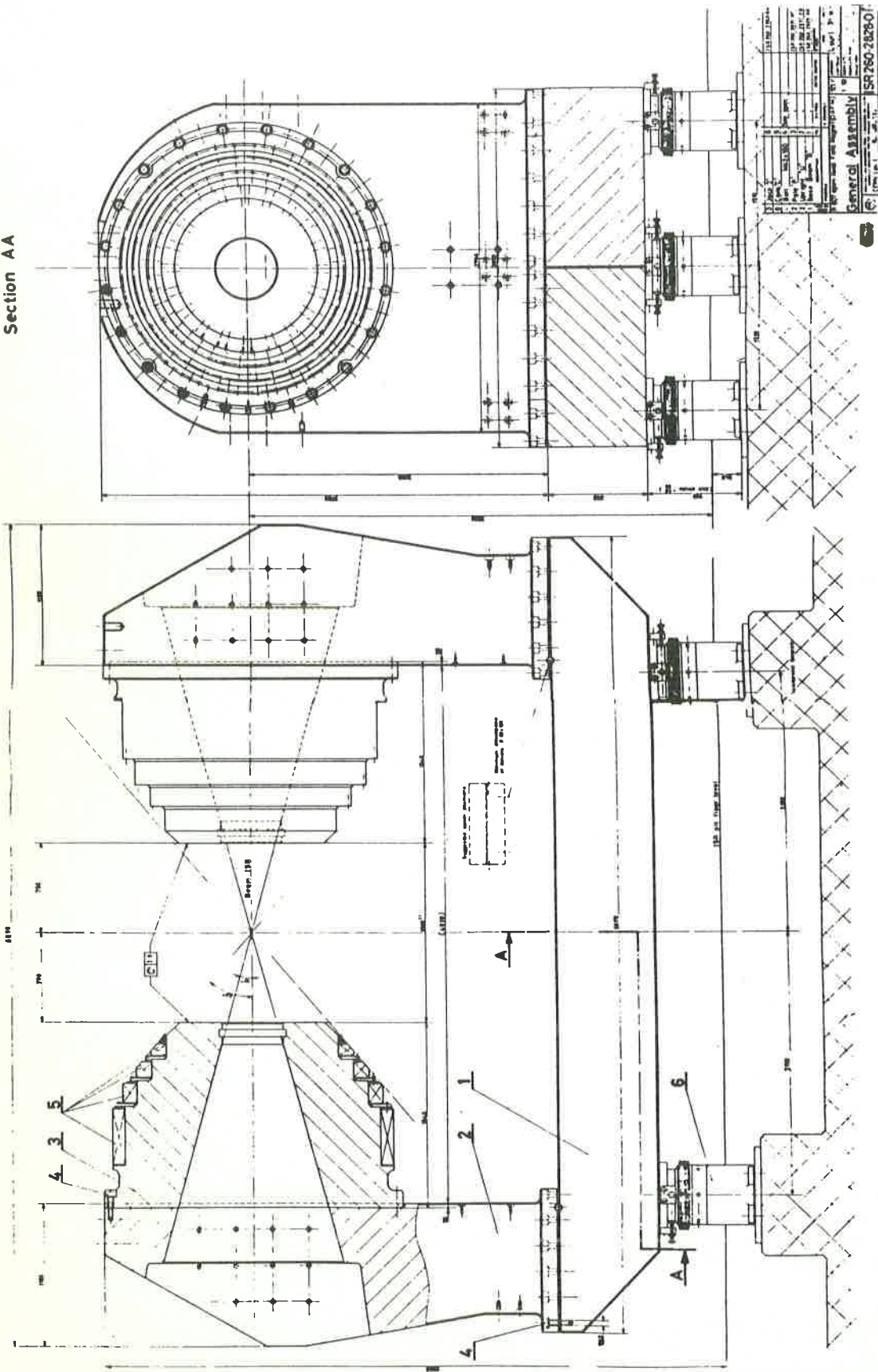


Fig. 2.7 Veduta d'insieme delle sezioni longitudinale e trasversale del magnete OAFM.

lo strato più interno di scintillatori (tof). I fotomoltiplicatori collegati a quest'ultimo saranno invece montati dentro le cavità per sfruttare la circostanza che in esse l'intensità del campo magnetico è molto bassa.

Le spire del magnete, che è in grado di operare con entrambe le polarizzazioni allo stesso valore nominale di campo, sono in rame e l'assorbimento totale di potenza è di 0.7 MW.

La mappa del campo magnetico è stata accuratamente misurata ed i risultati sono presentati nell'appendice A, mentre la figura 2.8 mostra l'andamento delle curve di campo.

All'interno del volume occupato dal rivelatore AFS, il campo magnetico presenta una simmetria rispetto all'angolo azimutale al meglio del 1% e la componente del campo perpendicolare alla traiettoria delle particelle, integrata su una distanza pari alla dimensione radiale della camera stessa, risulta approssimativamente costante per valori dell'angolo polare compresi fra i 45° e i 135° , come si può vedere dalla figura 2.9. In questo modo per le particelle di cui sia nota la componente trasversale dell'impulso, si dovrebbe ottenere una risoluzione energetica costante.

2.3.2. La camera a spirale a proiezione SPC

Principi di funzionamento

Il rivelatore centrale, il cui schema è illustrato in figura 2.10, è una camera a spirale a proiezione: questo tipo di rivelatore visualizzante, ha simmetria cilindrica ed il campo elettrico di deriva è diretto radialmente. Il volume sensibile, compreso fra i fili per il rilevamento della

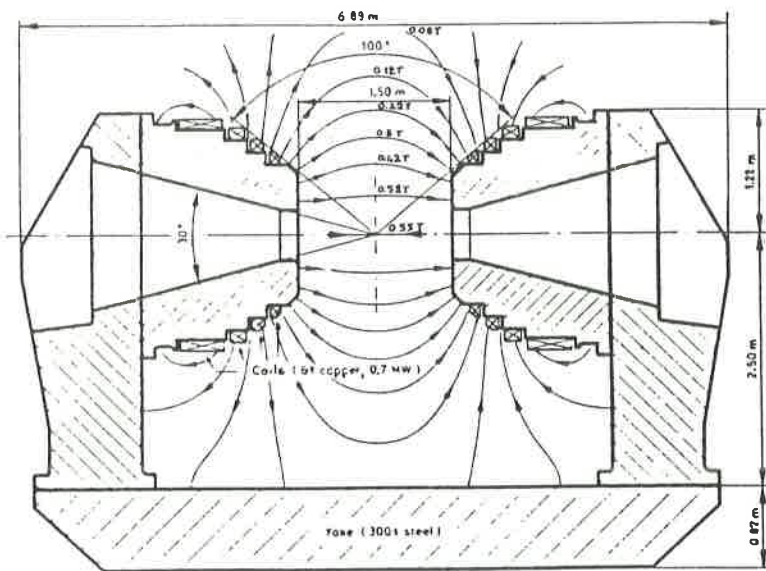


Fig. 2.8 Andamento delle linee di forza del campo magnetico generato dal magnete OAFM.

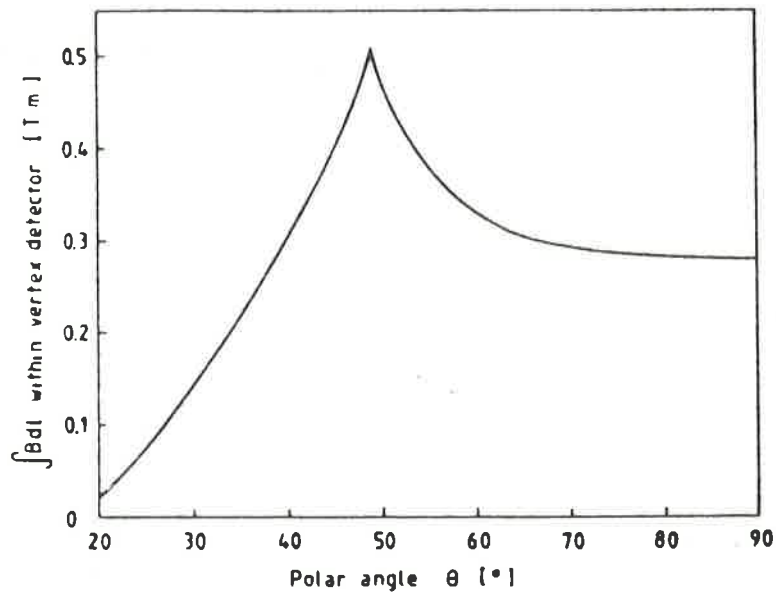


Fig. 2.9 Valore della componente del campo magnetico perpendicolare alla traiettoria di una particella, integrata sulla dimensione radiale della camera a deriva AFS, in funzione dell'angolo polare.

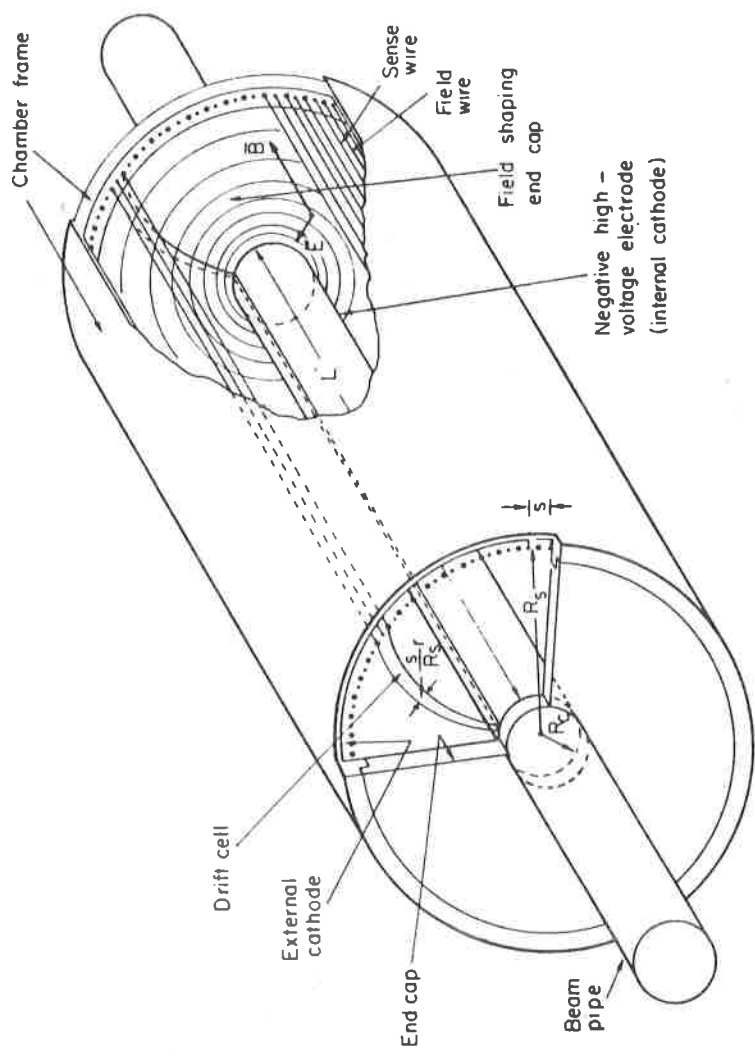


Fig. 2.10 Schema della camera a spirale a proiezione SPC, in cui sono evidenziati i confini di una cella di deriva.

posizione, tesi parallelamente all'asse del rivelatore nella sua zona più esterna, ed il catodo interno, è completamente libero ed è riempito di una miscela di gas.

I fili per il rilevamento della posizione permettono la ricostruzione di un'immagine tridimensionale della ionizzazione, provocata dal passaggio di particelle cariche o raggi X nel gas, in base a misure del tempo di deriva, della divisione di carica e del numero di fili colpiti.

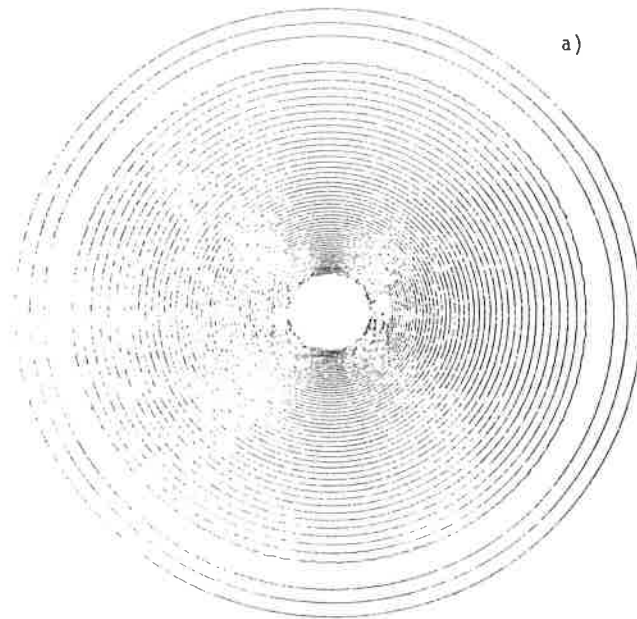
Il catodo interno, che ha forma cilindrica e può avere un raggio qualsiasi, purchè stia all'interno dei fili per il rilevamento della posizione, funge da contenitore per il gas che costituisce il bersaglio.

Le celle di deriva sono, in assenza di campo magnetico, dirette radialmente, mentre quando si applica un campo magnetico lungo l'asse del rivelatore esse assumono una configurazione a spirale, a causa dell'andamento del campo elettrico di deriva, la cui intensità è inversamente proporzionale alla distanza dal catodo (si veda la figura 2.11).

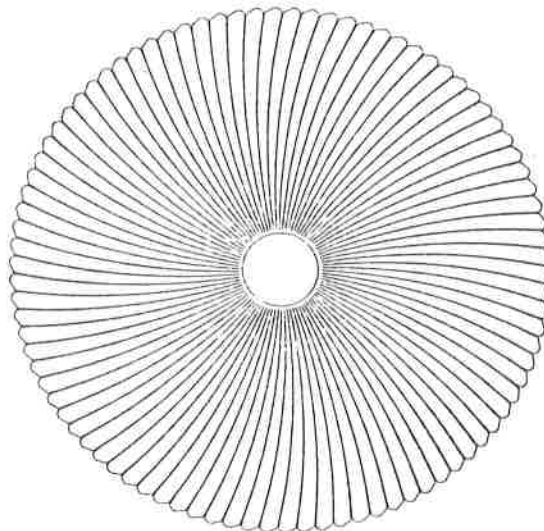
Caratteristiche e potenzialità

Le principali caratteristiche di questo rivelatore sono rappresentate dalla granularità, costante anche nella zona centrale, e dal fatto di avere il volume sensibile occupato esclusivamente dalla miscela di gas, mentre tutte le componenti, sia strutturali che elettroniche, sono concentrate nei due anelli laterali che conferiscono stabilità alla struttura.

Come già accennato il rivelatore avvolge il bersaglio, come si può vedere nella figura 2.12-b: la separazione fra il gas del bersaglio e quello di cui è riempito il rivelatore è ottenuta mediante il sottile cilindro, che rappresenta il catodo, realizzato con una pellicola di mylar allumi-



a)



b)

Fig. 2.11 Esempio di linee equipotenziali, (a), e di confini di celle di deriva, (b), all'interno della camera SPC immersa in campo magnetico.

nato dello spessore di 6 μm . Questo strato di materiale, che costituisce la cosiddetta finestra del rivelatore, non rappresenta peraltro un ostacolo per i raggi X di bassa energia o per i protoni ed i frammenti nucleari lenti.

Questo rivelatore potrà essere quindi impiegato per la rivelazione di raggi X, di cui localizza il punto di assorbimento, e per visualizzare la traiettoria di particelle cariche, di cui misura l'impulso e la perdita di energia; inoltre potrà essere, per così dire, programmato per segnalare soltanto il verificarsi di certi eventi di rilevante interesse. In particolare il rivelatore sarà in grado di localizzare la sorgente dei raggi X anche se questa si trova al di fuori del volume sensibile e, nel caso di raggi X morbidi, di determinarne l'energia in base a misure della perdita di energia e del cammino percorso nel gas.

Le funzioni che il rivelatore dovrebbe essere in grado di svolgere sono:

- identificazione e visualizzazione di tutte le particelle cariche prodotte in un processo di annichilazione;
- misura accurata della direzione dell'impulso delle particelle cariche estremamente vicino al punto di annichilazione;
- determinazione accurata del punto in cui è avvenuto il processo di annichilazione;
- accurata localizzazione dei punti in cui si siano avuti eventuali decadimenti di mesoni K_S^0 o di particelle Λ ;
- individuazione del punto di assorbimento dei raggi X emessi da atomi antiprotonici;
- misura della perdita di energia, della direzione, dell'impulso e/o del range dei frammenti nucleari lenti;
- rapida analisi selettiva degli eventi basata sul numero

totale di tracce, sulla quantità totale di raggi X emessi, sulla presenza di mesoni K_S^0 , di particelle Λ e $\bar{\Lambda}$ o di raggi γ , analisi effettuata contando il numero di tracce all'interno del volume sensibile in corrispondenza di diversi valori del raggio.

La struttura del rivelatore

Come si può vedere dalla figura 2.12-a, la struttura essenziale del rivelatore consiste di un sottile cilindro di alluminio alle cui estremità si trovano due anelli che sostengono i fili e ospitano i connettori per il cablaggio della camera.

Il sistema di cablaggio è congegnato in modo tale che durante l'inserimento dei connettori sia possibile non solo evitare il contatto ma anche non esercitare nessun tipo di sforzo sui morsetti che permettono di fissare i fili agli anelli senza bisogno di saldature.

I fili sono disposti in tre strati concentrici a differenti distanze dall'asse del rivelatore: $r_d = 150$ mm, $r_a = 155$ mm e $r_c = 160$ mm. Alla distanza r_a si trovano 90 fili per il rilevamento della posizione, costituiti da materiale resistivo e con un diametro di $30 \mu\text{m}$, disposti alternativamente a 90 fili di anodo, del diametro di $100 \mu\text{m}$. Ci sono poi 180 fili di deriva, del diametro di $100 \mu\text{m}$, tesi alla distanza r_d e 180 fili di catodo, del diametro di $150 \mu\text{m}$, alla distanza r_c . I fili di catodo, di anodo e di deriva definiscono una zona di amplificazione di cariche intorno a ciascun filo per il rilevamento della posizione: questi ultimi sono a potenziale nullo ed il fattore di amplificazione è determinato dal valore delle tensioni V_c , V_a e V_d applicata ai fili circostanti.

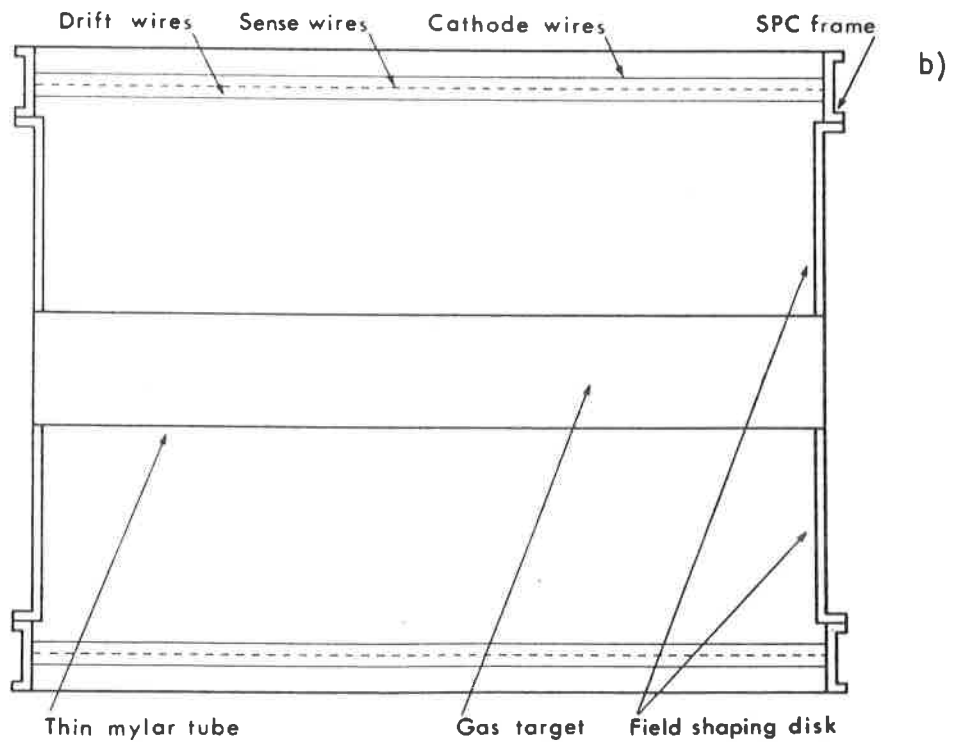
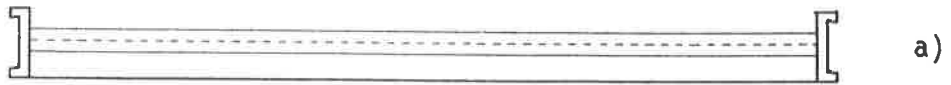
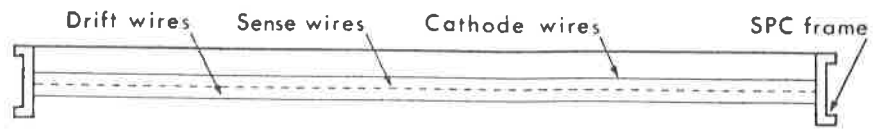


Fig. 2.12 Struttura essenziale, (a), e visione d'insieme, (b), del rivelatore SPC.

Ad entrambe le estremità del rivelatore i fili per il rilevamento della posizione verranno collegati, tramite cavi a bassa dispersione per segnali veloci, a dei preamplificatori che saranno alloggiati nelle cavità delle espansioni polari del magnete, in modo tale da permettere di installare i rivelatori laterali HDSPC a diretto contatto delle estremità della camera SPC, allo scopo di massimizzarne l'angolo solido di accettazione.

Come si può vedere nella figura 2.12-b gli anelli terminali racchiudono due dischi, che, oltre a chiudere lateralmente il rivelatore, hanno la funzione di modellare le linee di campo elettrico all'interno del volume sensibile e di sostenere il cilindro in mylar alluminato, che viene mantenuto ad alto potenziale.

Il buon funzionamento del rivelatore richiede che al suo interno sia presente un campo elettrico radiale, la cui intensità sia inversamente proporzionale alla distanza dal catodo anche nelle zone periferiche del volume sensibile: a questo scopo sui dischi di materiale isolante che chiudono il rivelatore alle due estremità viene depositato uno strato uniforme di materiale altamente resistivo. Si applica poi un'alta differenza di potenziale fra il cilindro di mylar ed il bordo esterno dei dischi: in questo modo si genera un flusso di corrente diretto radialmente verso l'esterno che, attraversando lo strato di materiale resistivo, incontra una resistenza inversamente proporzionale alla distanza percorsa, producendo così un campo elettrico dalle caratteristiche desiderate. Questo modo di risolvere il problema della modellazione delle linee di campo elettrico è molto efficace ed inoltre risulta vantaggioso rispetto ad altri, in quanto non richiede l'utilizzo di alcun dispositivo elettronico o

struttura aggiuntiva: ciò rende il rivelatore praticamente trasparente ai raggi γ che lo attraversano, qualunque sia la loro direzione.

Il campo elettrico di deriva all'interno del volume sensibile del rivelatore è quindi lo stesso che si avrebbe in un condensatore cilindrico infinito e dipende dalla tensione applicata al tubo di mylar ed ai fili di deriva: la scelta del valore di tensione da applicare a questi ultimi dovrà però, al fine di assicurare la corretta dipendenza del campo elettrico dalla distanza, essere fatta in rapporto al diametro massimo dei dischi laterali.

La presenza dei fili di deriva, il cui numero e la cui posizione rispetto ai fili per il rilevamento della posizione sono stati ottimizzati utilizzando programmi di simulazione, fa sì che all'interno del volume sensibile si abbiano due zone di amplificazione di cariche, garantendo così un maggior grado di affidabilità.

La miscela di gas

Il rivelatore centrale SPC opererà in condizioni normali di pressione e temperatura. Il gas che costituisce il bersaglio verrà invece mantenuto ad una pressione di 1 Torr, con fluttuazioni massime dell'ordine di 0.1 Torr, allo scopo di preservare la forma cilindrica del tubo di mylar.

La scelta della miscela di gas con cui riempire la camera non è un problema di secondaria importanza poichè influisce sulla geometria delle celle di deriva: infatti l'angolo e la velocità di deriva dipendono dalle proprietà dei gas, oltre che dalle intensità dei campi elettrico e magnetico.

La miscela di gas che verrà usata nella camera SPC di

OBELIX è composta da argon ed etano in uguali quantità, sebbene esistano altre miscele che consentano una migliore risoluzione spaziale, di cui però non si conoscono ancora bene le variazioni di comportamento dovuti all'invecchiamento e la capacità di permettere l'analisi di un alto numero di eventi nell'unità di tempo.

Il sistema elettronico associato al rivelatore

Nella figura 2.13 è illustrato lo schema a blocchi dei dispositivi elettronici che verranno associati a ciascun filo per il rilevamento della posizione.

Dopo essere stati preamplificati, i segnali, indotti dal passaggio delle particelle nel rivelatore, presenti alle due estremità di ogni filo, $Q_R(t)$ e $Q_L(t)$, verranno inviati, tramite una coppia di cavi intrecciati, a 2 dei 24 ingressi di un dispositivo per la digitalizzazione degli intervalli di tempo e delle quantità di carica elettrica, (CTD). In queste unità sono presenti due convertitori analogico/digitale veloci (FADC) per ciascun filo, che campioneranno gli impulsi da esso provenienti ogni 32 ns. Successivamente i segnali $Q_L(t)$ e $Q(t) = Q_R(t) + Q_L(t)$ verranno integrati su un intervallo di tempo di 32 ns ed un primo convertitore FADC a 6 bit digitalizzerà direttamente il rapporto $Z(t) = Q_L(t)/Q(t)$, fornendo così la posizione della traccia rispetto al filo, in base al metodo della divisione di carica; il secondo convertitore FADC a 8 bit, che opererà in regime di non linearità, convertirà invece la carica totale $Q(t)$ in una quantità proporzionale alla perdita di energia della particella.

Nella "finestra di tempo" di 32 ns, compresa fra due campionamenti, un convertitore analogico digitale a 3 bit, (TDC), provvederà a misurare i tempi di deriva con un accu-

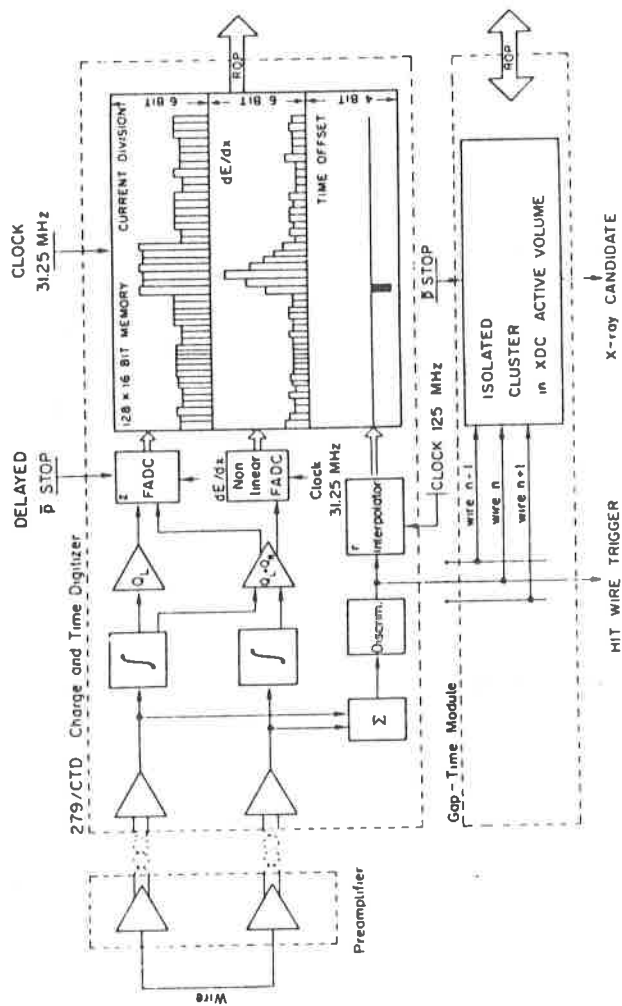


Fig. 2.13 Schema a blocchi dei dispositivi elettro-
 nici associati a ciascun filo per il rilevamento del-
 la posizione della camera SPC.

ratezza di 4 ns; un bit addizionale, detto "aggangiatore di tempi", permetterà di controllare che l'inizio del conteggio sia effettivamente avvenuto in corrispondenza del fronte di salita dell'impulso proveniente dal filo.

Le informazioni riguardanti ciascun filo verranno immagazzinate in una memoria di transito ad anello che è composta di 128 unità a 16 bit: in ogni istante, dunque, saranno disponibili solo i dati relativi ai 4 μ s immediatamente precedenti.

Al fine di ottenere la massima accuratezza nelle conversioni e le stesse prestazioni da parte di ciascun canale dei FADC, ognuno di essi possiede due regolazioni del guadagno e quattro del livello di soglia, comandate per mezzo di 6 convertitori digitale/analogico (DAC). Va poi notato che il range dinamico del FADC preposto alla valutazione della perdita di energia è di 8 bit anziché 6: questa scelta è stata fatta per evitare la saturazione del dispositivo a causa di eventuali fluttuazioni di Landau del valore della perdita di energia, oppure nel caso di particelle con alto potere ionizzante o che attraversano il rivelatore parallelamente ai fili, oppure ancora di particelle lente, come ad esempio frammenti nucleari pesanti.

I cosiddetti moduli "gap-time" permetteranno di stabilire in tempi brevi se i segnali provenienti da un filo per il rilevamento della posizione, sono dovuti al passaggio nell'apparato di raggi X o di particelle cariche. Ognuno di essi controllerà 12+2 fili e per ogni filo, che sia compreso fra altri due, colpito da una particella, genererà un segnale, a condizione che non siano stati colpiti altri fili in un intervallo di tempo preventivamente stabilito e definito da due impulsi di riferimento. In questo modo sa-

rà possibile riconoscere i raggi X di bassa energia, i cui tempi di deriva sono tipicamente lunghi.

4 μ s dopo l'inizio della registrazione di un evento i convertitori CTD verranno disattivati e se, in base alle successive informazioni, l'evento sarà giudicato interessante verrà attivato un microprocessore, (ROP), che provvederà alla lettura dei dati dalla memoria di transito associata ai CTD ed al loro trasferimento in una capace memoria permanente di tipo FIFO, dopo averli però convertiti nel formato a 16 bit al fine di rendere possibile la loro successiva analisi da parte di un computer. Per ogni evento verranno registrati il numero del filo colpito, il tempo di deriva della particella, la carica elettrica totale indotta dal suo passaggio, il valor medio della coordinata del punto del filo colpito e la durata dell'impulso proveniente da esso, ottenuta confrontando i valori misurati della perdita di energia con un valore di riferimento predeterminato.

Volendo sarà possibile registrare tutte le misure di perdita di energia al di sopra di una certa soglia, insieme ad un numero prestabilito di campionamenti precedenti l'intervallo di tempo campionato, al fine di controllare il livello di spegnimento dei dispositivi elettronici.

Le prestazioni del rivelatore

La simmetria cilindrica della camera SPC pone dei grossi problemi per quel che riguarda la ricostruzione offline degli eventi registrati, in quanto generalmente le camere a fili visualizzanti sono piane ed i relativi programmi di ricostruzione non sono facilmente adattabili alla diversa geometria.

Sebbene questo problema sia già stato affrontato in

altri esperimenti con risultati soddisfacenti per quel che riguarda la visualizzazione degli eventi, la misura della energia dei raggi X e della perdita di energia delle particelle, tuttavia rimane ancora aperta la questione legata al fatto che le routine per la ricostruzione delle traiettorie non sono in grado di valutarne l'inclinazione e la curvatura. Occorre poi un lavoro sistematico volto alla realizzazione di precise mappe delle linee di deriva all'interno del volume sensibile della camera e dei percorsi corrispondenti ad uguali tempi di deriva.

Il rivelatore SPC di OBELIX dovrebbe essere in grado di riconoscere chiaramente i raggi X, anche in presenza di altre particelle cariche, come mostrato nella figura 2.14, e di misurarne l'energia con un errore non superiore al 10%, come evidenziato dalla figura 2.15. Per quel che riguarda invece l'efficienza di rivelazione dei raggi X si dovrebbe avere un miglioramento della situazione illustrata nella figura 2.16, sia alle basse energie, a causa dell'esiguo spessore della "finestra del rivelatore", sia alle alte energie, grazie alla maggiore estensione radiale del volume sensibile del rivelatore, dovuta alla riduzione del raggio del bersaglio a soli 2 cm.

Il maggior spessore del volume sensibile dovrebbe offrire anche la possibilità di identificare con maggior sicurezza le particelle cariche e soprattutto di distinguere i mesoni π e K con impulso inferiore ai 400 MeV/c, (si vedano le figure 2.17 e 2.18), in base alla loro perdita di energia che si pensa di poter misurare con un errore intorno al 25%.

Le caratteristiche del rivelatore sembrano dover per-

RUN 2583
EVENT 42163
ASTERIX CENTRAL DETECTOR
XDC / SPC
R-PHI-PROJECTION

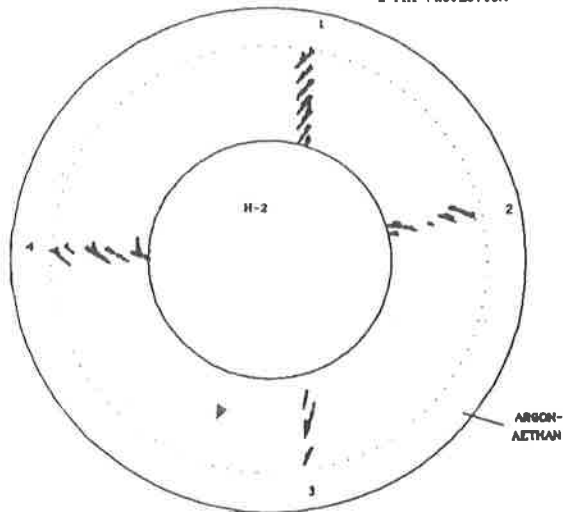


Fig. 2.14 Riconoscimento, effettuato con il rivelatore SPC di ASTERIX, di un raggio X emesso in un processo di annichilazione $\bar{p}p$ insieme ad alcune particelle cariche.

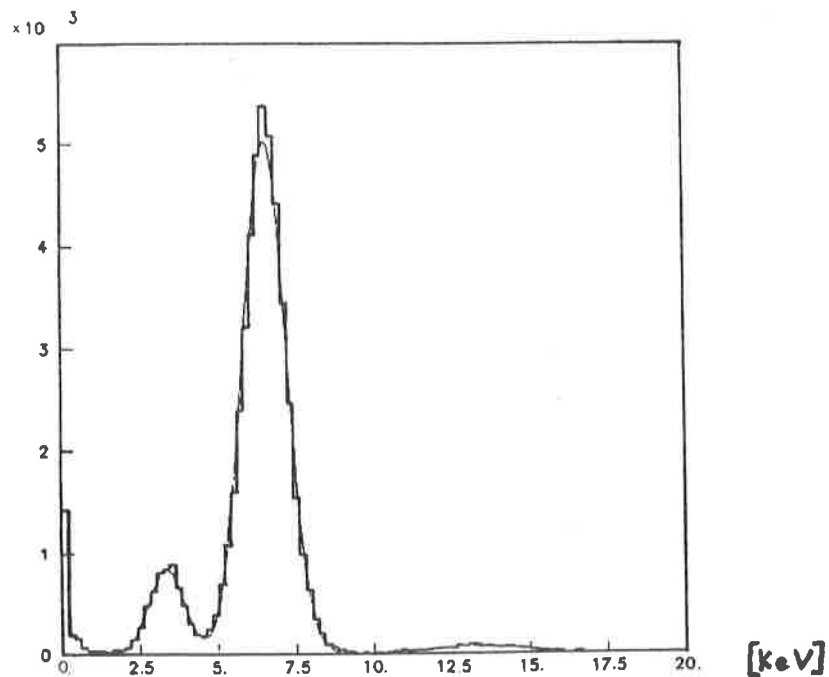


Fig. 2.15 Spettro dei raggi X emessi da una sorgente di ^{57}Co , misurato con il rivelatore SPC di ASTERIX.

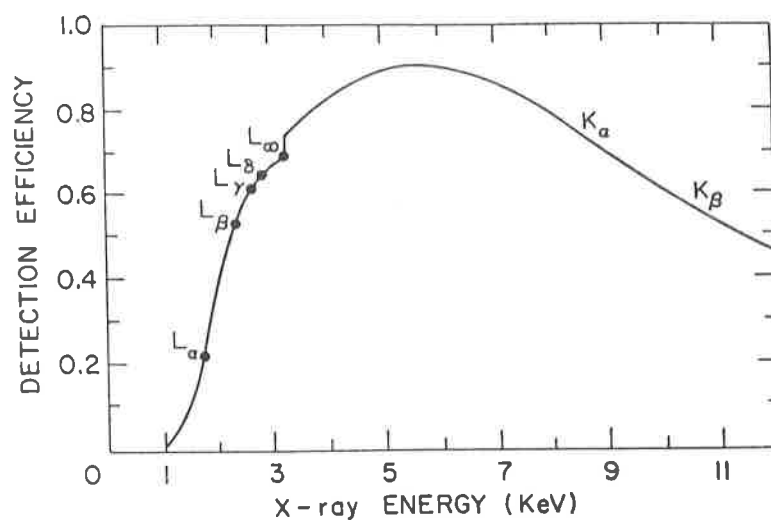


Fig. 2.16 Efficienza nella rivelazione dei raggi X, ottenuta con il rivelatore SPC di ASTERIX.

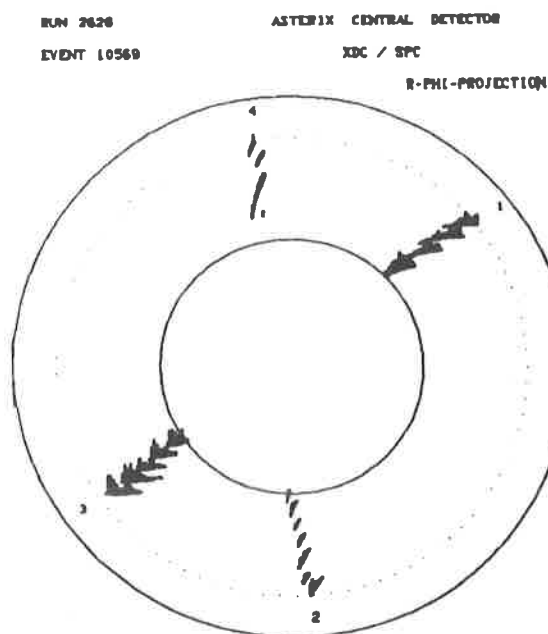


Fig. 2.17 Rivelazione delle particelle π^+ , π^- , k^+ e k^- emesse in un processo di annichilazione $\bar{p}p$, ricostruito con la camera SPC di ASTERIX.

mettere la visualizzazione anche di eventi caratterizzati da alta molteplicità o con particelle emesse all'indietro verso il bersaglio (si vedano le figure 2.19-a e 2.19-b) e di distinguere due tracce di particelle che distino anche un solo centimetro, come nel caso illustrato dalla figura 2.20.

La Figura 2.21 mostra la visualizzazione di un evento durante il quale si è avuto il decadimento di un mesone K_S^0 in una coppia di mesoni π carichi. Per il riconoscimento della presenza dei mesoni K_S^0 è stato messo a punto un metodo elettronico basato sul riscontro delle variazioni di due unità del numero di tracce lungo il raggio della camera. L'efficienza di questo metodo, supera il 50% e l'effetto di reiezione è circa 10^3 .

Tuttavia la possibilità di rivelare la presenza di mesoni K_S^0 o anche di particelle Λ^0 , legata alla probabilità di osservare le reazioni $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, ($c\tau = 2.67$ cm), e $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$, ($c\tau = 7.89$ cm), è limitata dalla cosiddetta "efficienza fisica", cioè dalla probabilità che i punti in cui avvengono i decadimenti siano all'interno del volume sensibile del rivelatore. L'andamento di questa probabilità in funzione dell'impulso dei mesoni K_S^0 e delle particelle Λ^0 è illustrato nella figura 2.22-a: come si può vedere, in corrispondenza dell'intervallo di valori dell'impulso considerato, la percentuale di mesoni K_S^0 che decadono all'esterno del rivelatore SPC è trascurabile, mentre è di poco inferiore al 6% nel caso dei mesoni Λ^0 .

Nella figura 2.22-b è invece mostrato l'andamento della probabilità di osservare il decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ all'interno della camera SPC in funzione della dimensione radiale del bersaglio: la curva è stata ottenuta utilizzando

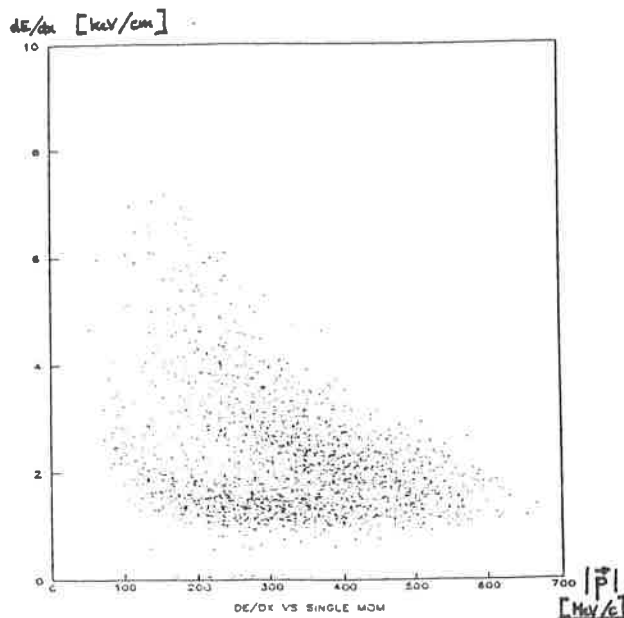


Fig. 2.18 Riconoscimento di mesoni k e π carichi in base alle misure, effettuate con il rivelatore SPC di ASTERIX, della perdita di energia in funzione dell'impulso.

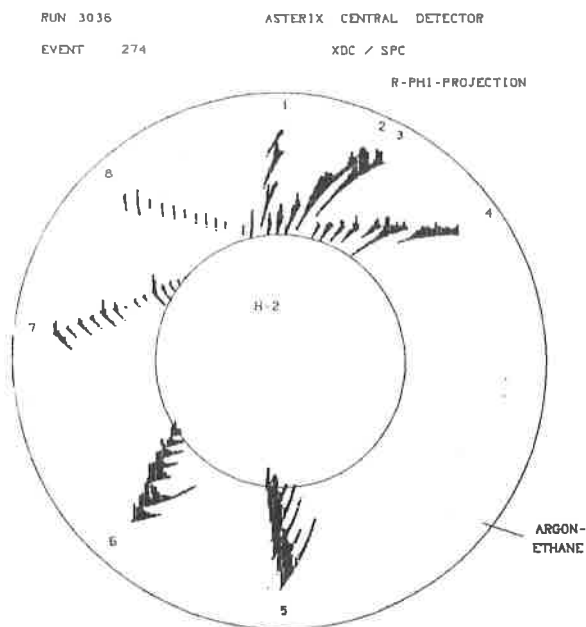


Fig. 2.19a Ricostruzione, ottenuta con la camera SPC di ASTERIX, di un evento di annichilazione $\bar{p}p$ con sette particelle cariche nello stato finale.

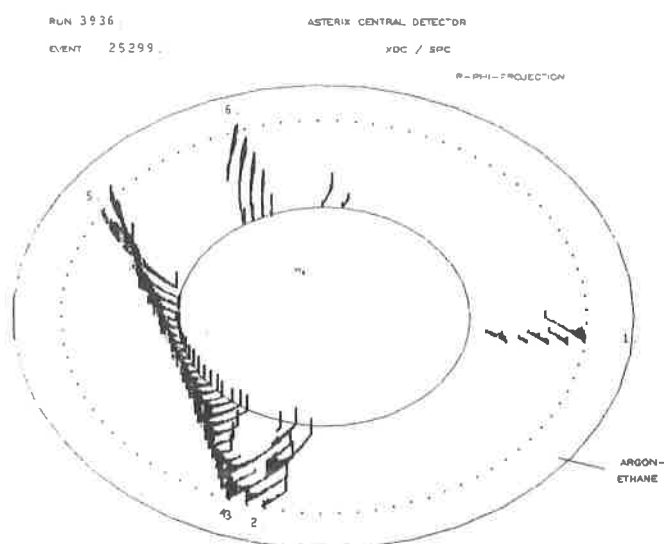


Fig. 2.19b Ricostruzione, ottenuta con la camera SPC di ASTERIX, di un evento in cui una particella è stata emessa all'indietro verso il bersaglio.

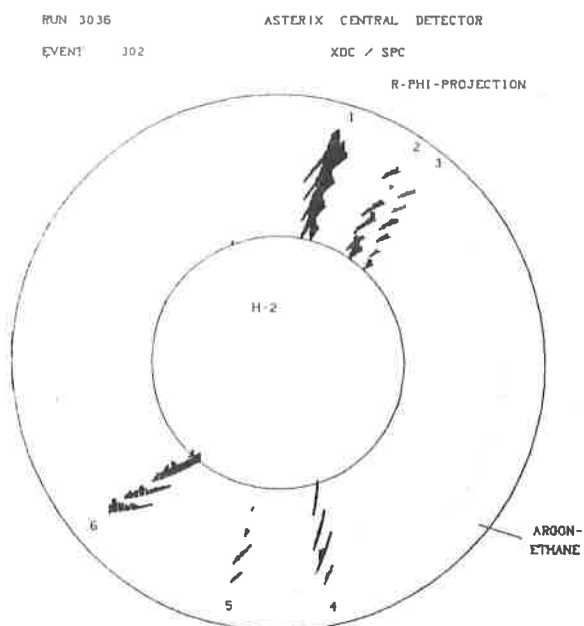


Fig. 2.20 Esempio del potere risolutivo del rivelatore SPC di ASTERIX nel riconoscere e ricostruire due tracce molto vicine di particelle emesse in un processo di annichilazione $p\bar{p}$.

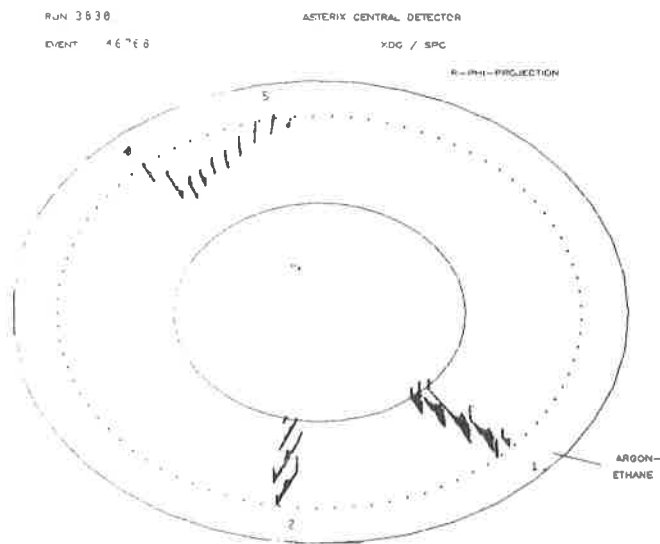


Fig. 2.21 Visualizzazione del decadimento di un mesone K_S^0 all'interno della camera SPC di ASTERIX.

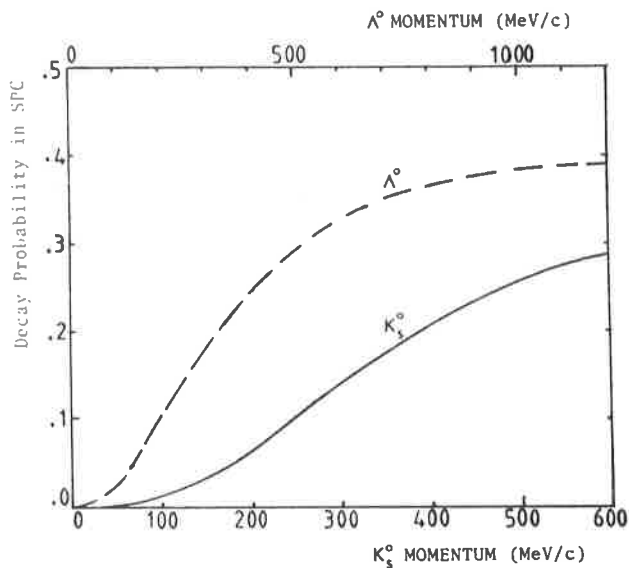


Fig. 2.22a Probabilità, in funzione dell'impulso, che i decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, (linea continua), e $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, (linea tratteggiata), avvengano all'interno della camera SPC di OBELIX, calcolate assumendo per il bersaglio un raggio di 2 cm.

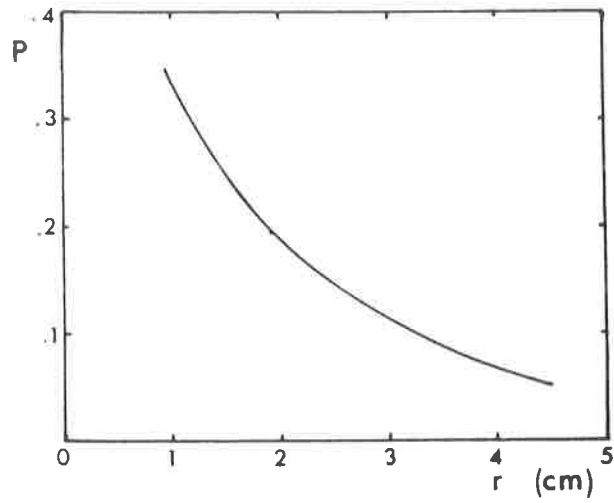


Fig. 2.22b Probabilità di decadimento dei mesoni K_S^0 all'interno della camera SPC di OBELIX, in funzione del raggio del bersaglio.

do lo spettro inclusivo dell'impulso dei mesoni K_S^0 , ottenuto interpolando i dati relativi a processi di annichilazione in quiete fra protoni ed antiprotoni. Nel caso di annichilazioni in volo, che si distribuiscano uniformemente lungo l'asse del bersaglio, questa probabilità diminuisce soltanto del 3%.

La ricostruzione della massa invariante degli oggetti che decadono all'interno del rivelatore dovrebbe essere affetta da piccoli errori, grazie alla possibilità di misurare con precisione la direzione delle particelle emesse nei vertici di annichilazione, prima che esse subiscano sensibili deflessioni dovute a fenomeni di diffusione multipla: esse infatti, a parte il gas del bersaglio, quello della camera e la trascurabile pellicola di mylar, non attraversano nessuno strato di materiale prima di raggiungere la camera a deriva AFS, dove viene accuratamente misurato il loro impulso.

Ci si aspetta di determinare il punto di intersezione delle traiettorie con il bordo delle celle di deriva con una risoluzione spaziale di 300 μm per le direzioni radiale e azimutale, e di circa 4 mm per la coordinata z. Questo grado di precisione sarà all'incirca costante per qualsiasi distanza dal catodo interno, nonostante che la larghezza delle celle di deriva si riduca da 5 mm, in corrispondenza del raggio cui sono posti i fili per il rilevamento della posizione, a 1 mm, in prossimità del cilindro in mylar. L'errore sulla determinazione della direzione di una traiettoria dipenderà quindi da due fattori: le diffusioni subite dalla particella nell'attraversare il gas della camera, che influiscono sulla definizione del piano azimutale, e la precisione, stimata dell'ordine dell'1%, otte-

nibile nella valutazione della coordinata z , in base al metodo della divisione di carica. Si presume che gli errori saranno mediamente di 5 mrad per la direzione azimutale e di 30 mrad per la coordinata z , permettendo quindi di localizzare nel piano azimutale il punto in cui ha avuto origine l'evento con un'incertezza di 0.5 mm.

Le previsioni relative all'efficienza nella rivelazione delle particelle cariche derivanti da processi di annichilazione di antiprotoni su nuclei, sono basate sui dati relativi a processi di annichilazione di antiprotoni su nuclei di ${}^4\text{He}$, osservati in camera a streamer. Dal loro esame è possibile valutare il valore minimo T_0 dell'energia cinetica che le particelle devono avere per poter essere rivelate e la percentuale ϵ di particelle che possiede una energia cinetica superiore a T_0 . I risultati della tabella seguente si riferiscono a processi di annichilazione di antiprotoni su nuclei di ${}^4\text{He}$ e di neon, nei quali si ipotizza che le particelle cariche emesse compiano un cammino di 4 cm nel gas del bersaglio ed attraversino una pellicola di mylar dello spessore di 6 μm , prima di entrare nella camera SPC.

Particella	${}^4\text{He}$		Ne	
	ϵ (%)	T_0 (MeV)	ϵ (%)	T_0 (MeV)
π^\pm	100	0.4	100	0.6
p	> 99	1.0	> 99	1.2
d	75	1.1	55	1.5
t	70	1.3	60	1.7
${}^3\text{He}$	65	3.0	60	4.5

Tabella 2.1

L'efficienza del rivelatore potrebbe essere stimata in base a questi dati utilizzando il cosiddetto metodo di calcolo Monte Carlo. Tuttavia si è preferito utilizzare un campione di risultati relativi a 1016 mesoni, prevalentemente π con una piccola percentuale di K, e da 419 particelle cariche pesanti, di cui 44 si erano arrestate dopo aver percorso 9 cm in ^4He gassoso, mantenuto in condizioni normali di pressione e temperatura. Poichè 9 cm di ^4He gassoso equivalgono a 4 cm di ^4He gassoso più 6 μm di mylar, questa situazione corrisponde all'incirca alle condizioni operative del rivelatore OBELIX con un bersaglio costituito da ^4He allo stato gassoso.

Tenendo conto delle correzioni da apportare a causa della geometria cilindrica della camera SPC, si giunge alla conclusione che su 1435 particelle, 55 si sarebbero fermate prima di entrare nel rivelatore, il che equivale ad affermare che l'efficienza di rivelazione globale è del 96%, mentre quella relativa alle particelle cariche pesanti è dell'87%.

Dunque soltanto le particelle più pesanti del protone con energia cinetica inferiore ai 2,5 MeV non verranno rivelate. Tuttavia ciò non rappresenta un problema grave, perchè questi oggetti possono essere considerati come degli spettatori nei processi di annichilazione e la loro rivelazione non è cruciale ai fini della comprensione della maggior parte delle questioni di fisica nucleare inserite nel programma di ricerche di OBELIX.

Nelle figure 2.23-a e 2.23-b sono presentate due ricostruzioni visive on-line di eventi osservati con la camera SPC di ASTERIX, in cui è possibile apprezzare la curva-

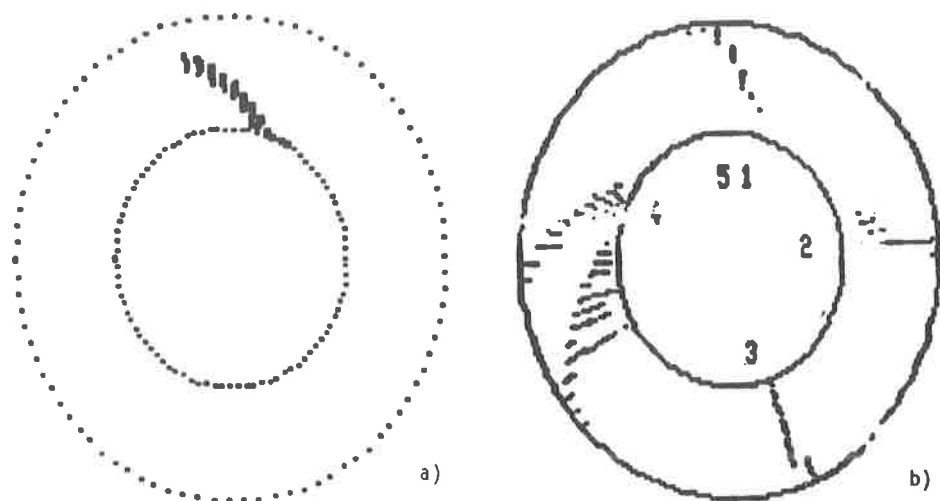


Fig. 2.23 Eventi ricostruiti con la camera SPC di ASTERIX, in cui è possibile apprezzare la curvatura delle traiettoria nel caso di un protone lento, (a), e di un processo di annichilazione $\bar{p}p$, (b).

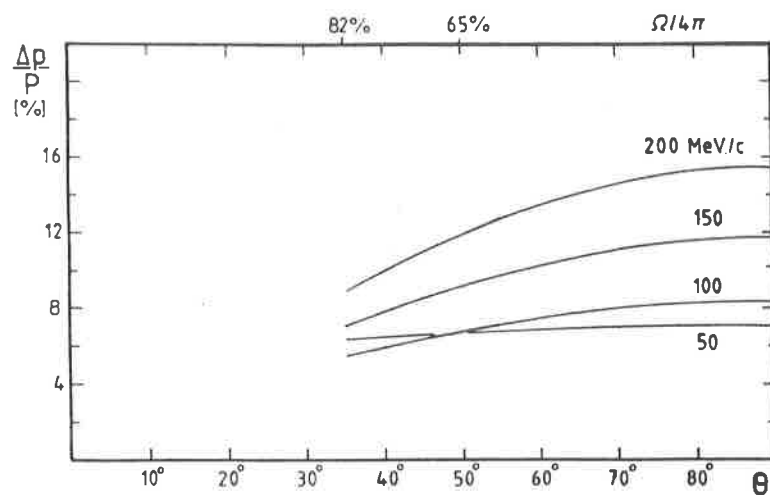


Fig. 2.24 Risoluzione nella misura dell'impulso ottenibile con la camera SPC di OBELIX, per mesoni π emessi dal centro del bersaglio, in funzione dell'impulso.

tura delle traiettorie di particelle con un basso valore della componente trasversale dell'impulso. Al fine di misurare la curvatura di una traiettoria è necessario determinare accuratamente la posizione assoluta nello spazio dei suoi punti: ciò richiede l'esatto tracciamento delle mappe delle linee di deriva all'interno della camera e dei percorsi che corrispondono a tempi di deriva uguali, allo scopo di poter associare i punti della traiettoria a punti nello spazio.

Nella figura 2.24, infine, sono illustrati i risultati dei calcoli fatti per stimare la risoluzione con cui potrà essere misurato l'impulso di quelle particelle che attraversano completamente almeno 4 celle di deriva. Per le particelle cariche pesanti, che si fermano all'interno dell'apparato, l'energia verrà invece valutata in base alla misura della distanza percorsa nel gas che riempie il rivelatore.

2.3.3 La camera a deriva AFS

La struttura del rivelatore

Il rivelatore, la cui lunghezza è di 140 cm, mentre i diametri esterno ed interno misurano rispettivamente 160 cm e 40 cm, presenta una geometria cilindrica ed è costituito da due parti identiche, ognuna delle quali è suddivisa in 41 settori di 4° ciascuno.

Per ottenere una migliore risoluzione nella misura dell'impulso, i fili per il rilevamento della posizione sono disposti secondo una particolare configurazione, illustrata nella figura 2.25. All'interno di ciascuna metà della camera so-

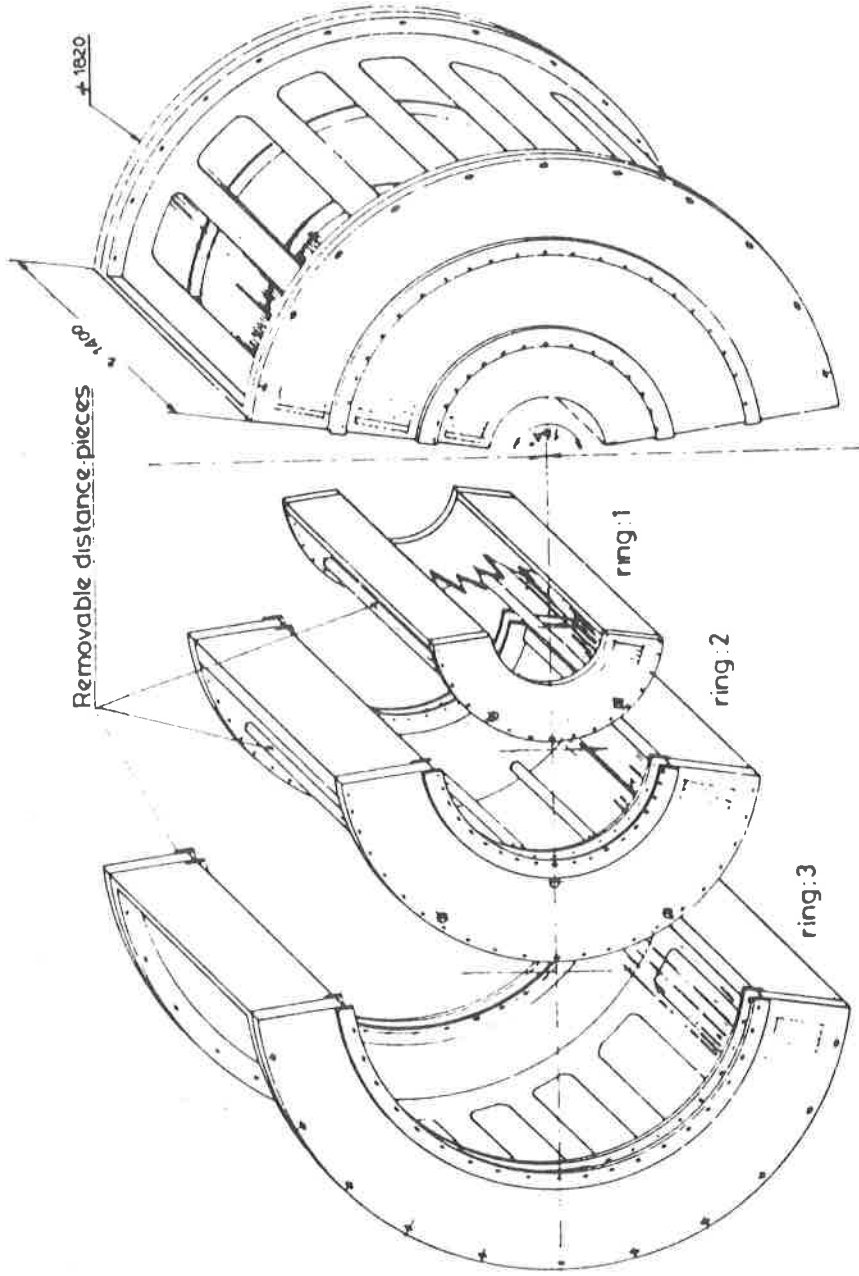


Fig. 2.25 Schema della camera a deriva AFS. La parte sinistra mostra la suddivisione del rivelatore in tre strati.

no presenti tre gruppi di 14, 18 e 10 fili, tesi parallelamente all'asse del rivelatore e ad una distanza media da questo di 26, 51 e 76 cm rispettivamente: in questo modo ciascun settore contiene 42 fili.

Nella figura 2.26 è illustrato lo schema di un settore: al fine di poter eliminare l'ambiguità "destra-sinistra" nella determinazione della posizione dei punti delle traiettorie, i fili per il rilevamento della posizione sono montati alternativamente con uno sfalsamento di ± 0.4 mm rispetto alla direzione radiale e sono separati da una distanza di 8 mm. Per ridurre invece i fenomeni di diafonia, fra un filo e l'altro sono inseriti i cosiddetti fili di potenziale. Ogni settore è delimitato da fili di deriva e da fili per la modellazione delle linee di campo elettrico e le tensioni ad essi applicate danno origine ad una distribuzione piatta di potenziale, parallela al piano corrispondente al filo per il rilevamento della posizione.

I fili per il rilevamento della posizione, la cui lunghezza sensibile è di 128 cm, hanno un diametro di 30 μ m e sono costituiti da una lega antimagnetica di nichel e rame. La loro resistività elettrica, requisito fondamentale per le misure di divisione di carica, ha un valore molto alto, 1.8 K Ω /m, ed è pressochè costante per tutti i fili: le variazioni riscontrate sono, infatti, al massimo di 2 Ω /m. I fili di potenziale e quelli per la modellazione delle linee di campo elettrico hanno invece un diametro di 100 μ m e sono realizzate con una lega di berillio e rame.

La parete interna della camera è costituita da uno

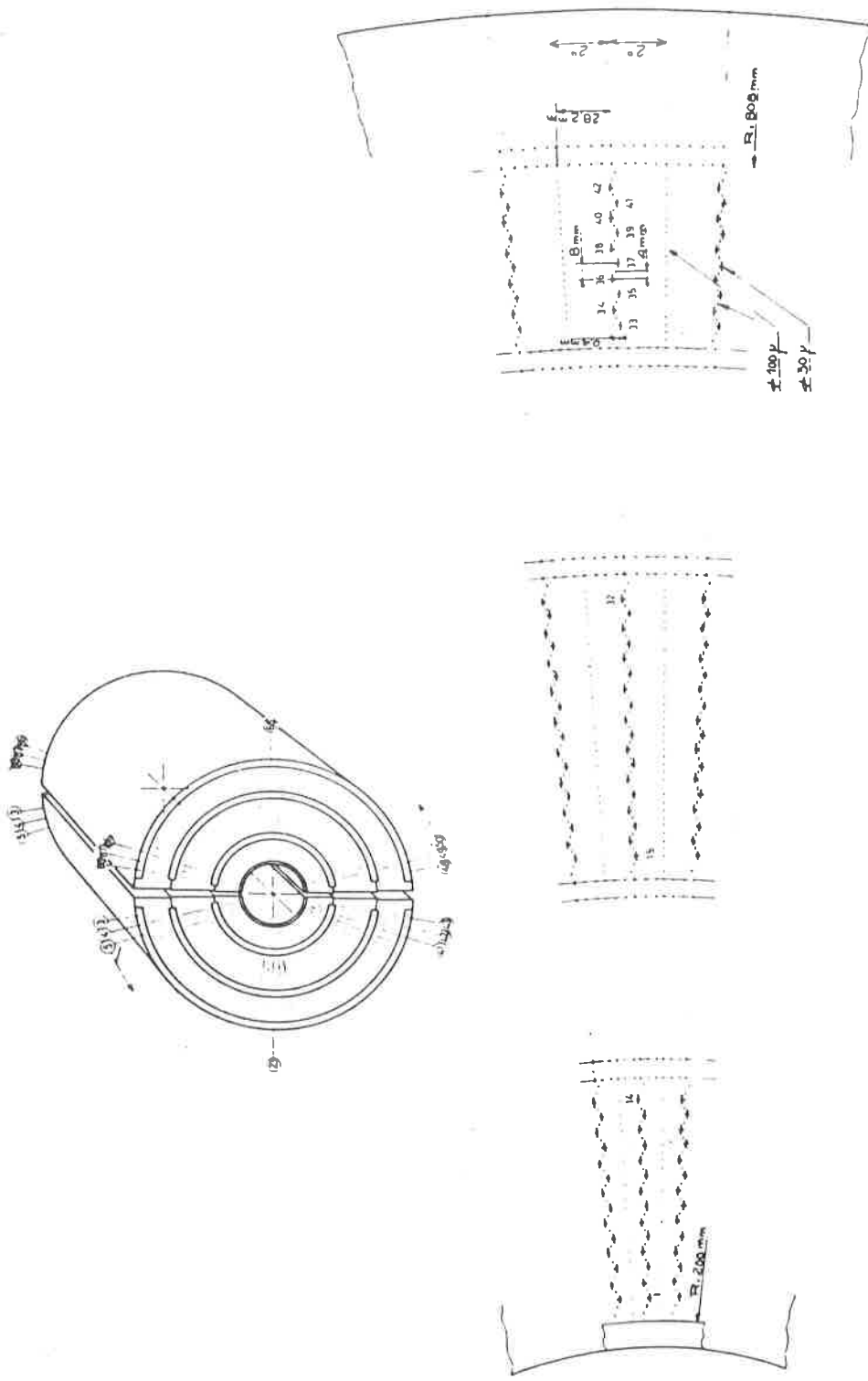


Fig. 2.26 Vista trasversale schematica della camera a deriva AFS e shema dettagliato di uno dei settori in cui è suddivisa.

strato di rohacell spesso 1 cm, racchiuso fra due lastre di vetronite dello spessore di 1 mm ciascuna, mentre quella esterna è realizzata con una lamina di alluminio spessa 500 μm ; i dischi che chiudono lateralmente il rivelatore sono invece realizzati in stesalite.

Tutti i fili sono agganciati a dei piccolissimi cilindri che sono alloggiati in fori praticati nei dischi laterali, il che permette di posizionarli con un errore massimo di 10 μm . A causa della forza di gravità i fili assumono la forma di una catenaria, la cui sagitta è di 20 μm nel caso dei fili per il rilevamento della posizione, e di 120 μm nel caso dei fili di potenziale; la sagitta dovuta alle forze elettrostatiche, agenti fra i fili per il rilevamento della posizione, è invece tipicamente di 150 μm .

Al fine di evitare che siano distrutti da eventuali scariche elettriche, i fili di potenziale e quelli di deriva sono collegati a massa tramite dei condensatori di 3.6 nF e 2 nF, rispettivamente, che trovano posto sui due dischi laterali. Fatta eccezione per alcune barre di sostegno presenti nelle zone più esterne, la camera risulta quindi abbastanza trasparente ai raggi gamma ed inoltre la sua leggerezza ne limita l'interferenza con gli altri rivelatori circostanti.

La miscela di gas utilizzata nel rivelatore

Il rivelatore verrà riempito con una miscela di gas costituita in eguali proporzioni di argo ed etano, mantenuta alla pressione atmosferica. Il gas dovrà essere continuamente fatto circolare attraverso la camera, al ritmo di 6 litri al minuto, al fine di farlo passare in un filtro

che provvederà ad eliminare eventuali tracce di acqua o di ossigeno. Per questo motivo è stata prevista l'installazione di apparecchiature che controllino il coefficiente di amplificazione nel gas all'ingresso e all'uscita di ciascuna delle due parti in cui è diviso il rivelatore.

Tensione di funzionamento

Con opportuni valori di tensione applicati ai fili di deriva e a quelli di potenziale è possibile ottenere un coefficiente di amplificazione nel gas di $3 \div 6 \cdot 10^4$ ed un campo elettrico di deriva la cui intensità sia di circa 1.25 kV/cm. La scelta di questo valore del coefficiente di amplificazione del gas rappresenta un compromesso fra la necessità di ottenere un'accurata misura della coordinata z , in base al metodo della divisione di carica, ed i problemi legati alla saturazione della curva di guadagno e all'invecchiamento del gas.

Con un coefficiente di amplificazione nel gas pari a $3 \cdot 10^4$, un campo elettrico di deriva di 1.25 kV/cm ed un campo magnetico nella zona centrale della camera di 0,5 T si sono misurati una velocità ed un angolo di deriva di, rispettivamente, 51 mm/ μ s e di 16° .

La larghezza delle celle di deriva varia in funzione della distanza dall'asse del rivelatore da un minimo di 7.4 mm a un massimo di 27.0 mm. Di conseguenza i tempi di deriva oscillano all'incirca fra 140 ns e 530 ns. Questa estrema variabilità dei valori da misurare richiederà pertanto un'attenta regolazione del livello di sblocco del segnale nei dispositivi elettronici per l'acquisizione dei dati.

Il sistema elettronico associato al rivelatore

La realizzazione del controllo elettronico della camera si presenta come un'operazione delicata e complessa: sono infatti necessari 6888 canali di convertitori analogico/digitale, cui inviare i segnali provenienti da entrambe le estremità dei 3444 fili per il rilevamento della posizione, e 3444 canali di convertitori analogico/digitale TDC o di convertitori veloci analogico/digitale FADC, in grado di analizzare più eventi contemporaneamente, per le misure dei tempi di deriva. Tuttavia, grazie alla elevata segmentazione della camera e tenendo presente che mediamente il numero di particelle cariche da seguire in ciascun evento sarà 15, anche dei convertitori analogico/digitale ADC, in grado di trattare un solo segnale alla volta, dovrebbero permettere di ricostruire chiaramente gli eventi.

Le prestazioni del rivelatore

La camera a deriva AFS è stata costruita alla fine degli anni settanta ed è stata già impiegata in altri esperimenti: il comportamento e le risposte del rivelatore sono dunque ben conosciuti.

La miglior risoluzione spaziale nella determinazione dei punti delle tracce di quelle particelle che percorrevano all'interno della camera un arco di traiettoria di almeno 50 cm era, in un qualsiasi piano perpendicolare all'asse del rivelatore, di 200 μm : nel considerare questo risultato, che veniva ottenuto mediando su tutto l'angolo azimutale e su tutti i punti della traiettoria di cui si era determinata in maniera abbastanza soddisfacente la coordinata

z, va tenuto presente che il contributo delle sole apparecchiature elettroniche all'incertezza nella valutazione della posizione dei punti era di 60 μm . Vicino ai fili per il rilevamento della posizione, così come in prossimità dei confini dei settori in cui è divisa la camera, la risoluzione spaziale è risultata ancora peggiore, mentre era migliore nelle zone intermedie.

Si ritiene che l'impiego di nuovi dispositivi elettronici con migliori caratteristiche permetta di migliorare questi risultati.

Buona era invece la precisione con cui si era determinata la posizione di tutte le traiettorie ricostruite rispetto ai fili per il rilevamento della posizione: con un fattore di amplificazione nel gas pari a $5 \cdot 10^4$ l'incertezza nella misura della coordinata z risultava essere mediamente di 1.4 cm, vale a dire l'1% della lunghezza dei fili.

Due delle caratteristiche più interessanti del rivelatore sono poi la capacità di identificare chiaramente, in base a misure della perdita di energia, le particelle cariche non relativistiche e di consentirne accurate misure dell'impulso. Mediando i dati relativi a tutte le tracce in corrispondenza delle quali fossero stati realizzati almeno 30 misure del tempo di deriva e della coordinata z, e considerando la media calcolata utilizzando soltanto il 60% dell'altezza dei segnali registrati, si ottenne un errore nella valutazione dell'energia delle particelle del 10%. Nella figura 2.27 si può osservare la separazione ottenuta fra protoni, mesoni π e mesoni k: quest'ultimi risultano distinguibili fino a quando il loro impulso non supera i 0.6 GeV/c, mentre i protoni sono riconoscibili per valori del loro impulso non superiori a 1.0 GeV/c.

Nel corso dell'analisi dei dati relativi a tutti gli eventi ricostruiti si è osservato che i valori ottenuti per la risoluzione nella misura dell'impulso potevano essere interpolati molto bene dall'espressione

$$\sigma_p/p = \{(0.025p)^2 + 0.01^2\}^{1/2}$$

Nelle figure 2.28 e 2.29 sono illustrati, rispettivamente, l'andamento della risoluzione dell'impulso in funzione dell'angolo polare, per bassi valori dell'impulso, ed in funzione del valore dell'impulso stesso.

Un altro punto di forza della camera AFS è, infine, rappresentata dalla capacità di permettere la precisa ricostruzione del percorso seguito dalle particelle cariche al suo interno, anche in eventi caratterizzati dalla presenza contemporanea di moltissime particelle o nel caso in cui gli eventi si verificano con molta frequenza. Nella figura 2.30 è presentata la ricostruzione di un evento di collisione fra due particelle α , in cui sono state riconosciute e ricostruite 45 tracce.

2.3.4 Il sistema per la misura dei tempi di volo T.O.F.

La struttura del rivelatore

La principale funzione del sistema per la misura dei tempi di volo è quella di permettere l'identificazione delle particelle cariche e consisterà di due rivelatori cilindrici coassiali, costituiti da strisce di materiale scintillatore plastico, (NE 110), accostate le une alle altre, come le doghe di un barile: il più interno avrà un raggio di 18 cm e sarà formato da 30 strisce, larghe 3 cm, spesse 1 cm e lun-

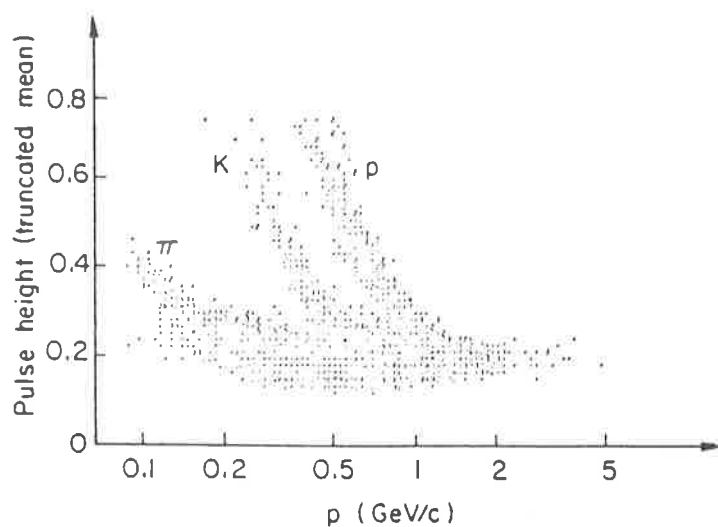


Fig. 2.27 Possibilità di distinguere nella zona non relativistica protoni, mesoni k e π in base alle misure della perdita di energia, realizzate con la camera AFS.

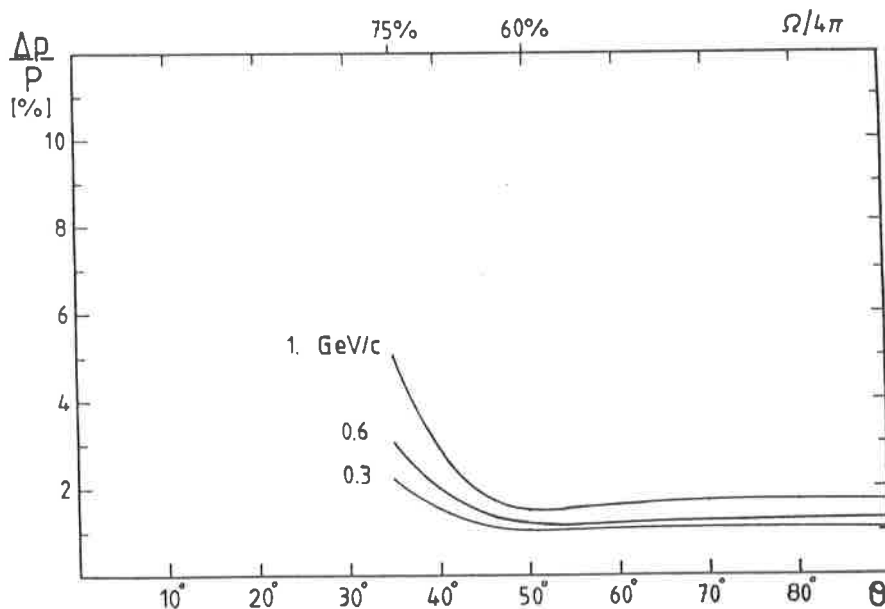


Fig. 2.28 Risoluzione nella misura dell'impulso ottenibile con la camera AFS, in funzione dell'angolo polare di emissione delle particelle.

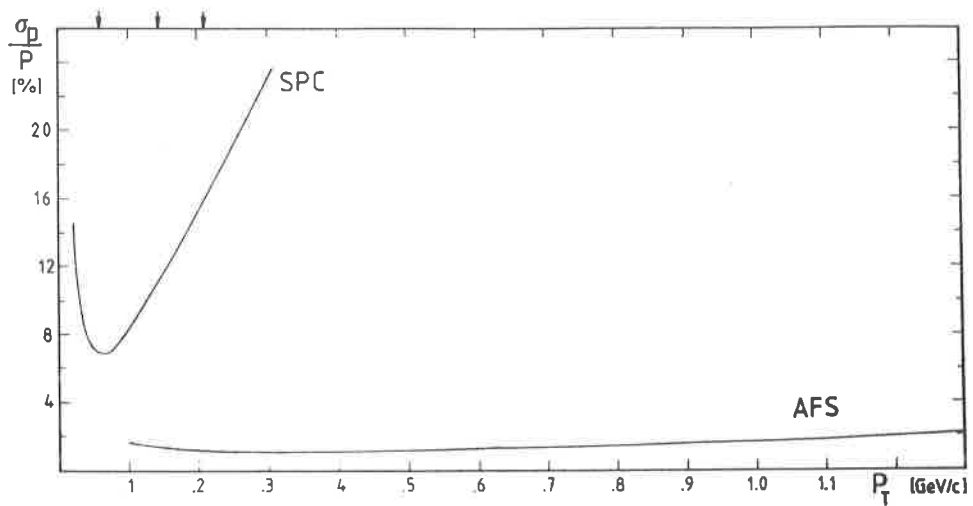


Fig. 2.29 Risoluzione nella misura dell'impulso in funzione dell'impulso stesso, ottenibile con le camere SPC ed AFS.

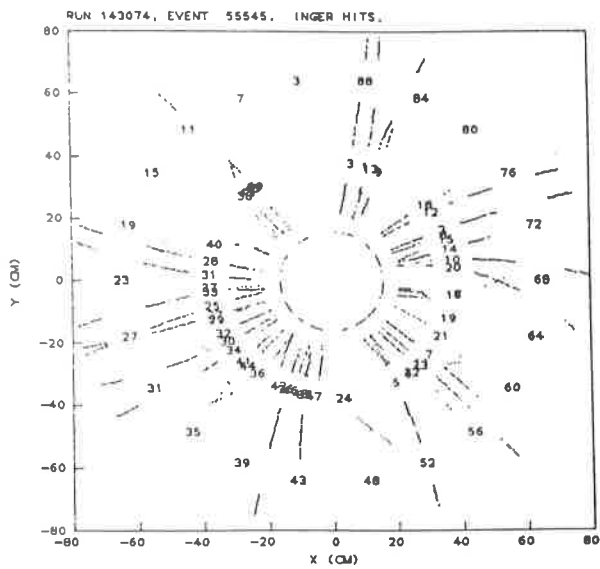


Fig. 2.30 Ricostruzione di un evento di collisione fra due particelle α , ottenuta con la camera AFS.

ghe 50 cm; quello più esterno sarà invece realizzato con 90 strisce larghe 9 cm, spesse 3 cm e lunghe 350 cm.

Il rivelatore più interno, tof, sarà suddiviso in due parti, ognuna delle quali comprende 15 strisce, fissate alla parete interna della camera AFS. Esso rappresenterà inoltre uno strato di materiale convertitore per raggi gamma. Anche il rivelatore più esterno, TOF, sarà costituito da due parti, composte da 45 strisce ciascuna, che saranno amovibili, al fine di consentire l'accesso alla camera AFS.

Ciascuna delle estremità delle strisce verrà collegata ad un fotomoltiplicatore veloce, (per esempio XP 2020), mediante guide di luce opportunamente sagomate, la cui geometria sarà scelta al fine di ottimizzare la raccolta degli impulsi di luce e di ridurre il più possibile gli effetti nocivi dovuti al campo magnetico.

Le prestazioni del rivelatore

Con una tale geometria il sistema per la misura dei tempi di volo coprirà circa l'84% dell'intero angolo solido.

Poiché ciascuna particella prodotta nel bersaglio potrà seguire traiettorie diverse, la lunghezza del tragitto percorso nell'attraversare lo spazio compreso fra i due strati di rivelatori a scintillazione dipenderà dalla posizione del punto in cui avviene l'annichilazione e dall'angolo con cui viene emessa: in assenza di campo magnetico queste lunghezze di volo variano fra 120 cm e circa 200 cm, per angoli polari di emissione compresi fra 50° e 130° . In presenza del campo magnetico massimo ottenibile con il magnete OAFM tali tragitti tendono ad aumentare, ma l'incremento è del tutto trascurabile oltre i 300 MeV/c. (Si veda la figura 2.31a).

Come conseguenza della differenza di lunghezza dei percorsi che le particelle possono seguire, si ha che ad uno stesso tipo di particella potranno corrispondere più valori di tempo di volo: nella figura 2.31b si può osservare che le bande di valori permessi per i tempi di volo relativi a mesoni K e π , emessi con angolo polare compreso fra i 50° e 130° , sono ben separate soltanto per valori dell'impulso \bar{p} inferiori ai 300 MeV/c. Per valori superiori di \bar{p} la separazione fra i due tipi di particella richiede, ovviamente, qualche informazione supplementare come, ad esempio, la conoscenza della effettiva lunghezza di volo, il che implica la localizzazione dei punti d'impatto lungo gli scintillatori della particella rivelata (coordinata z).

Trattando opportunamente i segnali provenienti dai due fotomoltiplicatori corrispondenti ad una stessa striscia di materiale scintillatore, si pensa di riuscire a misurare la coordinata z di una particella rivelata con un'approssimazione di 5 cm. Nella fase di analisi off-line dei dati, la coordinata z potrà eventualmente essere determinata con una precisione di 1 cm, facendo uso delle informazioni ottenute con la camera AFS.

Una prima stima della risoluzione temporale σ_{TOF} raggiungibile, può essere ricavata dalla "regola di Atwood":

$$\sigma_{\text{TOF}} \sim 90 \{ \text{ps cm}^{-\frac{1}{2}} \} \left(\frac{L\{\text{cm}\}}{\langle N_{\text{fe}} \rangle} \right)^{\frac{1}{2}},$$

dove L è la lunghezza della striscia di scintillatore e $\langle N_{\text{fe}} \rangle$ è il numero medio di fotoelettroni. Assumendo $L=300$ cm e $\langle N_{\text{fe}} \rangle = 100$ si ottiene $\sigma_{\text{TOF}} \sim 160$ ps e, tenendo anche in conto σ_{tof} , si può pensare di avere una σ_{TOT} di circa 200 ps. Questa sti-

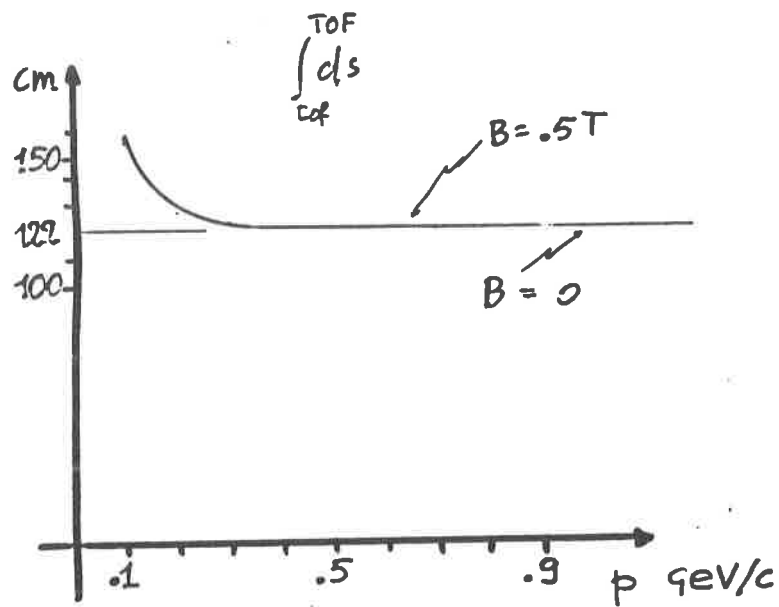


Fig. 2.31a Allungamento della lunghezza di volo minima delle particelle fra i due scintillatori, dovuto al campo magnetico, in funzione dell'impulso.

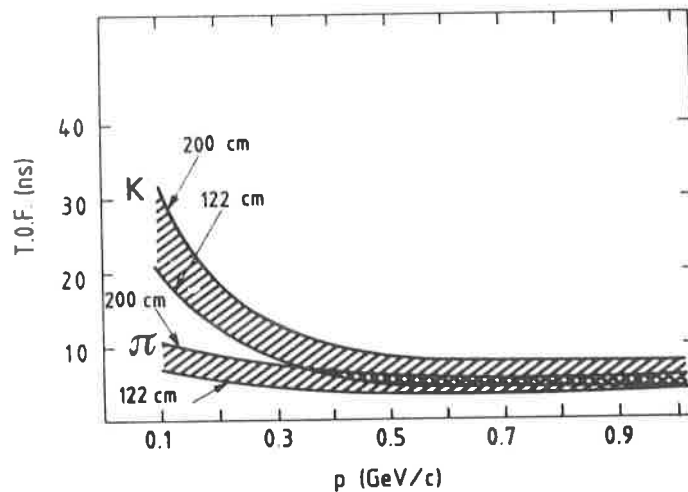


Fig. 2.31b Bande di tempi di volo permessi per mesoni k e π carichi, emessi nell'angolo solido coperto dal sistema T.O.F..

ma appare ragionevole anche quando la si confronti con i dati relativi all'apparato MARK, ($\sigma_{\text{TOT}} \sim 300$ ps), e all'esperimento CERN PS159, ($\sigma_{\text{TOT}} \sim 280$ ps).

La σ_{TOT} è il dato di base per valutare la capacità del sistema T.O.F. di distinguere particelle cariche diverse. Tale separazione si fonda sulla misura del tempo di volo tra i rivelatori tof e TOF delle varie particelle: le differenze di tempo di volo, $\Delta(\text{T.O.F.})$, espresse in ps/cm sono date, in corrispondenza di un certo valore dell'impulso p , dalla relazione:

$$\Delta(\text{T.O.F.}) = \frac{1}{pc} \frac{(m_1^2 - m_2^2)}{(m_1^2 + p^2)^{\frac{1}{2}} + (m_2^2 + p^2)^{\frac{1}{2}}}$$

Esse sono indicate, in funzione della quantità di moto, nella figura 2.32 per le coppie elettrone-mesone π , mesone π -mesone K e mesone K-protone. Nella stessa figura la scala di destra fornisce, sempre in funzione dell'impulso, le differenze di tempo di volo valutate nella situazione più sfavorevole e cioè angolo polare di emissione delle particelle di 90° e distanza percorsa pari a 120 cm: appare chiaro che le differenze fra i tempi di volo in ciascuna curva sono dello stesso ordine di grandezza della risoluzione temporale prevista e che dovrebbe essere possibile distinguere mesoni K da mesoni π e mesoni K da protoni sino a, rispettivamente, 1.0 GeV/c e 1.7 GeV/c.

Le tracce delle particelle dotate di alto impulso sono facilmente riconoscibili poichè attraversano uno solo dei settori in cui è divisa la camera AFS. Trascurando la loro curvatura, l'errore nella determinazione della lunghezza di volo risulta quindi trascurabile, così come quello con cui viene riconosciuto, in base ai segnali forniti dai due scintillato-

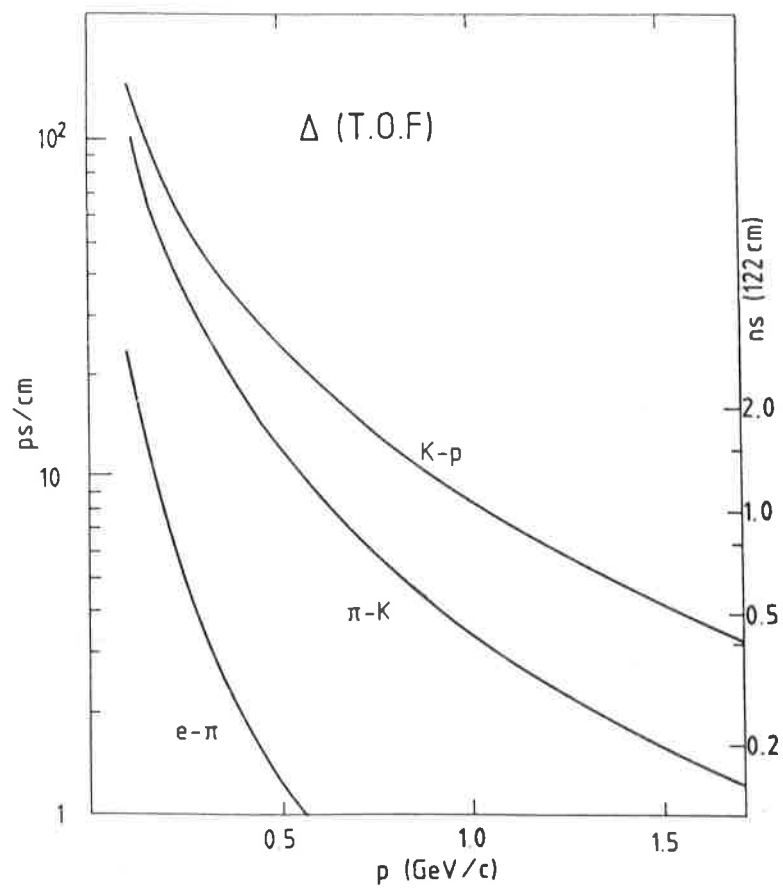


Fig. 2.32 Identificazione delle particelle cariche in base alla misura dei tempi di volo.

ri, il punto in cui la traiettoria attraversa gli strati di scintillatori. Le informazioni derivanti dalla misura dei tempi di volo possono quindi essere utilizzati per distinguere, quasi in tempo reale, i mesoni K dagli altri adroni nei limiti suddetti.

2.3.5 Il calorimetro HARGD per raggi γ

I rivelatori, per meglio dire, il sistema di rivelatori HARGD, le cui viste in sezione sono mostrate nelle figure 2.33÷2.35, circonda tutti gli altri rivelatori e copre circa il 70% dell'angolo solido totale.

I compiti per cui è stato concepito sono: localizzazione dei punti in cui i raggi γ si materializzano; misura della loro energia; determinazione della direzione dei fotoni di alto impulso e quindi della direzione di sviluppo degli sciami associati; campionatura della perdita di energia e del range delle particelle che si fermano al suo interno, al fine di ottenere delle informazioni supplementari per la misura dell'impulso di particelle cariche particolarmente energetiche, permettendo così di distinguere mesoni π e K il cui impulso non superi i 500 MeV/c; rivelazione, infine, dei neutroni e degli antineutroni, prodotti in reazioni nucleari.

I rivelatori HARGD non risulteranno affatto schermati dagli altri componenti dell'apparato e saranno caratterizzati da una struttura molto stratificata. La segmentazione angolare risultante sarà di circa 20 mrad nei piani perpendicolari all'asse dell'apparato e di 6 mrad in quelli passanti per esso. Queste caratteristiche di elevata segmentazione, congiuntamente al fatto che i rivelatori verranno monta-

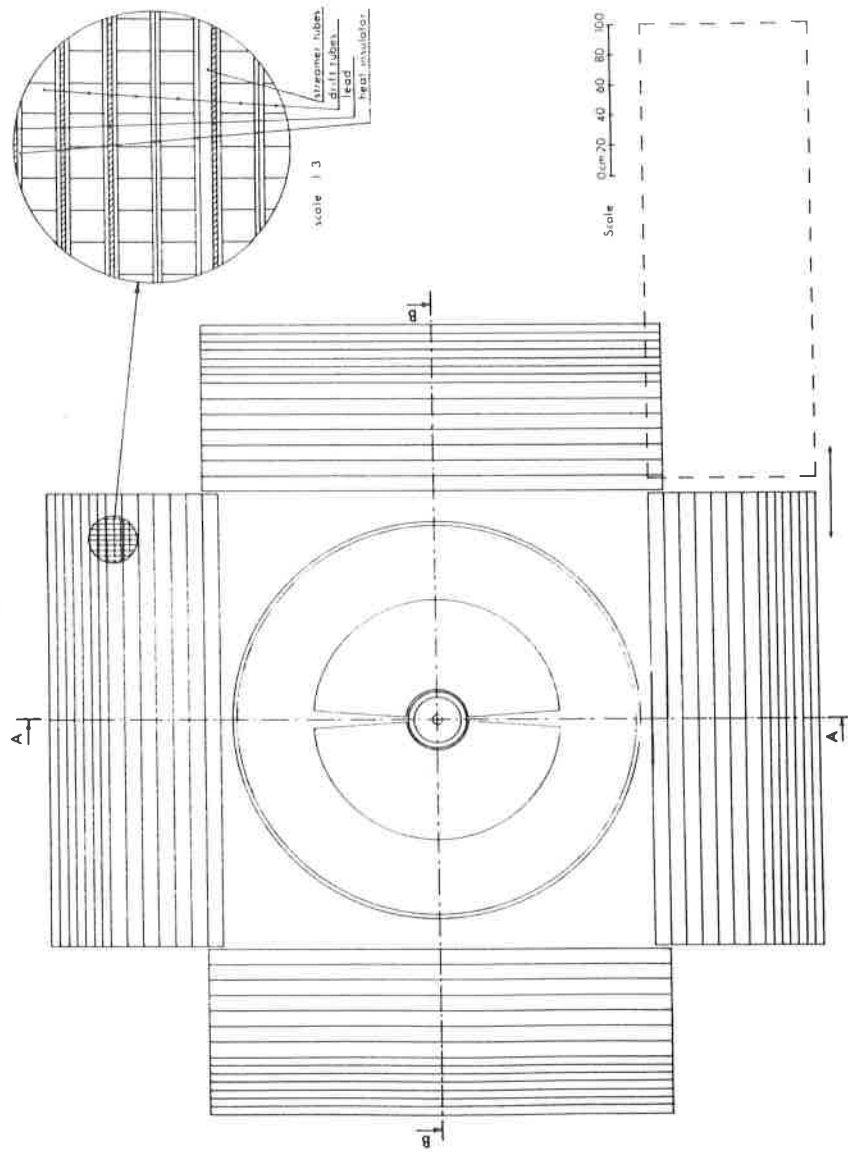


Fig. 2.33 Sezione trasversale del calorimetro HARGD.

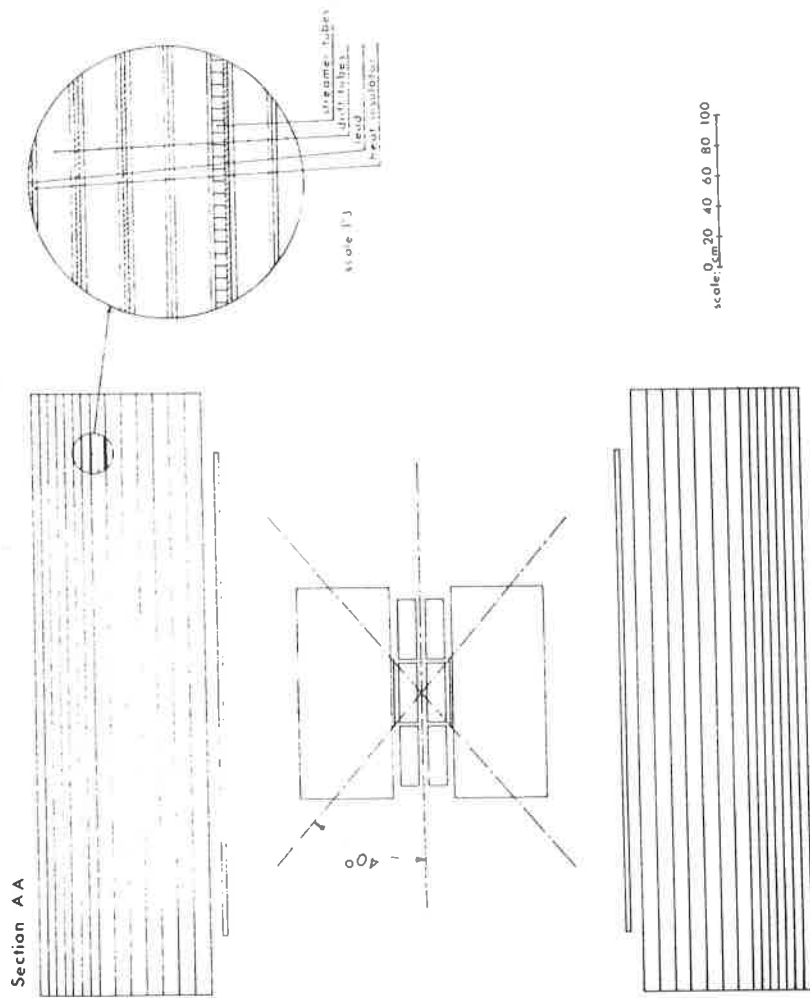


Fig. 2.34 Sezione longitudinale del calorimetro HARGD.

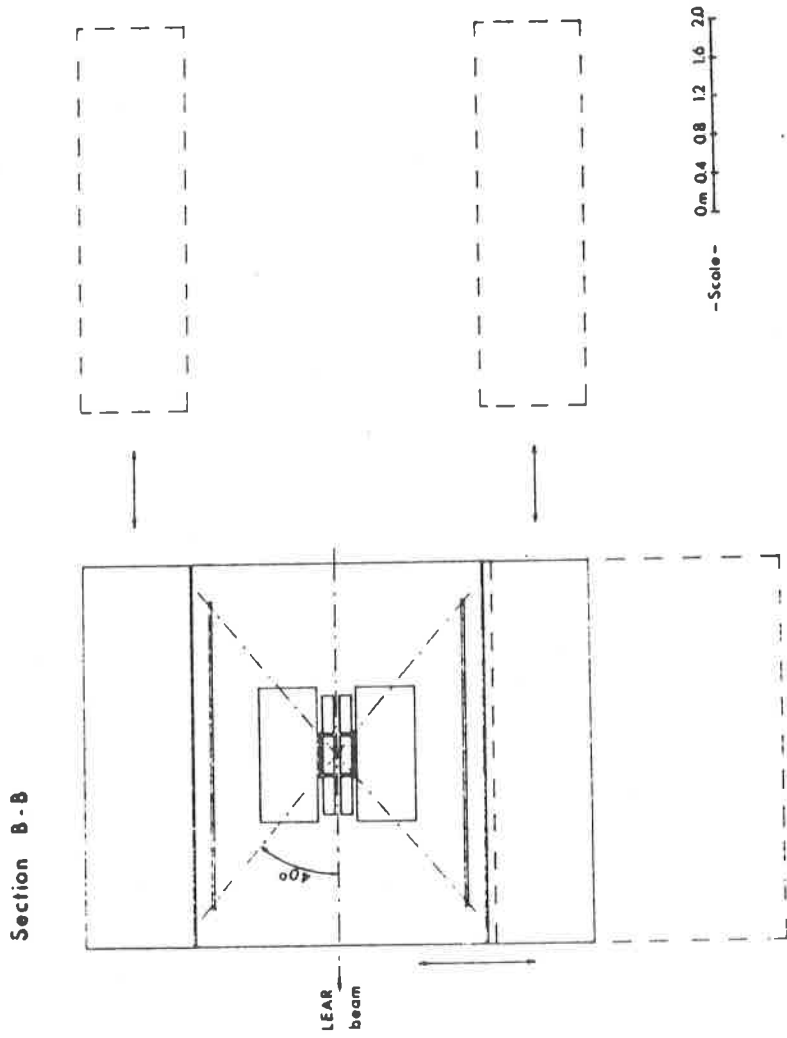


Fig. 2.35 Vista dall'alto in sezione del calorimetro HARGD.

ti ad una considerevole distanza dal punto in cui avvengono le interazioni, dovrebbero consentire una buona ricostruzione tridimensionale degli sciame elettromagnetici.

La struttura del rivelatore

Il rivelatore sarà composto da quattro moduli di grosse dimensioni, $4 \times 3 \times 1.1 \text{ m}^3$, costituiti da strati di materiale convertitore e da gruppi di elementi attivi, rappresentati da 11000 tubi a deriva proporzionali, (PDT), e da 14000 tubi a streamer limitata (LST).

La distanza minima fra i moduli e l'asse dell'apparato sarà di 1.4 m.

Il modulo inferiore verrà poggiato sul giogo magnetico del magnete OAFM e sarà montato su rotaie, in modo da poterlo rimuovere dalla sua sede per accedere alle apparecchiature elettroniche ad esso associate. I due moduli laterali saranno invece sospesi per mezzo di una struttura aerea che permetta il loro scorrimento parallelamente all'asse dell'apparato, nonché l'installazione e la manutenzione dei moduli stessi. Il quarto modulo verrà, infine, installato al di sopra del magnete per mezzo di una piattaforma sostenuta da due supporti che poggiano sulle sezioni verticali del giogo magnetico, alla quale sarà fissato tramite delle aste che penetrano all'interno del modulo stesso. Tuttavia la cosiddetta "zona morta" rappresentata dalle aste non influenzerà le prestazioni del rivelatore.

Ciascun modulo risulterà suddiviso in due sezioni, ognuna delle quali sarà composta da sette strati uguali di elementi attivi. La sezione più interna, detta regione di conversione e progettata per misurare accuratamente le coordinate dei punti in cui materializzano i raggi γ , sarà formata

da una serie di unità costituite da un piano di rivelatori LST, orientati ortogonalmente all'asse dell'apparato e da due piani di rivelatori PDT ad esso paralleli. I piani di elementi attivi verranno poi inframmezzati con lamine di materiale convertitore, realizzate in piombo per avere una alta probabilità di materializzazione dei raggi γ . Nessuno strato di piombo verrà però montato davanti alla prima unità di elementi attivi, la quale rappresenterà una barriera per le particelle cariche lente, mentre contribuirà alla misura dell'impulso di quelle di alta energia. La sezione più esterna, detta regione di contenimento dello sciame, sarà formata da sette piani di rivelatori PDT disposti parallelamente all'asse dell'apparato, ognuno dei quali provvederà a campionare la perdita di energia delle particelle. Anche in questo caso fra i piani di elementi attivi verranno interposti strati di piombo ed inoltre ognuno di essi sarà isolato termicamente da due strati di schiuma poliuretamica spessi 5 mm, al fine di ridurre le variazioni del fattore di guadagno dei rivelatori dovuti agli sbalzi di temperatura: la dipendenza è infatti tale per cui ad una variazione della temperatura di 1 °C, corrisponde una variazione del fattore di guadagno pari al 4%. In totale si avranno dunque 13 strati di piombo: i primi sei sono spessi 3 mm, mentre i secondi sette sono spessi 6 mm, per uno spessore complessivo equivalente a 10 lunghezze di radiazione.

Gli elementi attivi del calorimetro

I tubi a deriva proporzionali hanno una sezione trasversale interna di $29 \times 29 \text{ mm}^2$, misurano 4 m di lunghezza e le loro pareti di alluminio hanno uno spessore di 2 mm,

mentre il filo di catodo interno, realizzato in acciaio inossidabile, ha un diametro di 50 μm . Sedici di questi rivelatori sono affiancati ed incollati in modo da formare una cosiddetta unità di rivelazione, in cui i catodi vengono a trovarsi ad una distanza di 31 mm e le cui dimensioni, tenuto conto della colla fra i tubi e degli strati di materiali isolante, risultano : larghezza 500 mm, spessore 43 mm, lunghezza 4 m. Sei unità verranno poi assemblate in modo da costituire un'area sensibile di $3 \times 4 \text{ m}^2$.

La tensione di funzionamento dei rivelatori PDT è 1.5 kV e si pensa di far circolare nei tubi una miscela gassosa composta dal 95% di argon e dal 5% di propano, mantenendola ad una pressione, rigorosamente costante, di 30 mbar: occorre infatti tener presente che il coefficiente di amplificazione dipende fortemente dalla pressione del gas, al punto tale che una variazione dell'ordine di 50 mbar provoca una variazione del 60% del coefficiente di amplificazione. Tuttavia sarà possibile riportare al valore desiderato il fattore di guadagno del gas, regolando opportunamente la tensione applicata al filo di catodo.

La quantità di carica totale raccolta sul catodo verrà integrata su un intervallo di tempo di 800 ns, che inizia in corrispondenza del fronte di salita del segnale indotto dal passaggio della particella, e quindi misurata con un convertitore analogico/digitale ad 8 bit. Un secondo convertitore analogico/digitale, sempre ad 8 bit, provvederà a misurare il tempo di deriva. Il processo di digitalizzazione del tempo di deriva e della quantità

di carica totale potrà durare fino a 26 μ s e potrà essere interrotto da un impulso esterno generato da un circuito logico, il cui scopo è quello di ridurre il cosiddetto "tempo morto" del rivelatore. Le sole informazioni significative saranno infine trasferite in una memoria di transito in grado di contenere 256 misure di intervalli di tempo e di quantità di carica.

Ciascun tubo a streamer limitata presenta una sezione trasversale interna di $9 \times 9 \text{ mm}^2$, è lungo 2.85 m e le sue pareti di alluminio sono spesse 1 mm, mentre il catodo di acciaio inossidabile ha diametro di 50 μ m.

Anche i rivelatori LST sono organizzati in gruppi di 16 elementi: le unità di rivelazione sono state realizzate incollando insieme due guide di alluminio capaci di alloggiare otto rivelatori ciascuna. Si sono così ottenute delle strutture parallelepipedali in cui i fili di catodo distano 10 mm l'uno dall'altro e le cui dimensioni, tenuto conto dello spessore formato dalla colla, risultano: larghezza 165.5 mm, spessore 12 mm, lunghezza 2.85 m. Ventiquattro unità verranno poi unite fra loro per ottenere una superficie sensibile di $4 \times 2.85 \text{ m}^2$.

I tubi LST verranno fatti operare ad una tensione di 3.7 kV e saranno riempiti con una miscela di argon ed isobutano in proporzione di 1 a 3, mantenute ad una pressione costante di 30 mbar e fatto circolare continuamente. Per quanto riguarda, infine, i dispositivi elettronici, associati ai rivelatori LST, va sottolineato che le interconnessioni logiche saranno basate su un sistema gerarchico a tre livelli e che il tempo morto sarà di soli 10 μ s.

Le prestazioni del rivelatore

Le prestazioni del calorimetro HARGD dipendono essenzialmente da quelle degli elementi attivi che lo compongono, il cui comportamento e le cui risposte sono peraltro ben noti, essendo già stati impiegati in altri esperimenti.

La relazione che lega la distanza percorsa da una particella all'interno di un rivelatore PDT ed il relativo tempo di deriva è sorprendentemente lineare: nella figura 2.36a sono mostrati i risultati ottenuti in corrispondenza di una velocità media di deriva di $3.56 \text{ cm}/\mu\text{s}$ per distanze non superiori ai 18 mm. La figura 2.36b illustra invece la risoluzione ottenuta con un singolo rivelatore nella determinazione dei punti delle traiettorie, in funzione della distanza percorsa dalla particella nel gas. La risoluzione spaziale media di una unità di rivelazione è stata misurata facendo attraversare i 16 rivelatori PDT da un fascio di mesoni π : le deviazioni osservate rispetto alle coordinate della traiettoria ottenuta interpolando i dati relativi a 15 rivelatori, si dispongono secondo la curva riprodotta nella figura 2.36c ed il loro scarto quadratico medio è di 0.73 mm.

Il grafico illustrato nella figura 2.37a si riferisce alla distribuzione, lungo il catodo di un singolo rivelatore, dell'altezza dell'impulso indotto dal passaggio di mesoni π che si muovono con la velocità minima di ionizzazione: in corrispondenza di un coefficiente di amplificazione nel gas di $7.5 \cdot 10^4$, la curva mostra una FWHM del 58% su un valore medio di carica di 4.3 pC; inoltre l'estesa coda della distribuzione testimonia quanto ampia fosse la dinamica dei dispositivi elettronici utilizzati per l'acquisizione

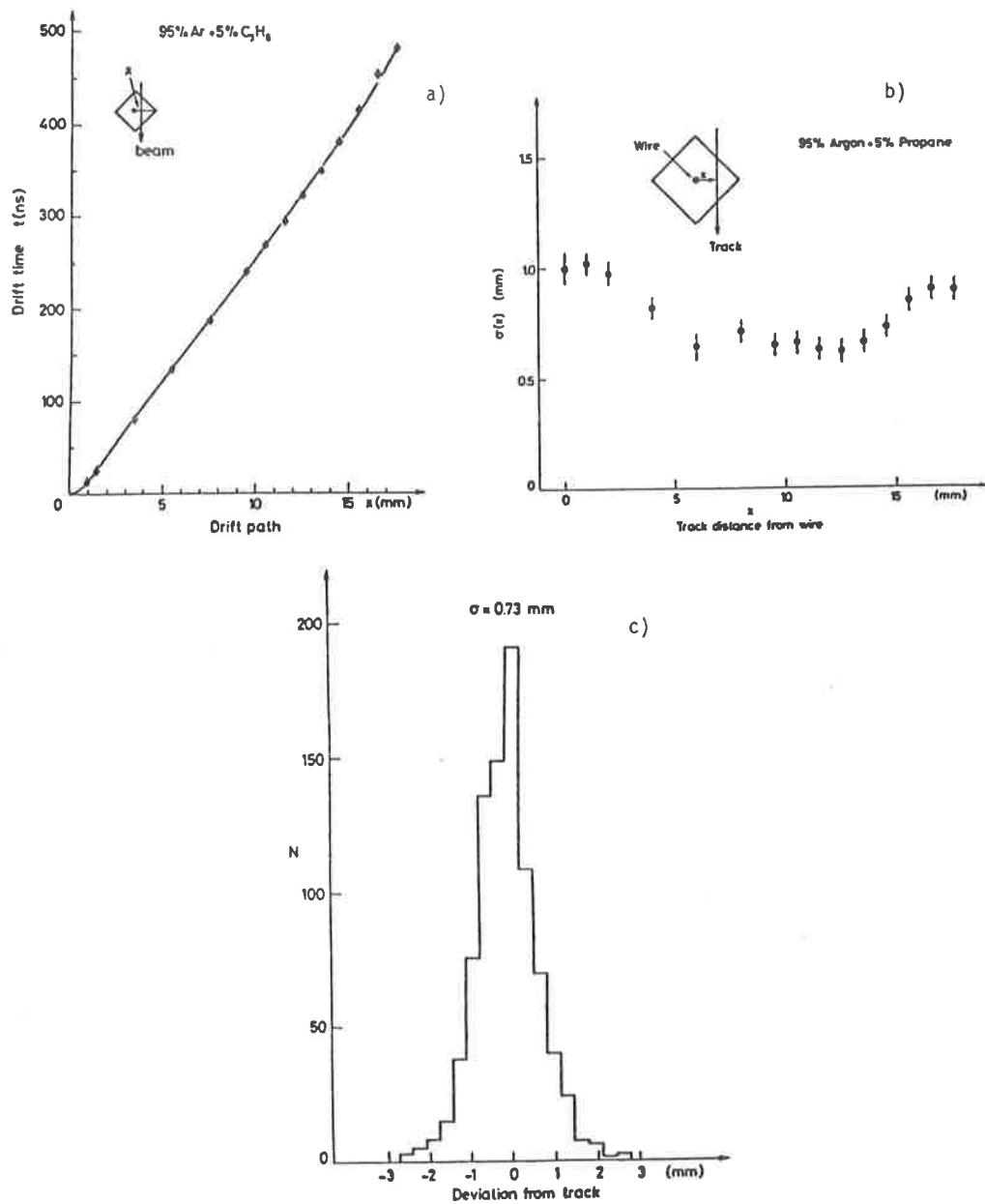


Fig. 2.36 Prestazioni misurate dei rivelatori PDT: tempo di volo in funzione della distanza percorsa dalla particella, (a); risoluzione spaziale relativa ad un singolo rivelatore, (b); risoluzione spaziale media ottenuta con i 16 rivelatori PDT che compongono un'unità di rivelazione, (c).

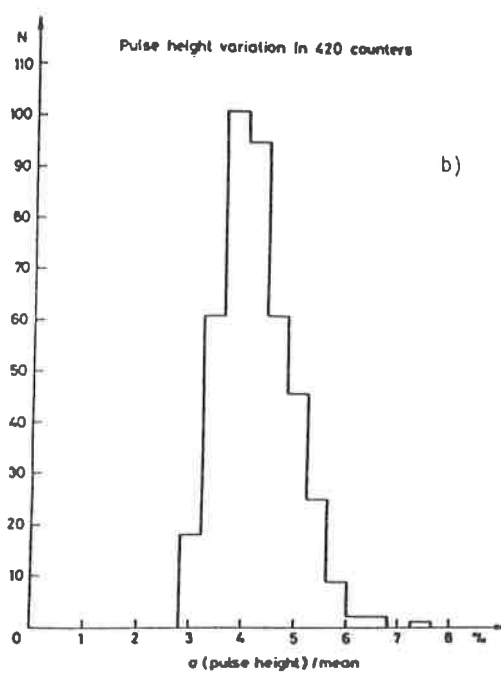
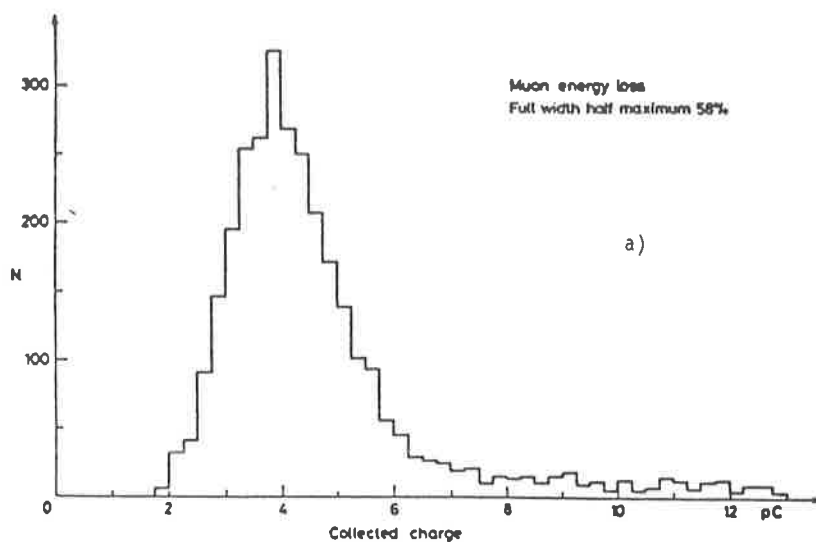


Fig. 2.37 Prestazioni misurate dei rivelatori PDT: distribuzione dei valori dell'altezza di un impulso lungo il catodo di un singolo rivelatore, (a); distribuzione degli scarti rispetto al valor medio dell'altezza di un impulso, relativa a 420 unità di 16 rivelatori PDT.

dei dati. La figura 2.37b mostra invece la distribuzione degli scarti rispetto al valor medio dei valori dell'altezza dell'impulso, indotto dal passaggio di mesoni π , misurata in 80 punti distribuiti lungo i 4 m di lunghezza di un rivelatore PDT: i risultati relativi a 420 unità di rivelazione indicano una deviazione standard pari al 5%. Questo risultato, che del resto ci si poteva aspettare considerando le possibili variazioni di spessore dei fili di catodo, può essere considerato molto buono in rapporto alla lunghezza dei fili stessi.

La curva di efficienza di un'unità di rivelazione composta da 16 rivelatori LST è mostrata nella figura 2.38a: la dispersione dei valori sulla parte iniziale del diagramma riflette le differenze, dovute a dettagli costruttivi o a variazioni di composizione della miscela gassosa, esistenti fra gli elementi del campione di rivelatori collaudato.

Nella figura 2.38b è illustrato invece uno spettro di valori di carica elettrica ottenuto con la tensione prescelta per il funzionamento dei rivelatori LST: per una integrazione su un intervallo di tempo di 500 ns, il valor medio della carica raccolta è di circa 30 pC.

In base ai dati relativi agli elementi attivi che compongono il calorimetro HARGD, si prevede di ottenere una risoluzione per l'angolo azimutale inferiore a 1 mrad, nella misura delle coordinate dei punti delle traiettorie percorse da particelle cariche, e inferiore ai 3 mrad per quel che riguarda la localizzazione del punto di materializzazione dei raggi γ , mentre l'incertezza sull'angolo polare dovrebbe essere, in entrambi i casi, di circa 3 mrad.

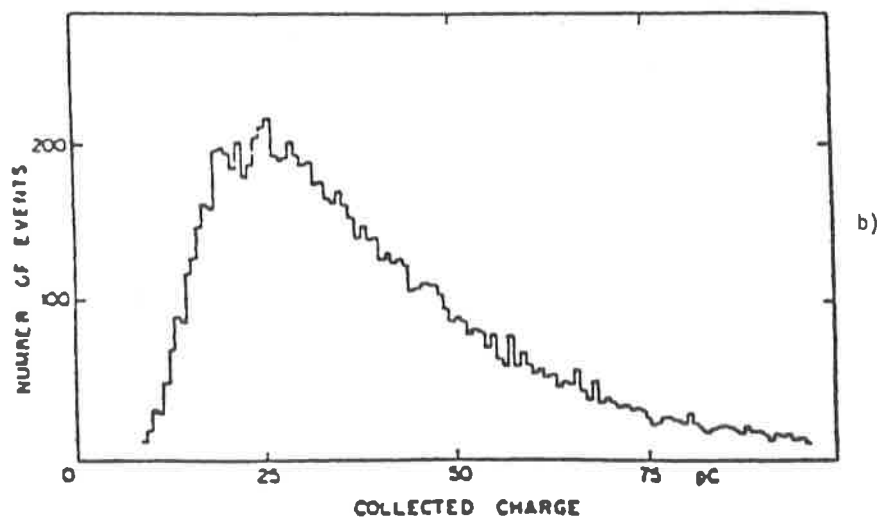
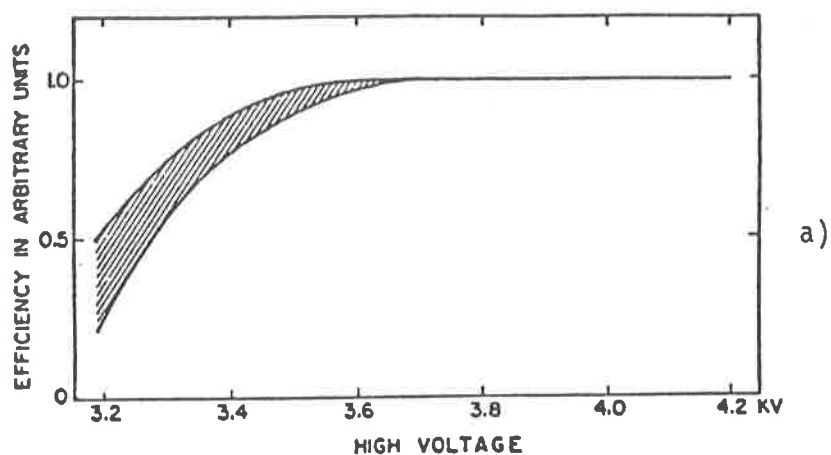


Fig. 2.38 Prestazioni misurate dei rivelatori LST: curva dell'efficienza di rivelazione, relativa a tutti i rivelatori collaudati, (a); esempio di spettro dei valori di carica, ottenibili con i rivelatori LST, (b).

Nella figura 2.39 sono illustrati alcuni risultati della simulazione al calcolatore del passaggio di raggi γ nel rivelatore. All'interno del calorimetro, uno sciame può arrivare ad attraversare lungo il suo cammino fino a 21 rivelatori PDT e 7 LST: grazie al gran numero di misure indipendenti della perdita di energia così realizzabili, si pensa di poter misurare accuratamente l'energia liberata dai fotoni incidenti ed inoltre si dovrebbe essere in grado di distinguere un singolo raggio γ da un mesone π neutro di alta energia, anche nel caso che quest'ultimo decada in volo, a patto però che le direzioni delle particelle emesse non formino un angolo superiore ai 20 mrad, che, come già detto, rappresenta il valore della segmentazione del rivelatore rispetto all'angolo azimutale. La risoluzione energetica che si pensa di ottenere nella rivelazione di un fotone singolo con il calorimetro è mostrata nella figura 2.40, mentre l'efficienza di rivelazione dovrebbe raggiungere il 70% intorno ai 100 MeV e il 100% oltre i 200 MeV.

L'angolo formato dalle direzioni con cui vengono emessi i raggi γ , derivante dal decadimento elettromagnetico di mesoni π neutri di ben determinata energia, segue una distribuzione jacobiana ed il suo valore minimo è dato dalla relazione:

$$\alpha_{\min} = 2 \arcsin (M/E)$$

dove M è la massa invariante della particella che decade ed E è la sua energia totale. L'energia di un mesone π neutro è dunque determinabile tramite l'angolo minimo di decadimento e l'errore che si commette è legato a quello con cui si misura quest'ultimo; infatti:

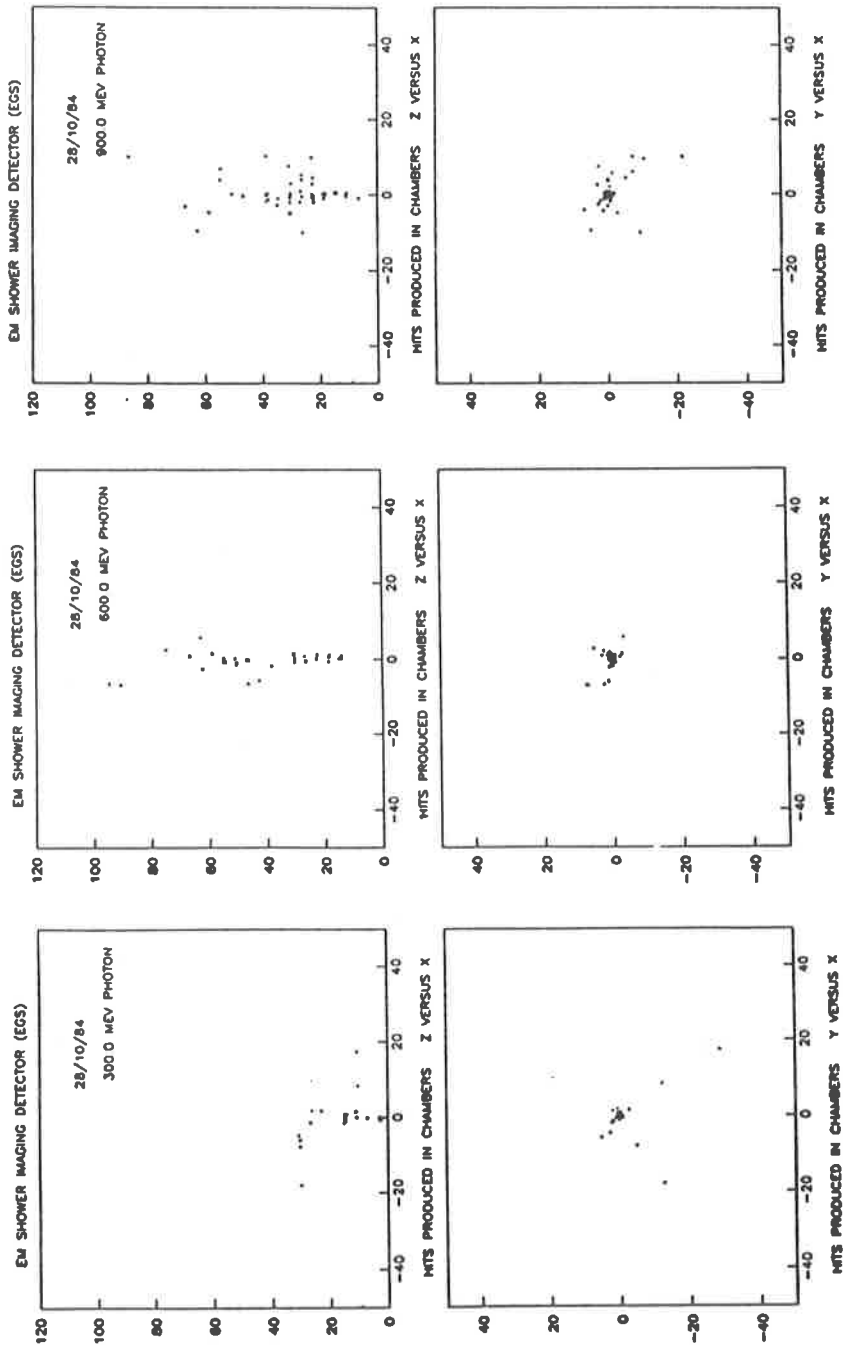


Fig. 2.39 Simulazione al calcolatore del passaggio di raggi γ allo interno del calorimetro HARGD, con conseguente produzione di sciame elettromagnetici: dei tre eventi sono presentate le viste longitudinale e trasversale.

$$\sigma_{\text{HARGD}}/E = 0.18/E^{1/2} \text{ (GeV)}$$

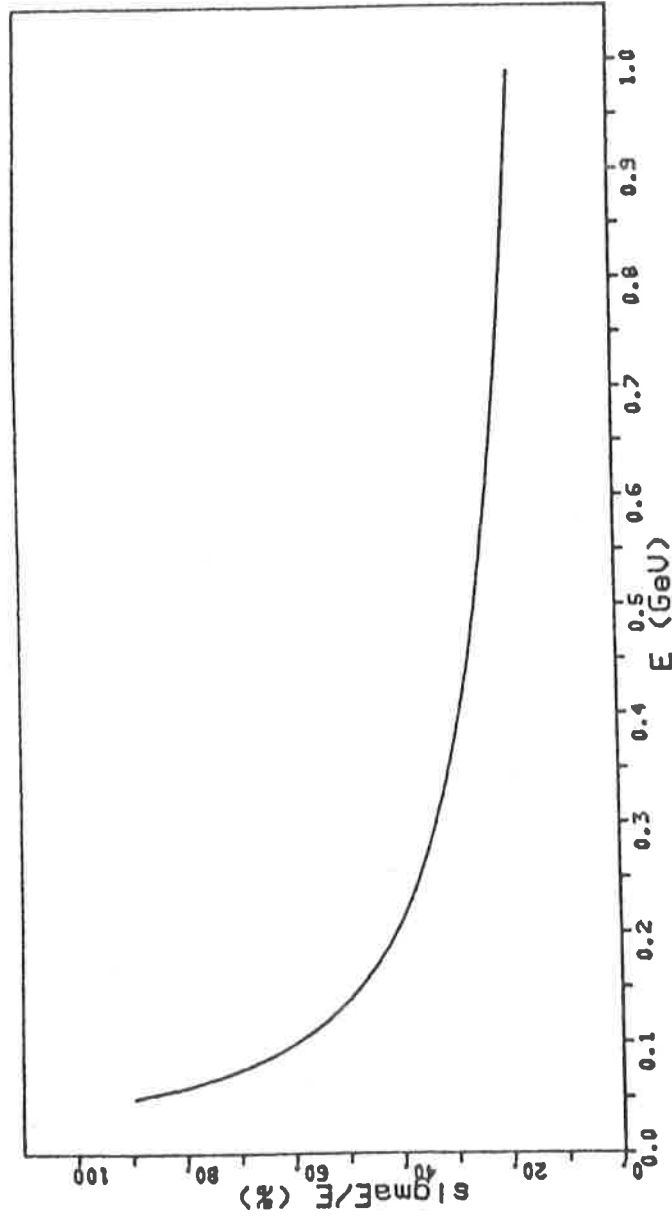


Fig. 2.40 Risoluzione energetica stimata per un fotone singolo che attraversa il rivelatore HARGD.

$$\Delta E/E = (p/2m) |\Delta\alpha| ,$$

dove E è l'energia totale, p l'impulso ed m la massa della particella che decade. Sostituendo nella relazione il valore previsto per la risoluzione angolare, con il rivelatore HARGD dovrebbe essere possibile ottenere, secondo il diagramma di figura 2.41, una risoluzione energetica per i mesoni π neutri dell'1%. Anche l'errore nella ricostruzione della massa invariante degli oggetti che decadono in due fotoni, la cui energia totale sia determinabile in base alla cinematica dell'evento, è legato alla precisione con cui si è in grado di misurare l'angolo di decadimento dalla relazione:

$$\sigma_M/M = (1/2) (p/M) \sigma_\alpha$$

L'incertezza con cui si pensa di determinare la massa invariante, in funzione del valore dell'impulso, è mostrata nella figura 2.42: ipotizzando un'incertezza sull'angolo di decadimento di 6 mrad, si ha errore sulla massa invariante che oscilla da 0 a 3 MeV, in corrispondenza di valori dell'impulso compresi fra 0 e 1.5 GeV/c.

Nella figura 2.43 sono riportati, infine, due diagrammi di Dalitz relativi alla reazione $J/\psi \rightarrow 3\gamma$, ottenuti con due rivelatori diversi: il primo Cristal Ball, caratterizzato da una buona risoluzione energetica, il secondo, DM2, con una discreta risoluzione angolare. Da un confronto dei risultati presentati appare chiaro un altro dei motivi che ha spinto a progettare per OBELIX un calorimetro con elevata risoluzione angolare.

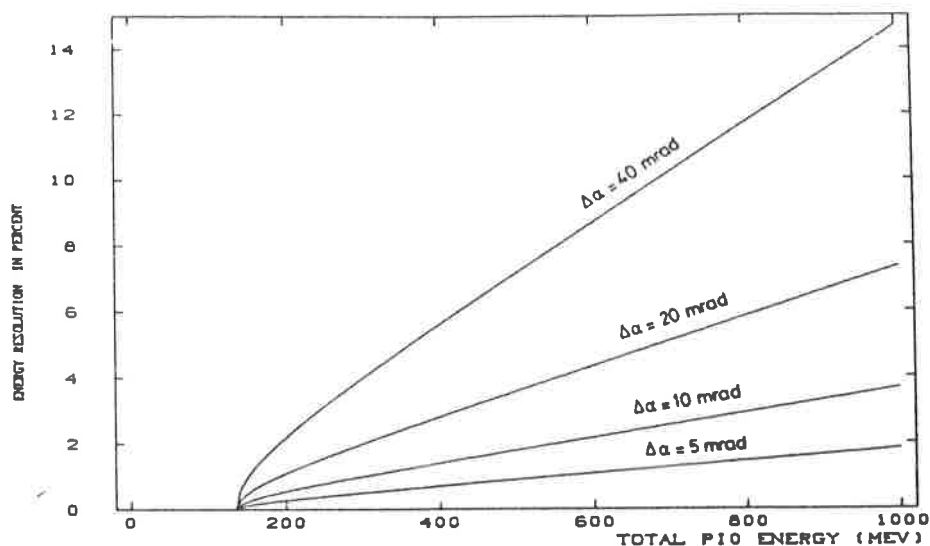


Fig. 2.41 Risoluzione energetica per mesoni π^0 , valutata in base alla determinazione sperimentale dell'angolo minimo di decadimento, α_{\min} .

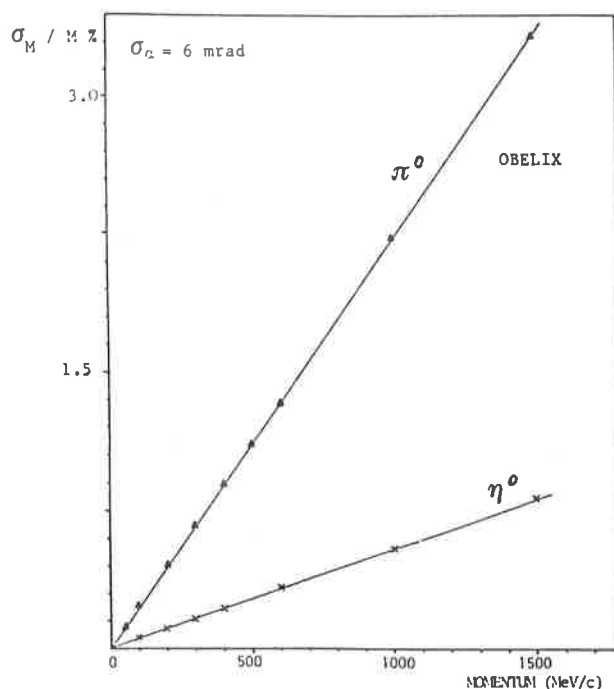


Fig. 2.42 Risoluzione nella determinazione della massa invariante di particelle che decadono in due fotoni, la cui energia sia misurabile in base al bilancio energetico della reazione.

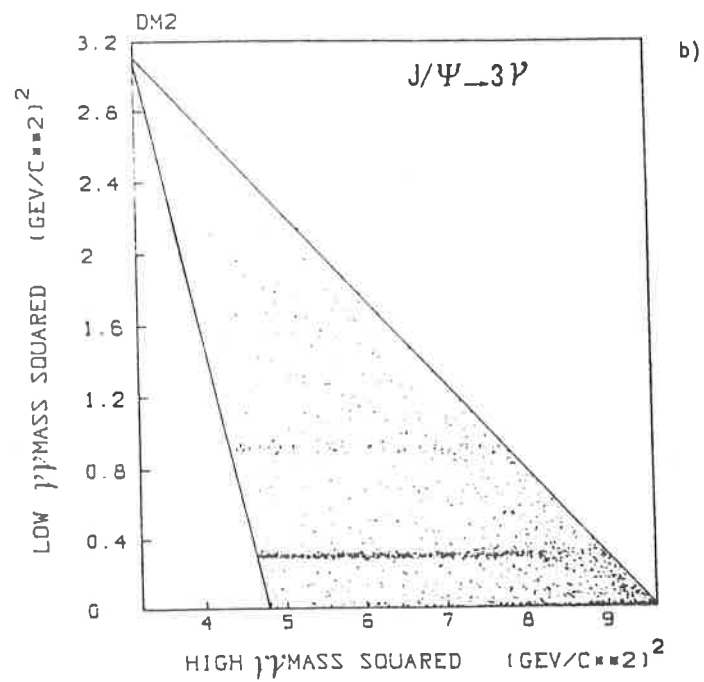
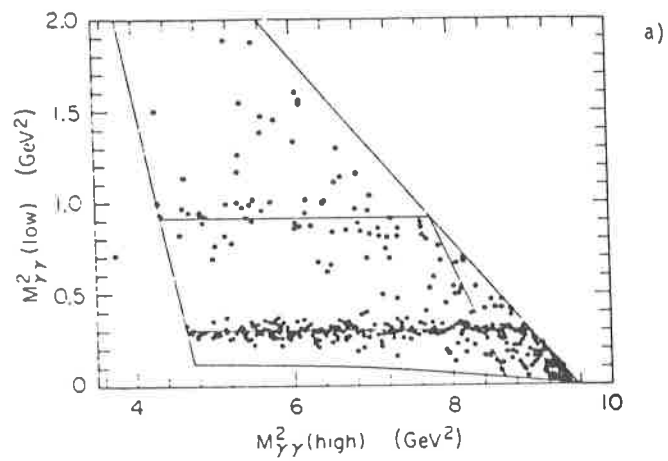


Fig. 2.43 Diagrammi di Dalitz relativi alla reazione $J/\psi \rightarrow 3\gamma$, ottenuti con i rivelatori Cristall Ball, (a), e DM2, (b).

2.3.6 I calorimetri HDSPC

Le camere a spirale a proiezione ad alta densità sono dei calorimetri per sciame elettromagnetici di nuova concezione. I due rivelatori sottendono un angolo solido pari al 12% di quello totale ciascuno e dovrebbero permettere la visualizzazione delle traiettorie seguite da particelle cariche e dei raggi γ o, per meglio dire, degli sciame di particelle da essi generati, emesse in direzione delle espansioni polari del magnete.

La struttura ed i principi di funzionamento dei rivelatori

Lo schema di un rivelatore HDSPC è illustrato nella figura 2.44a: si tratta di una camera SPC all'interno del cui volume sensibile è stato inserito un radiatore, mostrato in dettaglio nella figura 2.44b.

I principi di funzionamento sono gli stessi del rivelatore centrale SPC di OBELIX, per cui le camere HDSPC sono in grado di fornire un'immagine tridimensionale della ionizzazione provocata dal passaggio di particelle cariche nelle zone di deriva, delimitate dai dischi del radiatore.

Quest'ultimo è composto da 20 dischi equidistanti, montati su un cilindro metallico, il cui diametro interno è di 6 cm. I dischi, del diametro di 26 cm sono costituiti da piastre di piombo racchiuse fra due lamine di alluminio. Queste sono ricoperte da uno strato di araldite, su cui viene poi depositato un sottile strato di materiale altamente resistivo.

La spaziatura fra i dischi è realizzata tramite degli anelli metallici che assicurano il contatto elettrico fra il cilindro di supporto e lo strato di materiale resistivo e

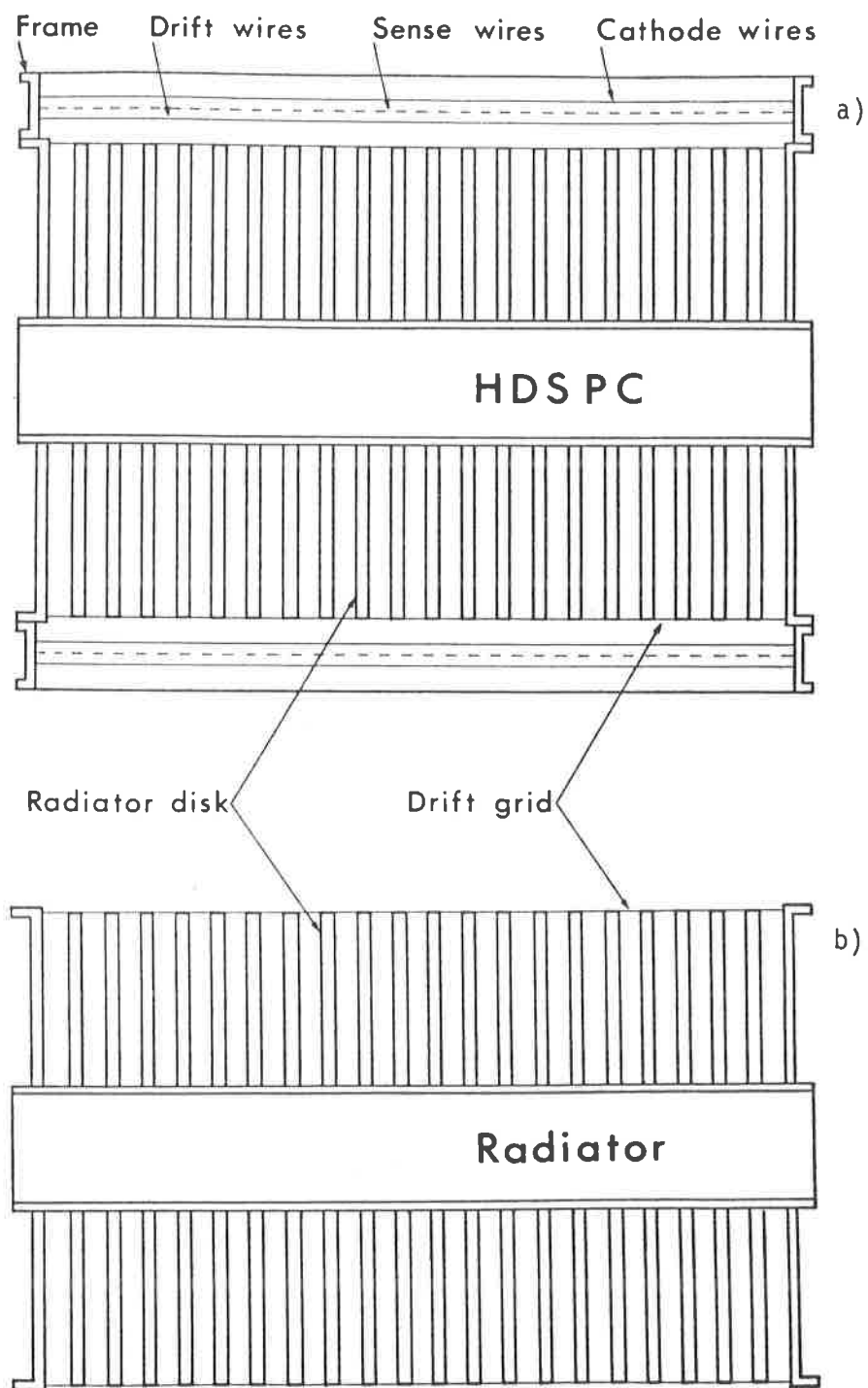


Fig. 2.44 Schema di un rivelatore HDSPC, (a), e del calorimetro inserito al suo interno.

rappresentano il catodo interno delle camere HDSPC. Si pensa di utilizzare delle piastre di piombo spesse 3 mm, equivalenti a circa 0.5 lunghezze di radiazione; tuttavia potrebbe rivelarsi utile l'impiego di piastre più spesse nella regione di contenimento dello sciame.

Una volta montati e fissati i dischi al tubo di sostegno, viene applicata ai loro bordi, tramite una colla conduttrice, una griglia, la cosiddetta griglia di deriva, realizzata con fili di rame del diametro di 100 μm , disposti parallelamente all'asse della camera: la struttura così ottenuta viene quindi inserita all'interno di una camera SPC.

Affinchè all'interno delle regioni di deriva sia presente un campo elettrico la cui intensità sia inversamente proporzionale alla distanza dal catodo interno, si ricorre allo stesso accorgimento adottato per la camera SPC, si applicano cioè opportuni valori di tensione negativi al tubo di supporto ed alla griglia di deriva, in modo tale che quest'ultima si venga a trovare ad un potenziale inferiore a quello del catodo interno: si genera così una corrente elettrica che fluendo lungo la superficie dei dischi radialmente verso l'esterno, incontra una resistenza inversamente proporzionale alla distanza percorsa, dando così origine ad un campo elettrico dalle caratteristiche volute.

Il sistema elettronico associato ai rivelatori.

Per la digitalizzazione dei segnali provenienti dai 90 fili per il rilevamento della posizione, montati ad una distanza di 15.5 cm dall'asse dei rivelatori e la cui

lunghezza è di 40 cm, verranno utilizzati dispositivi elettronici e tecniche di acquisizione dati analoghe a quelli descritti nel caso della camera SPC.

Le prestazioni dei calorimetri

Si ritiene che l'efficienza ottenibile con i rivelatori HDSPC nella rivelazione dei raggi γ possa essere del 70% per i fotoni con energia intorno ai 100 MeV e del 100% per quelli con energia superiore ai 200 MeV.

La precisione con cui si pensa di poter misurare il punto di materializzazione del fotone all'interno dei dischi del calorimetro è di 300 μm per la distanza dall'asse del rivelatore, di 25 mrad per l'angolo azimutale e di 1 cm per la coordinata z , il che significa avere una risoluzione angolare inferiore ai 2 mrad sull'angolo polare e di circa 25 mrad su quello azimutale, qualunque sia l'angolo di emissione del fotone.

L'errore percentuale nella determinazione dell'energia dei raggi γ incidenti dovrebbe essere dato dalla relazione:

$$\sigma_E/E = 18 E^{-\frac{1}{2}}$$

A causa della presenza del radiatore nel volume sensibile della camera, le particelle cariche subiranno numerose diffusioni con conseguenti perdite di energia. I calorimetri dovrebbero tuttavia permettere di ricostruire la loro traiettoria e quella delle particelle secondarie, emesse in seguito ad interazione con i dischi del radiatore, di campionare la loro perdita di energia e di misurare il range di quelle particelle che si fermano al loro interno.

Nella tabella seguente sono indicati i valori dell'impulso al di sotto dei quali le particelle cariche si arrestano all'interno del rivelatore, permettendo così la loro identificazione in base alla misura della perdita di energia e del cammino percorso.

	π^\pm	K^\pm	p
Impulso (MeV/c)	212	450	684
Energia cinetica (MeV)	114	174	223

Tabella 2.2

C A P I T O L O I I I

LA SIMULAZIONE AL CALCOLARE DEL SISTEMA PER LA MISURA DEI TEMPI DI VOLO

3.1 Introduzione

Come è ormai consuetudine in molti esperimenti di fisica, anche nel caso di OBELIX si è fatto ricorso alle tecniche di simulazione, basate sul cosiddetto metodo Monte Carlo, per lo studio e la messa a punto di alcune parti dell'apparato.

Nel caso specifico ci si è preoccupati di verificare l'effettiva possibilità di distinguere, in base ai valori misurati dei loro tempi di volo, protoni, mesoni π e mesoni K, e di misurare il loro impulso in base ai segnali derivanti dal sistema di rivelatori a scintillazione.

A questo proposito è stato scritto il programma PROBE avvalendosi della struttura di GEANT, uno dei più completi e versatili programmi di simulazione per eventi di fisica nucleare e subnucleare.

3.2 Il programma di simulazione GEANT

Il programma di simulazione GEANT è concepito in modo tale da poter essere facilmente adattato a ricreare le più diverse situazioni sperimentali e a simulare i principali tipi di rivelatori di particelle.

Le sue principali funzioni sono quelle di riprodurre un evento, calcolare la traiettoria delle particelle in esso prodotte, valutare il loro impulso e localizzare il vertice dell'interazione. A questo scopo il programma è

suddiviso in tre parti che, dal punto di vista della programmazione, sono del tutto indipendenti e i cui compiti sono:

- generazione casuale delle variabili cinematiche relative all'evento;
- tracciamento, in tre dimensioni, delle traiettorie seguite dalle particelle all'interno dell'apparato sperimentale simulato, con la possibilità di tener conto delle correzioni dovute alla perdita di energia, alla diffusione multipla, alla presenza di campo magnetico o al decadimento in volo delle particelle;
- calcolo delle coordinate delle intersezioni delle tracce con le parti sensibili dei rivelatori e trasformazione di queste coordinate in quantità digitalizzate che producano le informazioni che si avrebbero dai sistemi di acquisizione dati associati a ciascun rivelatore.

Non è obbligatorio fare eseguire tutti e tre questi stadi del programma contemporaneamente ed in successione: è infatti possibile arrestare l'esecuzione del programma a qualsiasi livello, memorizzare i risultati ottenuti fino a quel momento e riprendere l'elaborazione ad un livello successivo. Si può ad esempio, calcolare una volta per tutte un certo numero di traiettorie di particelle e poi studiare gli effetti dell'inefficienza dei rivelatori sui risultati dei programmi di ricostruzione. Oppure, anziché far generare casualmente le variabili cinematiche all'interno del programma, si possono utilizzare i dati relativi ad esperimenti reali od ottenuti con altri programmi di simulazione, ed analizzarli nei due successivi livelli di GEANT.

La filosofia seguita nella progettazione del pro-

gramma, al fine di raggiungere questo alto grado di flessibilità, è stata quella di basare la sua implementazione su tre serie di routines: attorno ad un nucleo di routine fisse, indipendenti dalla situazione sperimentale e non direttamente accessibili, è stata sviluppata una serie di subroutine definibili dall'operatore. Alcune di esse devono essere obbligatoriamente usate, in quanto servono a fornire al programma le informazioni necessarie alla descrizione dell'apparato sperimentale; altre sono opzionali e permettono all'operatore di plasmare il programma a seconda delle esigenze: in questo modo è possibile, ad esempio, scegliere la configurazione voluta per il campo magnetico in cui è immerso l'apparato sperimentale o determinare il rumore di fondo che si desidera introdurre, nonché regolare le comunicazioni fra il programma e l'ambiente esterno, programmando il numero ed il contenuto degli istogrammi e dei grafici desiderati.

Esiste, infine, una serie di subroutine accessorie che possono essere chiamate da quelle definite dall'operatore e realizzano compiti specifici di vario genere, come, ad esempio, il calcolo della perdita di energia per ionizzazione o la simulazione del decadimento in volo delle particelle, permettendo così di raffinare il livello della simulazione.

L'organizzazione in memoria dei risultati relativi ai diversi livelli del programma è realizzata mediante il sistema di gestione dinamica della memoria ZBOOK, che permette la creazione di banche-dati di lunghezza variabile ed offre gli strumenti necessari per una loro facile ricerca e manipolazione, permettendo così di presentare i dati in esse contenuti nel modo più idoneo alla loro lettura ed

analisi.

Salvo ove siano espressamente indicate, le unità di misura utilizzate nel seguito per le diverse grandezze fisiche sono: centimetri, nanosecondi, kilogauss, GeV, GeV/c, gradi.

3.3 LE FASI DELLA SIMULAZIONE

3.3.1 La scelta del sistema di riferimento e la mappa del campo magnetico

La scelta del sistema di riferimento da associare all'apparato di rivelazione è stata fatta tenendo presente le sue proprietà di simmetria e soprattutto quelle del campo magnetico generato dal magnete OAFM all'interno del volume occupato dai vari rivelatori. Si è infatti posta l'origine di un sistema di riferimento destrorso nel punto mediano della porzione dell'asse del magnete compresa fra le due espansioni polari, il cui asse z coincidesse e fosse orientato concordemente alla direzione di incidenza del fascio di particelle.

Si è già accennato alla possibilità di effettuare la simulazione riproducendo fedelmente la configurazione delle linee del campo magnetico in cui è immerso l'apparato sperimentale. Per fare ciò è stato necessario realizzare due programmi ausiliari: il primo ha permesso di introdurre nel calcolatore il valore delle componenti radiale ed assiale del campo, misurate in corrispondenza di diversi valori della distanza dall'asse del magnete e per valori positivi della coordinata z; il secondo aveva invece la funzione di organizzare i dati memorizzati in modo tale da renderne possibile la lettura da parte del programma

PROBE o, a seconda delle istruzioni selezionate dall'operatore, di disporli in forma tabulata, che è quella con cui sono presentati nell'appendice A.

Data la natura discreta della mappa, si è dovuto provvedere, al fine di consentire la valutazione degli effetti del campo magnetico sulla curvatura delle traiettorie, alla stesura di una subroutine che per ogni punto all'interno dell'apparato determinasse il punto della mappa ad esso più vicino e gli associasse il valore delle corrispondenti componenti del campo.

Si è infine prevista la possibilità di studiare il comportamento dell'apparato nel caso in cui il campo magnetico fosse uniforme e avesse un'intensità costante di 3 kilogauss.

3.3.2 La schematizzazione dell'apparato

La procedura di tracciamento richiede che l'apparato sia descritto in termini di mezzi materiali: questo significa che il volume, all'interno del quale si sviluppano le traiettorie delle particelle, deve essere considerato come la giustapposizione di diverse regioni dai confini ben definiti e caratterizzate da proprietà fisiche uniformi, le quali influenzano localmente l'andamento delle traiettorie, contribuendo, ad esempio, in modo diverso alla diffusione multipla delle particelle.

E' stata quindi scritta una subroutine che ha permesso di specificare, per ciascuna parte in cui si è deciso di suddividere l'apparato, il numero d'ordine tramite il quale sarebbe stata identificata, le dimensioni, il materiale di cui è costituita e la presenza o l'assenza del

campo magnetico al suo interno. E' stato poi necessario definire, a seconda delle caratteristiche e dell'estensione di ciascun mezzo, una serie di parametri, comprendente la precisione con cui si desidera siano valutate le intersezioni delle traiettorie con i confini, le frequenze minima e massima di campionamento dei punti lungo la traiettoria, la distanza, misurata a partire dalla posizione dell'ultimo punto campionato, alla quale deve essere cercato un eventuale mezzo confinante e le frequenze con cui, rispettivamente, memorizzare nelle banche-dati le coordinate dei punti delle traiettorie, valutare la perdita di energia delle particelle e gli effetti sulla traiettoria dovuti alla diffusione multipla. In questo modo si è potuto evitare, ad esempio, di far calcolare al programma le deviazioni dalla linea di volo, imputabili al processo di diffusione, che le particelle subiscono quando attraversano la sottilissima pellicola di mylar, permettendo così di aumentare la velocità di elaborazione.

Lo schema secondo il quale è stato suddiviso l'apparato è illustrato nelle figure 3.1÷3.3, mentre il quadro riassuntivo dei parametri relativi a ciascun mezzo è riportato nella tabella 3.1. Come si può vedere sono stati considerati i problemi derivanti dalla presenza di una "zona morta", rappresentata dalle espansioni polari del magnete, nel volume compreso fra i due strati di scintillatori, che limita l'accettazione di quello più esterno.

Molti dei materiali di cui sono composte le varie parti dell'apparato non erano previsti dalla configurazione base del programma GEANT. Si è quindi reso necessario programmare una subroutine che permettesse di definire le

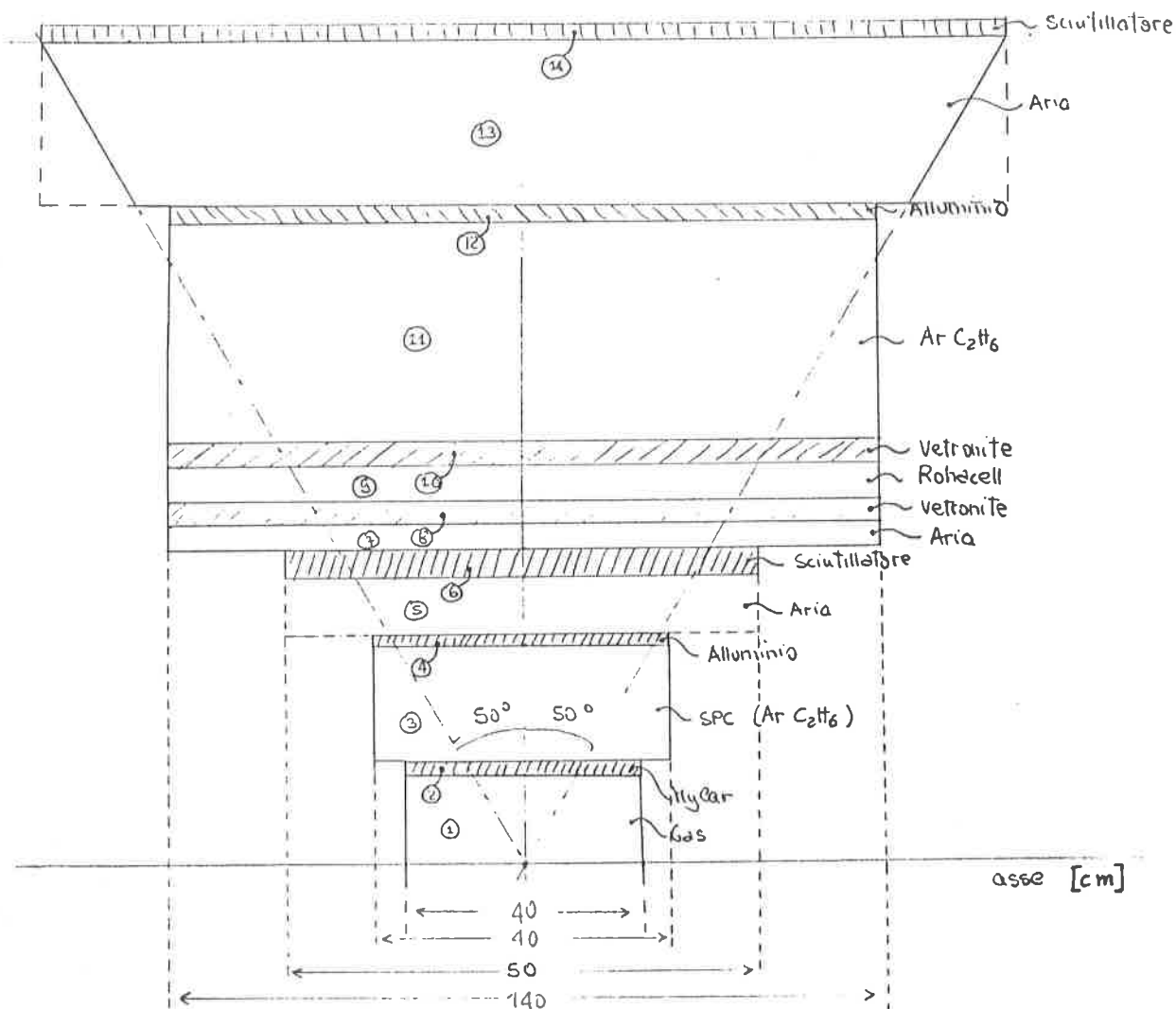
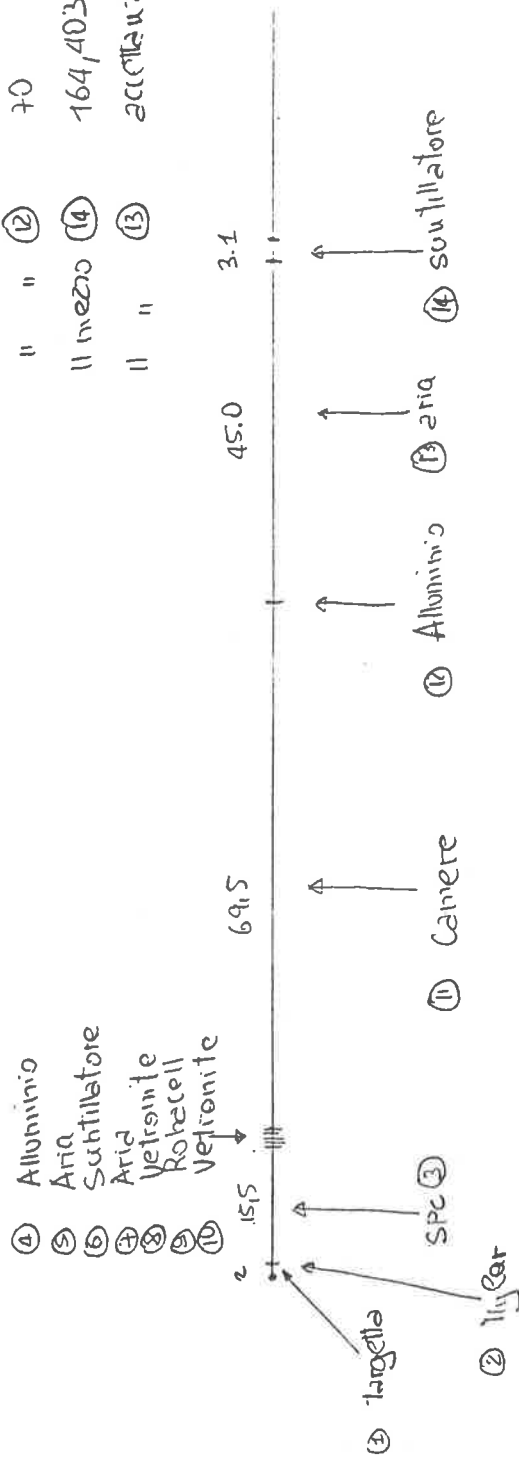


Fig. 3.1 Sezione longitudinale dell'apparato di rivelazione OBELIX schematizzato.

Semi Lunghezze: Fino a ④ 20
 Fino a ⑥ 25
 " " ⑫ 70
 Il mezzo ⑭ 164,4031
 " " ⑬ acciugate $|z| < R * \text{tg}(50^\circ)$



Semi lunghezza scintillatore esterno

$$\text{Tang}(50^\circ) \times (137,9506 - 3,1) = 160,7087$$

Fig. 3.2 Lunghezze, (cm), assunte per le componenti in cui è stato suddiviso l'apparato di rivelazione OBELIX.

Spessori
[cm]

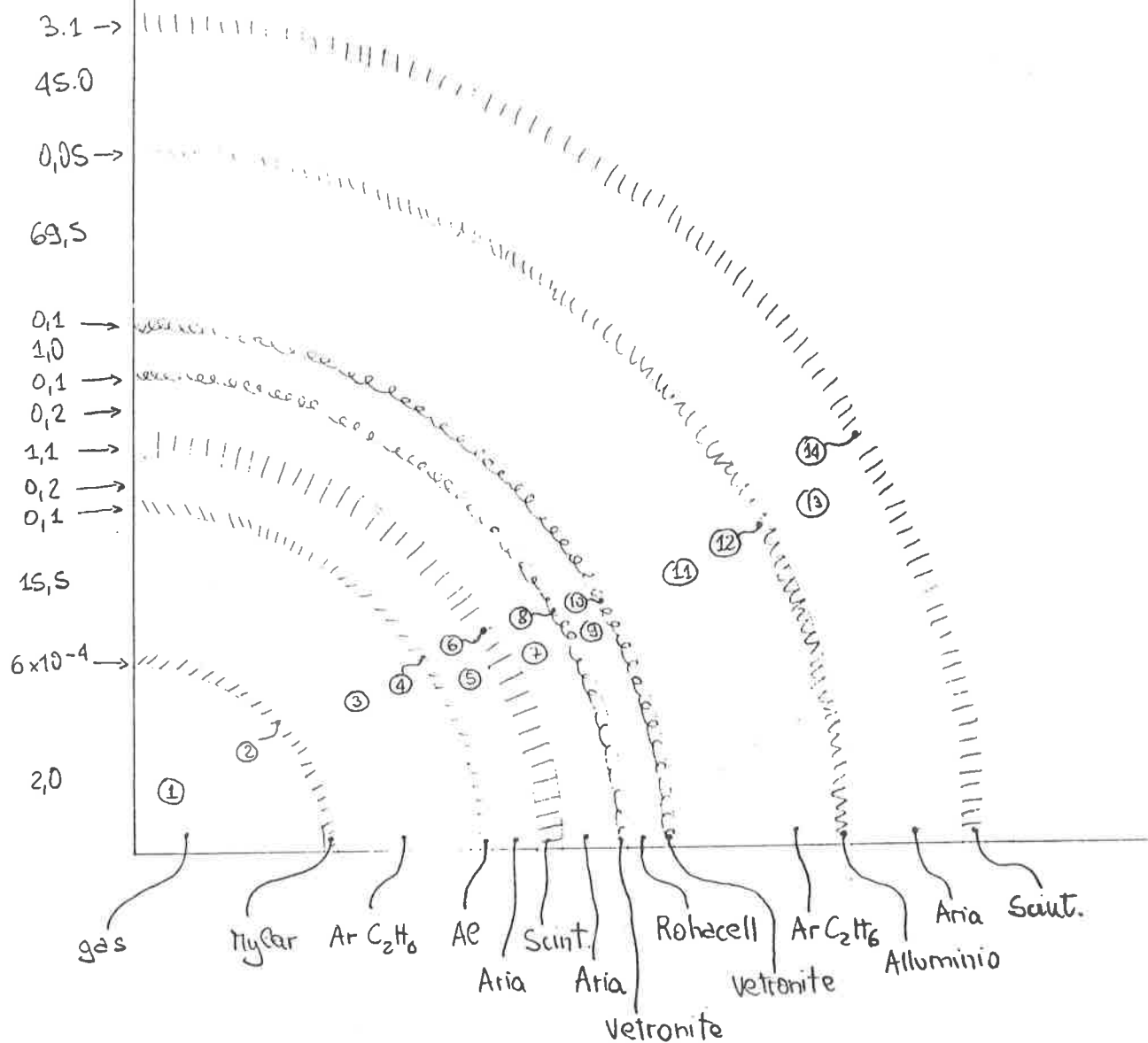


Fig. 3.3 Sezione trasversale dell'apparato di rivelazione OBELIX schematizzato.

MEDIUM	MATERIAL	FIELD	EPSIL	STAIN	STMAX	TRACKING MEDIA	STMED	STJAN	STLJS	STML USER DATA	WRDS
1	GAS TARGET	33	1	0.000	20.000	20.000	20.000	5.000	2.000	2.000	2.000
2	MYLAR CHAMBER	33	1	0.000	20.000	20.000	20.000	1.000	2.000	2.000	2.000
3	SPIRAL ALUMINIUM	33	1	0.000	20.000	20.000	20.000	5.000	2.000	2.000	2.000
4	FIRST AIR GAP	13	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.020	0.020	0.020
5	FIRST BARRIL	35	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.100	0.100	0.100
6	SECOND AIR GAP	17	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.200	0.200	0.200
7	NEUTRONITE 1ST SHIELD	37	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.020	0.020	0.020
8	NEUTRONITE 2ND SHIELD	37	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	1.000	1.000	1.000
9	ALUMINIUM CHAMBERS	33	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.020	0.020	0.020
10	FABRIUM CHAMBERS	33	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.020	0.020	0.020
11	CHAMBER ALUMINIUM	33	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.020	0.020	0.020
12	CHAMBER ALUMINIUM	33	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.020	0.020	0.020
13	CHAMBER ALUMINIUM	33	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.020	0.020	0.020
14	SECOND BARRIL	33	1	0.010	20.000	20.000	20.000	5.000	0.200	0.200	0.200

Tab. 3.1 Elenco dei mezzi materiali in cui è stato suddiviso l'apparato di rivelazione OBELIX e dei relativi parametri.

costanti fisiche relative ai nuovi materiali, il cui elenco, comprendente quelli originari, è riportato nella tabella 3.2.

3.3.3 L'organizzazione dei risultati

La struttura data ai tabulati che contengono i risultati relativi alle diverse simulazioni prevede che ciascuno di essi inizi con l'elenco delle schede di controllo che hanno regolato l'esecuzione del programma, secondo la volontà dell'operatore. Non sono state utilizzate tutte le opzioni offerte dalla configurazione base del programma GEANT ed è stato anzi necessario definire un certo numero di schede di controllo aggiuntive per poter ottenere dal programma PROBE risposte relative a problemi particolari.

L'elenco delle schede di controllo, utilizzate in ciascuna simulazione, inizia con la scheda LIST, la cui presenza determina la stampa dell'elenco stesso, che si conclude con la scheda END, il cui riconoscimento da parte del programma permette l'inizio dell'elaborazione. Per quel che riguarda la simulazione dell'evento sono state definite quattro schede di controllo: GAST(ARGET), PART(ICLE), GENE(RATION) e SPET(TRUM). La prima permette di decidere quale gas costituisce il bersaglio, indicando il numero ad esso corrispondente secondo la tabella 3.2. Anche il tipo di particella che si desidera venga emessa in seguito all'interazione simulata può essere scelto indicando nella scheda PART(ICLE) il numero con cui viene identificata nella tabella 3.3. La scheda GENE(RATION) consente di definire la semilunghezza del bersaglio ed i limiti inferiore e superiore del campo di variabilità de-

MATERIAL	OPTIONS	A	Z	DENSITY	RADIAT L	ABSORP L	USER DATA	MURKS
1 HYDROGEN	0	1.013	1.000	0.071	0.990E+03	0.790E+03		
2 DEUTERIUM	0	2.013	1.000	0.115	0.764E+03	0.342E+03		
3 HELIUM	0	4.003	2.000	0.125	0.755E+03	0.478E+03		
4 LITHIUM	0	6.940	3.000	0.534	0.121E+03	0.367E+03		
5 BERYLLIUM	0	9.010	4.000	1.818	0.353E+02	0.499E+02		
6 CARBON	0	12.010	6.000	1.550	0.270E+02	0.994E+02		
7 NITROGEN	0	14.010	7.000	0.803	0.240E+02	0.749E+02		
8 NEON	0	20.179	10.000	1.200	0.390E+01	0.372E+02		
9 ALUMINIUM	0	25.979	13.000	2.700	0.176E+01	0.171E+02		
10 IRON	0	55.845	26.000	7.870	0.143E+01	0.138E+02		
11 COPPER	0	63.546	29.000	8.930	0.150E+00	0.139E+02		
12 ZINC	0	70.921	32.000	11.350	0.560E+00	0.135E+02		
13 TIN	0	118.710	32.000	11.350	0.320E+00	0.129E+02		
14 LEAD	0	207.190	37.000	11.350	0.320E+00	0.129E+02		
15 URANIUM	0	238.029	19.000	19.000	0.100E+17	0.100E+17		
16 PLUTONIUM	0	239.046	19.000	19.000	0.100E+17	0.100E+17		
17 ALUMIUM	0	1.003	1.000	0.000	0.753E+05	0.533E+05		
18 HYDROGEN GAS	0	1.003	1.000	0.000	0.753E+05	0.533E+05		
19 HELIUM GAS	0	2.013	1.000	0.000	0.563E+05	0.430E+05		
20 HELIUM 3 GAS	0	3.023	2.000	0.000	0.563E+05	0.430E+05		
21 HELIUM 4 GAS	0	4.003	2.000	0.000	0.563E+05	0.430E+05		
22 NEUTRON GAS	0	1.000	1.000	1.000	0.422E+02	0.665E+02		
23 SCINTILLATOR	0	11.150	5.600	1.032	0.422E+02	0.665E+02		
24 MYLAR	0	12.170	5.600	1.390	0.213E+02	0.531E+02		
25 VEPCONITE	0	15.700	7.600	1.740	0.213E+02	0.531E+02		
26 POLYETHYLENE	0	27.100	1.600	0.001	0.193E+03	0.000E+00		

Tab. 3.2 Elenco dei materiali di cui sono costituite le componenti dell'apparato di rivelazione OBELIX e delle relative costanti fisiche.

TYPE	OPTIONS	MASS	CHARGE	PARTICLE TYPE	LIFE TIME	USER DATA	WORDS
1	GAMMA	0.0000E+00	0.	0.	100000E+16		
2	POSITRON	0.5110E-03	-1.	0.	100000E+16		
3	ELECTRON	0.0000E+00	0.	0.	100000E+16		
4	MUON +	0.1057E+00	-1.	0.	21971E-05		
5	MUON 0	0.1057E+00	0.	0.	33000E-16		
6	PION +	0.1366E+00	-1.	0.	26030E-07		
7	PION 0	0.1366E+00	0.	0.	51830E-07		
8	KALON +	0.4937E+00	-1.	0.	12371E-07		
9	KALON 0	0.4937E+00	0.	0.	12371E-07		
10	KALON -	0.4937E+00	-1.	0.	12371E-07		
11	KALON +	0.9396E+00	0.	0.	10000E+16		
12	KAUTRON	0.9396E+00	-1.	0.	10000E+16		
13	PROTON	0.9396E+00	0.	0.	10000E+16		
14	NEUTRON	0.9396E+00	-1.	0.	10000E+16		
15	PION +	0.1366E+00	0.	0.	3230E-16		
16	PION 0	0.1366E+00	0.	0.	7950E-16		
17	PION -	0.1366E+00	-1.	0.	7950E-16		
18	LALON +	0.1152E+01	0.	0.	2520E-09		
19	LALON 0	0.1152E+01	0.	0.	3000E-10		
20	LALON -	0.1152E+01	-1.	0.	3000E-10		
21	SILON +	0.1137E+01	0.	0.	3200E-10		
22	SILON 0	0.1137E+01	-1.	0.	14820E-09		
23	SILON -	0.1137E+01	0.	0.	2900E-09		
24	XI +	0.1314E+01	-1.	0.	16410E-09		
25	XI 0	0.1314E+01	0.	0.	31900E-09		
26	XI -	0.1314E+01	-1.	0.	3230E-10		
27	CAUTRON	0.9396E+00	0.	0.	6620E-09		
28	ANTIPROTON	0.9396E+00	-1.	0.	6620E-09		
29	ANTINEUTRON	0.9396E+00	-1.	0.	3300E-10		
30	ANTISILON +	0.1137E+01	0.	0.	1430E-09		
31	ANTISILON 0	0.1137E+01	0.	0.	2900E-09		
32	ANTISILON -	0.1137E+01	-1.	0.	2900E-09		
33	ANTIXI +	0.1314E+01	0.	0.	16410E-09		
34	ANTIXI 0	0.1314E+01	0.	0.	31900E-09		
35	ANTIXI -	0.1314E+01	-1.	0.	31900E-09		
36	ANTIKALON +	0.4937E+00	0.	0.	16410E-09		
37	ANTIKALON 0	0.4937E+00	0.	0.	31900E-09		
38	ANTIKALON -	0.4937E+00	-1.	0.	31900E-09		
39	ANTILALON +	0.1152E+01	0.	0.	16410E-09		
40	ANTILALON 0	0.1152E+01	0.	0.	31900E-09		
41	ANTILALON -	0.1152E+01	-1.	0.	31900E-09		

Tab. 3.3 Elenco delle particelle riconosciute dal programma di simulazione GEANT e delle relative costanti fisiche.

agli angoli polare ed azimutale di emissione, nonché dell'impulso delle particelle generate, nell'ipotesi che per quest'ultimo si scelga una distribuzione uniforme. E' possibile infatti utilizzare in alternativa le distribuzioni di impulso per protoni, mesoni K e mesoni π , ottenute interpolando i dati relativi ai processi di annichilazione di antiprotoni su bersagli di idrogeno ed illustrate, rispettivamente, nelle figure 3.4÷3.6. A questo scopo è sufficiente indicare nella scheda SPET(TRUM) i numeri 1,2 o 3, rispettivamente, mentre il numero 0 corrisponde alla distribuzione uniforme.

E' stata prevista l'eventualità che l'operatore ometta accidentalmente queste schede di controllo, in questo caso l'esecuzione del programma non si interrompe e si è fatto in modo che venga assunta per il bersaglio, costituito da ^4He allo stato gassoso, una semilunghezza di 20 cm e che le particelle, protoni, possano essere emesse con angoli polare e azimutale compresi, rispettivamente, fra 0° e 90° e 0° e 360° e con impulso uniformemente distribuito fra 0.1 e 1.0 GeV/c.

Il numero di eventi che si desidera simulare viene invece indicato per mezzo della scheda TRIG(GERS). Sulla scheda DEBU(G) vengono indicati il numero d'ordine del primo e dell'ultimo evento di cui si vogliono stampare le banche-dati contenenti i dati relativi agli argomenti specificati nella scheda SWIT(CH) con una serie di numeri 1 e 0. I quattro argomenti selezionabili sono la cinematica dell'evento, le traiettorie delle particelle, le intersezioni delle traiettorie con i rivelatori e la trasformazione delle coordinate di queste intersezioni in in-

PROTONS' MOMENTUM DISTRIBUTION (GeV/c)

DATE 29/05/80

NO = 2

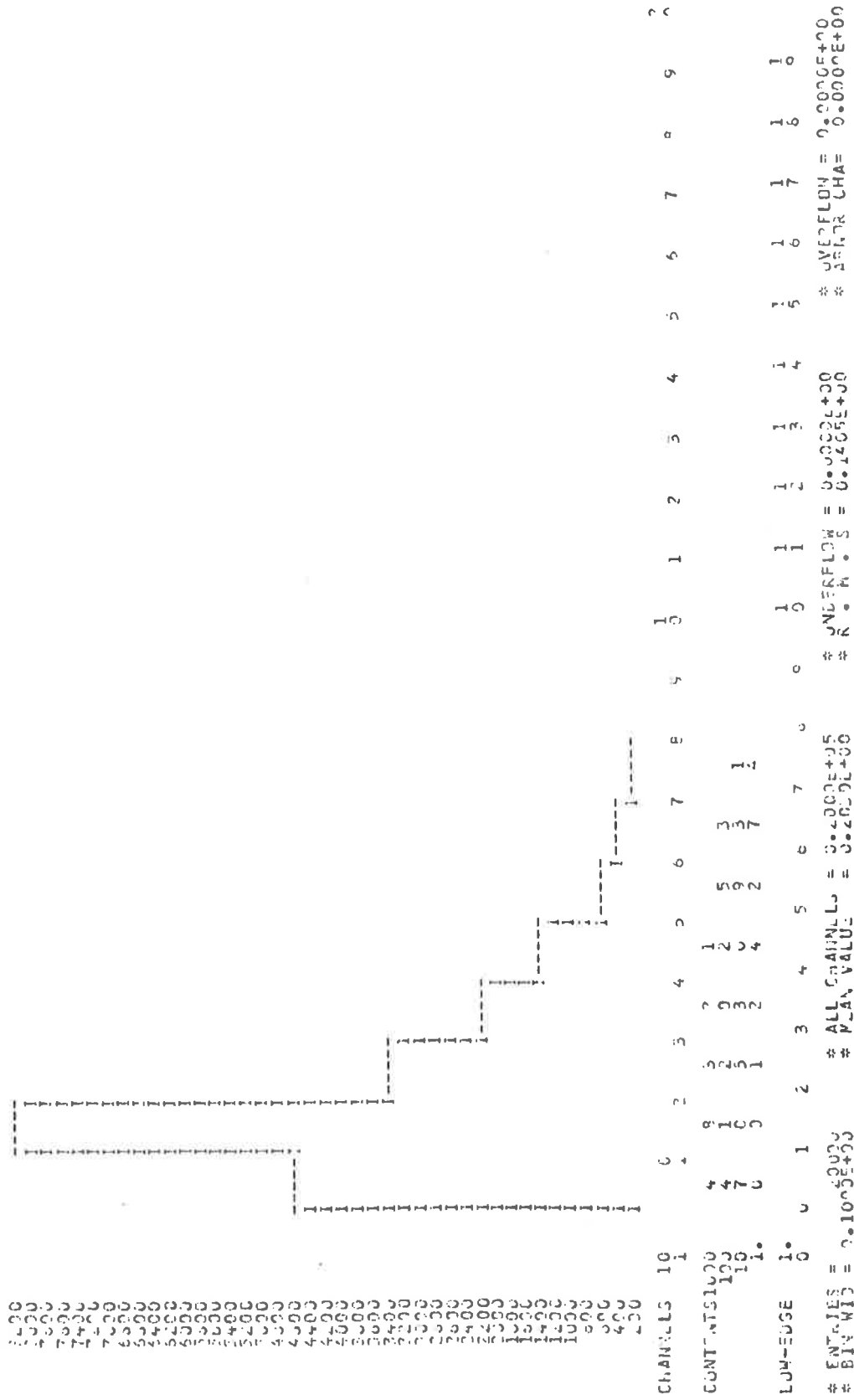


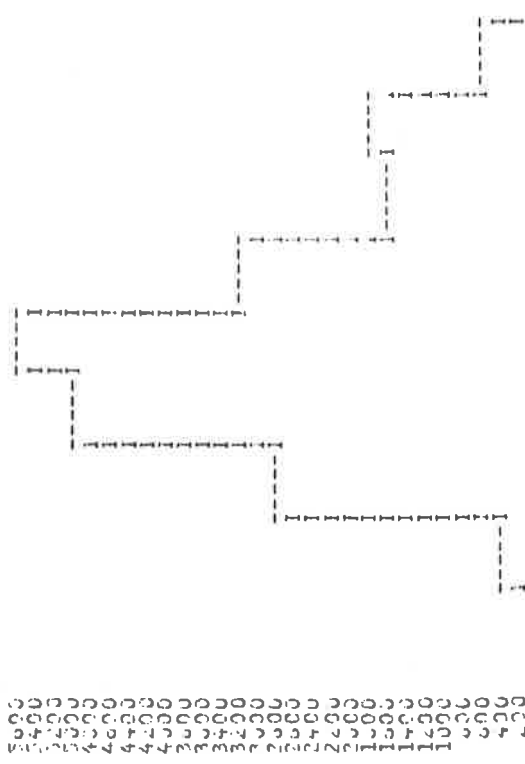
Fig. 3.4 Distribuzione dell'impulso iniziale, (GeV/c), dei protoni, utilizzata nella simulazione.

MESONS' MOMENTUM DISTRIBUTION (Gev/c)

PLUCK ID = 1002

DATE 25/05/80

NR = 2



```

CHANNELS 10 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20
COUNTS 100 200 300 400 500 600 700 800 900 1000 1100 1200 1300 1400 1500 1600 1700 1800 1900 2000
LUM-EDGE 1. 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19
# ENTRIES = 0.1000000000 # ALL CHANNELS = 0.5000000000 # UNDERFLOW = 0.0000000000 # OVERFLOW = 0.0000000000
# BIN WID = 0.1000000000 # PLAN. VALU = 0.5000000000 # K. E. = 0.0 # AKR. CHA = 0.0000000000

```

Fig. 3.5 Distribuzione dell'impulso iniziale, (Gev/c), dei mesoni k, utilizzata nella simulazione.

PIONS* MOMENTUM DISTRIBUTION (GEV/C) NO = 2
 #BOOK ID = 1002 DATE 07/31/70

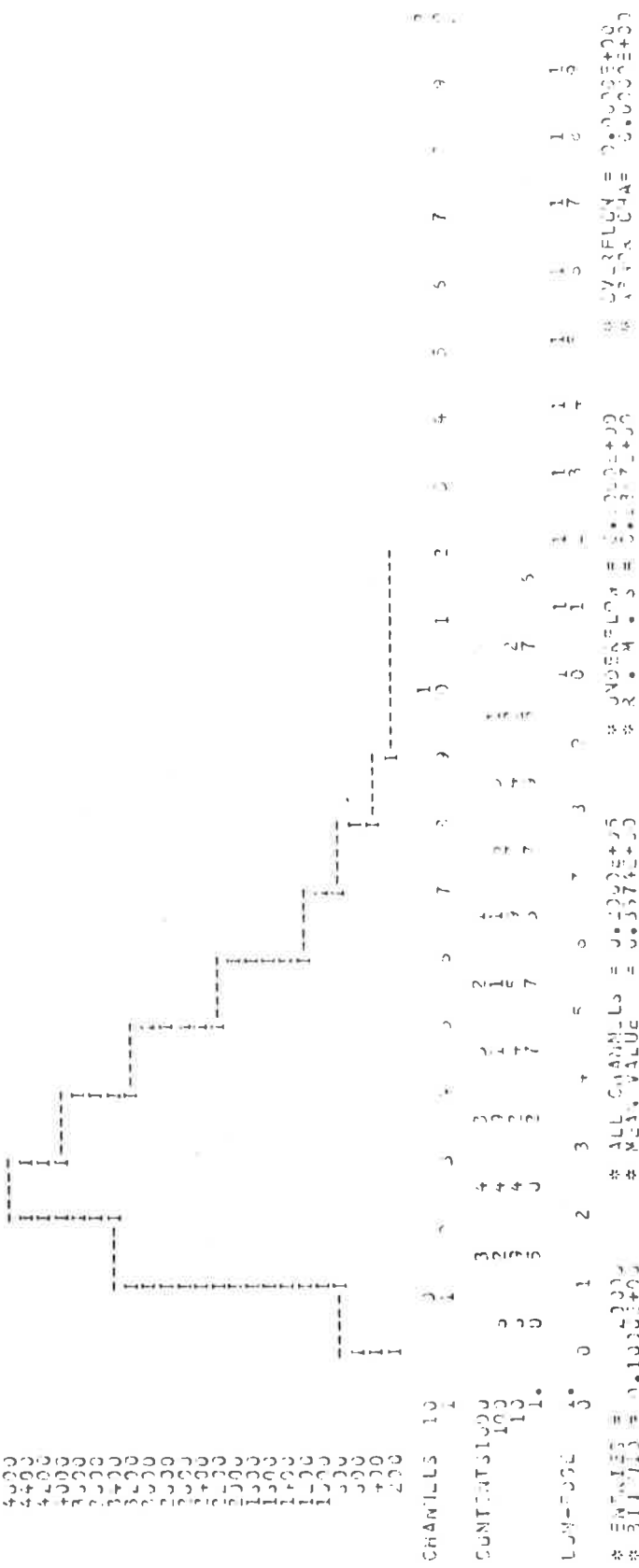
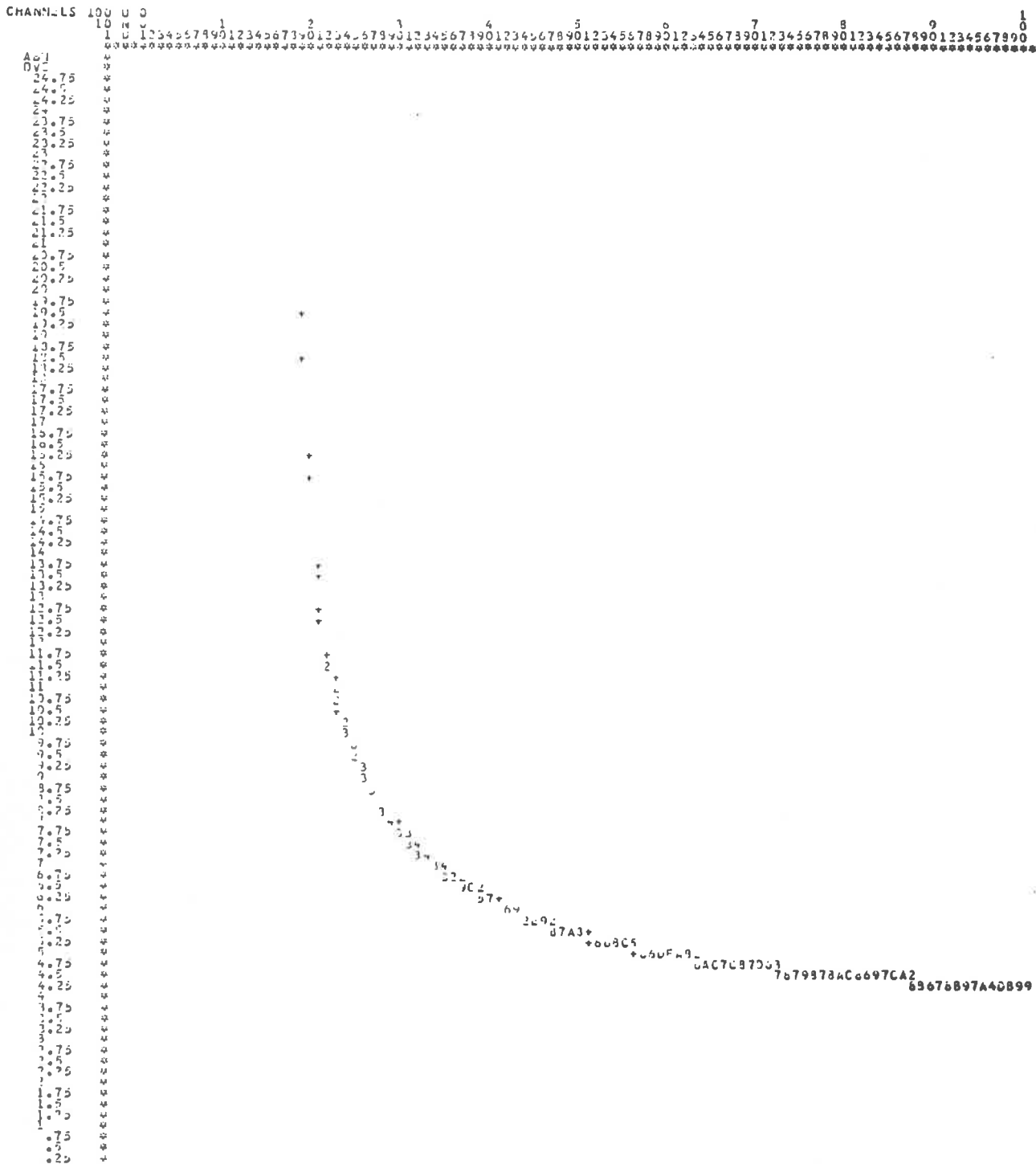


Fig. 3.6 Distribuzione dell'impulso iniziale, (GeV/c), dei mesoni π , utilizzata nella simulazione.

formazioni digitali,riproducenti i segnali che verrebbero forniti dai dispositivi elettronici associati ai vari rivelatori.

La scheda KINE(MATIC) provvede a fare in modo che vengano generate casualmente le variabili cinematiche dell'evento, nel rispetto di quanto specificato nelle schede GENE(RATION) e SPET(TRUM) .

La procedura di tracciamento delle traiettorie,con conseguente memorizzazione dei dati, viene attivata dalla scheda TRAC(KING) . Con la scheda BOUN(DARY) si ottiene inoltre il calcolo e la memorizzazione delle coordinate dei punti in cui le particelle attraversano il confine di separazione fra due dei mezzi in cui è suddiviso l'apparato, mentre con la scheda TURN si stabilisce dopo quanti cambiamenti di segno delle tre componenti dell'impulso di una particella deve essere interrotto il tracciamento. Sempre in relazione alla fase di calcolo delle traiettorie sono stati definite tre schede di controllo: NODE(CAY), NOMU(LTSC) e NOFI(ELD). La prima fa in modo che non vengano determinate le traiettorie delle particelle secondarie emesse in eventuali decadimenti in volo delle particelle instabili, mentre l'azione delle altre è quella di evitare che nel calcolo delle traiettorie vengano tenuti in conto gli effetti dovuti, rispettivamente, alla diffusione multipla e alla presenza del campo magnetico. La presenza contemporanea di queste tre schede di controllo fa sì che le traiettorie delle particelle risultino rettilinee. E' stato così possibile ottenere le curve dei tempi di volo minimi in funzione dell'impulso, illustrate nelle figure 3.7÷3.9 per particelle, con impulso uniformemen-



UNO

LLW-CVC

```

* *****
*  STATISTICAL ANALYSIS
*  *****
*  MEAN VALUE: 1.030
*  STANDARD DEVIATION: 0.040
*  PLOT STATISTICS:
  
```

Fig. 3.8 Tempi di volo minimi, (ns), in funzione dell'impulso, (GeV/c), per mesoni k⁻ emessi radialmente nell'apparato e con impulso uniformemente distribuito fra 0.1 GeV/c e 1.0 GeV/c.

TOT (NSEC) VERSUS MOMENTUM (GEV/C)

HEADR ID = 3001

DATE 29/04/80

NO = 10

CHANNELS 100 0.1 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10

AVG

0.1

24.75

24.5

24.25

24.0

23.75

23.5

23.25

23.0

22.75

22.5

22.25

22.0

21.75

21.5

21.25

21.0

20.75

20.5

20.25

20.0

19.75

19.5

19.25

19.0

18.75

18.5

18.25

18.0

17.75

17.5

17.25

17.0

16.75

16.5

16.25

16.0

15.75

15.5

15.25

15.0

14.75

14.5

14.25

14.0

13.75

13.5

13.25

13.0

12.75

12.5

12.25

12.0

11.75

11.5

11.25

11.0

10.75

10.5

10.25

10.0

9.75

9.5

9.25

9.0

8.75

8.5

8.25

8.0

7.75

7.5

7.25

7.0

6.75

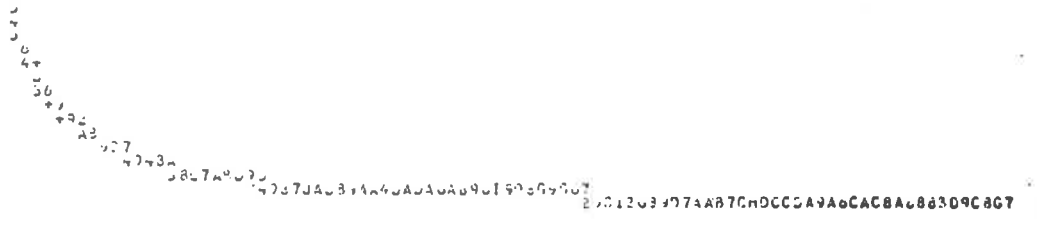
6.5

6.25

6.0

5.75

5.5



UND

LUH=C0C0

* STATISTICS

* STATISTICS

* STATISTICS

PLDT
STATISTIC

Fig. 3.9 Tempi di volo minimi, (ns), in funzione dell'impulso, (GeV/c), per mesoni π^+ emessi radialmente nell'apparato e con impulso uniformemente distribuito fra 0.1 GeV/c e 1.0 GeV/c.

te distribuito fra 0.1 GeV/c e 1.0 GeV/c, emesse con angolo polare uguale a 90° e nella ipotesi di un bersaglio puntiforme, posto nel centro dell'apparato.

La scheda GRAD, infine, permette di definire il gradiente massimo del campo magnetico fra due punti successivi lungo le traiettorie delle particelle, che, se non specificato, viene assunto pari a 0.1 kilogauss. La parte riguardante la visualizzazione grafica degli eventi viene controllata dalle schede DISP(LAY), SPEC(TRO LIMITS), e PLOT. La prima predispone la visualizzazione degli eventi simulati in grafici bidimensionali. Su di essa sono anche indicati uno o più codici numerici di due cifre che permettono di scegliere quali viste dell'evento si desidera ottenere: la prima cifra del codice corrisponde infatti all'asse verticale del grafico e la seconda a quello orizzontale, secondo gli accoppiamenti asse $x=1$, asse $y=2$, asse $z=3$. I limiti dei campi di variabilità lungo i tre assi coordinati del sistema di riferimento sono definiti tramite la scheda SPEC(TRO LIMITS), mentre la scheda PLOT permette di selezionare il gruppo di eventi simulati di cui si vuole ottenere la ricostruzione grafica.

Il calcolo dei punti di intersezione fra le traiettorie ed i rivelatori a scintillazione, che vengono definiti tramite la scheda SETS(IDENTIFIER), è ottenuto grazie alla presenza della scheda HITS.

E' stata poi definita la scheda FWHM(SCINT) che permette di introdurre l'incertezza da cui si pensa saranno affette nella realtà le misure sperimentali dei tempi di volo, stimata in 0.5 ns.

Con la scheda TEST è possibile far stampare, con la frequenza voluta, le due metà del numero utilizzato come

generatore della sequenza di variabili casuali relative agli eventi, mentre la scheda RNDM consente di indicare quale deve essere il numero generatore della sequenza: questo permette di riottenere, in una successiva simulazione, solo gli eventi di particolare interesse.

Si è, infine, fatto uso delle schede PGEO, PMAT, PTME e PTYP per ottenere, nell'ordine, la stampa dei parametri geometrici dei rivelatori definiti nella scheda SETS(IDENTIFIER), delle caratteristiche dei materiali di cui sono costituite le varie parti dell'apparato, delle proprietà fisiche e dei parametri delle regioni in cui è suddiviso l'apparato e delle costanti fisiche delle particelle che il programma GEANT è in grado di riconoscere.

Prima che vengano eseguiti i gruppi di istruzioni del programma riguardanti la simulazione, una subroutine appositamente studiata, provvede ad eseguire un controllo su tutte le variabili introdotte per mezzo delle schede di controllo definite dall'operatore: in caso di errori od incongruenze l'esecuzione del programma si interrompe e viene stampata, subito dopo l'elenco delle schede, una serie di codici numerici, in base ai quali è possibile risalire agli errori commessi. In caso contrario, cioè se non sono stati riscontrati errori, viene fornito un quadro riassuntivo delle condizioni in cui si svolge la simulazione, che segue un altro prospetto, previsto dalla configurazione base di GEANT, in cui è possibile controllare che tutte le opzioni richieste tramite le schede di controllo non definite dall'operatore, siano state eseguite.

Dopo gli elenchi relativi ai tipi di particelle, ai materiali di cui sono composte le varie parti dell'apparato e alle regioni in cui questo è stato suddiviso, si tro-

va la sezione dedicata alla definizione delle matrici di rotazione, utilizzate quando i sistemi di riferimento associati ai rivelatori non coincidono con quello scelto per l'apparato nel suo complesso e non sono riconducibili a questo con delle semplici traslazioni: tuttavia, poichè nel caso in esame quest'ipotesi non ricorre, questa sezione non contiene dati.

Si passa poi alle informazioni relative ai gruppi di rivelatori ed ai rivelatori stessi. Un gruppo è costituito da rivelatori della stessa forma geometrica e dello stesso tipo, che quindi possono essere trattati dal programma in modo analogo. Poichè la simulazione riguarda solo il sistema per la misura dei tempi di volo, è stato definito un solo gruppo di rivelatori, del quale vengono indicati il nome, il numero di elementi di cui è composto, la loro forma geometrica, il numero di informazioni che si desidera memorizzare ogni volta che una particella colpisce uno dei rivelatori ed alcuni parametri che si riferiscono al modo di memorizzare queste informazioni. Per ciascun rivelatore vengono poi indicate le proiezioni, sugli assi del sistema riferimento principale, del vettore che congiunge le origini dei sistemi di riferimento dell'apparato e quello associato al rivelatore, il numero di ordine della matrice di rotazione cui occorre eventualmente far riferimento e, dal momento che i due strati di scintillatori sono stati rappresentati con due superfici cilindriche, il valore del raggio.

Si apre a questo punto la serie di banche-dati che contengono le informazioni sulla cinematica degli eventi specificati nella scheda DEBU(G).

La prima banca-dati, distinta dal nome VERT, indica gli indirizzi delle locazioni di memoria in cui si trovano

no altre banche-dati VERT in cui sono memorizzati i dati relativi a tutti i punti in cui è stata generata una particella, i cosiddetti vertici. Per ciascuno di essi il programma fornisce le coordinate, il tempo trascorso dall'inizio dell'evento, misurato in secondi, il numero di ordine della traccia che lo origina e quello della traccia primitiva da cui deriva indirettamente, il numero di particelle che si originano ed i numeri d'ordine delle nuove tracce. Seguono le banche-dati denominate KINE che forniscono, per ogni particella generata nel corso dell'evento, le tre componenti dell'impulso e l'energia iniziali, il numero identificatore, il numero d'ordine del vertice d'origine, il numero di vertici eventualmente generati a sua volta lungo la propria traiettoria ed il loro numero d'ordine.

Le banche dati, identificate dal nome JXYZ, riassumono i dati relativi al tracciamento della traiettoria di ogni particella originata durante un evento. E' stato fatto in modo che nella prima riga di ciascuna di esse fossero visualizzati il numero totale di cambiamenti di segno dei coseni direttori della traiettoria, rispetto ai tre assi del sistema di riferimento principale, il numero di punti appartenenti alla traiettoria registrati ed un codice numerico che indica la causa che ha determinato l'interruzione della procedura di tracciamento, secondo lo schema seguente:

- 600 = una delle tre componenti dell'impulso ha cambiato segno un numero di volte maggiore di quello precisato nella scheda TURN;
- 700 = la particella si è arrestata all'interno dell'apparato di rivelazione, avendo dissipato completamente la sua energia;

800 = la particella è fuoriuscita dall'apparato di rivelazione;

900 = la particella è decaduta;

999 = l'area di memoria disponibile per la memorizzazione dei risultati nelle banche-dati è insufficiente.

Ciascuna delle righe successive, tante quante sono i punti campionati, contiene le sequenti informazioni il cui numero è stato programmato grazie alla scheda di controllo NWXYZ: lunghezza dell'arco di traiettoria percorsa, coordinate del punto registrato, componenti dell'impulso della particella, numero identificatore del mezzo attraversato, tempo di volo contato a partire dall'istante in cui ha avuto inizio l'evento ed impulso totale della particella.

In accordo con quanto specificato nelle schede di controllo DIS(PLAY), PLOT e SPEC(TRO LIMITS), viene quindi presentata la ricostruzione grafica degli eventi desiderati: un esempio dei risultati ottenibili è data dalle figure 3.10÷3.12, nelle quali sono presentate le tre viste di un evento in cui un mesone K^- decade in coppia di mesoni π^- e un mesone π^+ , che a sua volta decade in un leptone μ^+ ed un neutrino muonico.

Seguono altre serie di banche-dati, contenenti le informazioni relative alle intersezioni delle traiettorie con i rivelatori. Una prima banca-dati, denominata SCIN, riassume gli indirizzi delle locazioni di memoria in cui si trovano le quattro banche-dati NHIT che contengono, rispettivamente, il numero di particelle che ha colpito ciascuno strato di scintillatori, gli indirizzi di memoria relativi di altre banche dati, i numeri d'ordine dei rivelatori colpiti e i numeri d'ordine delle tracce che intercettano i rivelatori.

Una seconda banca-dati SCIN contiene gli indirizzi delle locazioni di memoria corrispondenti a tante banche-dati quante sono le informazioni che il programmatore ha deciso di memorizzare ogniqualvolta una particella colpisce un rivelatore: nel caso specifico si è deciso di registrarne sette e precisamente, per ciascun scintillatore colpito, le coordinate cilindriche ϕ , misurata in radianti, z , (r è costante e pari al raggio degli scintillatori), e quelle cartesiane del punto in cui la particella ha colpito il rivelatore, il tempo trascorso dall'inizio dell'evento e la lunghezza dell'arco di traiettoria percorso fino a quell'istante.

Quindi, dopo alcune informazioni di carattere statistico relative all'esecuzione del programma, viene presentato l'indice delle tabelle, degli istogrammi e dei grafici realizzati per riassumere i risultati della simulazione. Nella loro numerazione è stato seguito il seguente criterio: la prima delle quattro cifre che costituiscono il codice di identificazione corrisponde all'argomento cui si riferiscono, secondo lo schema seguente:

1000 = generazione casuale delle variabili cinematiche;

2000 = intersezioni delle tracce con le superfici degli scintillatori;

3000 = tempi di volo;

4000 = correlazione fra tempi di volo e curvatura delle traiettorie e fra impulso e curvatura delle traiettorie.

Apri la serie relativa al primo argomento un istogramma, il n. 1001, il cui scopo è quello di permettere di verificare che i punti in cui vengono generate le particelle primarie siano uniformemente distribuiti lungo l'asse del

bersaglio. Segue la distribuzione dell'impulso iniziale delle particelle, che può essere confrontato con lo spettro, sia esso bianco o fisico, prescelto. Al fine di controllare che le particelle siano state emesse isotropicamente, sono stati realizzati gli istogrammi, contrassegnati dai numeri 1003 e 1004, che permettono di verificare che il coseno dell'angolo polare e l'angolo azimutale siano uniformemente distribuiti, rispettivamente, negli intervalli $(-1,1)$ e $(0^\circ, 360^\circ)$.

In una tabella, la n. 1005, viene riassunta, per così dire, la storia di ciascuna particella all'interno dell'apparato: sull'asse verticale sono riportati i numeri, (di cui occorre considerare solo quelli interi), con cui vengono identificati i diversi mezzi in cui è suddiviso l'apparato, mentre su quello orizzontale sono indicati i codici corrispondenti alla causa che determina la interruzione della procedura di tracciamento; secondo lo schema precedentemente descritto. E' così possibile sapere quante delle particelle iniziali hanno eventualmente descritto delle traiettorie elicoidali, si sono fermate all'interno dell'apparato a causa della perdita di energia, oppure ancora sono fuoriuscite dall'apparato o, infine, sono decadute in volo.

Strettamente collegati a questa tabella sono le due distribuzioni che seguono, relative, rispettivamente, all'impulso delle particelle che decadono e di quelle che si arrestano nell'apparato dopo aver dissipato tutta la loro energia. I risultati ottenuti mostrano, ad esempio, che su 20000 mesoni K^- generati, la cui distribuzione di impulso è illustrata nella figura 3.5, ne decadono 6675 e se ne arrestano 1784, mentre nel caso di 20000 mesoni π^+ ,

il cui impulso è distribuito come mostra l'istogramma della figura 3.6, ne decadono 1465 e se ne arrestato 360.

Al secondo argomento si riferisce solo una coppia di grafici, contrassegnati dai numeri 2001 e 2002, che testimoniano come le intersezioni delle tracce delle particelle con, rispettivamente, il primo ed il secondo strato di scintillatori, siano uniformemente distribuite. Si è immaginato di tagliare le superfici cilindriche che rappresentano i rivelatori lungo una generatrice e di stenderle nel piano yz : si sono quindi riportate le coordinate cilindriche z e ϕ sull'asse verticale e quello orizzontale rispettivamente.

Per quel che concerne il terzo argomento, un grafico, distinto dal n. 3001 e seguito dalle sue proiezioni sugli assi orizzontale e verticale, riporta i tempi di volo delle particelle in funzione del loro impulso. Per la realizzazione di questo grafico sono state considerate soltanto quelle tracce che presentano due intersezioni con gli scintillatori, una con quello interno ed una con quello esterno.

I tre grafici successivi riportano sempre i tempi di volo in funzione dell'impulso, ma per particelle emesse con angolo azimutale qualsiasi e angolo polare compreso negli intervalli $(70^\circ, 90^\circ)$, $(60^\circ, 70^\circ)$ e $(0^\circ, 60^\circ)$ rispettivamente. Occorre però tenere conto che, a causa della presenza delle espansioni polari del magnete, l'ultimo intervallo è in realtà equivalente all'intervallo $(50^\circ, 60^\circ)$, per cui i tre grafici possono considerarsi confrontabili. Si ha poi una tabella, contraddistinta dal n. 3005, che permette di sapere quali e quante particelle riescono a colpire entrambi gli scintillatori o decadono prima di raggiungere

il secondo: sull'asse orizzontale sono stati riportati i numeri identificatori che corrispondono alle particelle che attraversano il rivelatore più interno, mentre su quello verticale i numeri corrispondenti a quelle che colpiscono lo scintillatore più esterno. Ovviamente è possibile che sul primo scintillatore giungano non solo le particelle generate nell'interazione simulata all'interno del bersaglio, ma anche quelle derivanti da loro eventuali decadimenti in volo.

Due grafici, contraddistinti dai numeri 3006 e 3007 illustrano poi i tempi di volo in funzione dell'impulso di, rispettivamente, tutte le particelle che colpiscono lo scintillatore esterno e dei soli prodotti di decadimento: nel caso di particelle che decadono, il tempo di volo è stato calcolato scegliendo come "segnale di stop" quello dovuto al primo dei prodotti di decadimento che raggiunge il secondo scintillatore.

Apri la serie di risultati relativi al quarto argomento un grafico, il n. 4001, seguito dalle sue proiezioni sugli assi orizzontale e verticale, che evidenzia la frequenza con cui le particelle colpiscono, per effetto della curvatura dovuta al campo magnetico, le strisce dello scintillatore esterno a destra e a sinistra, a seconda del segno della loro carica rispetto all'asse passante per quella attraversata nello scintillatore interno che viene assunta come riferimento. (Si veda lo schema illustrato nella figura 3.13). Sull'asse verticale è stato riportato l'asse z dell'apparato di rivelazione, mentre su quello orizzontale è riportata la misura dello spostamento angolare rispetto all'asse di riferimento: una deviazione angolare pari a 4° corrisponde ad uno spo-

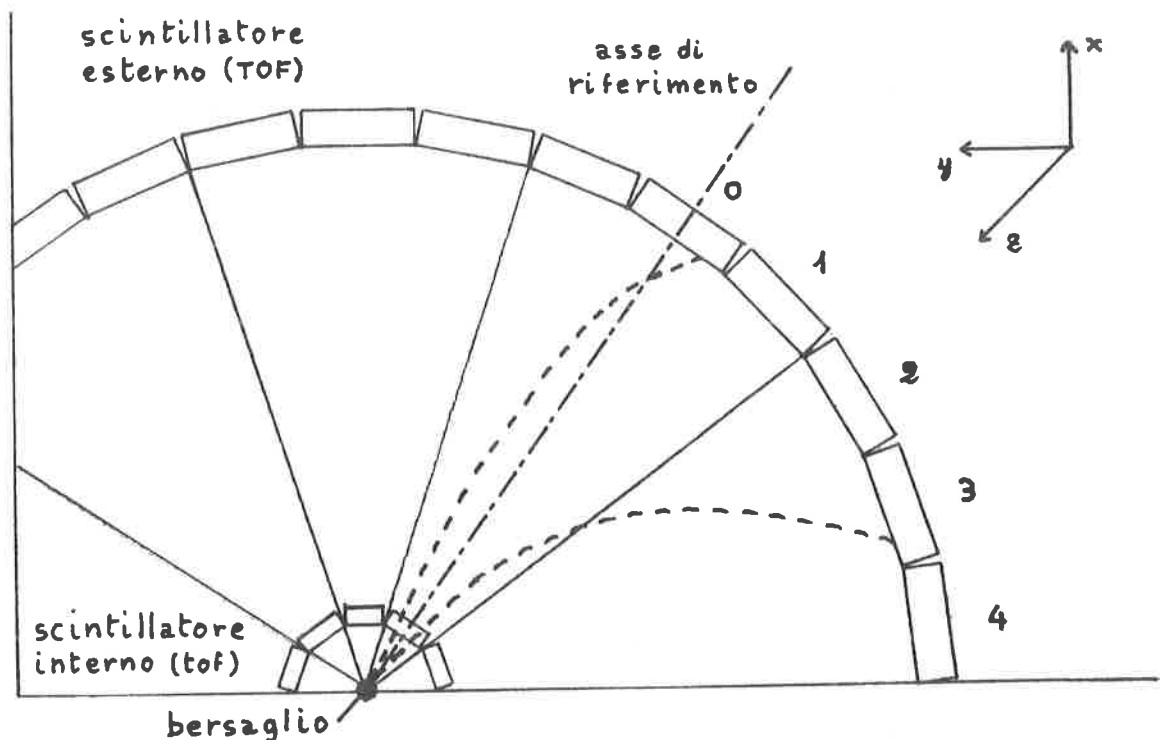


Fig. 3.13 Sezione trasversale schematica del sistema per la misura dei tempi di volo. Al fine di determinare la posizione relativa della striscia dello scintillatore esterno colpita da una particella, rispetto a quella che questa ha attraversato nello scintillatore interno, è stato assunto come riferimento l'asse passante per quest'ultima. In questo modo è possibile associare a ciascuna striscia del rivelatore esterno un numero d'ordine, a partire da quella attraversata dall'asse di riferimento. Nella figura sono state indicate due possibili traiettorie di particelle cariche positivamente e di diverso impulso che, poichè il campo magnetico è diretto lungo l'asse z , vengono incurvate verso destra. Ovviamente nel caso di particelle con carica negativa le strisce sarebbero state numerate in senso antiorario.

stamento laterale pari alla larghezza di una striscia dello scintillatore esterno. Non deve stupire il fatto che tutte le particelle colpiscono, a seconda de segno della loro carica, solo le strisce dello scintillatore esterno a destra o a sinistra di quella scelto come riferimento: occorre infatti tenere presente che nessuna di esse ha un impulso superiore ad 1 GeV/c, per cui le loro traiettorie sono fortemente incurvate dal campo magnetico.

Le correlazioni esistenti fra tempo di volo e striscia dello scintillatore esterno colpito, (rispetto a quella di riferimento), ed impulso delle particelle e striscia colpita sono state messe in evidenza in due grafici, contraddistinti dai numeri 4002 e 4003.

Sono stati realizzati, infine, tre grafici per mostrare, rispettivamente, le relazioni fra tempi di volo e striscia colpita per tutte le particelle che raggiungono lo scintillatore esterno e per i soli prodotti di decadimento e quella esistente fra impulso e striscia colpita per tutte le tracce che intercettano il secondo scintillatore.

C A P I T O L O I V

RISULTATI E CONCLUSIONI

4.1 Introduzione

I risultati presentati in questo capitolo si riferiscono alla simulazione del comportamento di gruppi di 20000 particelle all'interno dell'apparato. Le condizioni sperimentali ricreate sono quelle più aderenti alla situazione reale. E' stata infatti utilizzata per il campo magnetico la mappa riportata nell'appendice A e gli spettri energetici delle particelle, di cui si è voluto studiare il comportamento, sono quelli fisici, illustrati nelle figure 3.4÷3.6. Sono stati inoltre tenuti in conto gli effetti sulla traiettoria della diffusione multipla e della perdita di energia ed è stata prevista la possibilità che le particelle, emesse isotropicamente, possano decadere in volo. Il gas, infine, che riempie il bersaglio è ^4He allo stato gassoso.

Si è inoltre fatto in modo che, tenuto conto della risoluzione temporale intrinseca del sistema T.O.F. e di quella delle apparecchiature elettroniche ad esso associate, la determinazione dei tempi di volo fosse affetta da un'incertezza di 0.5 ns.

4.2 I risultati ottenuti

Nelle figure 4.1÷4.3 sono riportati i grafici che illustrano i tempi di volo in funzione dell'impulso per, rispettivamente, protoni, mesoni K^- e mesoni π^+ . Dal confronto di questi tre grafici, il cui risultato è mostrato nella figura 4.4, appare evidente la possibilità, a patto

TOF (nSEC) VERSUS MOMENTUM (GeV/c) - ONLY PRINCIPAL TRACK

HEBCK ID = 3004 DATE 29/05/80 NO = 10

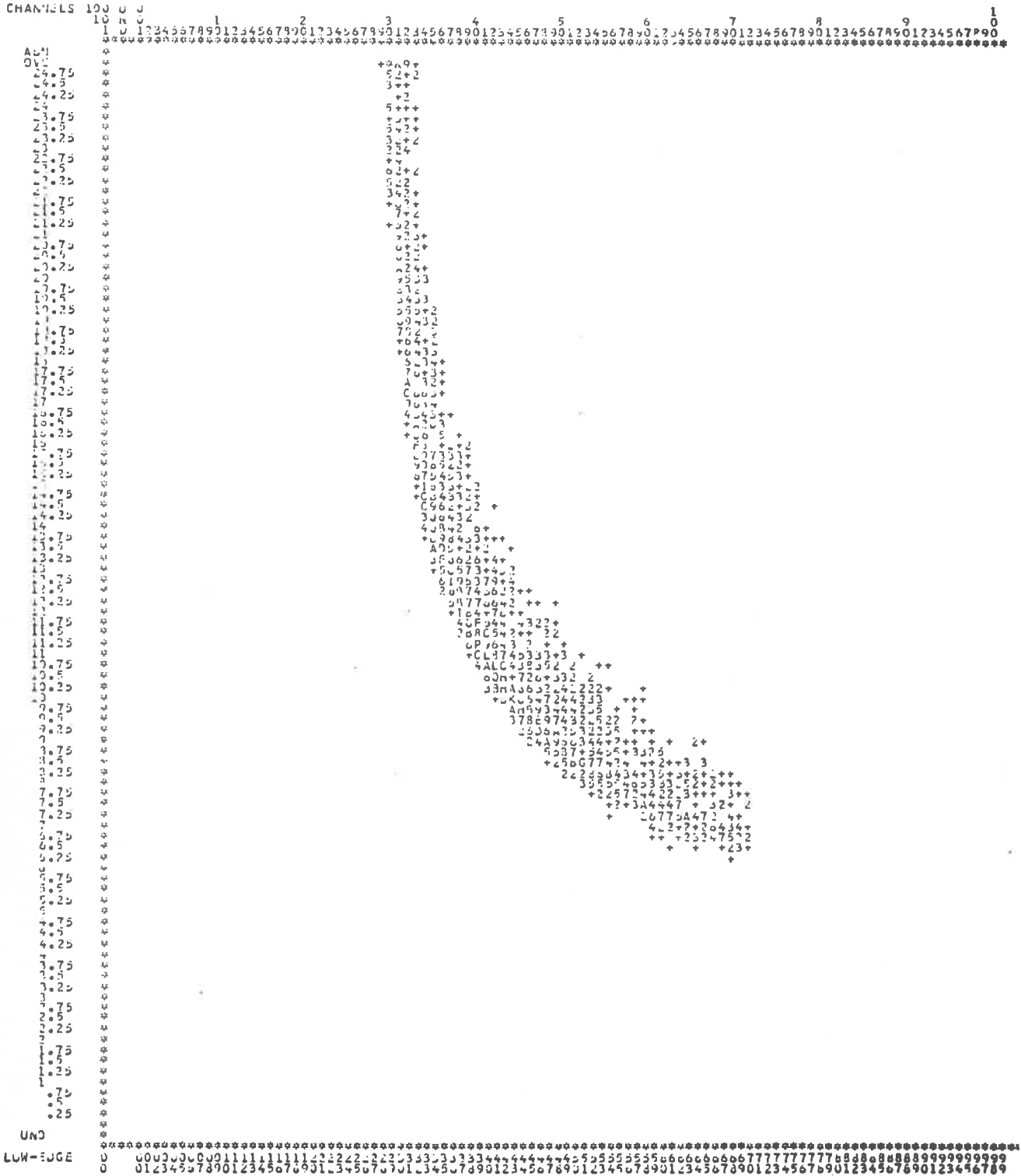


Fig. 4.1 Tempi di volo, (ns), di protoni in funzione dell'impulso, (GeV/c).

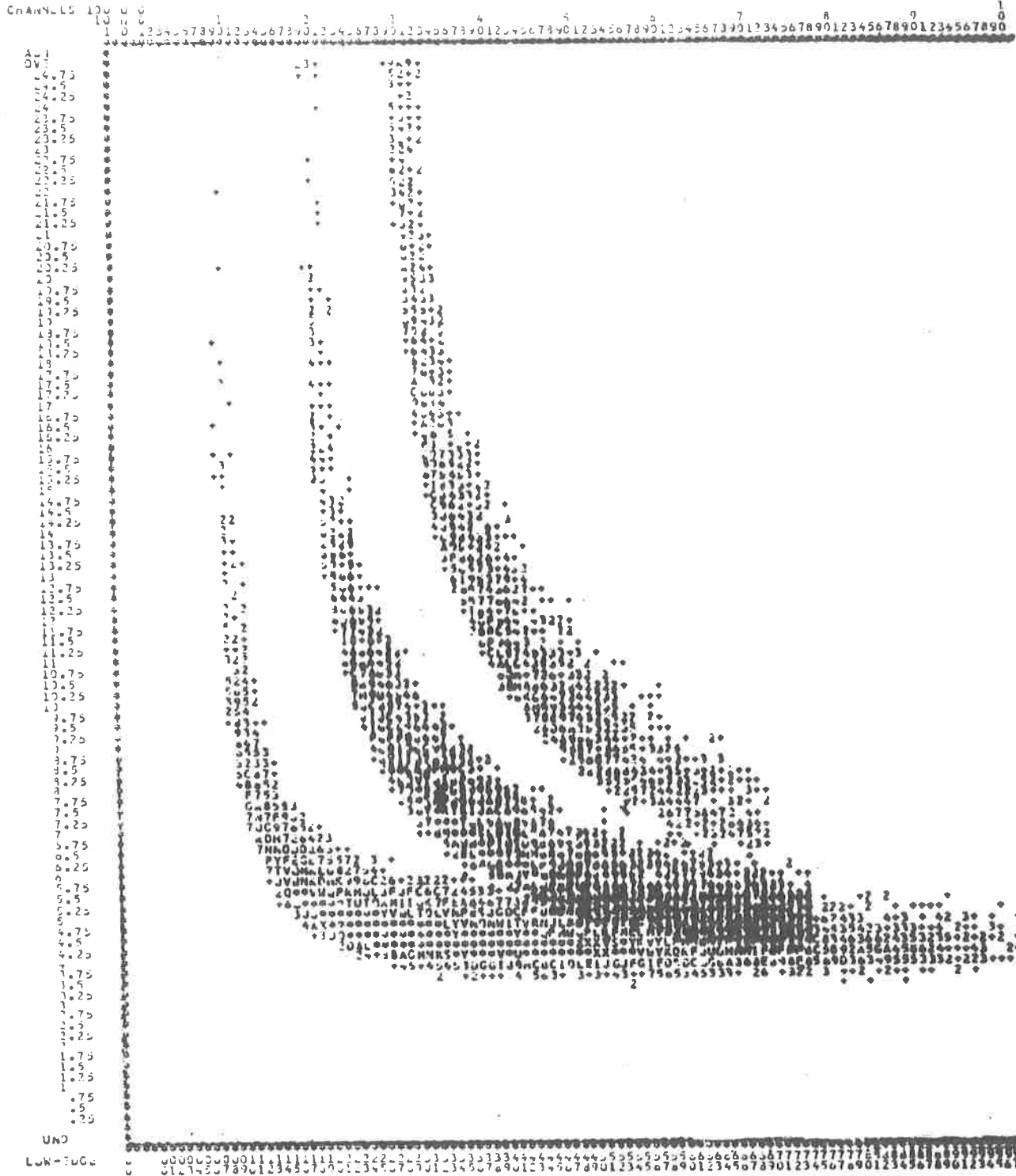


Fig. 4.4 Separazione dei tempi di volo, (ns), di protoni, mesoni K^- e π^+ in funzione dell'impulso, (GeV/c).

di conoscere almeno approssimativamente l'impulso della particella, di distinguere in base al tempo di volo i mesoni K dai π e i protoni dai mesoni K per valori dell'impulso fino a, rispettivamente, 350 MeV/c e circa 700 MeV/c. Occorre però tenere presenti gli effetti dovuti al rumore di fondo provocato dai prodotti di decadimento delle particelle instabili. Nelle figure 4.5 e 4.6 sono presentati i tempi di volo, sempre in funzione dell'impulso, dei soli prodotti di decadimento: la situazione è molto più problematica nel caso dei mesoni K carichi, in quanto, come già rilevato nel paragrafo 3.3.3, di tutti quelli generati nelle diverse simulazioni ne decade mediamente il 33%, mentre nel caso di mesoni π la percentuale scende all'8%. Inoltre i prodotti di decadimento dei mesoni π , che possono essere rivelati, sono principalmente mesoni μ , la cui massa non è molto dissimile da quella delle particelle da cui derivano: pertanto i loro tempi di volo sono, a parità di impulso, confrontabili con quelli dei mesoni π carichi e quindi la banda dei tempi di volo della figura 4.6 non risulta molto allargata rispetto a quella della figura 4.3, cosa che non si può certo affermare confrontando le figure 4.5 e 4.2.

I grafici riprodotti nelle figure 4.7÷4.9 mettono in evidenza, per i tre tipi di particella considerati, la correlazione esistente fra tempo di volo e striscia dello scintillatore esterno colpita, rispetto a quella scelta come riferimento secondo le modalità illustrate nello schema della figura 3.13. Anche dall'esame della figura 4.10, ottenuta sovrapponendo i tre grafici, sembrerebbe essere possibile distinguere, in base ai tempi di volo, le particelle che colpiscono le strisce dello scintillatore esterno dalla no-

TOP(NJEC) VERSUS MOMENTUM(GEV/C) - (ONLY DECAYING TRACKS)

MOONK ID = 3097 DATE 29/05/80 NO = 18

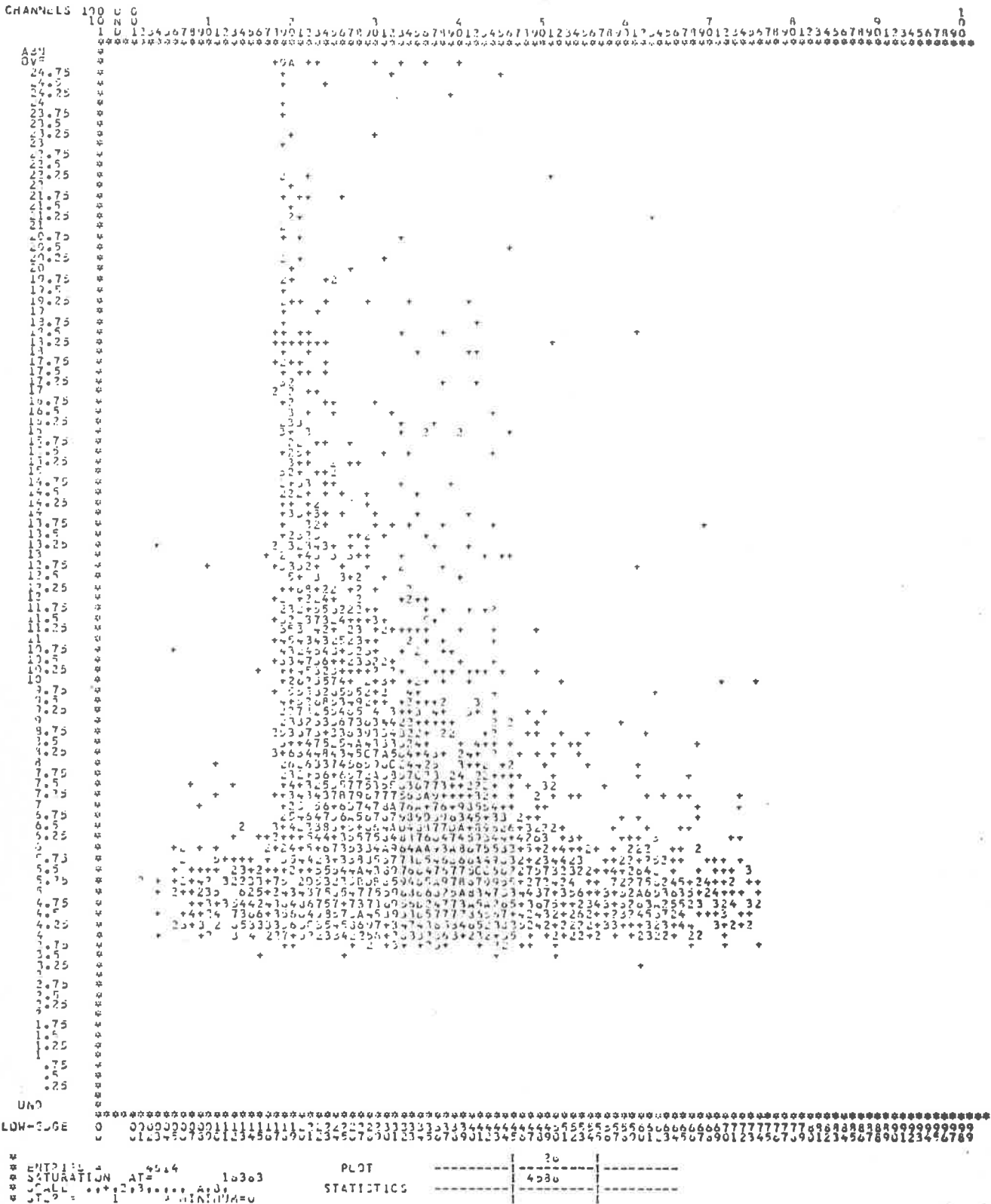
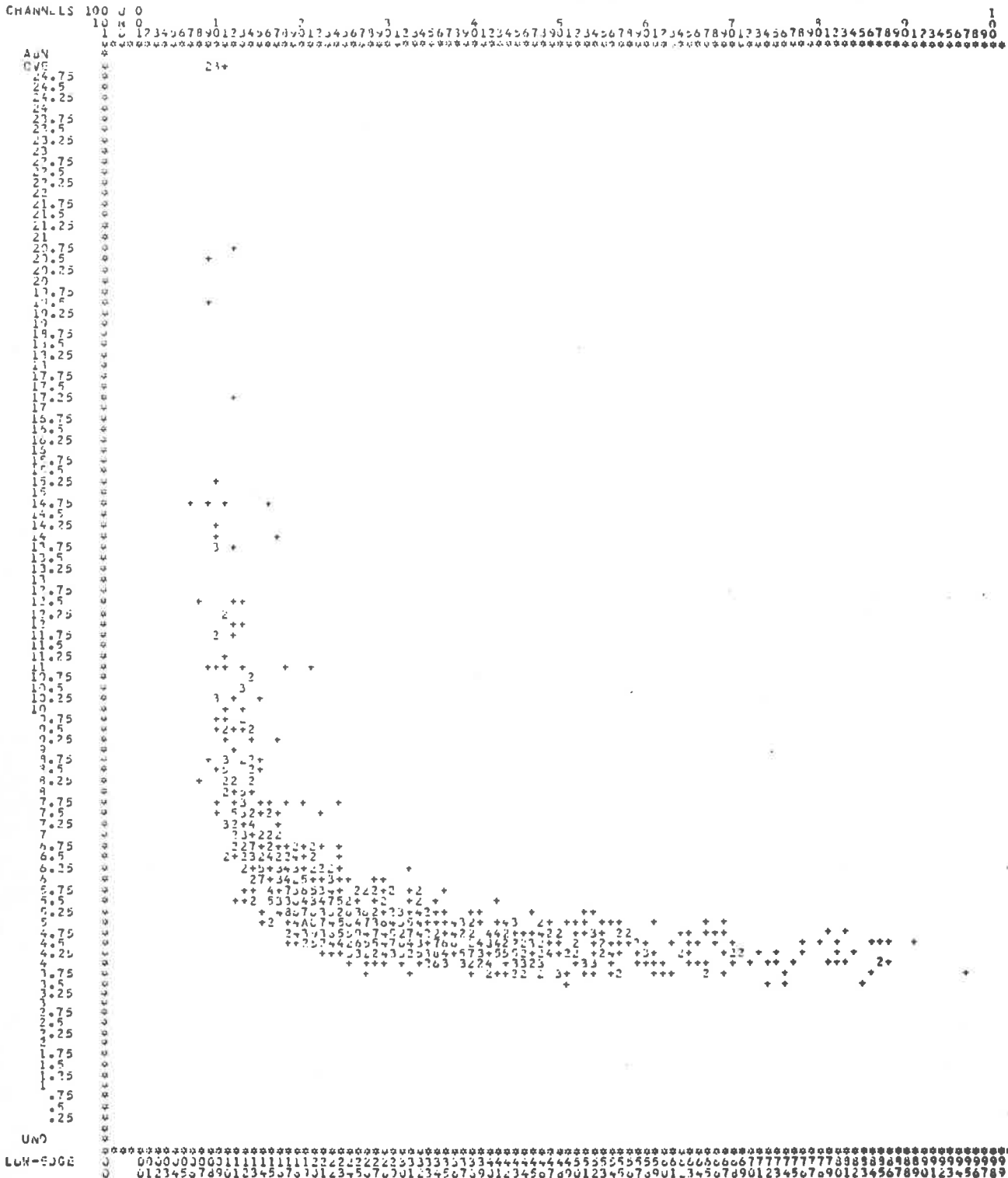


Fig. 4.5 Tempi di volo, (ns), dei prodotti di decadimento di mesoni k^- in funzione dell'impulso, (GeV/c).

TDF(NSEC) VERSUS MOMENTU(GEV/C) - (ONLY DECAYING TRACKS)

HBOOK ID = 3007 DATE 24/10/80 NO = 18



UNO
LUM=EDGE

000000000011111111222222233333334444444555555666666677777778888889999999
01234567890123456789012345678901234567890123456789012345678901234567890123456789

STATISTICS

MEAN	1003
STANDARD DEVIATION	10383
MINIMUM	1

Fig. 4.6 Tempi di volo, (ns), dei prodotti di decadimento di mesoni π^+ in funzione dell'impulso, (GeV/c).

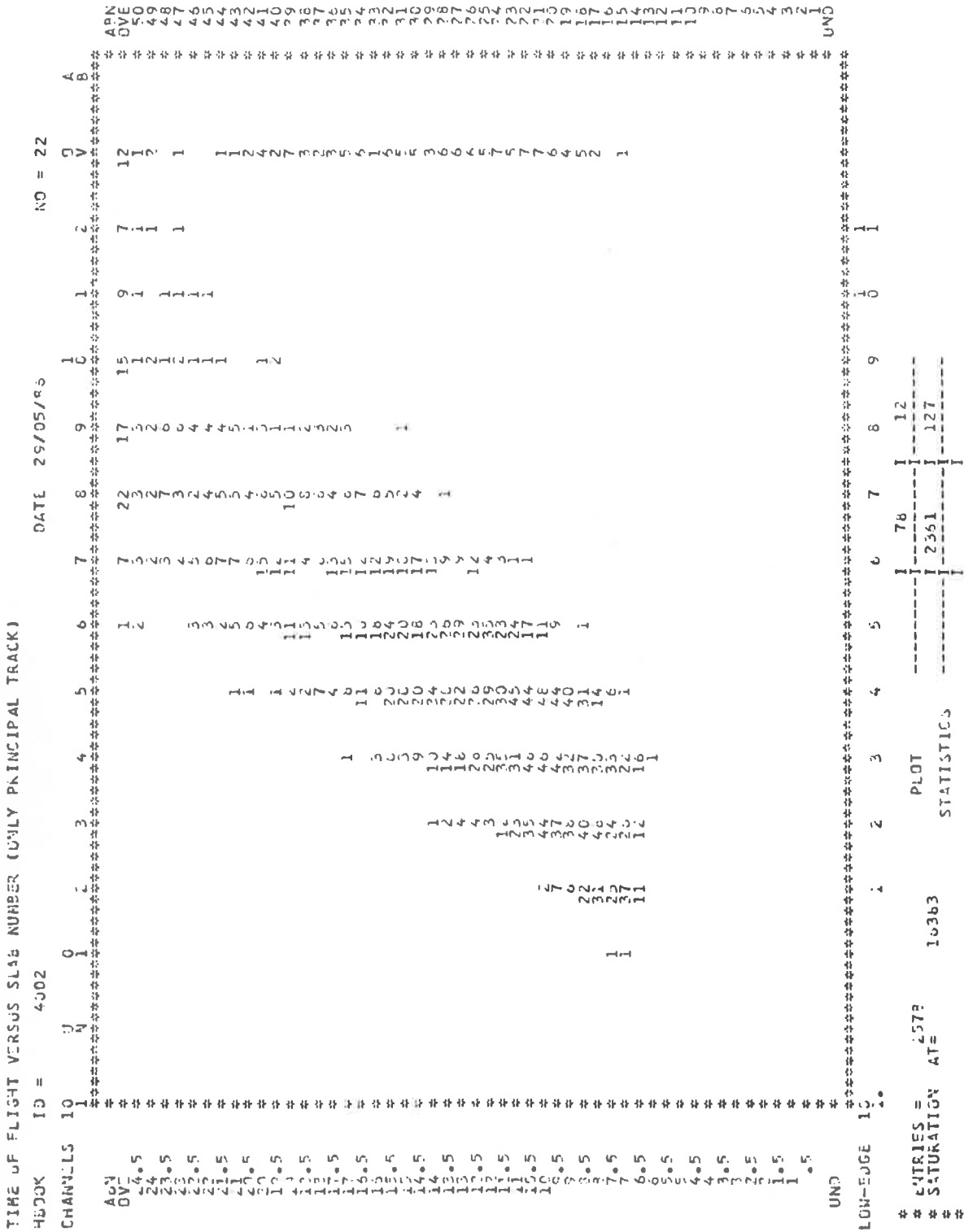


Fig. 4.7 Relazione fra tempi di volo, (ns), di protoni e numero d'ordine delle strisce colpite dallo scintillatore esterno.

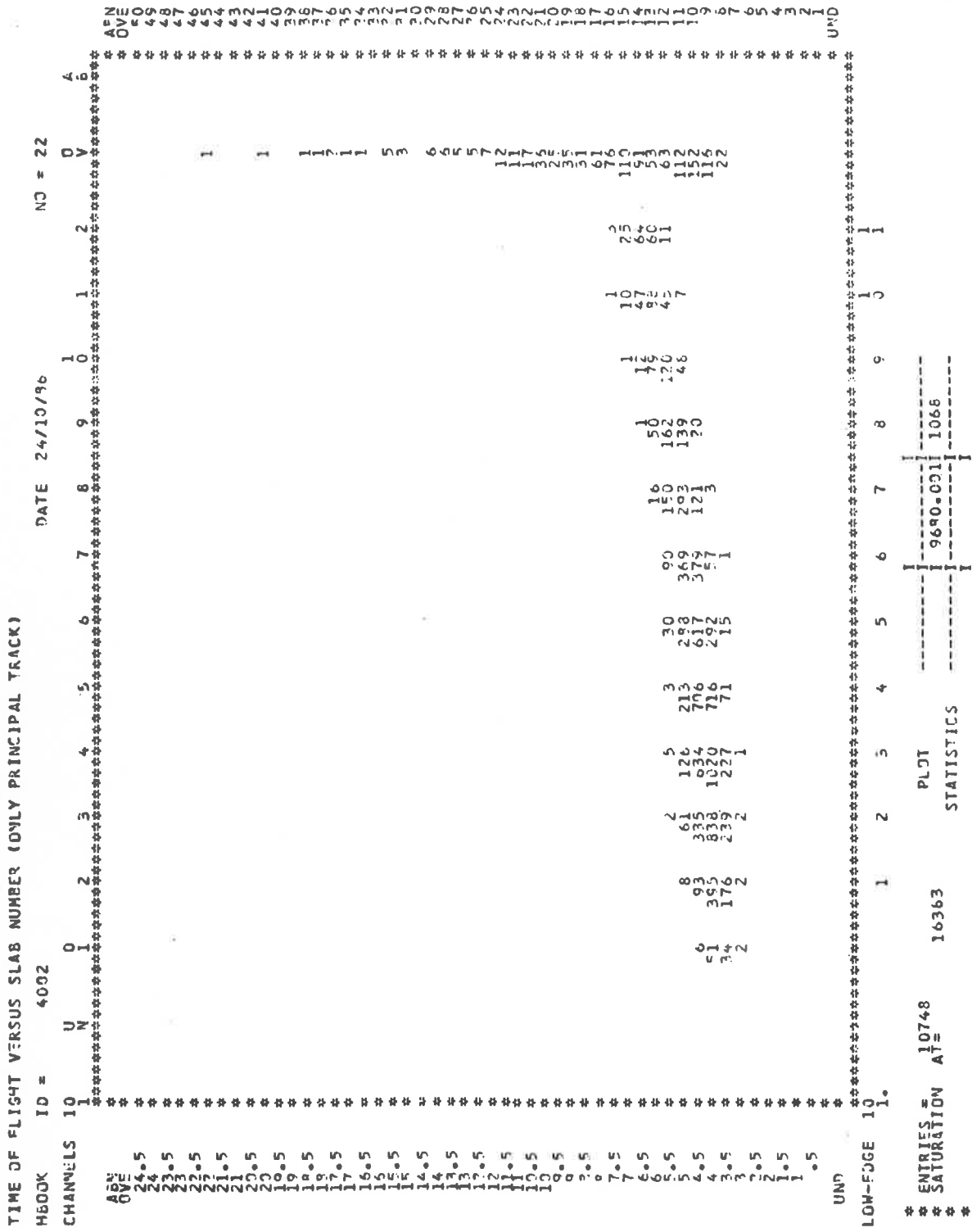


Fig. 4.9 Relazione fra tempi di volo, (ns), di mesoni π^+ e numero d'ordine delle strisce colpite dello scintillatore esterno.

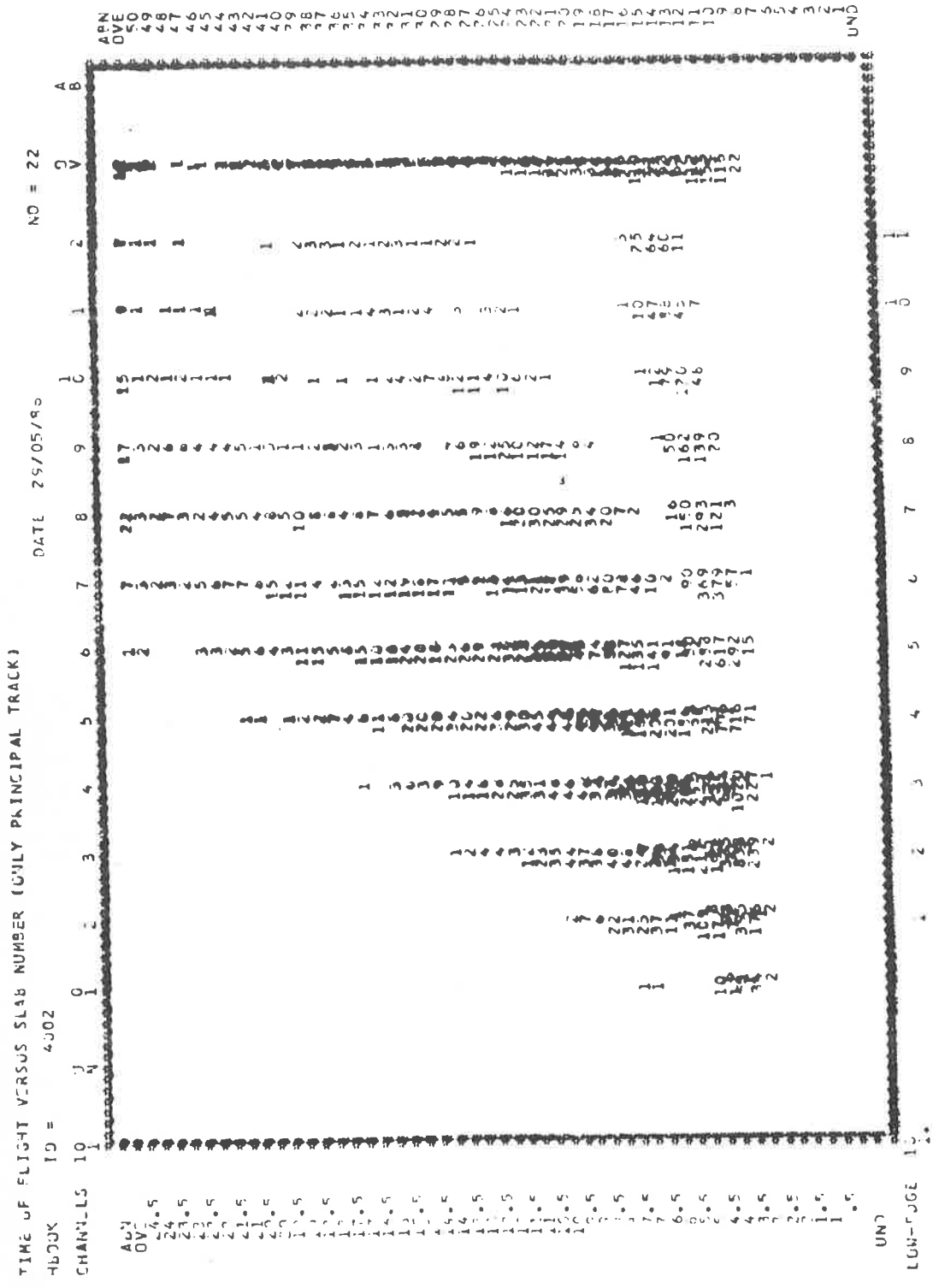


Fig. 4.10 Separazione fra tempi di volo, (ns), di protoni, mesoni k^- e π^+ in funzione del numero d'ordine delle strisce colpite dello scintillatore esterno.

na in poi, contate a partire da quella assunta come riferimento. Si tratta dunque di particelle piuttosto lente la cui traiettoria è notevolmente incurvata dal campo magnetico, il che conferma le previsioni fatte in base all'esame del grafico della figura 4.4. Anche in questo caso, purtroppo, vanno tenuti presenti gli effetti negativi dovuti ai segnali indotti negli scintillatori dalle particelle derivanti dal decadimento di quelle instabili, illustrati nelle figure 4.11 e 4.12 per, rispettivamente, mesoni K^- e π^+ .

La correlazione esistente invece fra impulso di protoni, mesoni K^- e π^+ e striscia colpita del secondo scintillatore è evidenziata, rispettivamente, nelle figure 4.13÷4.15, al fine di verificare la possibilità di determinare elettronicamente, in base ai segnali provenienti dagli scintillatori, la quantità di moto delle particelle. Come si può vedere, però, ad un certo valore dell'impulso corrispondono più strisce colpite: questo "allargamento della curva" è dovuto a diversi fattori quali, ad esempio, il fatto che le strisce abbiano una dimensione finita, la possibilità che a parità di impulso iniziale le particelle siano emesse con angoli diversi e la disuniformità del campo magnetico che tende a riportare le particelle verso l'interno dell'apparato, come si può vedere nella figura 3.10.

Questo problema potrebbe però essere risolto per via elettronica: suddividendo le strisce dello scintillatore esterno in gruppi di 4 o 5 elementi e assegnando a ciascuno di essi un valore medio dell'impulso, dovrebbe essere possibile, trattando opportunamente i segnali provenienti dagli scintillatori, determinare, sia pure con una certa incertezza, la quantità di moto delle particelle, a seconda del punto dello scintillatore esterno che esse colpiscono. Tuttavia


```

MOMENTUM VERSUS SLAB NUMBER (ONLY PRINCIPAL TRACK)
HEADOK ID = 4003 DATE 29/05/80 NR = 23
CHANNELS 10 U N 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50
AVE 96 94 92 90 88 86 84 82 80 78 76 74 72 70 68 66 64 62 60 58 56 54 52 50 48 46 44 42 40 38 36 34 32 30 28 26 24 22 20 18 16 14 12 10 9 8 7 6 5 4 3 2 1 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50
AVE 96 94 92 90 88 86 84 82 80 78 76 74 72 70 68 66 64 62 60 58 56 54 52 50 48 46 44 42 40 38 36 34 32 30 28 26 24 22 20 18 16 14 12 10 9 8 7 6 5 4 3 2 1 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50
UN2
LOR-EUGE 10
#
# STATISTICS = 2573 PLOT 16383
# SATURATION A= 2439 A= 179
#

```

Fig. 4.13 Relazione fra impulsi, (GeV/c), di protoni e numero d'ordine delle strisce colpite dello scintillatore esterno.

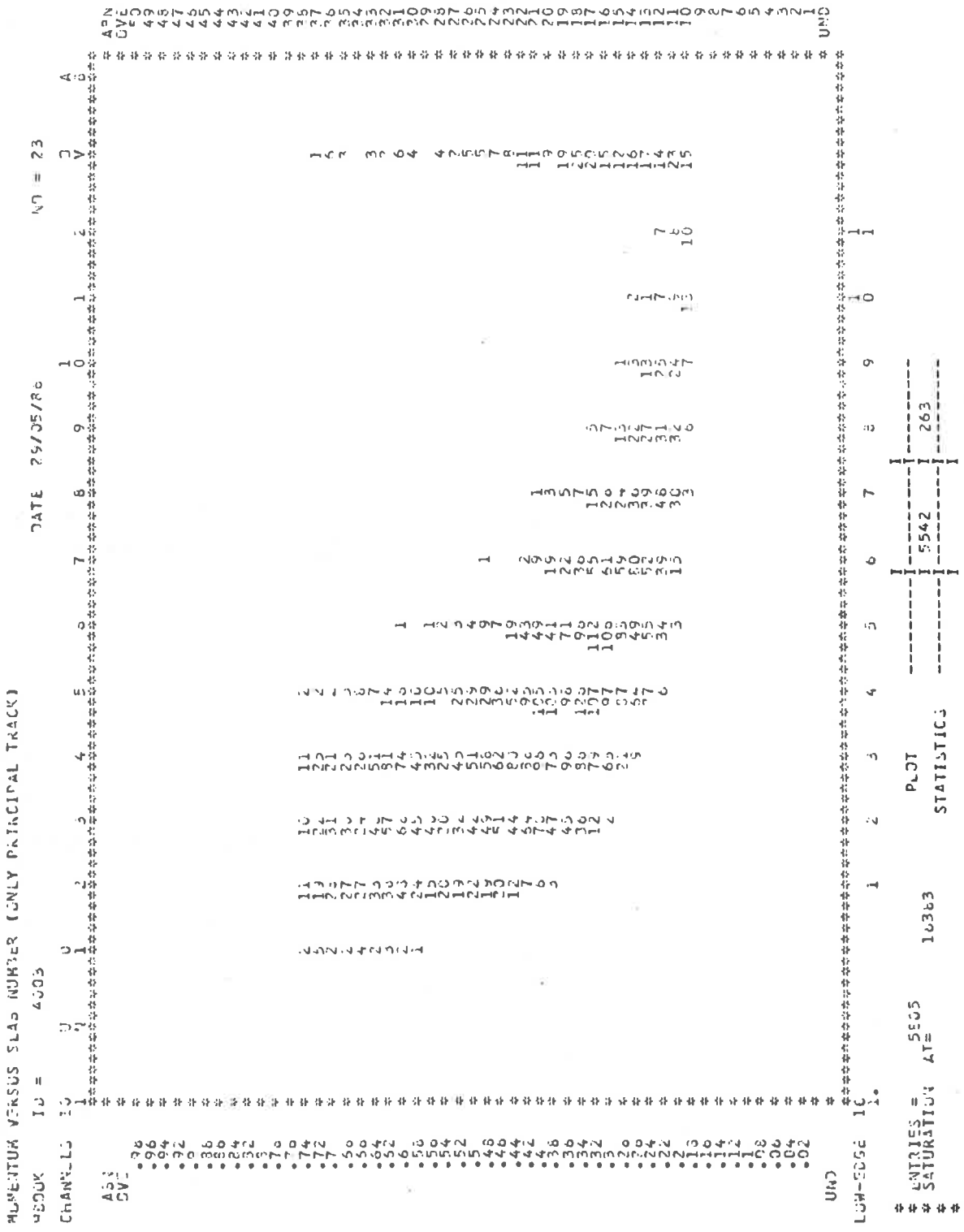


Fig. 4.14 Relazione fra impulsi, (GeV/c), di mesoni k^- e numero d'ordine delle strisce colpite dello scintillatore esterno.

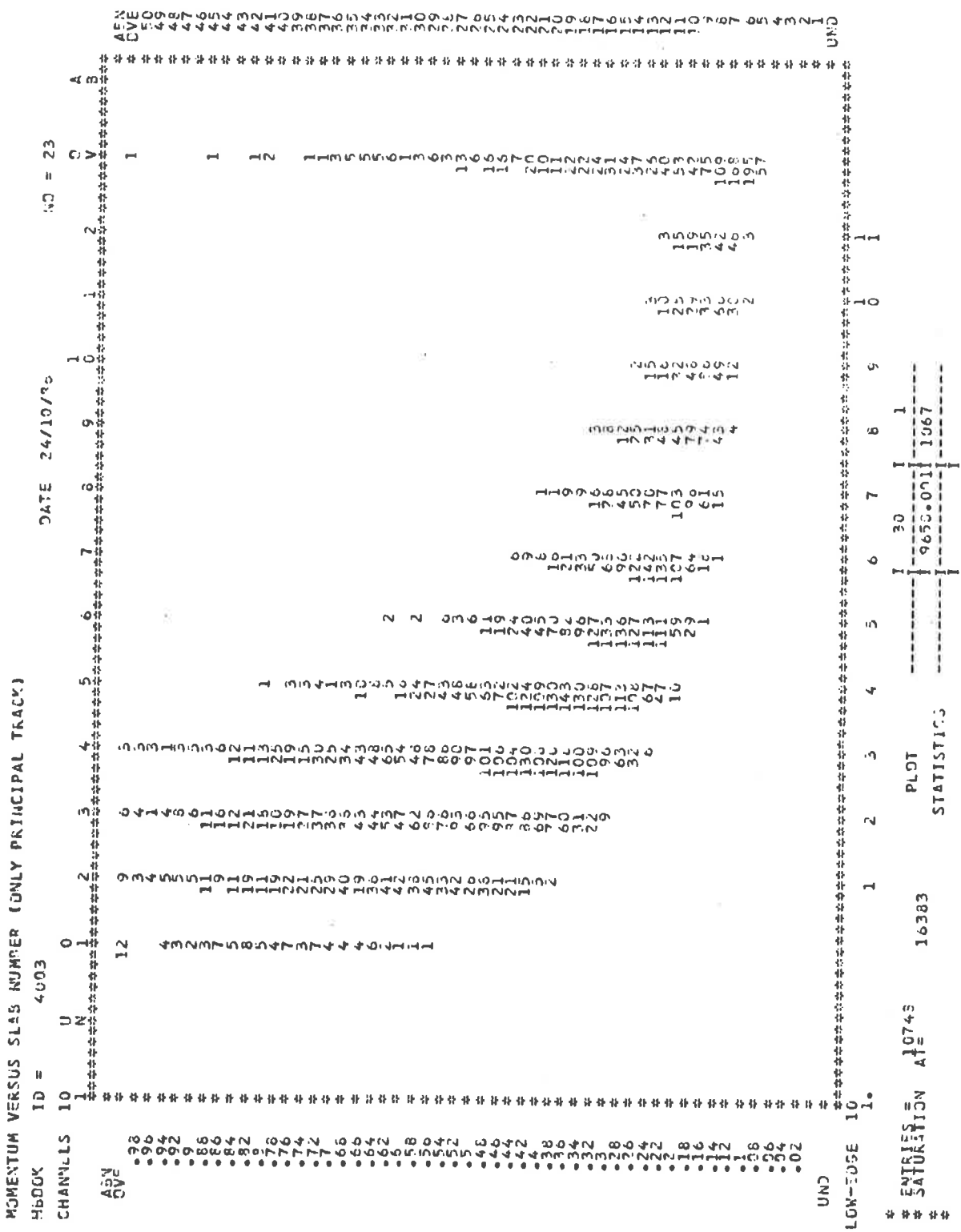


Fig. 4.15 Relazione fra impulsi, (Gev/c), di mesoni π^+ e numero d'ordine delle strisce colpite dello scintillatore esterno.

rimane sempre la questione legata al rumore di fondo provocato dai prodotti di decadimento, i cui effetti sono illustrati, nel caso di mesoni K^- e π^+ nelle figure 4.16 e 4.17 rispettivamente.

4.3 Conclusioni

In base ai risultati della simulazione, illustrati nelle figure 4.1÷4.4, si può quindi affermare che nella fase di analisi off-line dei segnali provenienti dagli scintillatori si potranno distinguere protoni, mesoni K e π integrando le misure dei tempi di volo con le informazioni derivanti dalla ricostruzione delle traiettorie e dalla determinazione dell'impulso, ottenute grazie al rivelatore SPC ed alla camera AFS.

Il riconoscimento in tempo reale delle particelle che attraversano l'apparato si presenterà alquanto più problematico poichè le informazioni sulla loro quantità di moto, ottenibili on-line, sono, secondo quanto detto a proposito delle figure 4.13÷4.15, piuttosto approssimative.

Tuttavia dall'esame dei dati, presentati nelle figure 4.7÷4.9, si riscontra, ad esempio, che il 90.1% dei mesoni π che raggiungono il secondo scintillatore ha un tempo di volo inferiore ai 6 ns, mentre nessun protone e solo il 26.9% dei mesoni K, che riescono a colpire il rivelatore esterno, hanno un tempo di volo al di sotto di tale limite. Questo significa che esiste la possibilità di "filtrare" elettronicamente i segnali provenienti dagli scintillatori, permettendo così di evitare la registrazione di informazioni prive di interesse.

Supponendo, ad esempio, che l'interesse principale

MOMENTUM VERSUS SLAB NUMBER (ONLY DECAYING TRACKS)

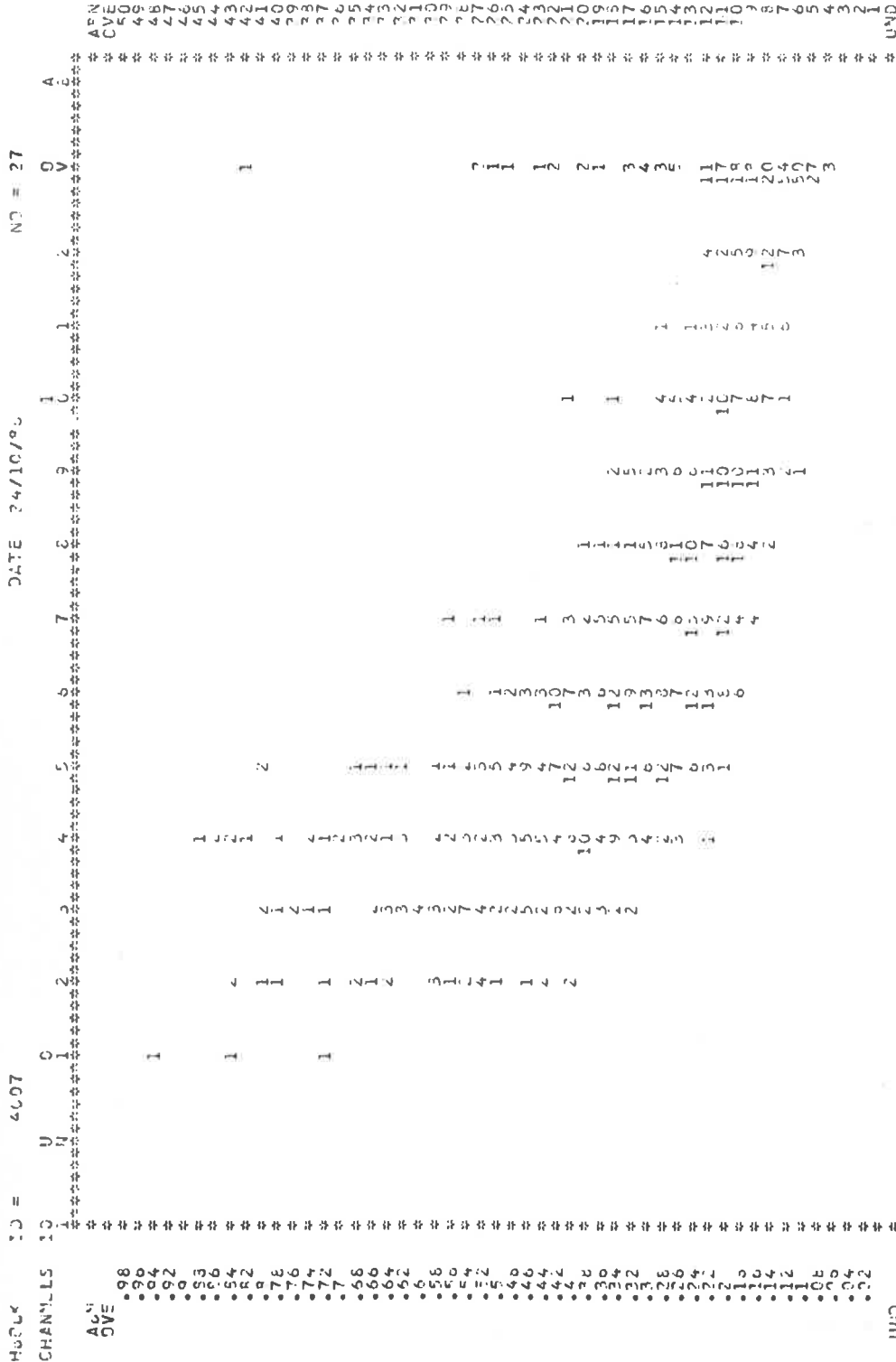


Fig. 4.17 Relazione fra impulsi, (GeV/c), dei prodotti di decadimento di mesoni π^+ e numero d'ordine delle strisce colpite dello scintillatore esterno.

sia quello di rivelare i mesoni K, ignorando il più possibile quelli π , si potrebbe pensare di regolare le apparecchiature elettroniche, associate al sistema T.O.F., in modo tale da memorizzare solo le informazioni relative a quegli eventi in cui le particelle abbiano un tempo di volo superiore ad un valore di soglia scelto opportunamente.

Nella figura 4.18 sono indicate le percentuali ϵ di segnali, relativi a protoni, mesoni K^- e π^+ , che verrebbero registrate in funzione di alcuni valori di soglia per il tempo di volo. Come si vede la situazione migliore è quella in corrispondenza di un limite inferiore dei tempi di volo di 6 ns, al di sopra del quale, come già accennato e come si poteva prevedere dall'esame della figura 4.10, si ricevono mediamente il 100% dei segnali dovuti a protoni, il 70% di quelli dovuti a mesoni K e solo il 10% di quelli indotti da mesoni π .

Va però sottolineato, ancora una volta, che questi risultati sono stati ottenuti per particelle le cui distribuzioni di impulso iniziale sono quelle illustrate nelle figure 3.4 ÷ 3.6 e che i tempi di volo sono stati calcolati con un'incertezza di 0.5 ns.

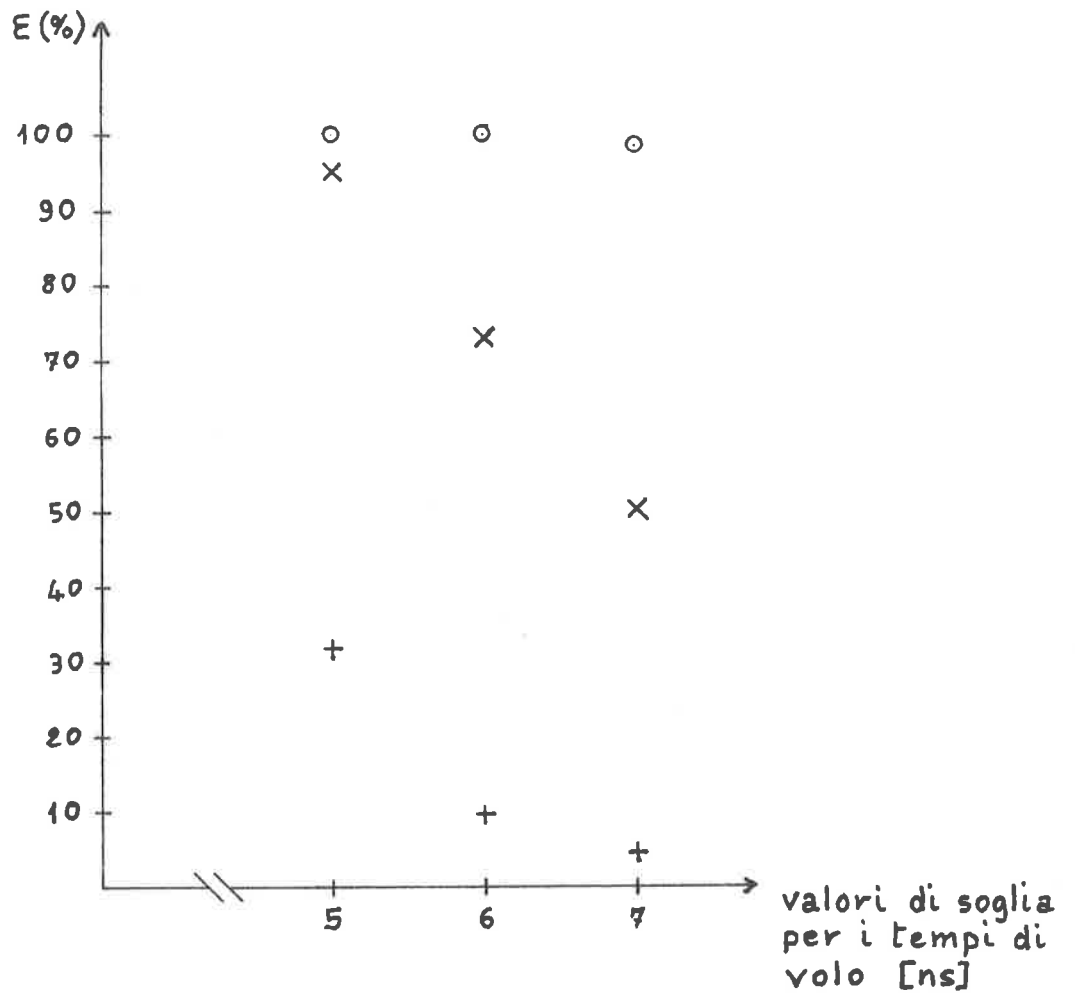


Fig. 4.18 Percentuale di segnali indotti sullo scintillatore esterno da protoni, (o), mesoni K^- , (x), e mesoni π^+ , (+), che verrebbero registrati in corrispondenza di diversi valori di soglia per i tempi di volo.

A P P E N D I C E A

LA MAPPA DEL
CAMPO MAGNETICO

Il primo numero di ciascuna coppia rappresenta la componente radiale B_r del campo magnetico, mentre il secondo quella assiale B_z , espresse in kilogauss.

R=150cm	0.0000 1.2444	-0.1110 1.2120	-0.2331 1.2371	-0.3345 1.2275	-0.4457 1.2140	-0.5566 1.1961	-0.6670 1.1758
R=135cm	0.0000 1.2444	-0.1110 1.2120	-0.2331 1.2371	-0.3345 1.2275	-0.4457 1.2140	-0.5566 1.1961	-0.6670 1.1758
R=120cm	0.0000 1.3499	-0.1191 1.5500	-0.2322 1.5824	-0.3374 1.5425	-0.4766 1.5291	-0.5957 1.5110	-0.7137 1.2407
R=105cm	0.0000 1.4329	-0.1270 1.4811	-0.2341 1.4755	-0.3315 1.4551	-0.5091 1.4525	-0.6370 1.4315	-0.7631 1.4116
R=90cm	0.0000 1.5140	-0.1332 1.5123	-0.2707 1.6009	-0.3706 1.5979	-0.5431 1.5843	-0.6903 1.5673	-0.8153 1.5449
R=75cm	0.0000 1.7554	-0.1457 1.7518	-0.2977 1.7469	-0.4325 1.7356	-0.5763 1.7264	-0.7253 1.7099	-0.8757 1.6864
R=60cm	0.0000 1.9013	-0.1523 1.8999	-0.3050 1.8957	-0.4539 1.8865	-0.6143 1.8777	-0.7716 1.8629	-0.9311 1.8453
R=45cm	0.0000 2.0573	-0.1609 2.0507	-0.3224 2.0555	-0.4855 2.0479	-0.6507 2.0391	-0.8186 2.0268	-0.9837 2.0100
R=30cm	0.0000 2.2223	-0.1693 2.2222	-0.3396 2.2206	-0.5113 2.2155	-0.6908 2.2107	-0.8656 2.2019	-1.0487 2.1891
R=15cm	0.0000 2.5550	-0.1774 2.3950	-0.3560 2.5957	-0.5372 2.3943	-0.7220 2.3927	-0.9116 2.3866	-1.1079 2.3823
R=0cm	0.0000 2.5771	-0.1849 2.5778	-0.3714 2.5775	-0.5619 2.5821	-0.7531 2.5843	-0.9554 2.5968	-1.1657 2.5957
R=0cm	0.0000 2.7653	-0.1916 2.7658	-0.3851 2.7711	-0.5823 2.7779	-0.7852 2.7865	-0.9956 2.7962	-1.2134 2.8034
R=0cm	0.0000 2.9596	-0.1972 2.9620	-0.3965 2.9695	-0.6003 2.9813	-0.8163 2.9973	-1.0303 3.0162	-1.2637 3.0370
R=0cm	0.0000 3.1507	-0.2013 3.1623	-0.4051 3.1732	-0.6140 3.1911	-0.8305 3.2155	-1.0577 3.2456	-1.2935 3.2805
R=0cm	0.0000 3.3610	-0.2037 3.3661	-0.4101 3.3859	-0.6222 3.4055	-0.8448 3.4356	-1.0755 3.4829	-1.3239 3.5340
R=0cm	0.0000 3.5647	-0.2040 3.5712	-0.4110 3.5903	-0.6239 3.6223	-0.8463 3.6671	-1.0817 3.7248	-1.3345 3.7949
R=0cm	0.0000 3.7676	-0.2021 3.7755	-0.4071 3.7992	-0.6185 3.8391	-0.8395 3.8923	-1.0742 3.9686	-1.3274 4.0545
R=0cm	0.0000 3.9574	-0.1977 3.9707	-0.3933 3.9951	-0.6052 4.0528	-0.8215 4.1243	-1.0517 4.2100	-1.3004 4.3013
R=0cm	0.0000 4.1615	-0.1908 4.1723	-0.3844 4.2351	-0.5938 4.2634	-0.7982 4.3356	-1.0135 4.4444	-1.2541 4.5776
R=0cm	0.0000 4.3475	-0.1816 4.3598	-0.3656 4.3965	-0.5547 4.4508	-0.7517 4.5431	-0.9598 4.6671	-1.1830 4.8191
R=0cm	0.0000 4.5234	-0.1701 4.5367	-0.3443 4.5763	-0.5145 4.6449	-0.7019 4.7437	-0.8922 4.8733	-1.0959 5.0463
R=0cm	0.0000 4.6969	-0.1569 4.7010	-0.3152 4.7357	-0.4704 4.8152	-0.6419 4.9264	-0.8132 5.0592	-0.9918 5.2371
R=0cm	0.0000 4.8684	-0.1422 4.8510	-0.2855 4.8955	-0.4298 4.9707	-0.5707 5.0737	-0.7202 5.2222	-0.8754 5.4053
R=0cm	0.0000 4.9701	-0.1265 4.9857	-0.2553 5.0709	-0.3855 5.1073	-0.5072 5.2165	-0.6347 5.3608	-0.7609 5.5438
R=0cm	0.0000 5.0393	-0.1105 5.1043	-0.2206 5.2494	-0.3400 5.2253	-0.4373 5.3333	-0.5424 5.4751	-0.6416 5.6531
R=0cm	0.0000 5.1919	-0.0944 5.2066	-0.1841 5.2908	-0.2900 5.3250	-0.3648 5.4293	-0.4525 5.5661	-0.5277 5.7351
R=0cm	0.0000 5.2706	-0.0787 5.2928	-0.1504 5.3356	-0.2317 5.4079	-0.3029 5.5071	-0.3675 5.6359	-0.4217 5.7932
R=0cm	0.0000 5.3500	-0.0657 5.3637	-0.1152 5.4747	-0.1851 5.4724	-0.2413 5.5671	-0.2992 5.6872	-0.3200 5.8311
R=0cm	0.0000 5.4352	-0.0495 5.4199	-0.0879 5.4959	-0.1455 5.5234	-0.1846 5.6120	-0.2187 5.7231	-0.2419 5.8505
R=0cm	0.0000 5.4499	-0.0302 5.4624	-0.0714 5.4996	-0.1042 5.5559	-0.1331 5.6041	-0.1559 5.7468	-0.1692 5.8648
R=0cm	0.0000 5.4601	-0.0237 5.4921	-0.0535 5.5260	-0.0677 5.5363	-0.0859 5.6053	-0.0926 5.7613	-0.1005 5.8693
R=0cm	0.0000 5.4931	-0.0117 5.5097	-0.0249 5.5446	-0.0333 5.5612	-0.0420 5.6073	-0.0485 5.7690	-0.0512 5.8706
R=0cm	0.0000 5.5142	0.0000 5.5159	0.0000 5.5503	0.0000 5.6064	0.0000 5.6913	0.0000 5.7715	0.0000 5.8707
Z= 0cm		Z= 5cm	Z= 10cm	Z= 15cm	Z= 20cm	Z= 25cm	Z= 30cm

R=150cm	-0.7767 1.1456	-0.8353 1.1143	-0.8724 1.0755	-1.0076 1.0029	-1.2007 0.9851	-1.4995 0.9270	-1.8940 0.6643
R=135cm	-0.7767 1.1486	-0.8353 1.1143	-0.8724 1.0755	-1.0076 1.0029	-1.2007 0.9851	-1.4995 0.9270	-1.8940 0.6640
R=120cm	-0.8757 1.2607	-0.9511 1.2759	-1.0673 1.1975	-1.1329 1.1413	-1.2355 1.0392	-1.4753 1.0296	-1.8110 0.7610
R=145cm	-0.8757 1.3354	-1.0213 1.3493	-1.1466 1.3068	-1.2744 1.2613	-1.3789 1.2082	-1.5202 1.1432	-1.8370 1.0710
R=140cm	-0.9569 1.5169	-1.0028 1.4926	-1.2248 1.4416	-1.3737 1.3927	-1.5167 1.3357	-1.6449 1.2694	-1.7750 1.1750
R=135cm	-1.0755 1.6613	-1.1775 1.6273	-1.3783 1.5908	-1.4734 1.5375	-1.6293 1.4789	-1.7797 1.4101	-1.9250 1.3300
R=150cm	-1.0817 1.8133	-1.2500 1.7800	-1.4729 1.7421	-1.5897 1.6972	-1.7587 1.6379	-1.9251 1.5673	-2.0848 1.6348
R=125cm	-1.1643 1.9776	-1.3465 1.9534	-1.5700 1.9209	-1.7064 1.8756	-1.8755 1.8150	-2.0814 1.7432	-2.2689 1.8575
R=120cm	-1.2764 2.1711	-1.4301 2.1452	-1.6787 2.1129	-1.8321 2.0600	-2.0393 2.0125	-2.2486 2.0406	-2.4556 2.0556
R=115cm	-1.3092 2.3693	-1.5187 2.3502	-1.7359 2.3358	-1.9603 2.2855	-2.1913 2.2351	-2.4270 2.1648	-2.6650 2.0751
R=110cm	-1.3797 2.5929	-1.6063 2.5733	-1.8435 2.5552	-2.0713 2.5257	-2.3492 2.4804	-2.6154 2.4180	-2.8338 2.3334
R=105cm	-1.4465 2.8123	-1.6905 2.8147	-1.9490 2.8094	-2.2723 2.7928	-2.5167 2.7599	-2.8127 2.7046	-3.0253 2.8214
R=100cm	-1.5054 3.0576	-1.7631 3.0757	-2.0485 3.0377	-2.3499 3.0890	-2.6721 3.0741	-3.0154 3.0331	-3.3755 2.9682
R=95cm	-1.5567 3.3181	-1.8346 3.3502	-2.1370 3.3911	-2.4673 3.4174	-2.8269 3.4265	-3.2189 3.4142	-3.6381 3.5595
R=90cm	-1.5927 3.5923	-1.8951 3.6552	-2.2084 3.7123	-2.5689 3.7793	-2.9670 3.8252	-3.4119 3.8509	-3.9026 3.8276
R=85cm	-1.6099 3.8771	-1.9136 3.9637	-2.2636 4.0704	-2.6373 4.1742	-3.0772 4.2731	-3.5802 4.3501	-4.1558 4.3848
R=80cm	-1.6047 4.1631	-1.9139 4.2951	-2.2638 4.4391	-2.6696 4.5976	-3.1387 4.7643	-3.6966 4.9246	-4.3613 5.0597
R=75cm	-1.5737 4.4491	-1.8797 4.6232	-2.2294 4.8159	-2.6376 5.0397	-3.1284 5.2913	-3.7253 5.5687	-4.4757 5.8370
R=70cm	-1.5141 4.7423	-1.8073 4.9437	-2.1624 5.1875	-2.4987 5.4384	-3.0167 5.8347	-3.6472 6.2472	-4.7255 6.7232
R=65cm	-1.4281 5.0392	-1.6958 5.2441	-2.0711 5.5341	-2.3564 5.8923	-2.7831 6.3464	-3.3218 6.9271	-4.0851 7.6943
R=60cm	-1.3125 5.2507	-1.5493 5.5120	-1.9012 5.8371	-2.1729 6.2452	-2.4383 6.7869	-2.8320 7.4614	-3.2949 8.2587
R=55cm	-1.1790 5.4603	-1.3781 5.7374	-1.6983 6.0315	-1.8001 6.5107	-2.0214 7.0547	-2.2271 7.7540	-2.3954 8.7167
R=50cm	-1.0327 5.6357	-1.1873 5.9152	-1.4357 6.2604	-1.4757 6.8337	-1.5924 7.2044	-1.6415 7.8428	-1.5512 9.6235
R=45cm	-0.8317 5.7848	-0.9943 6.0451	-1.0729 6.3789	-1.1656 6.7737	-1.1941 7.2433	-1.1481 8.1480	-0.9712 10.3717
R=40cm	-0.7316 5.8702	-0.8969 6.1304	-0.8587 6.4379	-0.6753 6.7954	-0.8413 7.2072	-0.7382 7.5622	-0.5530 11.1249
R=35cm	-0.5393 5.9382	-0.6320 6.1788	-0.6445 6.4820	-0.5159 6.7549	-0.5287 7.1153	-0.3757 7.5016	-0.1708 11.9157
R=30cm	-0.4607 5.9735	-0.4755 6.1906	-0.4589 6.4777	-0.3396 6.6875	-0.2557 6.9689	-0.1291 7.2825	0.3789 12.6899
R=25cm	-0.3307 5.9905	-0.3416 6.1795	-0.3012 6.5744	-0.2187 6.5733	-0.0380 6.7685	0.2508 6.9488	0.7254 13.1207
R=20cm	-0.2490 5.9967	-0.2325 6.1523	-0.1816 6.6359	-0.0794 6.4392	0.0991 6.5375	0.3952 6.5597	0.8856 13.4276
R=15cm	-0.1533 5.9917	-0.1484 6.1152	-0.0978 6.6205	-0.0050 6.5077	0.1510 6.3194	0.3966 6.2128	0.7577 13.9020
R=10cm	-0.1033 5.9815	-0.0857 6.0806	-0.0484 6.5576	0.0237 6.2935	0.1354 6.1408	0.3020 5.9626	0.5259 14.5534
R=5cm	-0.0689 5.9737	-0.0384 6.0645	-0.0173 6.5157	0.0196 6.1311	0.0774 6.0452	0.1602 5.8162	0.2655 15.3989
R=0cm	0.0000 5.9697	0.0000 6.0581	0.0000 6.5106	0.0000 6.1057	0.0000 6.0068	0.0000 5.7863	0.0000 16.3408
Z= 35cm		Z= 40cm	Z= 45cm	Z= 50cm	Z= 55cm	Z= 60cm	Z= 65cm

R=100cm	-1.4757 0.7741	-1.5599 0.7185	-1.6476 0.6554	-1.7157 0.5457	-1.7792 0.4473	-1.8314 0.3473	-1.8720 0.2404
R=115cm	-1.4757 0.7741	-1.5699 0.7185	-1.6476 0.6554	-1.7157 0.5457	-1.7792 0.4492	-1.8314 0.3473	-1.8720 0.2404
R=130cm	-1.6112 0.8375	-1.7068 0.6049	-1.7745 0.7143	-1.8744 0.6153	-1.9444 0.5106	-2.0049 0.3962	-2.0525 0.2791
R=145cm	-1.7505 0.9113	-1.8572 0.9020	-1.9506 0.8057	-2.0470 0.6966	-2.1250 0.5903	-2.1963 0.4568	-2.2544 0.3251
R=160cm	-1.9025 1.1077	-2.0729 1.0117	-2.1357 0.9153	-2.2357 0.7804	-2.3323 0.6618	-2.4122 0.5253	-2.4804 0.3799
R=175cm	-2.0662 1.2393	-2.2049 1.1361	-2.3323 1.0211	-2.4514 0.8939	-2.5580 0.7554	-2.6526 0.6055	-2.7355 0.4455
R=190cm	-2.2504 1.3877	-2.4050 1.2774	-2.5512 1.1533	-2.6375 1.0153	-2.7105 0.8639	-2.7929 0.6997	-3.0129 0.5232
R=215cm	-2.4553 1.5553	-2.6238 1.4338	-2.7724 1.3748	-2.9222 1.1553	-3.0919 0.9899	-3.2705 0.8101	-3.3291 0.6159
R=240cm	-2.6663 1.7474	-2.8668 1.6230	-3.0593 1.4790	-3.2334 1.3135	-1.4054 1.1360	-3.5522 0.9388	-3.6837 0.7257
R=265cm	-2.8711 1.9523	-3.1333 1.8347	-3.3530 1.6797	-3.5632 1.5327	-3.7561 1.3059	-3.9269 1.0887	-3.9728 0.8527
R=290cm	-3.1594 2.2194	-3.4272 2.0791	-3.6349 1.9123	-3.9152 1.7186	-4.1479 1.5019	-4.3480 1.2623	-4.5175 1.0051
R=315cm	-3.4406 2.5103	-3.7517 2.3630	-4.0543 2.1824	-4.3683 1.8683	-4.5949 1.7276	-4.8223 1.4223	-5.0726 1.0726
R=340cm	-3.7421 2.8521	-4.1161 2.6982	-4.4706 2.4930	-4.7931 2.2593	-5.0982 1.9967	-5.3705 1.6961	-5.6090 1.5578
R=365cm	-4.0751 3.2551	-4.5226 3.0456	-4.9430 2.8691	-5.3337 2.5949	-5.6655 2.2957	-5.9754 1.9944	-6.2550 1.3250
R=390cm	-4.4313 3.7583	-4.9792 3.5912	-5.4765 3.3112	-5.9655 2.9670	-6.3057 2.6092	-6.6073 2.3474	-7.0901 2.1114
R=415cm	-4.8094 4.3494	-5.4906 4.1930	-6.0252 3.8452	-6.7350 3.3910	-7.1073 2.8060	-7.0810 2.6624	-7.9571 2.7513
R=440cm	-5.2167 5.1057	-6.0524 5.0463	-7.0400 4.6901	-7.8955 3.9791	-8.5767 2.9049	-8.0128 1.0346	-8.4124 3.5738
R=465cm	-5.6424 6.0424	-6.8823 6.1451	-7.9742 5.9513	-8.8505 5.0757	-11.0233 3.1678	-8.8723 0.4377	-9.0234 2.0559
R=490cm	-6.1732 7.1732	-7.8542 7.5719	-8.7530 7.4693	-10.5825 7.3867	-9.0010 -0.0010	-4.9450 1.2854	-6.5539 -0.5539
R=515cm	-6.8232 8.5642	-8.9158 8.2238	-9.8339 10.0691	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010
R=540cm	-7.5977 9.5977	-9.9342 12.1839	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010
R=565cm	-8.4415 10.2415	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010
R=590cm	-9.1057 9.4991	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010
R=615cm	-9.8707 5.9806	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010
R=640cm	-9.2795 3.5213	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010
R=665cm	0.0010 0.3317	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010
R=690cm	0.7357 8.5557	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010	-9.0010 -0.0010
R=715cm	1.2372 4.2372	-9.0010 -0.0010	3.9162 3.2562	-1.4672 -0.4695	-9.0010 -0.0010	0.4260 0.5288	0.2233 0.1292
R=740cm	1.7398 5.9376	2.7270 4.7256	4.6391 3.1796	1.8010 1.0123	0.9315 0.5630	0.5333 0.3649	0.3056 0.2936
R=765cm	1.2238 5.2238	1.6532 4.1236	1.5297 2.0291	1.2010 1.6360	0.7879 1.0029	0.4989 0.6553	0.2659 0.4618
R=790cm	0.7771 4.9123	0.9634 3.9703	2.9638 2.3853	0.7762 1.9522	0.5504 1.2896	0.3613 0.2615	0.2273 0.5963
R=815cm	0.3753 4.7707	0.4521 3.8990	0.4520 2.9592	0.3768 2.1069	0.2796 1.4457	0.1897 0.9848	0.1227 0.6817
R=840cm	0.0010 4.7017	0.0010 3.8794	0.0010 2.9814	0.0010 2.1549	0.0010 1.4997	0.0010 1.0275	0.0010 0.7148
Z=70cm		Z=75cm		Z=80cm		Z=85cm	
Z=90cm		Z=95cm		Z=100cm			

R=160cm	-1.9714 0.1701	-1.9133 0.0117	-1.9733 -0.2303	-1.9107 -0.2304	-1.8877 -0.3540	-1.8439 -0.4771	-1.7370 -0.5999
R=155cm	-1.9714 0.1701	-1.9133 0.0117	-1.9733 -0.1003	-1.9107 -0.2304	-1.8377 -0.3540	-1.8439 -0.4771	-1.7370 -0.5999
R=150cm	-2.0393 0.1342	-2.1099 0.0240	-2.1109 -0.1105	-2.1082 -0.2402	-2.0852 -0.3804	-2.0387 -0.5290	-1.9711 -0.6685
R=145cm	-2.2707 0.1005	-2.3257 0.0412	-2.3354 -0.1092	-2.3320 -0.2645	-2.3044 -0.4227	-2.2631 -0.5837	-2.1713 -0.7419
R=140cm	-2.5311 0.2700	-2.5607 0.0645	-2.5842 -0.1038	-2.5757 -0.2731	-2.5606 -0.4508	-2.5209 -0.5398	-2.4471 -0.8228
R=135cm	-2.7947 0.2747	-2.8426 0.0956	-2.8653 -0.3023	-2.8741 -0.2875	-2.8512 -0.4864	-2.8170 -0.6955	-2.7451 -0.9026
R=130cm	-3.0706 0.3352	-3.1445 0.1301	-3.1843 -0.0722	-3.1906 -0.2910	-3.1831 -0.5162	-3.1402 -0.7471	-3.0953 -0.9800
R=125cm	-3.4731 0.4708	-3.4905 0.1935	-3.5444 -0.3446	-3.5505 -0.2855	-3.5575 -0.5405	-3.5109 -0.7943	-3.4700 -1.0550
R=120cm	-3.7307 0.4700	-3.5805 0.2503	-3.7453 -0.0021	-3.9730 -0.2730	-3.9607 -0.5641	-3.9310 -0.8418	-3.9000 -1.1070
R=115cm	-4.2747 0.0774	-4.3156 0.3446	-4.4031 0.0317	-4.4607 -0.2573	-4.4551 -0.6001	-4.3743 -0.9188	-4.2600 -1.1300
R=110cm	-4.8057 0.7352	-4.7311 0.4613	-4.9753 0.1700	-5.0512 -0.1743	-5.0977 -0.6403	-4.9444 -1.1115	-4.8270 -1.3420
R=105cm	-5.1797 0.2721	-5.2847 0.5907	-5.4733 0.5606	-5.8045 0.1217	-7.7414 -0.6953	-5.4651 -1.5395	-4.8370 -1.7470
R=100cm	-5.7723 0.9403	-5.8758 0.8750	-6.4503 0.4508	-8.3247 0.3247	-7.3268 0.8368	-8.8326 0.8326	-5.0500 0.0500
R=95cm	-6.5332 1.1035	-7.2420 0.8910	-8.3457 0.3456	-7.3336 0.3336	-1.2113 0.2113	-1.8333 0.8333	-4.8700 0.4600
R=90cm	-7.8570 1.5570	-7.2729 0.3042	-8.5552 0.2552	-2.4793 0.3704	-3.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=85cm	-9.8005 2.3107	-9.0005 0.9031	-9.2507 1.1579	-2.5942 1.4177	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=80cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=75cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=70cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=65cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=60cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=55cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=50cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=45cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=40cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=35cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	0.0410 0.1430
R=30cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	0.0615 0.1916	0.0511 0.1707	0.0430 0.1714	0.0389 0.1630	0.0340 0.1510
R=25cm	0.1707 0.1356	0.0935 0.1991	0.0706 0.1903	0.0541 0.1330	0.0429 0.1737	0.0354 0.1653	0.0230 0.1570
R=20cm	0.1701 0.2307	0.1113 0.2395	0.0703 0.2707	0.0539 0.2037	0.0403 0.1807	0.0314 0.1754	0.0240 0.1620
R=15cm	0.1704 0.3543	0.1100 0.2911	0.0712 0.2503	0.0485 0.2213	0.0347 0.1997	0.0200 0.1829	0.0190 0.1690
R=10cm	0.1704 0.4507	0.0370 0.3390	0.0506 0.2702	0.0307 0.2379	0.0258 0.2100	0.0187 0.1836	0.0140 0.1740
R=5cm	0.0707 0.4716	0.0479 0.3723	0.0305 0.2901	0.0200 0.2496	0.0133 0.2177	0.0099 0.1942	0.0070 0.1770
R=0cm	0.0000 0.5120	0.0000 0.3801	0.0000 0.3557	0.0000 0.2546	0.0000 0.2200	0.0000 0.1962	0.0000 0.1700
Z=105cm		Z=110cm	Z=115cm	Z=120cm	Z=125cm	Z=130cm	Z=135cm

R=100cm	-1.7706 -0.7103	-1.0193 -0.8277	-1.0004 -0.9292	-1.0333 -1.0137	-1.2413 -1.0921	-1.2998 -1.1479	-0.9456 -1.1852
R=150cm	-1.7706 -0.7103	-1.0193 -0.8277	-1.0004 -0.9292	-1.0333 -1.0137	-1.2413 -1.0921	-1.2998 -1.1479	-0.9456 -1.1852
R=150cm	-1.0024 -0.8035	-1.7925 -0.9365	-1.0625 -1.0500	-1.0230 -1.1620	-1.0552 -1.2483	-1.1873 -1.3140	-0.9297 -0.9514
R=175cm	-2.1703 -0.9044	-1.2902 -1.0593	-1.0472 -1.0223	-1.0523 -1.0313	-1.4371 -1.4333	-1.0490 -1.0123	-1.0602 -1.0532
R=140cm	-2.0575 -1.0125	-2.2245 -1.1961	-2.0477 -1.0713	-1.0602 -1.0267	-1.0453 -1.0544	-1.3956 -1.7480	-1.1309 -1.7977
R=150cm	-2.0575 -1.0125	-2.0140 -1.0452	-1.0337 -1.0504	-1.0221 -1.0707	-1.0313 -1.0213	-1.0159 -2.0323	-1.0091 -2.0036
R=150cm	-2.9911 -1.2403	-2.0632 -1.0112	-0.0634 -1.0710	-2.0320 -2.0425	-2.0617 -2.2465	-1.0733 -2.0825	-1.0010 -2.4650
R=175cm	-3.4701 -1.3401	-3.0035 -1.0731	-0.0747 -2.0423	-2.0747 -2.0343	-2.0383 -2.0552	-1.0619 -2.0096	-1.0123 -2.0102
R=150cm	-3.0740 -1.3312	-0.0796 -1.0711	-0.0736 -2.0501	-0.0236 -2.0661	-2.0737 -2.1371	-2.0896 -3.0316	-1.4735 -3.4104
R=175cm	-4.2373 -1.3704	-4.7526 -1.0390	-2.0103 -2.0347	-0.0447 -3.1430	-0.0533 -0.9533	-2.2305 -0.7417	-1.0004 -3.0917
R=110cm	-4.0591 -0.0757	-0.5434 -0.0933	-0.0347 -1.0478	-4.1934 -1.0702	-0.2785 -1.0190	-2.4506 -1.0870	-1.7305 -1.8998
R=105cm	-4.0177 0.2000	-0.0010 0.0010	-0.0010 0.0010	-4.0432 0.0010	-0.4705 0.0010	-2.0029 0.0010	-0.0010 0.0010
R=100cm	-2.1172 0.7797	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=95cm	-1.0734 0.4747	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=90cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=85cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=80cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=75cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=70cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=65cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=60cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=55cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=50cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=45cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=40cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	0.0034 0.1070	-0.0077 0.1105	-0.0215 0.1212	-0.0032 0.1301
R=35cm	0.0032 0.1027	0.0027 0.1054	0.0137 0.1086	0.0042 0.1135	-0.0031 0.1211	-0.0027 0.1278	-0.0034 0.1377
R=30cm	0.0077 0.1413	0.0198 0.1359	0.0123 0.1369	0.0040 0.1270	-0.0017 0.1264	-0.0071 0.1327	-0.0033 0.1351
R=25cm	0.0037 0.1401	0.0103 0.1406	0.0103 0.1357	0.0031 0.1352	0.0001 0.1356	-0.0036 0.1361	-0.0036 0.1402
R=20cm	0.0197 0.1357	0.0141 0.1402	0.0073 0.1409	0.0040 0.1331	0.0012 0.1374	-0.0015 0.1386	-0.0029 0.1411
R=15cm	0.0151 0.1383	0.0110 0.1407	0.0073 0.1455	0.0042 0.1412	0.0013 0.1403	-0.0003 0.1404	-0.0013 0.1417
R=10cm	0.0104 0.1523	0.0076 0.1540	0.0021 0.1478	0.0030 0.1440	0.0013 0.1420	0.0001 0.1416	-0.0005 0.1421
R=5cm	0.0034 0.1501	0.0039 0.1500	0.0026 0.1496	0.0015 0.1454	0.0001 0.1431	0.0002 0.1423	-0.0001 0.1424
R=0cm	0.0000 0.1501	0.0000 0.1503	0.0000 0.1502	0.0000 0.1450	0.0000 0.1455	0.0000 0.1426	0.0000 0.1425
Z=140cm		Z=145cm		Z=150cm		Z=155cm	
Z=160cm		Z=165cm		Z=170cm		Z=175cm	

R=150cm	-0.7147 -1.1925	-0.5438 -1.1927	-0.5055 -1.1699	-0.5929 -1.1129	-0.2727 -1.0641	-0.1744 -1.0079	-0.1215 -0.9521
R=135cm	-0.7147 -1.1925	-0.5438 -1.1927	-1.2899	-0.3712 -1.1112	-0.7577 -1.0641	-0.1944 -1.0079	-0.1215 -0.9521
R=120cm	-0.8255 -1.5654	-0.5434 -1.5504	-1.2899	-0.2377 -1.2343	-0.2201 -1.1633	-0.1744 -1.0079	-0.0619 -1.0619
R=1+5cm	-0.8255 -1.5654	-0.5434 -1.5504	-0.7370 -1.4731	-0.2592 -1.5793	-0.1383 -1.2783	-0.0329 -1.1623	-0.0112 -1.0626
R=1+0cm	-0.8255 -1.5654	-0.5434 -1.5504	-0.5542 -1.5793	-0.1577 -1.5376	-0.0434 -1.2343	-0.0946 -1.0079	-0.1313 -1.0619
R=135cm	-0.5434 -2.1925	-0.5629 -2.0562	-0.2403 -1.9409	0.0743 -1.7334	0.1356 -1.5654	0.2797 -1.3024	0.3113 -1.1110
R=150cm	-0.6307 -2.4559	-0.4705 -2.5681	-0.0714 -2.1571	0.2405 -1.9792	0.4942 -1.0639	0.5437 -1.3389	0.5214 -1.0635
R=1+5cm	-0.8293 -2.5142	-0.3335 -2.0632	-0.1134 -2.7039	0.0273 -2.3869	0.9907 -1.7321	-0.9201 -1.2839	-0.7546 -1.0626
R=1+0cm	-0.9472 -3.4781	-0.3076 -3.4114	0.0180 -3.3044	1.1977 -2.9551	1.2990 -1.7496	1.3921 -0.9263	0.9174 -0.7337
R=1+5cm	-0.9402 -3.9303	-0.2783 -3.4981	0.0194 -4.0346	1.4702 -4.3784	-0.0010 0.0010	1.4273 0.1304	0.0274 -0.2714
R=110cm	-1.0332 -1.9277	-0.5855 -1.9352	-0.2175 -2.0270	-0.5057 -2.3277	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=105cm	-1.0010 0.1206	-0.4203 0.1296	0.1738 0.1974	0.7672 0.1694	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=100cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=95cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=90cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=85cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=80cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=75cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=70cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=65cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=60cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=55cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=50cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=45cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=40cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=35cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=30cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=25cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=20cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=15cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=10cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=5cm	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010	-0.0010 -0.0010
R=0cm	0.0000 0.1228	0.0000 0.1228	0.0000 0.1228	0.0000 0.1228	0.0000 0.1228	0.0000 0.1228	0.0000 0.1228
	R=175cm	R=180cm	R=185cm	R=190cm	R=195cm	R=200cm	R=205cm

B I B L I O G R A F I A

Il titolo di alcuni testi cui si fa riferimento più volte è abbreviato come segue:

- Erice '82: Proc. 2nd LEAR Workshop on Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons, Erice, 1982, eds. U. Gastaldi and R. Klapisch (Plenum Publishing Corp. New York, 1984).
- Tignes '85: Proc. 3rd LEAR Workshop on Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era, Tignes, 1985, eds. U. Gastaldi, R. Klapisch, J.M. Richard and J. Tran Thanh Van (Editions Frontières, Gif-sur - Yvette, 1985)
- OBELIX '85: Trasparenencies of the OBELIX Collaboration Meetings held at CERN, December 1985, to discuss the OBELIX Proposal, report CERN-OX-01-1986, January 1986.

- 1) C. W. Fabjan et al., Nucl. Instrum. Methods 156 (1978) 267.
- 2) J. C. Berset et al., Nucl. Instrum. Methods 176 (1980) 251.
- 3) D. Cockerill et al., Nucl. Instrum. Methods 176 (1980) 159.
- 4) D. Cockerill et al., Phys. Scr. 23 (1981) 649.
- 5) O. Botner et al., Nucl. Instrum. Methods 196 (1982) 315.
- 6) M. Gordon et al., Nucl. Instrum. Methods 196 (1982) 306.
- 7) R. Armenteros and B. French, $N\bar{N}$ interaction in high-energy physics, ed. E.M.S. Burhop (Academic Press, New York, 1969) Vol. 4, p. 237.
- 8) R. Armenteros et al., in Tignes '85, p. 369.
- 9) R. Armenteros et al., A study of $\bar{p}p$ interactions at rest in a H_2 gas target at LEAR, CERN proposal PSCC/80/101 (1980).

- 10) S. Ahmad et al., in Erice '82, p. 109.
- 11) S. Ahmad et al., Proc. 7th European Symp. on Antiprotons Interactions, Durham, 1984, ed. M.R. Pennington (Institute of Physics Conference Series 73, Bristol, 1985) p.283.
- 12) S. Ahmad et al., in Tignes '85, p. 217.
- 13) S. Ahmad et al., Phys.Lett. 157B (1985) 333.
- 14) J. F. Bak et al., Letter of Intent, CERN/PSCC/85-42 (1985).
- 15) T. Bressani et al., in Erice '82, p. 465.
- 16) T. Bressani et al., Nucl. Instrum. Methods 221 (1984) 355.
- 17) T. Bressani et al., in Tignes '85, p. 265.
- 18) M.P. Bussa, S. Marcello e A. Masoni, in OBELIX '85, p.159.
- 19) C. Bosio et al., Nucl. Instrum. Methods 157 (1978) 35.
- 20) B. Friend et al., CERN 80-85 (1980).
- 21) A. N. Diddens et al., preprint CERN EP/80-46 (1980).
- 22) A. N. Diddens et al., Nucl. Instrum. Methods 178 (1980)27.
- 23) M. Jonker et al., Phys. Scr. 23 (1981) 677.
- 24) M. Jonker et al., Nucl. Instrum. Methods 200 (1982) 183.
- 25) F. Bergsma et al., IEEE Trans.Nucl.Sci. NS-30 (1983) 138.
- 26) M. Jonker et al., Nucl. Instrum. Methods 215 (1983) 361.
- 27) A. Coc et al., in Tignes '85, p. 683.
- 28) S. Costa, in OBELIX '85, p. 259.
- 29) W. Dahme, OBELIX Internal Note (1985).
- 30) J. E. Augustin et al., DM2 results on hadronic and radiative J/ψ decays, Orsay report LAL/85-27 (1985).
- 31) U. Gastaldi, in "Exotic Atoms", Proc. 1st Int. School of Physics of Exotic Atoms, Erice, 1977, eds. G. Fiorentini e G. Torelli (Servizio di documentazione dei Laboratori di Frascati, Roma, 1977, p. 205).
- 32) U. Gastaldi, CERN \bar{p} p note 13 e 30 (1977).
- 33) U. Gastaldi, Nucl. Instrum. Methods 157 (1978) 441

- 34) U. Gastaldi, K. Kilian e G. Plass, CERN/PSCC/79-17 (1979).
- 35) U. Gastaldi, Nucl. Instrum. Methods 188 (1981) 459.
- 36) U. Gastaldi, in Atomic Physics 9, eds. R. S. Van Dyck and E. N. Forston (World Scientific, Singapore, 1984), p. 118.
- 37) U. Gastaldi, The High Density Spiral Projection Chamber, in OBELIX '85, p. 398.
- 38) U. Gastaldi et al., Construction and operation of the Spiral Projection Chamber of the ASTERIX experiment, inviato a Nucl. Instrum. Methods.
- 39) C. Guaraldo, in OBELIX '85, p. 297.
- 40) H. Kalinowsky et al., ASTERIX notes.
- 41) R. Landua, in OBELIX '85, p. 90.
- 42) W. Toki et al., Nucl. Instrum. Methods 219 (1984) 479.
- 43) D. Möhl, in Tignes '85, p. 65.
- 44) M. J. Pirner et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1376.
- 45) B. Pontecorvo, Sov. Phys. - JEPT 30 (1956) 947.
- 46) G. Piragino et al., in Erice '82, p. 855.
- 47) F. Balestra et al., preprint CERN-EP/85-122 (1985); inviato a Lett. Nuovo Cimento.
- 48) F. Balestra et al., preprint CERN-EP/85-152 (1985), inviato a Nuclear Physics.
- 49) M. Calvetti et al., Nucl. Instrum. Methods 176 (1980) 255.
- 50) R. Partridge et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 712.
- 51) AA.VV., GEANT, Simulation Program for Particle Physics Experiments, User Guide and Reference Manual, CERN-Data Handling Division DD/US/86.

RINGRAZIAMENTI

A conclusione del lavoro, desidero ringraziare i proff. A. Zenoni, A. Rotondi e G. Bendiscioli, per avermi ospitato presso il Dipartimento di Fisica Nucleare e Teorica della Università di Pavia, e la dtr.ssa M. P. Bussa ed il prof. B. Minetti, per i preziosi consigli.

Un ringraziamento particolare al prof. S. Costa, che mi ha sostenuto nei momenti più difficili.