



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI  
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
Corso di laurea in Fisica

**Costruzione e studio di un calorimetro a zero  
gradi per la misura dell' energia in avanti per  
l'esperimento ALICE.**

Tesi di Laurea

**Relatori:**

**Prof. Giovanna Puddu  
Dott. Alessandro De Falco**

**Candidata:**

**Elisabetta Siddi**

**Anno Accademico 1997-98**



# Indice

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>La fisica del QGP</b>   | <b>5</b>  |
| 1.1      | Introduzione . . . . .   | 5         |
| 1.2      | Condizioni iniziali nelle collisioni nucleo-nucleo . . . . .                   | 6         |
| 1.3      | Regione d'urto . . . . .   | 8         |
| 1.4      | Collisioni centrali . . . . .  | 11        |
| 1.4.1    | Le osservabili globali . . . . .   | 12        |
| 1.5      | Indicazioni dell' avvenuta formazione del QGP . . . . .                        | 14        |
| 1.5.1    | Produzione di particelle strane . . . . .                                      | 14        |
| 1.5.2    | Soppressione dei mesoni $J/\Psi$ . . . . .                                     | 15        |
| <b>2</b> | <b>Calorimetria</b>  | <b>17</b> |
| 2.1      | Introduzione . . . . .   | 17        |
| 2.2      | Sciame elettromagnetici . . . . .  | 18        |
| 2.3      | Sciame adronici. . . . .   | 20        |
| 2.3.1    | Proprietà generali . . . . .   | 20        |
| 2.3.2    | Calorimetri a campionamento e risoluzione per i calorimetri adronici . . . . . | 23        |
| 2.3.3    | Ottimizzazione dei calorimetri adronici . . . . .                              | 25        |
| 2.4      | Calorimetri "a spaghetti" (SPACAL) . . . . .                                   | 26        |
| 2.5      | Le fibre ottiche . . . . .   | 26        |
| 2.5.1    | Propagazione della luce nelle fibre ottiche . . . . .                          | 27        |
| 2.5.2    | L'effetto Cherenkov . . . . .  | 29        |
| 2.5.3    | Applicazioni in calorimetria . . . . .   | 31        |
| 2.5.4    | Posizionamento delle fibre . . . . .   | 32        |
| 2.6      | Conclusioni . . . . .  | 32        |
| <b>3</b> | <b>L'esperimento ALICE</b>   | <b>35</b> |
| 3.1      | Introduzione . . . . .   | 35        |
| 3.2      | L'esperimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) . . . . .                | 36        |
| 3.3      | Struttura del rivelatore . . . . .   | 37        |
| 3.3.1    | Sistema di "tracking" interno . . . . .  | 38        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 3.3.2    | Camera a proiezione temporale . . . . .   | 38        |
| 3.3.3    | Sistema di identificazione di particelle . . . . .                                      | 38        |
| 3.3.4    | Spettrometro per fotoni . . . . .   | 38        |
| 3.3.5    | Spettrometro per muoni . . . . .  | 39        |
| 3.3.6    | Rivelatori a grande rapidità . . . . .  | 39        |
| 3.4      | ZDC in ALICE . . . . .  | 39        |
| 3.5      | Il calorimetro per neutroni (ZN) . . . . .  | 40        |
| 3.6      | Il calorimetro per protoni . . . . .  | 41        |
| <b>4</b> | <b>Costruzione e test del prototipo</b>   | <b>43</b> |
| 4.1      | Introduzione . . . . .  | 43        |
| 4.2      | Caratteristiche tecniche di ZP2 . . . . .   | 44        |
| 4.2.1    | Montaggio del prototipo . . . . .   | 46        |
| 4.3      | Test del prototipo al CERN . . . . .  | 50        |
| <b>5</b> | <b>Analisi dei dati sperimentali</b>  | <b>55</b> |
| 5.1      | Calibrazione e studio degli spettri ADC . . . . .                                       | 56        |
| 5.1.1    | Determinazione delle tensioni ai PM . . . . .   | 56        |
| 5.1.2    | Sottrazione dei <i>pedestals</i> . . . . .  | 56        |
| 5.1.3    | Analisi degli spettri ADC . . . . .   | 62        |
| 5.1.4    | Equalizzazione della risposta dei PM . . . . .  | 65        |
| 5.1.5    | Studio degli spettri ADC per diversi run alla stessa energia<br>nominale . . . . .      | 68        |
| 5.2      | Analisi dati per adroni . . . . .   | 68        |
| 5.2.1    | Linearità . . . . .   | 68        |
| 5.2.2    | Risoluzione . . . . .   | 73        |
| 5.2.3    | Omogeneità di risposta dello ZDC ad un fascio di adroni e<br>di positroni . . . . .     | 77        |
| 5.2.4    | Dimensioni trasverse dello sciame per adroni . . . . .                                  | 79        |
| 5.3      | Analisi dati per positroni . . . . .  | 79        |
| 5.3.1    | Linearità . . . . .   | 79        |
| 5.3.2    | Risoluzione . . . . .   | 84        |
| 5.3.3    | Dimensioni trasverse dello sciame per positroni . . . . .                               | 87        |
| <b>6</b> | <b>Confronto fra due prototipi e con la simulazione</b>                                 | <b>89</b> |
| 6.1      | Simulazioni . . . . .   | 89        |
| 6.2      | Calcolo del fattore di conversione Ch ADC $\Rightarrow$ Fotoelettroni . . . . .         | 90        |
| 6.2.1    | Metodo alternativo per la conversione Ch ADC $\rightarrow$ fotoelet-<br>troni . . . . . | 91        |
| 6.3      | Adroni . . . . .  | 93        |
| 6.3.1    | Linearità . . . . .   | 93        |

|       |  |     |
|-------|--|-----|
| 6.3.2 | Risoluzione . . . . .  | 94  |
| 6.3.3 | Dimensioni trasverse dello sciame . . . . .                            | 100 |
| 6.4   | Positroni . . . . .  | 100 |
| 6.4.1 | Linearità e risoluzione . . . . .                                      | 100 |
| 6.4.2 | Dimensioni trasverse dello sciame . . . . .                            | 103 |
| 6.5   | Risposta del calorimetro a basse energie e a quelle di ALICE . . . . . | 107 |
| 6.6   | Confronto dei due prototipi ZP2 e ZP7 . . . . .                        | 107 |
| 6.6.1 | Confronto della risoluzione . . . . .                                  | 111 |
| 6.6.2 | Omogeneità di risposta . . . . .                                       | 111 |



# Elenco delle figure

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 1.1 | <i>Diagramma di fase in cui sono distinguibili una regione adronica a bassa temperatura e densità barionica, la regione di transizione (fase mista) e la fase di QGP.</i>  | 6  |
| 1.2 | <i>Densità di energia <math>\epsilon</math> e pressione <math>3P</math> secondo calcoli di QCD su reticolo.</i>  | 8  |
| 1.3 | <i>Rappresentazione schematica delle collisioni nucleo-nucleo. a) Centrale. b) Periferica.</i>   | 9  |
| 1.4 | <i>Evoluzione spazio-temporale nel caso di QGP</i>   | 10 |
| 1.5 | <i><math>d\sigma/dE_T</math> misurata da NA34 nel range di pseudorapidità <math>-0.1 \leq \eta \leq 5.5</math>, e fit sulla sezione d'urto con una parametrizzazione geometrica basata sulla convoluzione di collisioni indipendenti fra nucleoni. Vengono mostrati il numero di partecipanti del proiettile <math>N_p</math>, il parametro d'impatto <math>b</math>, la frazione <math>\sigma</math> della sezione d'urto geometrica totale, l'energia trasversa <math>E_T</math> e il numero <math>NN</math> di collisioni fra nucleoni.</i> | 12 |
| 1.6 | <i>Correlazione tra energia trasversa e energia misurata nello ZDC.</i>  | 13 |
| 1.7 | <i>Rapporto fra le sezioni d'urto di produzione della <math>J/\psi</math> e del processo di produzione <math>q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-</math> (Drell-Yan) in funzione del libero cammino medio della risonanza nel mezzo nucleare per vari proiettili e bersagli. Il rapporto nelle interazioni Pb-Pb si discosta dall'andamento tracciato nella linea tratteggiata. I diversi punti nelle reazioni nucleo-nucleo sono per diversi bin di energia trasversa, ovvero per diversi intervalli di centralità.</i>                            | 16 |
| 2.1 | <i>Risposta del calorimetro alle due diverse componenti di uno sciame adronico.</i>  | 22 |
| 2.2 | <i>Sistemazione delle fibre scintillanti nel calorimetro SPACAL.</i>   | 27 |
| 2.3 | <i>Struttura di una fibra ottica.</i>  | 28 |
| 2.4 | <i>Propagazione di un raggio all'interno di una fibra ottica.</i>  | 28 |
| 2.5 | <i>Un fotone emesso nel punto <math>P</math> per effetto Cerenkov si muove lungo il cono Cerenkov e colpisce la superficie di separazione core-cladding nel punto <math>A</math>. Vista tridimensionale.</i>   | 30 |

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 2.6 | <i>Punto d'impatto del raggio di luce con l'interfaccia core-cladding nel punto A. Sulla destra, proiezione perpendicolare all'asse della fibra. . . . .</i>   | 31 |
| 3.1 | <i>Il rivelatore ALICE. . . . .</i>  | 37 |
| 3.2 | <i>Disposizione dei calorimetri nell'esperimento ALICE. . . . .</i>  | 40 |
| 4.1 | <i>Disposizione fibre in ZP2. . . . .</i>  | 45 |
| 4.2 | <i>Fissaggio delle fibre con il nastro adesivo. . . . .</i>  | 47 |
| 4.3 | <i>Fotografia della faccia frontale dello ZDC ottenuta ponendo dei dischi colorati trasparenti nella parte terminale dei 4 tamburi; i tamburi sono poi stati illuminati con una lampada. . . . .</i>   | 48 |
| 4.4 | <i>Disposizione dei cilindretti di plexiglass contenenti i mazzetti di fibre. . . . .</i>  | 49 |
| 4.5 | <i>Il prototipo ultimato, dopo essere stato rivestito di cobex. . . . .</i>  | 50 |
| 4.6 | <i>Linea di fascio H6 dell'SPS al CERN presso cui è stato effettuato il test. . . . .</i>  | 51 |
| 4.7 | <i>Schema della disposizione degli scintillatori per il trigger. . . . .</i>   | 51 |
| 5.1 | <i>Spettri dei pedestals per gli ADC in scala logaritmica (run 444); l'ascissa è espressa in canali ADC. . . . .</i>   | 58 |
| 5.2 | <i>Spettri dei pedestals per gli ADC ritardati in scala logaritmica (run 444); l'ascissa è in canali ADC. . . . .</i>  | 59 |
| 5.3 | <i>Run pedestals: correlazione tra gli ADC non ritardati e gli ADC ritardati e fit con una retta. Ascissa e ordinata sono in canali ADC. . . . .</i>   | 60 |
| 5.4 | <i>Correlazione lineare tra ADC non ritardati e ADC ritardati ricavata dai 7 "run pedestals" eseguiti durante il test: l'andamento è stabile . . . . .</i>   | 61 |
| 5.5 | <i>In figura viene riportato il confronto tra il range degli ADC ritardati in un run pedestal (run 411) e in un due run di presa dati (run 356 e run 489). Il run 356 rappresenta un caso particolare; l'andamento generale viene rappresentato dal run 489. . . . .</i> | 63 |
| 5.6 | <i>Fit eseguito sugli spettri della somma ADC con la funzione 5.2. . . . .</i>   | 64 |
| 5.7 | <i>Fattori di correzione per l'equalizzazione di segnali ADC collegati ai quattro PM, in funzione del numero di run. Come si può notare, non sono stabili. . . . .</i>   | 67 |
| 5.8 | <i>Valori di picco degli spettri ADC per 7 run, <math>E = 150</math> GeV. . . . .</i>  | 69 |
| 5.9 | <i>Check di stabilità nella posizione del picco ADC: in ordinata viene riportato il valore della posizione di picco per blocchi di eventi successivi del run preso in esame, in ascissa il numero di blocchi in cui è stato suddiviso il run. . . . .</i>                | 70 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 5.10 | <i>Linearità di risposta del calorimetro ZP2 per un fascio di adroni (dati sperimentali).</i> . . . . .  | 72 |
| 5.11 | <i>Risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 per i diversi rapporti volumici: in alto viene riportata la curva corrispondente al caso in cui il rapporto volumico sia 1/325 (PM1), al centro 1/162 (PM1+PM4), in basso 1/80 (Sum 4PM).</i> . . . . .   | 74 |
| 5.12 | <i>Risposta luminosa per diversi punti di impatto del fascio sulla parte frontale del calorimetro per due diversi rapporti volumici: 1/325 a sinistra e 1/162 a destra, per un fascio di particelle adroniche (in alto) e positroniche (in basso). Con fascio adronico si osserva una risposta più omogenea all'aumentare del rapporto volumico.</i> . . . . . | 78 |
| 5.13 | <i>Risposta luminosa al variare della coordinata orizzontale con coordinata verticale corrispondente ad un piano di fibre, per diverse energie e per un rapporto volumico pari a 1/325.</i> . . . . .  | 80 |
| 5.14 | <i>Risposta luminosa al variare della coordinata orizzontale con coordinata verticale corrispondente ad un piano di fibre, per diverse energie e per un rapporto volumico pari a 1/162; la risposta con fascio adronico è omogenea.</i> . . . . .  | 81 |
| 5.15 | <i>Risposta luminosa al variare della coordinata orizzontale con coordinata verticale corrispondente ad un piano di fibre, per diverse energie e per un rapporto volumico pari a 1/162 ottenuto considerando la risposta dei PM relativi a fibre di uno stesso piano; la risposta è omogenea con fascio adronico.</i> . . . . .                                | 82 |
| 5.16 | <i>"Scanning" orizzontale dello ZDC con un fascio di adroni (in alto); rapporti incrementali ottenuti derivando per punti la curva di scanning (in basso).</i> . . . . .   | 83 |
| 5.17 | <i>Spettri ADC per positroni; nel caso <math>E = 120</math> GeV è visibile il picco attribuito ad una contaminazione adronica del fascio.</i> . . . . .  | 85 |
| 5.18 | <i>In alto, viene riportata la linearità di risposta del calorimetro per un fascio di positroni; in basso, la risoluzione per un rapporto volumico pari a 1/80.</i> . . . . .  | 86 |
| 5.19 | <i>"Scanning" verticale dello ZDC con un fascio di positroni (in alto); rapporti incrementali ottenuti derivando per punti la curva di scanning (in basso).</i> . . . . .  | 88 |
| 6.1  | <i>In figura è riportato lo spettro di singolo fotoelettrone.</i> . . . . .  | 92 |
| 6.2  | <i>Linearità di risposta del calorimetro per un fascio di adroni (confronto tra dati sperimentali e simulazioni Monte Carlo).</i> . . . . .  | 95 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 6.3  | <i>Risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 per il rapporto volumico 1/325 (confronto tra dati sperimentali e simulazioni Monte Carlo).</i> . . . . .   | 97  |
| 6.4  | <i>Risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 per il rapporto volumico 1/162 (confronto tra dati sperimentali e simulazioni Monte Carlo).</i> . . . . .   | 98  |
| 6.5  | <i>Risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 per un rapporto volumico pari a 1/80 (confronto tra dati sperimentali e simulazioni Monte Carlo).</i> . . . . .   | 99  |
| 6.6  | <i>Numero di fotoelettroni prodotti da un fascio di protoni a 100 GeV incidenti sul centro del calorimetro in funzione della coordinata x del punto in cui vengono prodotti i fotoelettroni, rispetto al punto di impatto della particella primaria (simulazione Monte Carlo).</i> . . . . . | 101 |
| 6.7  | <i>Scanning" orizzontale dello ZDC con un fascio di adroni: confronto con il Monte Carlo (in alto); rapporti incrementali ottenuti derivando per punti la curva di scanning: confronto con le simulazioni (in basso).</i> . . . . .  | 102 |
| 6.8  | <i>Linearità di risposta del calorimetro e risoluzione per un fascio di positroni (confronto tra dati sperimentali e dati Monte Carlo; rapporto volumico 1/80).</i> . . . . .  | 104 |
| 6.9  | <i>Numero di fotoelettroni prodotti da un fascio di positroni a 100 GeV incidenti sul centro del calorimetro in funzione della coordinata x del punto in cui vengono prodotti i fotoelettroni (simulazione Monte Carlo).</i> . . . . .   | 105 |
| 6.10 | <i>Scanning orizzontale dello ZDC con un fascio di positroni: confronto con il Monte Carlo (in alto); rapporti incrementali ottenuti derivando per punti la curva di scanning: confronto con le simulazioni (in basso).</i> . . . . .  | 106 |
| 6.11 | <i>Linearità di risposta del calorimetro ZP2 per un fascio di adroni (simulazioni Monte Carlo).</i> . . . . .  | 108 |
| 6.12 | <i>In figura viene mostrato il valore della risoluzione che le simulazioni prevedono si possa ottenere alle energie di LHC.</i> . . . . .  | 109 |
| 6.13 | <i>Disposizione fibre in ZP7.</i> . . . . .  | 110 |
| 6.14 | <i>Confronto tra i valori della risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 e ZP7 per un rapporto volumico pari a 1/80.</i> . . . . .  | 112 |
| 6.15 | <i>Risposta luminosa per diversi punti di impatto del fascio sulla parte frontale del calorimetro ZP7 per un rapporto volumico pari a 1/170 , per un fascio di particelle adroniche (in alto) e positroniche (in basso).</i> . . . . .   | 113 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 6.16 | <i>Correlazione fra le risposte dei PM per un fascio di adroni (dati sperimentali).</i>   | 115 |
| 6.17 | <i>Correlazione fra le risposte dei singoli PM per un fascio di positroni (dati sperimentali).</i>                                | 116 |
| 6.18 | <i>Correlazione fra le risposte delle coppie di PM del calorimetro ZP2 e di ZP7, per un fascio di adroni (dati sperimentali).</i> | 117 |



# Elenco delle tabelle

|      |   |    |
|------|---|----|
| 3.1  | <i>Fasci utilizzati negli esperimenti con ioni pesanti.</i>   | 35 |
| 4.1  | <i>Caratteristiche tecniche del rame, materiale scelto per la costruzione del prototipo.</i>  | 44 |
| 4.2  | <i>Caratteristiche tecniche delle fibre usate per il prototipo.</i>   | 45 |
| 4.3  | <i>Rapporti volumici relativi alle diverse possibilità di lettura dei segnali dei fotomoltiplicatori.</i>   | 46 |
| 4.4  | <i>Caratteristiche generali del prototipo.</i>  | 47 |
| 4.5  | <i>Dimensioni degli scintillatori di trigger.</i>   | 52 |
| 5.1  | <i>Tensioni di alimentazione dei PM.</i>  | 56 |
| 5.2  | <i>Valore dei coefficienti della rette di correlazione.</i>   | 62 |
| 5.3  | <i>Valori di picco (in canali ADC)</i>  | 71 |
| 5.4  | <i>Rapporti volumici ottenuti da diverse combinazioni delle somme dei segnali provenienti dai PM.</i>   | 73 |
| 5.5  | <i>Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/325.</i>                              | 73 |
| 5.6  | <i>Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondenti al rapporto volumico 1/162.</i>                              | 75 |
| 5.7  | <i>Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondenti al rapporto volumico 1/80.</i>                               | 75 |
| 5.8  | <i>Valori dei parametri ottenuti dai fit effettuati sui dati , per la determinazione della risoluzione.</i>   | 76 |
| 5.9  | <i>Risposta del calorimetro ad un fascio di positroni a diverse energie (dati sperimentali).</i>  | 84 |
| 5.10 | <i>Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/80 (dati sperimentali).</i>           | 87 |
| 6.1  | <i>Risposta luminosa del rivelatore ad un fascio adronico incidente, a diverse energie (confronto tra simulazioni Monte Carlo e dati sperimentali).</i> | 93 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 6.2  | <i>Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/325 (simulazioni Monte Carlo).</i>   |     |
|      |  | 94  |
| 6.3  | <i>Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/162 (simulazioni Monte Carlo).</i>   | 96  |
| 6.4  | <i>Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/80 (simulazioni Monte Carlo.)</i>  | 96  |
| 6.5  | <i>Valori dei parametri ottenuti dai fit effettuati sui risultati delle simulazioni Monte Carlo, per la determinazione della risoluzione. .</i>  | 96  |
| 6.6  | <i>Rapporto tra i valori Monte Carlo e sperimentali per i valori di picco e della risoluzione. . . . .</i>   | 100 |
| 6.7  | <i>Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/80 per un fascio di positroni (dati Monte Carlo). . . . .</i>                                  | 103 |
| 6.8  | <i>Caratteristiche generali dei due prototipi. . . . .</i>   | 110 |
| 6.9  | <i>Rapporti volumici ottenuti da diverse combinazioni delle somme dei segnali dei fotomoltiplicatori per i due prototipi. . . . .</i>  | 110 |
| 6.10 | <i>Valore della risoluzione per i calorimetri ZP2 e ZP7 corrispondenti al rapporto volumico 1/80; durante il test di ZP7 non era disponibile l'energia del fascio adronico <math>E = 120</math> GeV. . . . .</i> | 111 |

# Ringraziamenti



Per motivi di spazio mi è impossibile nominare una per una tutte le persone, amici, parenti e colleghi, che mi sono state accanto non solo durante questi ultimi mesi, ma in tutti questi anni di Università; chi non è citato perciò non se ne abbia a male... a tutti va un affettuoso ringraziamento.

Non posso che iniziare ringraziando la mia Famiglia, per avermi dato la possibilità di intraprendere gli studi universitari, per aver assecondato le mie inclinazioni, per aver avuto fiducia in me, per avermi aiutata, moralmente ed economicamente, per esserci stata sempre e comunque.

Vorrei ringraziare la prof.ssa Giovanna Puddu, per avermi dato la possibilità di svolgere questo lavoro di tesi, di fare delle esperienze straordinarie, dal punto di vista scientifico e umano, a Torino e al CERN, per aver creduto in me, per avermi seguita costantemente e con attenzione e soprattutto per la sua capacità di creare un ambiente di lavoro piacevole e stimolante.

Desidero ringraziare in modo particolare il dott. Alessandro De Falco. Mi è estremamente difficile riuscire ad esprimere a parole il senso di riconoscenza e gratitudine che provo nei suoi confronti. È stata una guida preziosa e insostituibile in tutto il periodo di lavoro, è riuscito a trasmettermi, in modo chiaro

e piacevole, non solo le conoscenze necessarie per la realizzazione di questa tesi ma molto di più; è stato sempre disponibile, in qualunque momento, a chiarirmi dubbi e ad aiutarmi a risolvere problemi e soprattutto ha dimostrato di possedere una pazienza davvero infinita !

Ringrazio tutto il gruppo PINOT di Torino, in particolare i professori Mauro Gallio e Beppe Della Casa, il dott. Alfredo Musso e soprattutto la dott.ssa Roberta Arnaldi, per il prezioso aiuto (scientifico e non) fornitomi e per l'amicizia dimostratami durante il mio soggiorno a Torino.

Non potrei non ringraziare Fabrizio, Giampaolo, Gianluca, Giovanna, Giulia, Maurizio, Sergio e Silvia, nonché tutto il gruppo Terzo della sezione INFN di Cagliari, per i momenti di allegria e buonumore che hanno reso indimenticabili questi mesi di lavoro.

Un ringraziamento speciale va a Francesca e Luisa, che più che colleghe io considero vere amiche, per i momenti, belli e meno belli, che abbiamo condiviso in questi anni.

Ultimo, ma non per importanza, vorrei ringraziare il mio caro Amico Corrado Cicalò, per avermi fatto conoscere il meraviglioso mondo del CERN e della Fisica Subnucleare, per essermi stato vicino sia nei momenti di difficoltà che in quelli di gioia durante questi anni di Università, per avermi seguita e incoraggiata, con stima, amicizia e affetto, per avermi ridato fiducia in me stessa e nelle mie capacità, insomma .... per essere stato un vero *Peng You*.

Grazie, di cuore, a tutti.

Cagliari, 20-10-1998

# Introduzione

LHC è un *collider* per protoni e ioni pesanti che consentirà di raggiungere energie nel centro di massa di 5.5 TeV per nucleone, ossia energie più elevate di quelle mai raggiunte finora.

Ciò dovrebbe permettere agli scienziati di ricreare le condizioni ipotizzate nell'Universo circa  $10^{-12}$  secondi dopo il Big Bang e di confermare sperimentalmente l'esistenza di un nuovo stato di materia, il quark-gluon plasma (QGP) nel quale *quarks* e gluoni sono deconfinati, previsto dalla QCD.

Ad LHC verranno effettuate delle collisioni con ioni piombo; all'intersezione di questi fasci si troverà il rivelatore ALICE (A Large Ion Collider Experiment) dedicato allo studio delle osservabili che danno informazioni rilevanti sui fenomeni ad alta densità di energia. L'apparato è molto complesso ed è costituito da una serie di rivelatori, tra cui un calorimetro a zero gradi per protoni, che ha lo scopo di misurare l'energia in avanti portata via dai nucleoni del fascio che non hanno interagito (spettatori).

Questa tesi si occuperà dello studio delle caratteristiche di un prototipo di calorimetro a zero gradi (ZDC) per l'esperimento ALICE.

Nel primo capitolo verrà data una sommaria descrizione della fisica del QGP.

Nel secondo verranno introdotti i concetti base della calorimetria.

Verrà quindi descritta (nel terzo capitolo) la struttura dei rivelatori all'interno dell'esperimento ALICE, facendo riferimento in particolare agli ZDC.

Il quarto capitolo tratterà della descrizione delle caratteristiche tecniche del prototipo, del suo montaggio, e del *test* a cui è stato sottoposto all'SPS del CERN.

Nel quinto capitolo verranno analizzati in dettaglio i dati sperimentali ottenuti. I dati raccolti verranno infine confrontati, nell'ultimo capitolo, con le simulazioni Monte Carlo e con i risultati sperimentali ottenuti dal *test* di un altro prototipo.

Il lavoro di questa tesi si è svolto all'interno delle attività del gruppo Terzo della sezione INFN di Cagliari. Tale gruppo si è occupato, in collaborazione con il gruppo Terzo della sezione INFN di Torino, di tutte le fasi del lavoro, dalla progettazione del prototipo, alla sua realizzazione e montaggio, fino al *test* e all'analisi dati.



# Capitolo 1

## La fisica del QGP

### 1.1 Introduzione

Lo studio delle interazioni tra ioni pesanti ultrarelativistici consente di analizzare il comportamento dei costituenti elementari della materia in condizioni di densità di energia particolarmente elevate. La ricerca in questo campo riguarda non solo la fisica nucleare e quella delle particelle elementari, ma anche l'astrofisica e l'astronomia. Infatti in esperimenti con fasci di ioni pesanti ultrarelativistici è possibile raggiungere le densità di energia che si pensa siano tipiche dei primi istanti dell' Universo, il che consentirebbe dunque di studiarne l'evoluzione.

Negli anni '70, al laboratorio di Bevalac, nell'urto di fasci di ioni di 1 GeV/n si dimostrò la possibilità di raggiungere densità di circa  $2 \rho_0$ , dove  $\rho_0 = 0.17$  nucleoni/fm<sup>3</sup> rappresenta la densità della materia nucleare in condizioni normali. Questo valore della densità viene raggiunto nelle esplosioni delle supernovae e all'interno di stelle di neutroni.

La cromodinamica quantistica (QCD) prevede che, per densità sufficientemente elevate, ci sia una transizione dalla materia adronica ad un plasma di *quarks* e gluoni (QGP); si ipotizza che tale transizione sia avvenuta nelle prime fasi dello sviluppo dell' Universo, circa  $10^{-5}$  secondi dopo il Big Bang.

A basse densità di energia, *quarks* e gluoni sono tenuti insieme dalla forza forte a formare particelle senza colore, gli adroni, per cui si dice che essi sono confinati all'interno degli adroni stessi; inoltre i *quarks* acquistano una massa effettiva ( $m_u \simeq m_d \simeq 300$  MeV,  $m_s \simeq 500$  MeV) mediante le interazioni tra se stessi e il vuoto fisico circostante causando la rottura della simmetria chirale. Quando aumenta la densità di energia mediante l'aumento della temperatura ("riscaldamento") o la densità di materia ("compressione"), può avvenire una transizione di fase verso il QGP, nel qual caso i partoni sono deconfinati e la simmetria chirale viene approssimativamente ristabilita ( $m_u \simeq m_d \simeq 5$  MeV,  $m_s \simeq 150$  MeV)

[Sch93]. Mediante esperimenti con fasci di ioni pesanti ultrarelativistici si cerca di capire e spiegare il diagramma di fase della materia nucleare rappresentato in fig. (1.1) e di verificare sperimentalmente il possibile deconfinamento dei *quarks* e gluoni. Questa verifica consentirebbe di capire le interazioni forti in condizioni di estrema densità di energia e di conoscere l'origine delle masse dei *quarks* e delle particelle.

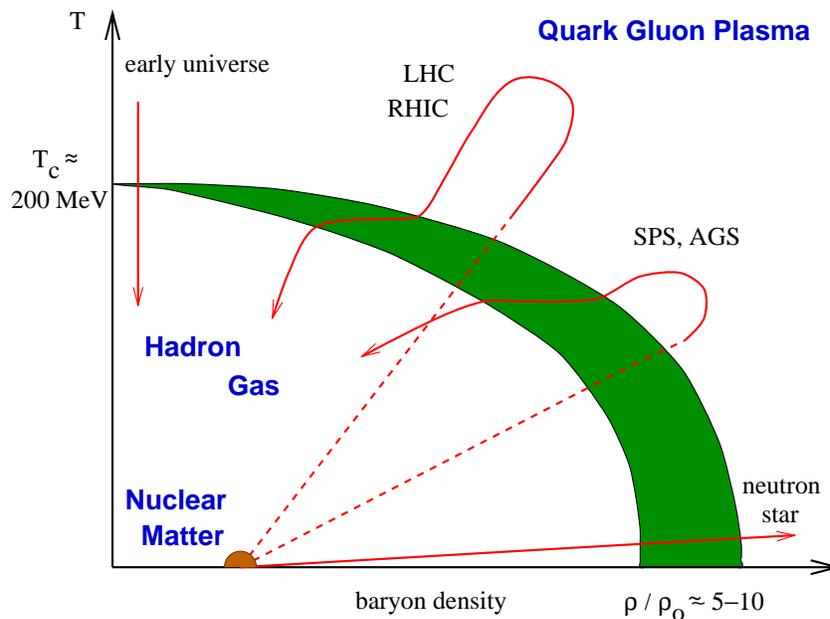


Figura 1.1: Diagramma di fase in cui sono distinguibili una regione adronica a bassa temperatura e densità barionica, la regione di transizione (fase mista) e la fase di QGP.

## 1.2 Condizioni iniziali nelle collisioni nucleo-nucleo

A causa della natura delle interazioni forti i *quarks* sono confinati all'interno di un nucleone; se si trovano in un materiale sufficientemente denso, i gluoni schermeranno la forza di colore tra i *quarks* e la costante di accoppiamento forte diventerà nulla, ossia i *quarks* si potranno muovere liberamente (regime di libertà asin-

totica). Questo fenomeno è l'analogo dello schermaggio di Debye in un sistema elettrone-ione.

A grandi distanze, cioè per piccoli impulsi scambiati, l'accoppiamento diventa forte, dando origine al confinamento e a una rottura spontanea di simmetria. Una simmetria rotta spontaneamente viene ristabilita a temperature elevate mediante una transizione di fase. Quando la materia è sufficientemente riscaldata, le interazioni a lungo *range* sono schermate e ha luogo il deconfinamento.

Mediante calcoli di QCD su reticolo è possibile ottenere il valore della densità richiesta perchè si verifichi una transizione di fase; questi risultati, nel regime non perturbativo, sono stati ottenuti mediante calcoli di tipo Monte Carlo su reticolo [Sat85].

La creazione del QGP nelle collisioni di ioni pesanti dipende dalla dinamica delle reazioni e in particolare dalle condizioni iniziali del sistema immediatamente dopo la collisione. Affinchè venga prodotto il QGP devono essere soddisfatte tre condizioni:

- Le dimensioni del sistema devono essere maggiori del *range* di interazione delle forze forti (cioè  $\gg 1$  fm); inoltre esso deve essere costituito da un gran numero di particelle .
- Per descrivere il sistema in termini di variabili termodinamiche, è necessario che questo sia in equilibrio, cioè la sua durata deve essere maggiore del tempo di rilassamento (  $\gg 1$  fm/c ) in modo da consentire la termalizzazione; poichè l'equilibrio può essere raggiunto e mantenuto durante l'espansione solo in un sistema caratterizzato da un numero di interazioni sufficiente, il numero di collisioni per particella deve essere elevato.
- La QCD su reticolo prevede per la formazione del QGP un valore della densità di energia  $\epsilon$  dell'ordine di 1-3 GeV/fm<sup>3</sup>, equivalente ad una temperatura  $T_c$  di 150-200 MeV e a una densità barionica  $\rho_0$  da 5 a 10 volte superiore alla normale densità nucleare della materia.

Calcoli effettuati negli anni '80 [Cel83] hanno evidenziato una netta discontinuità nell'andamento della temperatura  $T/T_c$  in funzione della densità di energia ( $\epsilon/T^4$ ), come mostrato in fig. (1.2)

Questo fenomeno è stato spiegato mediante una transizione del primo ordine da un gas adronico (ideale) ad uno stato di QGP (ideale) ad una temperatura di 150-200 MeV; calcoli più recenti [Eng90] hanno mostrato che il sistema presenta una deviazione considerevole dal comportamento ideale in prossimità della temperatura di transizione, indicata da una notevole differenza della densità di

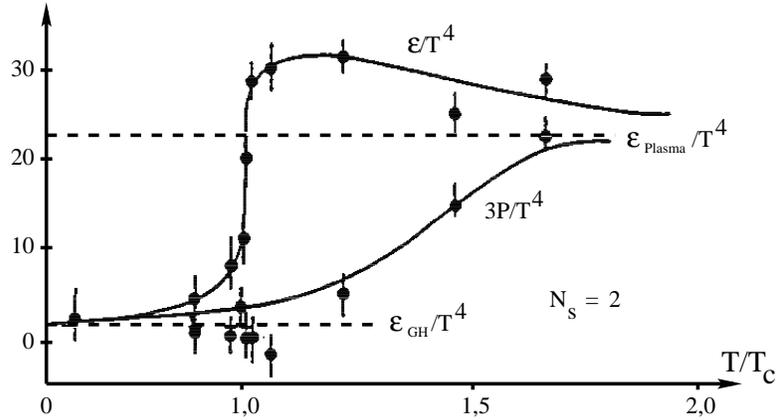


Figura 1.2: Densità di energia  $\epsilon$  e pressione  $3P$  secondo calcoli di QCD su reticolo.

energia ( $\epsilon/T^4$ ) e di pressione ( $3P/T^4$ ), come mostrato nella figura (1.2). Per  $T < T_c$ , se si riscalda il sistema la temperatura aumenta mentre il rapporto  $\epsilon/T^4$  resta costante; se  $T = T_c$  la temperatura non aumenta, ma il calore latente sì; se  $T > T_c$  la temperatura riprende ad aumentare ed  $\epsilon/T^4$  resta costante ma assume un valore maggiore di quello corrispondente a  $T < T_c$  a causa del numero di gradi di libertà maggiore nel QGP rispetto ad un gas di adroni.

### 1.3 Regione d'urto

Dal momento in cui si ipotizza sia avvenuto il Big Bang si è passati da una fase di QGP ad una in cui compaiono i primi adroni (a causa dell'espansione del sistema) fino al raggiungimento dello stato di materia adronica. Sperimentalmente si cerca di raggiungere le stesse condizioni di densità e temperatura tipiche dello stato di QGP attraverso urti tra ioni pesanti, cioè nuclei di alto numero atomico; infatti l'energia ottenuta è in media proporzionale al numero di particelle che entrano in gioco nell'interazione.

Schematicamente possiamo rappresentare l'interazione tra due nuclei ultrarelativistici come mostrato in figura 1.3.

Il **parametro di impatto  $b$**  (cioè la distanza minima tra i centri dei nuclei)

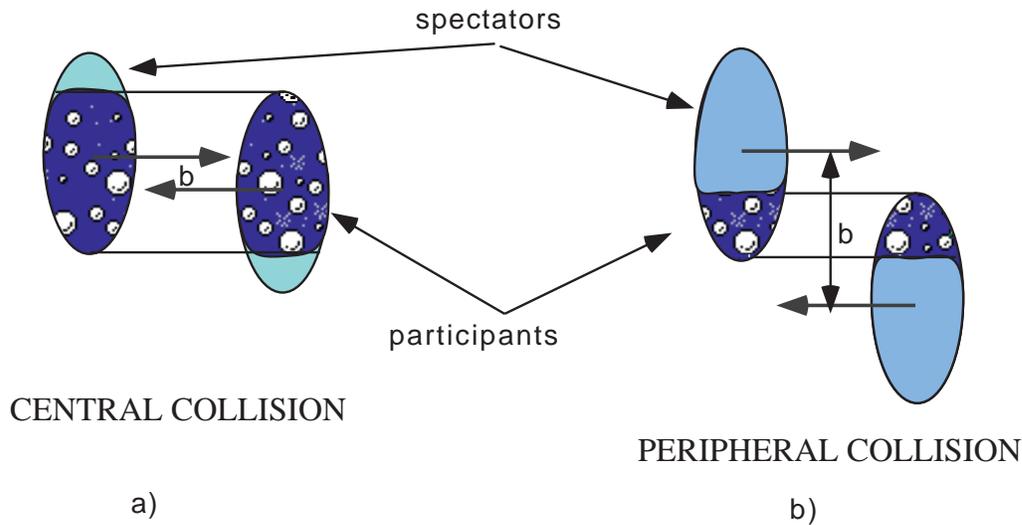


Figura 1.3: *Rappresentazione schematica delle collisioni nucleo-nucleo. a) Centrale. b) Periferica.*

separa i nucleoni in *partecipanti* che si urtano e in *spettatori* che proseguono, a parte qualche piccola perturbazione, lungo la direzione originaria. I nuclei si avvicinano e appaiono come dischi piatti a causa della contrazione relativistica; l'uso della geometria piana viene giustificato dal fatto che ad energie molto elevate la dimensione tipica dei nucleoni è molto maggiore della lunghezza d'onda Compton e il raggio nucleare è maggiore della lunghezza di interazione; questo consente di trascurare una dimensione.

Di seguito vengono riassunti i vari stadi di evoluzione del sistema, che vengono inoltre schematizzati in fig. (1.4).

- **CONDIZIONI INIZIALI.** La misura delle caratteristiche globali di un evento è necessaria per specificare le condizioni iniziali. Dalla distribuzione barionica, dall'energia trasversa e dal numero di particelle prodotte (molteplicità) è possibile derivare il parametro di impatto, il volume iniziale e la densità di energia raggiunte. In questa fase possono avvenire molte collisioni a livello partonico, con conseguente produzione di un gran numero di *quarks*

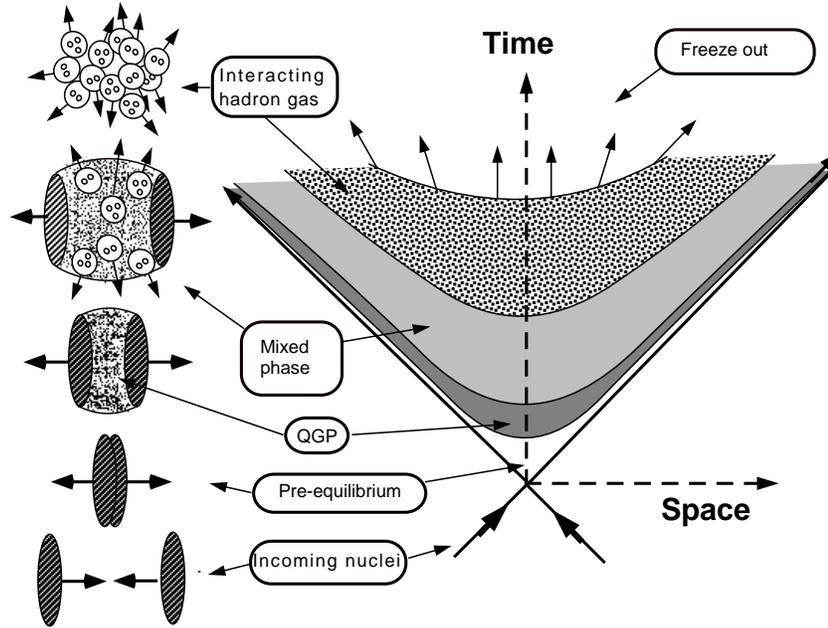


Figura 1.4: *Evoluzione spazio-temporale nel caso di QGP*

e gluoni; il sistema non ha ancora raggiunto lo stato di equilibrio, per cui occorre un tempo di formazione di circa  $1 \text{ fm}/c$ .

- **QUARK-GLUON PLASMA.** Grazie all'elevato numero di urti tra partoni si raggiunge lo stato di equilibrio; se la temperatura è abbastanza elevata, il sistema perviene alla fase di QGP; la durata dello stato di plasma è di circa  $4 \text{ fm}/c$ .
- **FASE MISTA.** Il sistema si espande rapidamente, in particolare lungo la direzione longitudinale, la sua temperatura diminuisce e raggiunge la temperatura critica  $T_c$  dopo  $\tau \approx 3-5 \text{ fm}/c$ ; si arriva all'adronizzazione del plasma quando  $T < T_c$ . La fase mista può durare a lungo ( $\tau > 10 \text{ fm}/c$ ); in questa fase possono coesistere il gas di *quarks* e gluoni e un gas adronico; la fase mista si ha solo per transizioni del primo ordine.
- **GAS ADRONICO.** In questa ultima fase ( $\tau \gg 10 \text{ fm}/c$ ) il sistema continua ad espandersi finché tutti i partoni non si sono ricombinati in adroni;

l'espansione continua e può raggiungere delle dimensioni elevate ( $V > 10^4 - 10^5 \text{ fm}^3$ ) fino ad arrivare allo stato di "freeze-out" in cui non ci sono più interazioni e gli adroni che provengono dal processo di adronizzazione fluiranno fuori dalla regione di collisione.

## 1.4 Collisioni centrali

Vengono definiti *centrali* gli urti caratterizzati da un piccolo parametro di impatto ovvero da una distanza minima tra i centri dei nuclei; in questi urti viene scambiata una grande energia perchè tutti i nucleoni del nucleo proiettile e del nucleo bersaglio vengono a contatto e la zona calda è la maggiore possibile; nelle reazioni *periferiche* (in cui il parametro di impatto è prossimo alla somma dei raggi dei due nuclei) solo alcuni nucleoni partecipano alla collisione.

Nello studio delle collisioni tra ioni pesanti è di fondamentale importanza la valutazione del parametro di impatto. Questo può essere ottenuto considerando le seguenti grandezze:

- La **molteplicità** delle particelle cariche prodotte per intervallo angolare.
- L' **energia trasversa**  $E_T = \sum_{i=1}^n E_i \sin \theta_i$  dove  $E_i$  e  $\theta_i$  sono rispettivamente l'energia e l'angolo formato dalla direzione della particella con l'asse z che, in un esperimento a bersaglio fisso, coincide con la direzione del fascio; la somma viene estesa a tutte le particelle prodotte.

Tra l'energia trasversa  $E_T$  e la molteplicità  $N$  delle particelle cariche esiste una forte correlazione. Infatti grandi valori di  $E_T$  corrispondono ad un alto deposito di energia e dunque ad un numero elevato di particelle prodotte; in un urto centrale vengono prodotte più particelle perchè è maggiore l'energia depositata rispetto ad uno periferico.

Nella figura 1.5 viene rappresentata la sezione d'urto differenziale in funzione dell'energia trasversa nell'urto di un nucleo di S su diversi nuclei bersaglio.

Per bassi valori di  $E_T$  e quindi per grandi valori del parametro d'impatto, la sezione d'urto delle collisioni periferiche, con pochi nucleoni partecipanti, è alta. Al diminuire del parametro di impatto aumenta, in corrispondenza, il numero dei partecipanti finchè non si ottiene la completa sovrapposizione dei due nuclei collidenti. L'andamento della sezione d'urto in questa fase è piatto. Quando poi il parametro d'impatto  $b$  tende a zero (valori molto elevati di  $E_T$ ) la sezione d'urto diminuisce; la coda è causata dalle fluttuazioni nel numero di collisioni nucleone-nucleone.

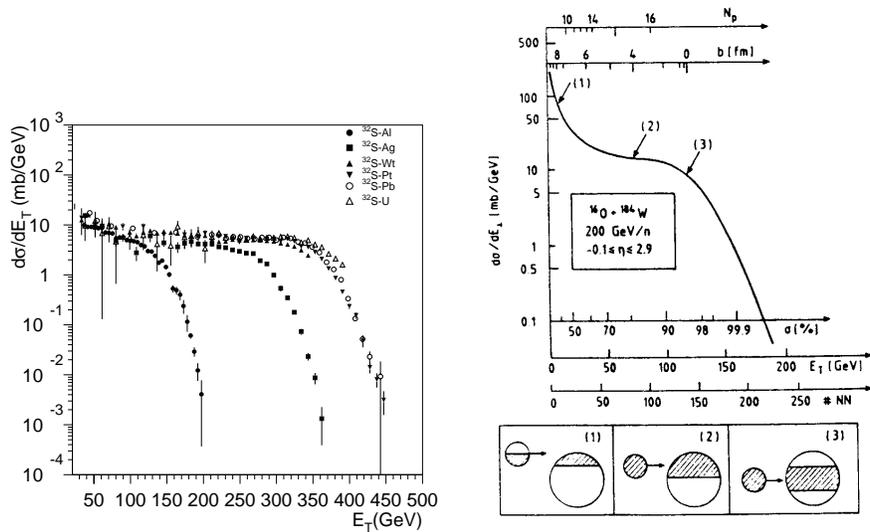


Figura 1.5:  $d\sigma/dE_T$  misurata da NA34 nel range di pseudorapidità  $-0.1 \leq \eta \leq 5.5$ , e fit sulla sezione d'urto con una parametrizzazione geometrica basata sulla convoluzione di collisioni indipendenti fra nucleoni. Vengono mostrati il numero di partecipanti del proiettile  $N_p$ , il parametro d'impatto  $b$ , la frazione  $\sigma$  della sezione d'urto geometrica totale, l'energia trasversa  $E_T$  e il numero  $NN$  di collisioni fra nucleoni.

- È importante, inoltre, misurare l' **energia in avanti** portata dai nucleoni o dai frammenti che hanno interagito col bersaglio. Questa informazione è fornita dallo ZDC (Zero Degree Calorimeter); i dati evidenziano un'anticorrelazione tra  $E_T$  e l'energia rilevata da un calorimetro a zero gradi (come mostrato in figura 1.6) e di conseguenza con il parametro di impatto.

### 1.4.1 Le osservabili globali

Con questo termine vengono indicate delle variabili quali la temperatura, l'entropia, la densità di energia, il parametro di impatto, le dimensioni spazio-temporali del sistema, che possono essere determinate in maniera più o meno dipendente dal modello, a partire dalle grandezze misurate.

- Mediante una formula dovuta a Bjorken [Bjo83] è possibile stimare la densità di energia iniziale dalla misura della molteplicità o dell'energia trasversa:

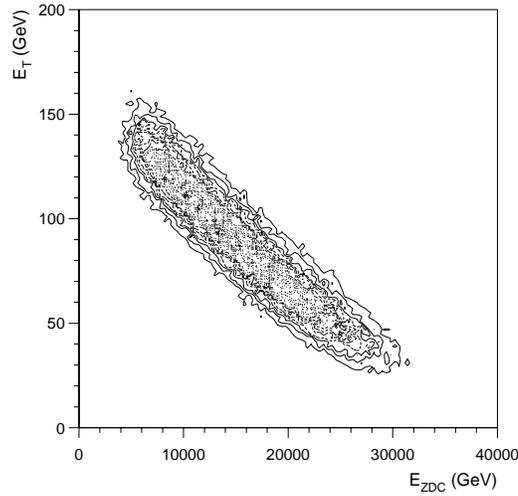


Figura 1.6: Correlazione tra energia trasversa e energia misurata nello ZDC.

$$\epsilon_{Bj} = \frac{\left. \frac{dN}{dy} \right|_{y=0} \langle m_T \rangle}{A_T \cdot c\tau} = \frac{\left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0}}{A_T \cdot c\tau}, \quad (1.1)$$

$A_T \cdot c\tau$  rappresenta il volume effettivo dell'interazione,  $y$  è la **rapidità** definita in funzione dell'energia  $E$  e dell'impulso longitudinale  $p_L$ :

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_L}{E - p_L}, \quad (1.2)$$

$\tau$  è il *tempo di formazione*, un parametro introdotto per tener conto del tempo necessario a raggiungere l'equilibrio termico, usualmente considerato  $\sim 1\text{fm}/c$ ;  $A_T$  è l'area della sezione trasversa del nucleo proiettile, che è stimata  $\sim \pi r_0^2 A^{2/3} \text{fm}^2$ , in cui  $r_0$  rappresenta il raggio nucleare ( $\sim 1\text{fm}$ ) e che riflette la geometria dell'interazione;  $A_T \cdot c\tau$  rappresenta il volume effettivo dell'interazione,  $(dN/dy)_{y=0}$  è la molteplicità nell'unità centrale di rapidità,  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$  è la massa trasversa per una particella di massa  $m$  e impulso trasverso  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ .

- Dalla distribuzione di energia trasversa possono essere stimati il parametro di impatto, il numero di partecipanti del proiettile e il numero di collisioni fra nucleoni, come mostrato in fig. 1.5 [Åke88, Sch93].

Dalla misura dell'impulso trasverso  $p_T$  delle particelle prodotte nella collisione è possibile inoltre ricavare la temperatura del sistema. Questa viene determinata in base alle distribuzioni in impulso trasverso delle particelle prodotte. La dinamica di una collisione tra ioni pesanti può essere espressa in termini di un flusso collettivo longitudinale ed uno spettro trasverso di natura termica.

Dai dati di NA44 [Dod95] si ricava una temperatura di 140 MeV. La sezione d'urto differenziale di produzione di una particella di massa  $m$  viene descritta mediante un esponenziale nella massa trasversa  $m_T$ :

$$\frac{1}{p_T} \frac{d\sigma}{dp_T} \propto e^{-m_T/T} \quad (1.3)$$

- Le dimensioni spazio-temporali del sistema vengono determinate mediante l'interferometria HBT (Hanbury-Brown-Twiss), una tecnica usata dagli astronomi per determinare le dimensioni di una sorgente luminosa attraverso l'interferenza di fotoni identici emessi da punti diversi della sorgente. Il metodo è valido anche per coppie di bosoni ( $\pi\pi$ ,  $K K$ ) emessi da parte di una sorgente termalizzata incoerente: la funzione d'onda di due pioni emessi dalla sorgente termalizzata, e che supponiamo statica, darà luogo ad una figura di interferenza descritta da un termine della forma  $(r_1 - r_2) \cos(p_1 - p_2)$ ; misurando l'impulso dei pioni, e conoscendo dunque  $p_1 - p_2$ , si può ricavare la quantità  $(r_1 - r_2)$ , che fornisce le dimensioni della sorgente. I dati ottenuti dall'esperimento NA44 indicano che le dimensioni della zona calda di interazione crescono con l'energia delle collisioni e sono in genere più grandi delle dimensioni del proiettile [Chia94].

## 1.5 Indicazioni dell'avvenuta formazione del QGP

Sebbene importanti per stabilire le condizioni del sistema, le informazioni sulle caratteristiche globali dell'interazione non consentono di stabilire se è avvenuta la transizione di fase di QGP. Ci occuperemo ora di analizzare segnali caratteristici attribuibili al QGP.

### 1.5.1 Produzione di particelle strane

È possibile ottenere delle indicazioni sul raggiungimento dell'equilibrio termico mediante lo studio di particelle che contengono un *quark* strano, confrontando questa produzione nel caso di un urto fra nuclei (A-B) rispetto a quella in collisioni tra protoni (p-p) o protone-nucleo (p-A) [Raf82]. Sperimentalmente si ottiene che

nelle interazioni centrali tra nuclei il rapporto  $K^+/\pi^+$  è circa 2 volte più grande dell'analogo valore ottenuto nell'interazione protone-nucleo; sono stati ottenuti risultati analoghi per la produzione di  $\phi$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$ . I dati mostrano che la zona calda è vicina ad un equilibrio termico. Inoltre calcoli teorici prevedono un aumento della produzione delle particelle strane nella fase di QGP; lo studio di questa consente di verificare se sia avvenuta la transizione di fase. Nell'ipotesi di formazione del QGP, la soglia di produzione per una coppia di *quarks* strani diventa di  $2m_s \cong 300$  MeV, mentre nella materia adronica la reazione con la soglia più bassa che porta alla produzione di particelle strane è la seguente:

$$p + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + n$$

che richiede almeno 671 MeV. La produzione di *quarks* s sarà perciò energeticamente più conveniente nel QGP. Effetti legati al *rescattering* e all'adronizzazione rendono più complicata l'interpretazione di un eventuale aumento di stranezza.

### 1.5.2 Soppressione dei mesoni J/Ψ

Il mesone J/Ψ è costituito da una coppia di *quarks* pesanti  $c\bar{c}$ ; possiamo distinguere tra una soppressione "ordinaria", dovuta all'assorbimento per interazioni con la materia nucleare e una soppressione dovuta alla formazione del QGP.

La soppressione nella materia nucleare è dovuta ad interazioni del tipo

$$J/\Psi + N \rightarrow X \tag{1.4}$$

ed è caratterizzata da una sezione d'urto che dipende dai numeri di massa del bersaglio e del proiettile, B e A, secondo la formula

$$\sigma(AB) = \sigma_0(AB)^\alpha \tag{1.5}$$

dove  $\alpha \simeq 0.92$ . Nel QGP l'interazione tra i *quarks*  $c\bar{c}$  viene schermata dai *quarks* e gluoni liberi; il potenziale di legame della coppia  $c\bar{c}$  assume la forma  $e^{\frac{-r}{r_D}}/r$ , dove  $r_D$ , dipendente dall'inverso della densità di partoni, assume il significato di *range* dell'interazione; se tale grandezza è inferiore alle dimensioni della J/Ψ, il legame della coppia si rompe dando origine ad una soppressione anomala caratterizzata da un effetto di soglia.

Simili meccanismi sono possibili anche per altri stati delle coppie  $q\bar{q}$  di *quarks* pesanti ( $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ), per la soppressione dei quali sono necessarie densità maggiori. I dati finora ottenuti in collisioni Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone [Ram97], evidenziano una brusca soppressione "anomala" della J/Ψ per collisioni centrali. L'interpretazione di questi dati è uno dei principali soggetti di interesse nello stadio attuale della ricerca del QGP.

Alle energie di LHC si prevede che si possa osservare la soppressione degli stati legati  $c\bar{c}$  e  $b\bar{b}$ .

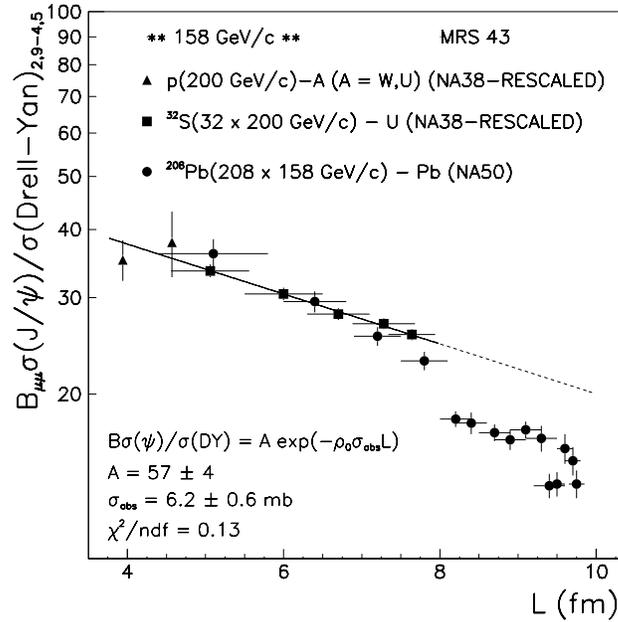


Figura 1.7: Rapporto fra le sezioni d'urto di produzione della  $J/\psi$  e del processo di produzione  $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$  (Drell-Yan) in funzione del libero cammino medio della risonanza nel mezzo nucleare per vari proiettili e bersagli. Il rapporto nelle interazioni Pb-Pb si discosta dall'andamento tracciato nella linea tratteggiata. I diversi punti nelle reazioni nucleo-nucleo sono per diversi bin di energia trasversa, ovvero per diversi intervalli di centralità.

# Capitolo 2

## Calorimetria

All'interno dell'esperimento ALICE sono previsti alcuni calorimetri, che hanno lo scopo di misurare l'energia in avanti, portata dai nucleoni spettatori, e di fornire conseguentemente una misura del parametro di impatto, per ottenere informazioni rapide e dirette sull'energia e la centralità delle collisioni. Tali calorimetri vengono chiamati ZDC (Zero Degree Calorimeter).

### 2.1 Introduzione

Un calorimetro è un apparato costituito da un blocco di materiale che intercetta la particella primaria ed è di spessore tale che questa interagisca e depositi tutta la sua energia all'interno del volume e che dia poi luogo ad una cascata o "sciame" con un numero sempre maggiore di particelle di energia sempre più bassa. Infine, la maggior parte dell'energia della particella incidente viene dissipata e appare sotto forma di calore. Una frazione (solitamente molto piccola) dell'energia depositata dalla particella iniziale viene trasformata in segnale misurabile (per es. luce di scintillazione, luce Cherenkov, o carica di ionizzazione); se questa frazione è costante, il segnale è proporzionale all'energia iniziale. I calorimetri giocano un ruolo chiave nella maggior parte degli esperimenti che vengono effettuati con fasci collidenti ad alta energia, nello *scattering* con neutrini a bersaglio fisso, in quelli con ioni pesanti e negli esperimenti di decadimento del nucleone. Le ragioni di questo impiego sono correlate alle proprietà dei calorimetri [Fab85]:

- Sono sensibili sia alle particelle cariche che a quelle neutre.
- La calorimetria è basata su processi statistici e il numero medio  $\langle N \rangle$  di particelle secondarie è proporzionale all'energia della particella incidente. La risoluzione di un calorimetro perfetto (in cui cioè vengono rivelate tutte

le particelle) è determinata dalle fluttuazioni statistiche di  $N$  e pertanto questa aumenta come  $\frac{1}{\sqrt{\langle N \rangle}} = \frac{1}{\sqrt{E}}$ .

- Le dimensioni del calorimetro necessarie per contenere lo sciame crescono logicamente con l'energia  $E$  della particella, il che comporta che anche ad energie estremamente elevate si può lavorare con uno strumento compatto (e questo permette inoltre di limitare notevolmente i costi).
- Possono essere sezionati opportunamente, il che permette una misura precisa della direzione e della posizione della particella incidente.
- La diversità di risposta a particelle differenti rende possibile l'identificazione di queste (adroni, elettroni, muoni).
- Sono veloci; possono essere raggiunte risposte temporali migliori di 100 ns, e questo è importante se il rivelatore deve essere usato con fasci di particelle ad alto *rate*.
- Non richiedono un campo magnetico per misure di energia.

Lo sviluppo di uno sciame è un processo complicato e la sua comprensione è di fondamentale importanza per la costruzione di un calorimetro. Ci sono notevoli differenze tra gli sciami prodotti da particelle elettromagnetiche e adroniche, per cui analizzeremo i due casi separatamente.

## 2.2 Sciami elettromagnetici

Se prendiamo in esame il *range* di energia che va dall' eV al MeV vediamo che i principali meccanismi di perdita dell'energia per particelle che interagiscono elettromagneticamente sono la ionizzazione per elettroni e positroni, la produzione di coppie, lo *scattering* Compton e l'effetto fotoelettrico per i fotoni.

Consideriamo come esempio i  $\gamma$  di qualche MeV, caratteristici di processi di disintegrazione nucleare. Un tale  $\gamma$  può creare una coppia elettrone - positrone: queste particelle perderanno la loro energia cinetica attraverso la ionizzazione del mezzo. Quando il positrone si ferma, annichila con un elettrone e in questo processo vengono creati due  $\gamma$  di 511 keV.

I  $\gamma$  subiscono *scattering Compton*, nel quale parte dell'energia viene trasferita ad un elettrone e parte ad un nuovo  $\gamma$ . Gli elettroni perdono la loro energia come descritto, mentre i  $\gamma$  possono o subire un altro *scattering* Compton, o dar luogo ad effetto fotoelettrico, nel quale l'intera energia del  $\gamma$  viene trasferita ad un elettrone. Questo è solo un esempio dell'infinito numero di possibilità.

Ad energie più elevate (GeV e TeV) interviene un nuovo meccanismo : il *bremsstrahlung*.

Quando passano attraverso un materiale, gli elettroni e i positroni possono irradiare fotoni in conseguenza dell'interazione Coulombiana con il campo elettrico nucleare. In questo processo l'elettrone stesso subisce un cambiamento (solitamente piccolo) in direzione. La deviazione dipende dall'angolo e dall'energia del fotone emesso, che a sua volta dipende dall'intensità del campo Coulombiano, cioè dal numero atomico del mezzo assorbitore. Questo fenomeno è detto *scattering* multiplo. Pertanto gli sciame elettromagnetici ad alta energia sono molto diversi da quelli precedentemente descritti, poichè avviene un' importante moltiplicazione delle particelle dello sciame.

Un elettrone primario di energia dell'ordine del GeV irradia lungo il suo percorso attraverso il rivelatore centinaia di fotoni. Quelli di energia maggiore di 5-10 MeV creeranno coppie di  $e^+$  ed  $e^-$  che a loro volta perderanno la loro energia tramite emissione di radiazione. Il risultato combinato di questi meccanismi dà luogo ad uno sciame che può essere costituito da centinaia di diverse particelle, elettroni, positroni e fotoni.

Sperimentalmente si vede che ad alte energie (al di sopra di circa 100 MeV) e considerando materiali di diverso  $Z$ , la produzione di coppie da parte dei fotoni e la perdita di energia tramite radiazione dominano in ogni caso, ma a basse energie le differenze tra i vari materiali sono considerevoli. Sia l'energia alla quale lo scattering Compton inizia a dominare rispetto alla produzione di coppie da parte dei fotoni, sia l'energia alla quale le perdite per ionizzazione iniziano a diventare più importanti, sono fortemente dipendenti dal materiale: sono entrambe inversamente proporzionali a  $Z$ ; il contributo dell'effetto fotoelettrico è invece estremamente dipendente da  $Z$  ( $\sigma \propto Z^5$ ).

Queste condizioni determinano la cosiddetta *energia critica*  $\varepsilon_c$ , che rappresenta il valore dell'energia al di sotto della quale la perdita di energia per ionizzazione inizia a dominare rispetto alla perdita di energia per *bremsstrahlung*. L'energia critica in un certo senso delinea il confine tra la moltiplicazione dello sciame e la successiva dissipazione dell'energia dello sciame stesso attraverso eccitazione e ionizzazione.

Una buona espressione numerica approssimata è la seguente [Fab85]:

$$\varepsilon_c(\text{MeV}) \sim \frac{550}{Z + 1.2} \quad (2.1)$$

Al di sopra di questa energia i  $\gamma$  producono in media più di una particella carica (produzione di coppie) e gli elettroni perdono la loro energia prevalentemente creando nuovi  $\gamma$ . Al di sotto di  $\varepsilon_c$ , i  $\gamma$  producono solo un elettrone ciascuno ma questi elettroni non producono nuovi  $\gamma$ , interrompendo così il processo di moltiplicazione. Lo sviluppo di uno sciame elettromagnetico dipende essenzialmente

dalla densità di elettroni nel mezzo assorbitore, cioè da  $Z$ ; è però possibile descrivere le caratteristiche dimensioni longitudinali di una *EMC* (ElectroMagnetic Cascade) di alta energia ( $E > 1$  GeV) in modo indipendente dal materiale, usando la lunghezza di radiazione  $X_0$  (per lo sviluppo longitudinale).

La **lunghezza di radiazione**  $X_0$  viene definita come la distanza lungo la quale un elettrone di alta energia riduce in media la sua energia iniziale di un fattore  $1/e$  (perde cioè il 63.2 % della sua energia per *bremstrahlung*). Questo è all'incirca uguale ai  $\frac{7}{9}$  della distanza media che fotoni altamente energetici percorrono prima di convertirsi in una coppia  $e^+e^-$ . I valori di  $X_0$  sono tabulati per differenti materiali in cm o in  $g/cm^2$  [PDG]; un' espressione numerica ben approssimata è la seguente:

$$X_0 \sim \frac{180A}{Z^2} [g/cm^2] \quad (2.2)$$

Mentre la parte ad alta energia della *EMC* è governata da  $X_0$ , la parte a bassa energia dello sciame è caratterizzata dall' energia critica  $\varepsilon_c$  del mezzo. Introduciamo una seconda quantità, il **raggio di Moliere**,  $\rho_m$ , definito come il rapporto tra  $X_0$  e l'energia critica, che viene utilizzato per descrivere le dimensioni trasverse dello sciame. Vale la seguente relazione approssimata:

$$\rho_m = \frac{21X_0}{\varepsilon_c} \sim \frac{7A}{Z} [g/cm^2] \quad (2.3)$$

Il raggio di Moliere descrive la deflessione laterale media degli elettroni di energia  $\varepsilon_c$  dopo aver percorso una lunghezza di radiazione. Gli sciami elettromagnetici sono molto stretti, specialmente nelle prime lunghezze di radiazione; si assume che la *EMC* occupi un cilindro di raggio  $R$ :

$$R \simeq 2\rho_m \quad (2.4)$$

Espresso tramite queste due quantità ( $X_0$  e  $\rho_m$ ) lo sviluppo dello sciame è approssimativamente indipendente dal materiale.

## 2.3 Sciami adronici.

### 2.3.1 Proprietà generali

Concettualmente, la misura dell'energia di sciami adronici è la stessa di quella per sciami elettromagnetici, ma la grande varietà dei possibili processi di interazione complica in maniera rilevante il processo di risposta del calorimetro.

Quando un adrone di alta energia penetra in un blocco di materiale, interagirà in qualche punto con uno dei nuclei in questo blocco. In questo processo,

solitamente vengono prodotti mesoni ( $\pi$ ,  $K$ , ecc.), che si propagheranno elettromagneticamente senza subire altre interazioni nucleari, mentre un'altra frazione dell'energia della particella viene trasferita al nucleo. Il nucleo eccitato rilascerà quest'energia emettendo un certo numero di nucleoni e, in un secondo momento  $\gamma$  di bassa energia, e perderà la sua energia di rinculo tramite ionizzazione. Le particelle prodotte in questa reazione (mesoni, nucleoni,  $\gamma$ ) possono perdere la loro energia mediante ionizzazione e/o favorire nuove reazioni, dando così origine ad uno sciame.

Alcune delle particelle prodotte nel processo a cascata interagiscono solo elettromagneticamente (per es.  $\pi^0$ ,  $\eta$ ); uno sciame adronico avrà allora una componente puramente adronica ( $p$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ) e una componente elettromagnetica ( $\gamma$ ,  $\pi^0$ ,  $\eta^0$ ). La frazione dell'energia iniziale convertita nella componente elettromagnetica varia fortemente evento per evento e le fluttuazioni non sono Gaussiane. Inoltre la frazione della componente elettromagnetica cresce logicamente con l'energia dell'adrone incidente; questo significa che la perdita totale di energia per ionizzazione non è proporzionale all'energia incidente e causa a basse energie ( $E < 2$  GeV) una deviazione della linearità del segnale [Wig91].

Il segnale nel calorimetro è il risultato di tutte le particelle cariche prodotte in questo processo, che ionizzano gli strati attivi del calorimetro. I due processi sopra descritti possono dar luogo, per un certo adrone in entrata, ad una composizione dello sciame molto diversa e quindi ad una conseguente risposta in uscita molto differente.

La grande varietà dei processi di interazione comporta fluttuazioni molto maggiori nello sviluppo dello sciame adronico in confronto agli sciame puramente elettromagnetici, per cui la risoluzione energetica per i calorimetri adronici è peggiore.

Poichè lo sviluppo dello sciame adronico è (per buona parte) basato su interazioni nucleari, le sue dimensioni sono dominate dalla **lunghezza di interazione nucleare**  $\lambda_{int}$ ; poichè il numero di atomi per unità di volume è approssimativamente indipendente dal tipo di materiale,  $\lambda_{int}$  scalerà con il raggio nucleare, cioè come  $A^{1/3}$ , mentre  $X_0$  va come  $A/Z^2$ , per cui la separazione tra particelle che interagiscono elettromagneticamente e gli adroni funziona meglio per materiali di alto  $Z$ , dove il rapporto  $\lambda_{int}/X_0$  può raggiungere valori anche maggiori di 30.

La lunghezza di interazione nucleare è grande in confronto alla lunghezza di radiazione, per cui uno sciame adronico è caratterizzato da una diffusione laterale maggiore rispetto ad uno puramente elettromagnetico; questo comporta che, per contenere lo sciame, i calorimetri adronici devono avere dimensioni maggiori di quelli elettromagnetici.

Un'altra caratteristica importante degli sciame adronici riguarda il fatto che una certa frazione dell'energia viene dissipata in forma non rivelabile ("invisibile"), e

questa rappresenta l'energia necessaria per rilasciare nucleoni dal campo nucleare che li tiene assieme. Una frazione di questa energia di legame nucleare può essere recuperata quando i neutroni vengono catturati da altri nuclei. I protoni, le  $\alpha$ , e aggregati di nucleoni rilasciati nelle reazioni nucleari perderanno la loro energia cinetica per ionizzazione. La frazione di energia invisibile può costituire anche il 40% dell'energia dissipata sotto forma non elettromagnetica, senza tener conto di neutrini e muoni di alta energia che possono essere generati nei processi di sviluppo dello sciame adronico e che escono dal rivelatore senza essere rivelati.

Poichè quest'ultima classe di effetti non ha equivalenti negli sciami elettromagnetici, la distribuzione del segnale per adroni di energia  $E$  sarà più larga che per sciami elettromagnetici alla stessa energia, a causa delle fluttuazioni maggiori. Inoltre la risposta media (cioè il segnale per unità di energia) avrà un valore diverso per gli sciami elettromagnetici e adronici ( $e/h \neq 1$ ): a causa delle perdite sopramenzionate, quest'ultimo sarà in genere più piccolo ( $e/h > 1$ ). La risposta di un calorimetro non compensato alle due componenti di uno sciame adronico è perciò diversa [Wig].

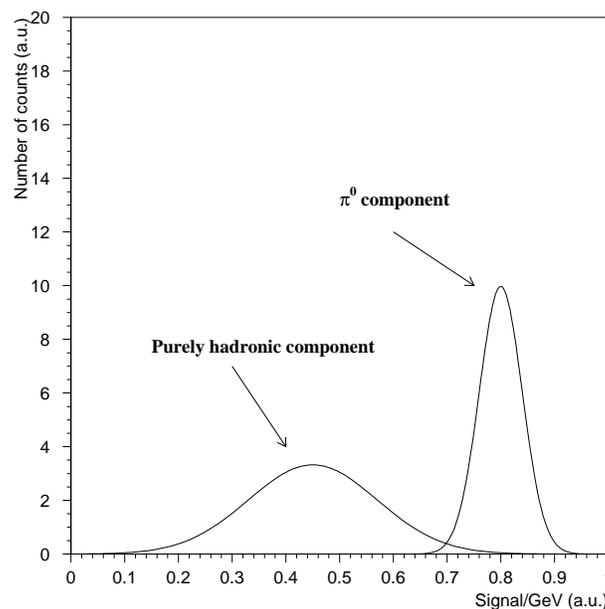


Figura 2.1: Risposta del calorimetro alle due diverse componenti di uno sciame adronico.

Ad energie elevate le deviazioni dalla condizione di compensazione peggiorano la risoluzione, da qui l'opportunità di costruire calorimetri compensati.

### 2.3.2 Calorimetri a campionamento e risoluzione per i calorimetri adronici

I calorimetri a campionamento sono apparati nei quali lo sviluppo di uno sciame avviene in un mezzo denso (assorbitore), mentre una frazione dello sciame viene rivelata in un altro materiale sensibile distribuito nel precedente. La configurazione solita è quella di un insieme di molti strati di un assorbitore metallico denso (passivo), inframmezzato da strati di materiale attivo (sensibile). I segnali vengono ottenuti da questi ultimi, per i quali esistono un gran numero di scelte.

I calorimetri a campionamento sono molto economici e pertanto possono essere sufficientemente estesi da evitare la perdita dello sciame.

La scelta di un assorbitore "passivo" - tipicamente placche di Fe, Cu o Pb, ciascuna di spessore che va da qualche frazione di  $X_0$  a qualche  $X_0$  - rende possibile costruire apparati piuttosto compatti, e consente l'ottimizzazione per richieste sperimentali specifiche come la discriminazione elettrone/pione o la misura di posizione.

In questi calorimetri, si misura solitamente la perdita di energia per ionizzazione di particelle dello sciame che attraversano uno strato attivo. Alcune delle particelle dello sciame depositeranno tutta la loro energia all'interno del materiale assorbitore, per cui occorre considerare la **frazione di campionamento**, ovvero il rapporto tra le energie depositate nei materiali attivi e passivi, che è approssimativamente uguale al rapporto in massa tra i materiali attivi e passivi nel calorimetro (per calorimetri con mezzi attivi solidi o liquidi è solitamente nel range dell'1% - 10%, per quelli gassosi è più basso, circa  $10^{-4}$ ).

La rivelazione delle particelle dello sciame con i calorimetri si basa su processi statistici: produzione di carica di ionizzazione, fotoni di scintillazione o Cherenkov, fononi o coppie elettrone-lacuna nei semiconduttori. La risoluzione energetica per la rivelazione delle particelle è pertanto determinata, tra gli altri fattori, dalle fluttuazioni nel numero  $n$  di processi primari, non correlati. La larghezza della distribuzione del segnale  $\sigma_S$  per la rivelazione di particelle monoenergetiche di energia  $E$  sarà pertanto correlata ad  $n$  come  $\sigma(S)/S \sim \sqrt{n}/n$ , da cui deriva la relazione [Wig91] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{c}{\sqrt{E}} \quad (2.5)$$

per calorimetri lineari, dove  $E$  viene espressa in GeV. A causa della natura statistica dei processi che si sviluppano in un calorimetro, la risoluzione energetica  $\frac{\sigma_E}{E}$  migliora con l'aumentare dell'energia e questo costituisce un grosso vantaggio per esperimenti di fisica delle particelle elementari condotti ad alte energie.

Le fluttuazioni nel numero di processi primari costituiscono un limite per la risoluzione energetica, comunque in molti rivelatori la risoluzione elettromag-

netica è dominata da altri fattori. Può trattarsi di processi statistici con una distribuzione di probabilità che può essere Gaussiana o di diversa natura; in questo caso il loro contributo alla risoluzione energetica causerà deviazioni dalla legge  $E^{-1/2}$ . I motivi di ciò possono essere di tipo strumentale: contributi al segnale dovuti al rumore di fondo o ai *pedestals*, incertezze derivanti dalla calibrazione o incompleto contenimento dello sciame.

La risoluzione energetica dei calorimetri a campionamento è dominata dal fatto che lo sciame è campionato, cioè la frazione di energia dello sciame depositata nella parte attiva del calorimetro varia evento per evento. L'origine di queste fluttuazioni è puramente statistica, perciò contribuisce con un termine  $c/\sqrt{E}$  alla risoluzione energetica. Un grande contributo alle fluttuazioni di campionamento deriva dalle fluttuazioni nel numero di particelle dello sciame che danno un contributo al segnale del calorimetro. Il contributo delle fluttuazioni di campionamento alla risoluzione energetica dipende dalla frazione di campionamento, cioè la frazione di energia che viene depositata negli strati attivi del calorimetro e dalla **frequenza di campionamento**, cioè il numero di strati attivi per un certo volume del calorimetro, o meglio la superficie totale di confine tra materiali attivi e passivi in questo volume [Wig95].

Il contributo delle fluttuazioni di campionamento alla risoluzione energetica scala come  $\frac{\sigma_{camp}}{E} = \frac{1}{\sqrt{f}}$ , con  $f$  frequenza di campionamento. In calorimetri con materiali attivi densi (es. scintillatori plastici) il contributo delle fluttuazioni di campionamento alla risoluzione energetica elettromagnetica tende a scalare come  $\sigma_{camp}/E = \sqrt{t_{abs}/E}$  per una particolare combinazione di materiali attivi e passivi, uno spessore fissato dei piani attivi, e uno spessore  $t_{abs}$  dei piani passivi. Inoltre le fluttuazioni di campionamento dipendono anche dallo spessore  $t_{act}$  dei piani attivi e scalano come  $c/\sqrt{t_{act}}$ , per un fissato  $t_{abs}$ .

Quando si rivelano elettroni e adroni con lo stesso calorimetro le fluttuazioni di campionamento per queste ultime particelle sono considerevolmente maggiori. Infatti il numero di particelle dello sciame che contribuiscono al segnale adronico è più piccolo perchè:

- Le particelle individuali dello sciame possono attraversare molti piani.
- L'energia media depositata dalle particelle singole negli strati attivi è maggiore .

Nella rivelazione dello sciame adronico ci sono due sorgenti di fluttuazioni che hanno un ruolo che non ha equivalente per i calorimetri elettromagnetici. Prima di tutto ci sono gli effetti delle fluttuazioni non gaussiane nella componente elettromagnetica dello sciame. Inoltre, ci sono delle fluttuazioni intrinseche nella frazione dell'energia iniziale che viene trasformata in uno sciame di particelle

ionizzanti. In genere, trascurando contributi di tipo strumentale come il rumore di fondo, la risoluzione per un calorimetro adronico può essere espressa come [Wig91]:

$$\frac{\sigma_{adr}(E)}{E} = \sqrt{\frac{c_{int}^2 + c_{camp}^2}{E}} + a \quad (2.6)$$

Il termine  $c_{int}$  rende conto delle fluttuazioni intrinseche (statistiche) nello sviluppo dello sciame e  $c_{camp}$  delle fluttuazioni di campionamento. Il termine costante tiene conto delle fluttuazioni nelle frazioni di energia che fuoriescono dal calorimetro, degli errori di calibrazione e della non uniformità nella produzione e nella raccolta del segnale. Questa formula mostra che ad alte energie è necessario cercare di rendere il termine costante il più piccolo possibile e questo può essere ottenuto costruendo un calorimetro compensato.

È possibile ridurre le fluttuazioni di campionamento in due modi:

- aumentare la frazione di campionamento
- aumentare la frequenza di campionamento

Nel primo caso si aumenta la quantità di materiale attivo (diminuendo il rapporto volumico, cioè il rapporto tra il materiale attivo e quello passivo nel calorimetro). Lo svantaggio di questo metodo è che la densità del rivelatore diminuisce e per contenere lo sciame è necessario costruire calorimetri di grandi dimensioni; inoltre il valore  $e/h$  è elevato, mentre la compensazione richiede in genere una piccola frazione di campionamento.

Nel secondo si aumenta il numero di strati indipendenti di campionamento, per una frazione di campionamento fissata. Questo è il caso dei cosiddetti calorimetri "a spaghetti" in cui il materiale sensibile è costituito da fibre ottiche.

### 2.3.3 Ottimizzazione dei calorimetri adronici

Mentre il comportamento dei calorimetri elettromagnetici può essere ben simulato tramite tecniche di Monte Carlo, a causa della limitata conoscenza dei processi adronici, non esistono programmi che presentino un' affidabilità paragonabile in grado di simulare lo sviluppo completo di uno sciame adronico e di predire in modo certo la risposta di un calorimetro per adroni.

Esperimenti condotti con calorimetri compensati ( $e/h = 1$ ) mostrano che la risoluzione energetica di tale rivelatore va come  $E^{-1/2}$  fino ad energie dell'ordine del TeV.

Misure effettuate con apparati non compensati ( $e/h \neq 1$ ) invece mostrano deviazioni considerevoli dalla linearità, e una risoluzione energetica  $\sigma/E$  che non va come  $E^{-1/2}$  all'aumentare dell'energia.

È stata studiata sistematicamente la risposta di un calorimetro a campionamento alle varie componenti di uno sciame adronico e si è visto che il comportamento del calorimetro in termini di risoluzione energetica e linearità del segnale è determinato in modo cruciale dalla sua risposta alla presenza consistente di neutroni *soft* nello sciame [Wig91].

La presenza di una considerevole frazione di atomi di idrogeno nel mezzo sensibile è essenziale per il miglior funzionamento possibile. Prima di tutto questo consente di regolare il rapporto  $e/h$  al valore desiderato (1.0) scegliendo l'appropriata frazione di campionamento. In secondo luogo, l'efficiente rivelazione dei neutroni tramite il rinculo dei protoni nel mezzo sensibile stesso riduce in maniera considerevole l'effetto di fluttuazioni nelle perdite di energia di legame a livello nucleare, che domina l'intrinseca risoluzione energetica.

## 2.4 Calorimetri "a spaghetti" (SPACAL)

Nei calorimetri a spaghetti (SPAGhetti CALorimeter) vengono inserite delle fibre ottiche in una matrice di materiale passivo denso (piombo) (vedi fig. 2.2). La compensazione viene raggiunta per rapporti volumici pari a 0.2: il valore così basso della frazione di campionamento fa sì che tale calorimetro sia denso e piuttosto compatto [Wig95]. Presenta vari vantaggi tra cui una limitata perdita della luce (che migliora la risoluzione), una buona risoluzione spaziale e una semplice costruzione dei moduli che costituiscono l'apparato.

Lo svantaggio è una limitata resistenza alle radiazioni, a cui si può ovviare utilizzando fibre in quarzo.

## 2.5 Le fibre ottiche

Le fibre ottiche sono costituite da un sottile filo di vetro a base di silice con un nucleo interno detto *core* caratterizzato da un diametro che va da  $10 \mu\text{m}$  a qualche centinaia di  $\mu\text{m}$ . Questo è ricoperto da un rivestimento concentrico anch'esso di vetro trasparente alla luce e alla radiazione infrarossa, denominato *mantello* (*cladding*) [Spa97].

Il *core* e il *cladding* sono a loro volta ricoperti da un rivestimento primario di materiale plastico per la protezione della fibra.

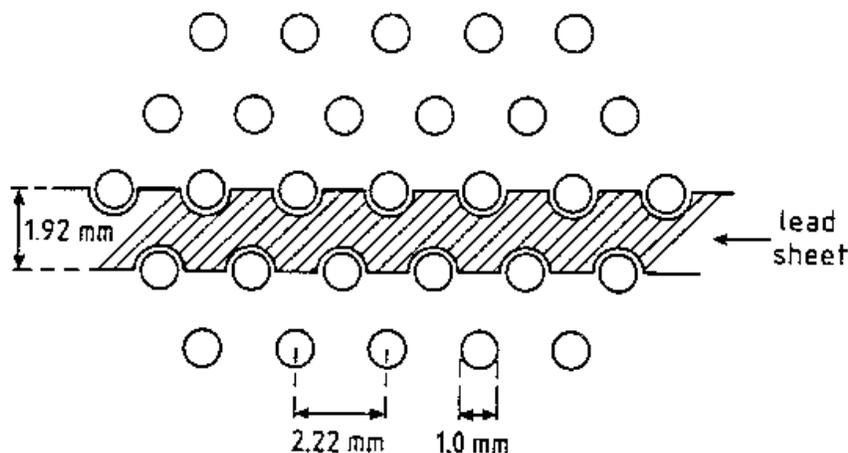


Figura 2.2: Sistemazione delle fibre scintillanti nel calorimetro SPACAL.

### 2.5.1 Propagazione della luce nelle fibre ottiche

La propagazione della luce nella fibra ottica avviene nel *core*; poichè l'indice di rifrazione del *core* è maggiore di quello del *cladding* si può imporre che l'angolo di incidenza alla superficie di separazione *core* - *cladding* sia maggiore dell'angolo limite. In questo modo il raggio subisce una riflessione totale e si propaga nel *core* per riflessioni multiple. Si lavora in condizioni di riflessione totale per evitare l'esaurimento del fascio di luce dopo un breve percorso.

La luce si propaga nel *core* della fibra ottica di indice di rifrazione  $n_{core}$ , a partire da un mezzo di indice di rifrazione  $n_0$ . Indicando con  $\phi$  l'angolo di incidenza tra il raggio di luce nel mezzo con indice di rifrazione  $n_0$  (solitamente aria, per la quale  $n_0 = 1$ ) e l'asse del *core*, vale la legge di Snell della rifrazione tra l'aria e il *core*:

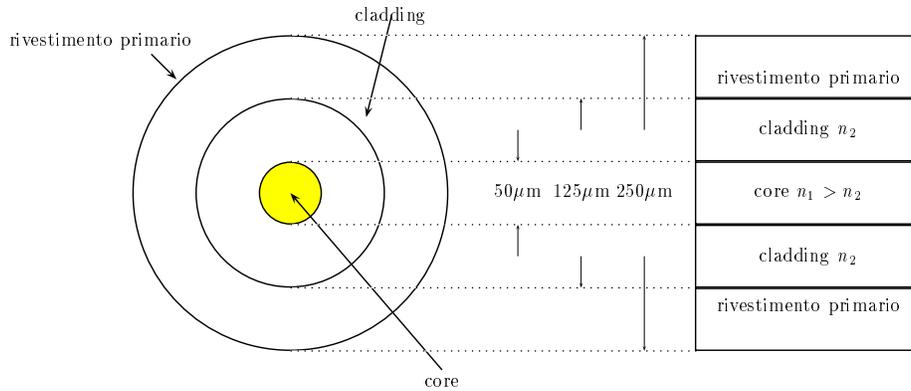


Figura 2.3: *Struttura di una fibra ottica.*

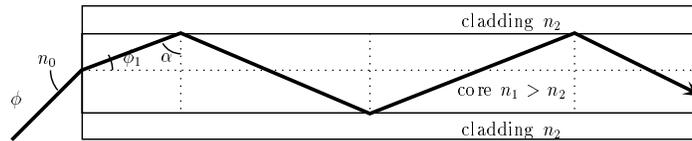


Figura 2.4: *Propagazione di una raggio all'interno di una fibra ottica.*

$$n_0 \sin \phi = n_{core} \sin \phi' \quad (2.7)$$

Poichè l'angolo di rifrazione  $\phi'$  tra aria e *core* e l'angolo  $\alpha$  di incidenza tra *core* e *cladding* sono complementari vale la relazione:

$$\phi' = 90^\circ - \alpha \quad (2.8)$$

Il massimo valore di  $\phi$  che consente la riflessione totale all'interno della fibra viene detto *angolo di accettazione*  $\phi_M$ .

Definiamo **apertura numerica** NA la quantità:

$$NA = n_0 \sin \phi_M \quad (2.9)$$

Applicando la legge di Snell si ottiene che:

$$NA = \sqrt{n_{core}^2 - n_{cladding}^2} \quad (2.10)$$

Una volta noti i tre indici di rifrazione (dell'aria, del *core*, del *cladding*) è possibile ricavare l'angolo di accettazione della fibra.

### 2.5.2 L'effetto Cherenkov

Si parla di effetto Cherenkov quando la velocità di una particella carica in un mezzo supera la velocità della luce in quel mezzo. La scoperta dell'effetto Cherenkov risale agli anni '30, quando si scoprì che certe sostanze radioattive poste in determinati liquidi, producevano una luce pallida. Si ha effetto Cherenkov quando:

$$v > \frac{c}{n} \quad (2.11)$$

dove  $v$  è la velocità della particella e  $n$  l'indice di rifrazione del mezzo. Gli atomi del mezzo si polarizzano nelle vicinanze della traccia della particella ed emettono una radiazione con un angolo [Fer86]:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (2.12)$$

dove  $\beta = v/c$ . Da questa relazione possiamo vedere che esiste un valore di soglia per la velocità della particella:

$$\beta_{lim} = \frac{1}{n} \quad (2.13)$$

per il quale la direzione del fotone emesso coincide con la traiettoria della particella e al di sotto del quale non vi è alcuna emissione di radiazione.

Una spiegazione teorica dell'effetto Cherenkov fu data nel 1937 da Frank e Tamn nell'ambito dell'elettrodinamica classica, mentre Ginsburg nel 1940 ne diede una spiegazione di tipo quantistico. Riportiamo il risultato finale, cioè la distribuzione spettrale dei fotoni emessi [Gor95]:

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL d\lambda} = 2Z^2 \pi \alpha \frac{\sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \quad (2.14)$$

$\alpha$  è la costante di struttura fine,  $\theta_c$  l'angolo di emissione Cherenkov,  $\lambda$  la lunghezza d'onda della particella e  $L$  la distanza percorsa dalla particella di carica  $Ze$  attraverso il mezzo. Come si vede dalla formula 2.14 il numero di fotoni Cherenkov emessi è inversamente proporzionale a  $\lambda^2$ .

La luce in uscita dipende dalla direzione della particella che sta attraversando la

fibra perchè la luce Cherenkov viene emessa lungo la superficie di un cono. La figura 2.5 mostra l'effetto in una fibra cilindrica.

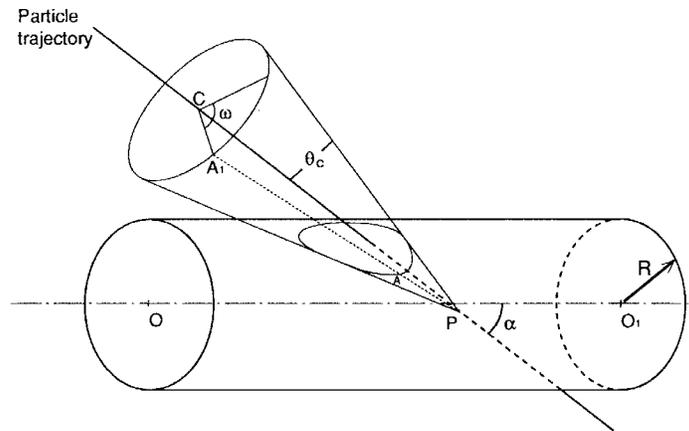


Figura 2.5: Un fotone emesso nel punto  $P$  per effetto Cherenkov si muove lungo il cono Cherenkov e colpisce la superficie di separazione core-cladding nel punto  $A$ . Vista tridimensionale.

La figura 2.5 rappresenta una sezione longitudinale della fibra, di raggio  $R$ . Viene mostrata una particella che attraversa la fibra emettendo luce Cherenkov nel punto  $P$ . La traiettoria della particella rispetto alla fibra può essere espressa mediante  $\alpha$ , l'angolo compreso tra la traiettoria della particella e l'asse longitudinale della fibra e  $b$ , la distanza di massimo avvicinamento tra la traiettoria della particella e l'asse della fibra (parametro di impatto). La luce Cherenkov viene emessa da un punto  $P$  lungo la superficie di un cono con semi-angolo  $\theta_c$ . La luce interseca la superficie di separazione core-cladding e viene catturata o meno a seconda del valore degli angoli di intersezione  $\xi$ ,  $\psi$  e  $\eta$  definiti in figura 2.6.

La condizione per la cattura e il trasporto lungo la fibra è la seguente:

$$\xi \geq \xi_{lim} = \arcsin \frac{n_{clad}}{n_{core}} \quad (2.15)$$

Moltiplicando la probabilità che un fotone rimanga all'interno di una fibra per il numero di fotoni prodotti, si ottiene il numero di fotoni catturati in una fibra.

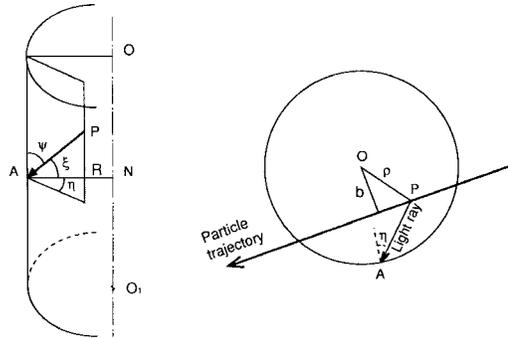


Figura 2.6: Punto d'impatto del raggio di luce con l'interfaccia core-cladding nel punto A. Sulla destra, proiezione perpendicolare all'asse della fibra.

La probabilità che i fotoni emessi come luce Cherenkov sopravvivano all'interno della guida d'onda è controllata dall'apertura numerica della guida d'onda della luce e dalla direzionalità dell'effetto Cherenkov.

### 2.5.3 Applicazioni in calorimetria

Il principio su cui si basa un calorimetro a fibre di quarzo è molto semplice: le particelle cariche di uno sciame generate in un materiale assorbente denso, di alto  $Z$ , producono luce Cherenkov nelle fibre di quarzo disposte nell'assorbente. Le stesse fibre servono da guide ottiche per la luce generata che si propaga verso il rivelatore di fotoni.

Ci sono due ragioni che rendono particolarmente utile la scelta di queste fibre:

1. la resistenza del quarzo alle radiazioni;
2. la velocità intrinseca dell'effetto Cherenkov.

Naturalmente, a seconda delle applicazioni è possibile scegliere fibre con un *cladding* di plastica (meno resistenti e più economiche) oppure fibre con un *cladding* di quarzo (più resistenti, ma più costose).

Le caratteristiche basilari dell'effetto Cherenkov in una singola fibra sono le seguenti [Anz95]:

1. L'effetto ha una soglia ( $\beta = 0.67$ ) e con la diminuzione di  $\beta$  (cioè con il diminuire della velocità) la luce prodotta diminuisce rapidamente.

2. La luce totale per una particella caratterizzata da  $\beta = 1$  è direttamente proporzionale alla lunghezza della traiettoria.
3. Affinchè venga prodotto un segnale significativo la particella deve attraversare la fibra in un intervallo angolare molto ristretto (il cui massimo è a circa  $46^\circ$ ).
4. La maggior parte della luce Cherenkov viene emessa nella regione dell'ultravioletto (in accordo con l'equazione 2.14) e lavorare con rivelatori di fotoni sensibili all'ultravioletto massimizzerà la statistica dei fotoni raccolti.

### 2.5.4 Posizionamento delle fibre

Le particelle dello sciame che contribuiscono al segnale del calorimetro sono distribuite in modo isotropo: questo è particolarmente vero per gli elettroni dello sciame creati nello *scattering* Compton e da processi di effetto fotoelettrico.

Come risultato i segnali provenienti dal calorimetro basati su processi di ionizzazione o di scintillazione sono, in generale, indipendenti dall'orientazione del materiale attivo. Nei calorimetri "a spaghetti" gli strati attivi non devono essere necessariamente orientati perpendicolarmente alla direzione delle particelle incidenti. I calorimetri a campionamento che si basano sull'effetto Cherenkov rispondono bene anche per angoli diversi da  $46^\circ$ . Anzivino ha dimostrato sperimentalmente che la risposta ad angoli molto piccoli compresi tra il fascio di particelle incidenti e le fibre è solo due volte più piccolo del valore massimo (ottenuto in corrispondenza dei  $46^\circ$ ) [Wig97].

## 2.6 Conclusioni

In un calorimetro a campionamento che sfrutta l'effetto Cherenkov in fibre ottiche di quarzo, gli effetti della direzionalità dell'emissione della luce Cherenkov e la selettività angolare dei modi di propagazione nelle fibre ottiche si combinano in modo da produrre un nuovo meccanismo di campionamento con proprietà particolarmente interessanti: grazie all'accetanza angolare limitata vengono prodotti sciami elettromagnetici e adronici molto stretti. Gli sciami e.m. e adronici sono circa tre volte più stretti (per il 90% del contenimento) in un calorimetro a fibre di quarzo che in uno a ionizzazione.

Poichè il meccanismo di base è la rivelazione della radiazione Cherenkov, il calorimetro è intrinsecamente veloce. La velocità del segnale e il tempo morto sono limitati solo dal sistema di rivelazione dei fotoni; inoltre, a causa dei modi selettivi di propagazione nelle fibre, la dispersione temporale del segnale è piccola, talmente piccola che è possibile ottenere risoluzioni temporali di 0.1 ns.

La soglia del segnale e l'accettanza limitata sopprimono enormemente il "rumore" della radioattività indotta dal materiale del calorimetro stesso. Questo è un vantaggio importante per qualunque applicazione ad alta intensità. Le origini di questa soppressione sono duplici:

1. Nessun segnale diretto è generato per particelle neutre come  $\gamma$  e neutroni.
2. La velocità di soglia Cherenkov nel quarzo richiede che una particella abbia una velocità di circa  $0.65 c$ .

In pratica questo fa sì che i prodotti di decadimento nucleare siano elettroni affinché abbiano qualche possibilità di essere relativistici. I decadimenti nucleari che danno origine a particelle  $\alpha$  sono invisibili e gli elettroni Compton che hanno origine da collisioni  $\gamma-e$  possono generare un segnale, ma devono avere un'energia minima di 0.7 MeV per generare della luce [Gor95].



# Capitolo 3

## L'esperimento ALICE

### 3.1 Introduzione

Lo studio dell'interazione tra ioni pesanti ultrarelativistici è iniziato nel 1986 sia a Brookhaven (AGS) che al CERN (SPS). Mentre in una prima fase sono stati accelerati solo ioni leggeri, a partire dal 1993 all' AGS e dal 1994 al CERN sono stati utilizzati ioni pesanti. In tab. 3.1 vengono riportate le caratteristiche dei fasci utilizzati.

| 1986                      |           | 1994       |           |
|---------------------------|-----------|------------|-----------|
| fasci                     | energia   | fasci      | energia   |
| AGS,BNL $^{16}O, ^{28}Si$ | 14 GeV/c  | $^{197}Au$ | 11 GeV/c  |
| SPS,CERN $^{16}O, ^{32}S$ | 200 GeV/c | $^{208}Pb$ | 158 GeV/c |

Tabella 3.1: *Fasci utilizzati negli esperimenti con ioni pesanti.*

Una vera e propria svolta avverrà con l'entrata in funzione dei collisionatori RHIC a Brookhaven e LHC al CERN. RHIC è costituito da due anelli indipendenti con magneti superconduttori da 3.45 T che consentono di ottenere collisioni tra diversi nuclei (p-p, p-A, A-B), inclusi protoni, ad una energia massima di 250 Z/A GeV/n, cioè ad un'energia nel centro di massa di 500 GeV per le collisioni p-p e 200 GeV/n per quelle Au-Au; la luminosità sarà di  $2 \cdot 10^{26}$  [cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>] per le reazioni Au-Au e di  $10^{31}$  per quelle p-p. RHIC sarà operativo a partire dal 1999.

LHC sarà in grado di raggiungere energie nel centro di massa di 14 TeV per collisioni p-p e di 5.5 TeV/n per quelle Pb-Pb, con temperature molto vicine a  $T = 1000$  MeV. Il valore della luminosità previsto varia da  $2 \cdot 10^{27}$  per Pb-Pb, che corrisponde a circa 200 collisioni centrali al secondo, a valori maggiori di  $10^{34}$  per

p-p; LHC entrerà in funzione a partire dal 2005.

RHIC dovrebbe situarsi al di sopra della regione di criticità mentre LHC raggiungerà condizioni significativamente migliori per lo studio del QGP. In LHC tutti i fattori necessari per la verifica del QGP quali la densità di energia, le dimensioni e la vita media del sistema dovrebbero essere più grandi di un ordine di grandezza rispetto a quelli ottenuti in collisioni Pb-Pb all' SPS e ben al di sopra della soglia di deconfinamento; dovrebbe perciò essere possibile sperimentare il QGP nella sua fase di "gas ideale" asintoticamente libero.

## 3.2 L'esperimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

ALICE è uno dei quattro esperimenti previsti ad LHC, il cui scopo è lo studio del maggior numero di grandezze che possono portare informazioni per lo studio dell'urto nucleo-nucleo. Oltre che di collisioni di tipo Pb-Pb l' esperimento ALICE si occuperà di collisioni tra ioni leggeri e questo consentirà di variare la densità di energia; inoltre collisioni con protoni (p-p o p-nucleo) forniranno dati di riferimento per le collisioni nucleo-nucleo. Descriviamo brevemente le grandezze principali che si vogliono osservare:

- Condizioni iniziali. Viene misurato il numero di nucleoni non collidenti e si ottengono informazioni sulla densità di energia raggiunta .
- QGP. La produzione di stati di *open charm* fornisce informazioni sulla cinematica dei partoni immediatamente dopo la collisione; i fotoni *'pronti'* possono rivelare la caratteristica radiazione termica del plasma; la sezione d'urto degli adroni ad alto impulso trasverso dipende dalla perdita di energia dei partoni nel plasma; la soppressione della  $J/\psi$  e della  $\Upsilon$  è una prova del deconfinamento.
- Fase di transizione. La produzione di stranezza è un segnale del ripristino parziale della simmetria chirale nella fase di plasma; le fluttuazioni nella molteplicità costituiscono un segnale caratteristico per l'avvenuta transizione di fase; l'interferometria di particelle misura il tempo di espansione nella fase mista.
- Materia adronica. La distribuzione di impulso trasverso è un parametro caratteristico dell' evoluzione dinamica della fase adronica.

### 3.3 Struttura del rivelatore

La parte centrale dell' apparato è racchiusa in un magnete di raggio  $R > 5\text{m}$  con un campo integrale di  $0.5\text{ Tm}$  e con un' accettazione angolare di  $\pm 45^\circ$  ( $\eta \leq 0.9$ ) su tutto l'angolo azimutale. ALICE può essere suddiviso nelle seguenti parti principali (fig. 3.1):

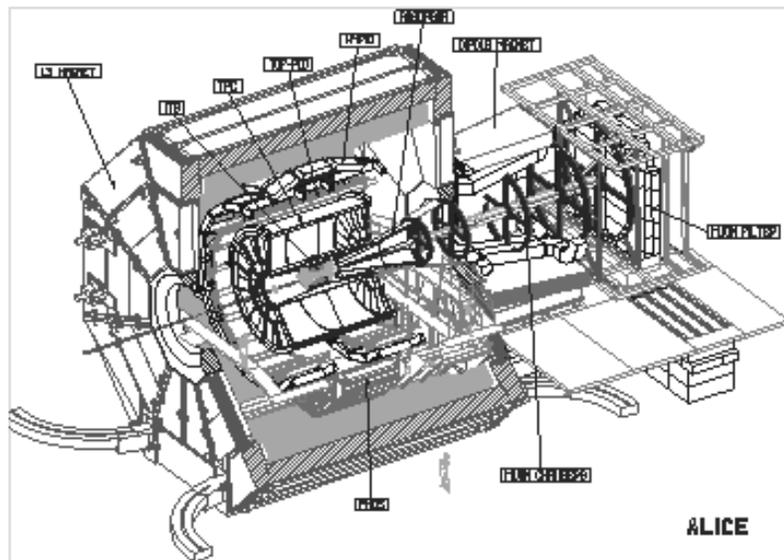


Figura 3.1: Il rivelatore ALICE.

- sistema di "tracking" interno (ITS)
- camera a proiezione temporale (TPC)
- sistema di identificazione di particelle (PID)
- spettrometro per fotoni (PHOS)
- spettrometro per muoni
- rivelatori a grande rapidità (ZDC)

### 3.3.1 Sistema di "tracking" interno

Viene utilizzato per individuare i vertici secondari di decadimento degli iperoni, per misurare la traiettoria ed identificare le particelle a bassa quantità di moto, che non raggiungono i rivelatori più esterni. Il sistema è costituito da 5 strati cilindrici coassiali di rivelatori, di raggio variabile; si pensa a rivelatori composti di *pixel* di silicio e a camere a deriva di silicio; per lo strato più esterno resta aperta la possibilità di utilizzare strisce di silicio. Il numero di strati e la loro posizione è stato ottimizzato per ottenere un'efficiente ricostruzione della traiettoria e una buona risoluzione del parametro di impatto.

L'identificazione delle particelle avviene mediante la misura contemporanea della quantità di moto e dell'energia depositata nell'attraversamento dei rivelatori ( $dE/dx$ ).

### 3.3.2 Camera a proiezione temporale

La TPC è costituita da un cilindro di lunghezza di 5 metri all'interno del quale gli elettroni prodotti dalle particelle ionizzanti derivano lungo un campo elettrico assiale parallelo al campo magnetico. La rivelazione degli elettroni avviene alla base del cilindro, in cui si trovano diversi contatori a fili, che vengono generalmente letti con catodi di piccola area. La coordinata assiale del punto di origine dell'elettrone viene determinata misurandone il tempo di volo. Questo rivelatore consente di determinare le traiettorie delle particelle e di risolvere i problemi di ambiguità dovuti al gran numero di particelle per evento.

### 3.3.3 Sistema di identificazione di particelle

L'identificazione delle particelle potrà avvenire combinando l'informazione sulla perdita di energia nella TPC e nei rivelatori al silicio con quella di un rivelatore esterno costruito per la loro identificazione.

### 3.3.4 Spettrometro per fotoni

Fotoni,  $\pi^0$  e  $\eta$  verranno misurati con un calorimetro elettromagnetico ad alta risoluzione; scopo del rivelatore è la misura dell'energia e della posizione dei  $\gamma$  in un angolo solido sufficientemente grande da poter ricostruire i  $\pi^0$  e le  $\eta$  mediante il loro decadimento in due fotoni.

### 3.3.5 Spettrometro per muoni

Lo spettrometro misurerà i muoni prodotti dal decadimento delle risonanze  $J/\psi$ ,  $\psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ , sia in collisioni p-p che in collisioni di ioni pesanti; consentirà pertanto di studiarne la soppressione, uno dei segnali più importanti dell' avvenuta formazione del QGP.

### 3.3.6 Rivelatori a grande rapidità

La grandezza osservabile più direttamente legata alla geometria della collisione è l'energia dei nucleoni o dei frammenti del fascio che non hanno interagito (spettatori); l'energia degli spettatori sarà misurata in una serie di calorimetri adronici posti a zero gradi (ZDC).

## 3.4 ZDC in ALICE

L'energia rivelata da ciascun ZDC è correlata con il parametro di impatto: i calorimetri vengono utilizzati per misurare le energie dei frammenti spettatori delle particelle proiettile per ottenere informazioni rapide e dirette sull'energia e la centralità delle collisioni. A causa del diverso rapporto carica/massa sarà possibile separare i protoni spettatori dai neutroni spettatori e dalle particelle del fascio, grazie al dipolo D1 di LHC posto ad 80 metri circa dalla regione di interazione. Si potranno quindi rivelare questi neutroni e protoni in due calorimetri distinti, posti di fronte al dipolo D2 (fig. 3.2).

La distanza tra il punto di interazione e i calorimetri è di circa 110 m.

Due insiemi di calorimetri identici verranno posti su entrambi i lati del punto di interazione per migliorare la risoluzione sul parametro di impatto e per studiare le fluttuazioni nel numero di spettatori.

I frammenti nucleari con un rapporto carica/massa vicino a quello dei fasci incidenti resteranno all'interno del tubo di fascio e non potranno essere rivelati. Tuttavia, per urti centrali alle energie di LHC, ci si aspetta che i nuclei interagenti si disintegrino completamente in neutroni e protoni.

Negli esperimenti di ricerca di segnali di QGP si lavora con intensità ad energie totali molto elevate; uno ZDC dovrebbe essere in grado di ricevere e misurare correttamente  $10^4$  collisioni *minimum-bias* e in una collisione di tale tipo circa 80 neutroni andranno ad incidere sul calorimetro. Simulazioni effettuate con GEANT hanno previsto che la dose depositata nel calorimetro per neutroni sarà di  $10^4$  Gy al giorno, ad una luminosità  $L = 10^{27}$   $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  [Ali95]. Inoltre lo ZDC dell'esperimento ALICE assorbirà i nucleoni non interagenti nelle collisioni di due fasci di ioni piombo a 2.7 TeV per nucleone.

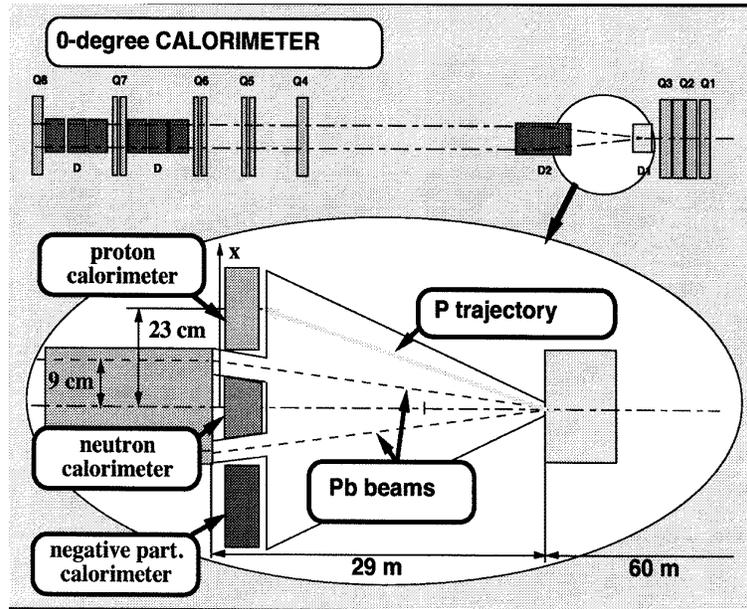


Figura 3.2: Disposizione dei calorimetri nell'esperimento ALICE.

Se consideriamo l'intensità del fascio, il *rate* delle collisioni e l'energia totale depositata in tali collisioni, si può facilmente capire che questi rivelatori devono essere estremamente resistenti alle radiazioni e veloci. Le dimensioni compatte, la resistenza alle radiazioni e la capacità di funzionare ad alto *rate* fanno sì che il calorimetro possa lavorare anche in condizioni immediatamente adiacenti al tubo del fascio.

Un rivelatore che presenta tutte queste caratteristiche è un calorimetro formato da un insieme di fibre di quarzo disposte parallelamente in una matrice di materiale passivo. La luce prodotta per effetto Cherenkov nelle fibre dagli sciami adronici indotti dai nucleoni spettatori sarà raccolta da fotomoltiplicatori.

### 3.5 Il calorimetro per neutroni (ZN)

Per il calorimetro per neutroni è necessario utilizzare un materiale estremamente denso a causa dello spazio ridotto tra i tubi di fascio: verrà utilizzata una lega di tungsteno.

Le dimensioni proposte sono di  $8 \times 8 \times 100 \text{ cm}^3$ ; le dimensioni trasverse riempiono esattamente lo spazio libero tra i tubi di fascio e la lunghezza corrisponde a circa  $10 \lambda_{int}$ .

Grazie a simulazioni precedentemente effettuate il rapporto volumico è stato fissato in 1/40 in modo da ottenere un compromesso fra la risoluzione energetica e il numero di fibre utilizzate [Chi97].

## **3.6 Il calorimetro per protoni**

Lo spazio maggiore a disposizione consente di utilizzare materiali meno densi e costosi del tungsteno, come il rame. Le dimensioni previste sono di 16 x 16 x 150 cm<sup>3</sup>, il rapporto volumico scelto è di 1/80.

L'oggetto di questa tesi è lo studio di un prototipo in rame; ci occuperemo della descrizione della tecnica usata per montare il calorimetro, del *test* effettuato al CERN nel maggio '98, dei risultati sperimentali ottenuti, del confronto di questi ultimi con il Monte Carlo e infine del confronto delle prestazioni del calorimetro in questione con quelle di un prototipo in ottone studiato nel settembre 1997.



# Capitolo 4

## Costruzione e *test* del prototipo

La progettazione, costruzione e realizzazione del prototipo di calorimetro per protoni detto ZP2, oggetto di questa tesi, è il frutto di una collaborazione tra le Università di Cagliari e di Torino e il Gruppo Terzo delle rispettive sezioni I.N.F.N.

Il prototipo in questione è stato montato a Torino e poi portato al CERN per essere sottoposto al *test*.

### 4.1 Introduzione

Il prototipo è stato costruito con caratteristiche tali da soddisfare alcune necessità di tipo pratico (vincoli sulle dimensioni geometriche) e di tipo fisico (valore della risoluzione e dei rapporti volumici), evidenziate da simulazioni precedentemente effettuate che usano HIJING ( Heavy Ion Jet INteraction Generator) come generatore di eventi [Ali95].

Dalle simulazioni si evince che la coordinata orizzontale del punto medio di impatto dei protoni spettatori, a 110 m dal punto di interazione, è di circa 17 cm rispetto alla direzione del fascio di neutroni che non viene deflesso dal campo magnetico; tenendo conto della posizione e larghezza dei tubi di fascio (*beam-pipe*), risulta che la semidimensione del calorimetro per protoni deve essere di circa 8 cm.

Il calorimetro a zero gradi per protoni per l'esperimento ALICE dovrebbe avere una risoluzione energetica comparabile con le fluttuazioni intrinseche che vanno dal 20% per eventi centrali al 5% per eventi periferici, in accordo con le simulazioni.

Inizialmente è stato simulato un calorimetro di dimensioni di 18 x 18 x 150 cm<sup>3</sup>, fibre di quarzo con diametro 365  $\mu$ m, vari rapporti volumici.

Si è trovato che il rapporto volumico più favorevole è  $\frac{1}{80}$ , che consente di ottenere, con meno fibre, una risoluzione confrontabile con quella ottenibile per rapporti volumici superiori, e quindi un buon compromesso tra la richiesta risoluzione energetica e il costo delle fibre [Chi97].

Il materiale utilizzato per il prototipo è il rame, le dimensioni scelte sono di  $16 \times 16 \times 150 \text{ cm}^3$ .

Il rame è un ottimo materiale assorbitore per vari motivi: è resistente, presenta una discreta semplicità di lavorazione ed è relativamente economico.

Nonostante la lunghezza di radiazione per il rame sia almeno tre volte maggiore di quella per il piombo, i parametri determinanti per lo sviluppo dello sciame,  $\varrho_M$  (laterale) e  $\lambda_{int}$  (longitudinale), sono in effetti più piccoli e pertanto rendono il rame migliore come materiale assorbitore. Un altro vantaggio che deriva dalla scelta di questo materiale di  $Z$  relativamente basso è la ridotta produzione di neutroni, che si stima sia circa tre volte più piccola che nel tungsteno o nel piombo [Wig97].

Riepiloghiamo nella tabella 4.1 le principali caratteristiche del rame:

| Materiale       | Rame                   |
|-----------------|------------------------|
| $\rho$          | 8.96 g/cm <sup>3</sup> |
| $X_0$           | 1.43 cm                |
| $\lambda_{int}$ | 15.06 cm               |
| $\varrho_m$     | 1.49 cm                |

Tabella 4.1: *Caratteristiche tecniche del rame, materiale scelto per la costruzione del prototipo.*

## 4.2 Caratteristiche tecniche di ZP2

Il rivelatore è un calorimetro " a spaghetti " di rame equipaggiato con fibre in PMMA (PoliMetilMetAcrilato) dello spessore di 0.5 mm. Per il prototipo si è scelto di utilizzare delle fibre in plexiglass, mentre per lo ZDC dell'esperimento ALICE verranno usate quelle in quarzo.

La scelta è motivata essenzialmente da esigenze di tipo economico; infatti le fibre in quarzo costano da 10 a 30 volte di più rispetto a quelle in plastica: nonostante queste ultime presentino una limitata resistenza alle radiazioni, sono però adatte per il *test* a cui verrà sottoposto il calorimetro. Riportiamo in tabella 4.2 le caratteristiche principali delle fibre utilizzate:

|  |       |
|--|-------|
| Indice di rifrazione del <i>core</i> $n_1$     | 1.492 |
| Indice di rifrazione del <i>cladding</i> $n_2$ | 1.405 |
| $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$                    | 0.50  |
| Accettanza angolare (gradi)                    | 60    |

Tabella 4.2: Caratteristiche tecniche delle fibre usate per il prototipo.

La luce prodotta nelle fibre viene poi raccolta da 4 fotomoltiplicatori del tipo Philips XP2020.

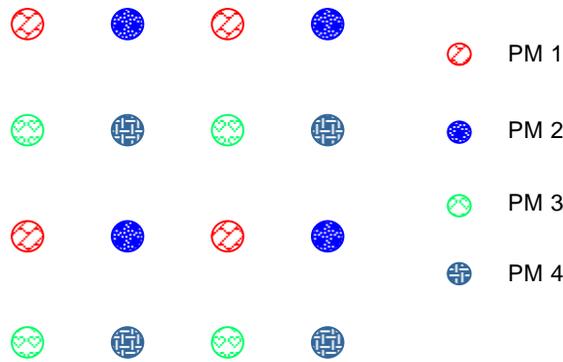


Figura 4.1: Disposizione fibre in ZP2.

I PM sono collegati alle fibre in modo tale che ciascun PM raccolga la luce da un sottoinsieme di fibre distribuite uniformemente nel materiale passivo, come mostrato in fig. 4.1.

Sommando i segnali provenienti dai PM secondo diverse combinazioni, si ottengono risposte relative a rapporti volumici differenti; infatti valutando, per esempio, la risposta di un fotomoltiplicatore sono attive solo 400 fibre, sommandone due la risposta è data da 800 fibre e così via.

I diversi rapporti volumici (cioè il rapporto volumico tra materiale attivo e materiale passivo) sono indicati in tabella 4.3.

I rapporti volumici possono essere calcolati nel seguente modo:

$$R = \frac{V_{attivo}}{V_{passivo}} = \frac{n_f \pi r^2 l}{V_{zdc} - n_f \pi r^2 l} = \frac{1}{\frac{ab}{n_f \pi r^2} - 1} \quad (4.1)$$

$n_f$  è il numero di fibre,  $r$  il raggio delle medesime,  $V_{zdc}$  è il volume totale del calorimetro,  $l$  la sua lunghezza,  $a$  e  $b$  le dimensioni frontali dello ZDC.

| num. PM letti | rapporto volumico |
|---------------|-------------------|
| 1             | 1/325             |
| 2             | 1/162             |
| 3             | 1/108             |
| 4             | 1/80              |

Tabella 4.3: *Rapporti volumici relativi alle diverse possibilità di lettura dei segnali dei fotomoltiplicatori.*

Il segnale proveniente da ciascun PM viene poi inviato al canale di un ADC (Analog to Digital Converter), cioè un modulo che consente di convertire l'informazione contenuta in un segnale analogico in una equivalente forma digitale.

### 4.2.1 Montaggio del prototipo

Lo ZDC è stato costruito sovrapponendo 40 lastre di rame spesse 4 mm l'una; in ciascuna di queste sono presenti 40 scanalature, distanti 4 mm l'una dall'altra, nelle quali vanno inserite le fibre ottiche. La distanza tra le fibre costituisce un parametro importante di cui tenere conto nella progettazione di un calorimetro: infatti deve essere inferiore alla lunghezza di radiazione tipica del materiale passivo perchè un elettrone potrebbe essere assorbito senza che raggiunga la fibra, e non essere così rivelato.

Le fibre sono state tagliate della lunghezza opportuna (circa 2.5 m: 1.5 m inserito all'interno dello ZDC e 1 m per raggiungere i PM); sono state poi suddivise in 16 mazzetti, ciascuno di 110 fibre, 4 mazzetti per ogni PM; questi sono stati incollati, ad una estremità, all'interno di un cilindretto di plexiglass. Le caratteristiche tecniche del calorimetro sono riassunte in tabella 4.4.

Partendo dall'estremità destra di una lastra venivano infilate una fibra del mazzetto relativo ad un PM nella prima scanalatura e una fibra del mazzetto relativo ad un altro PM nella seconda scanalatura (da destra verso sinistra). Le fibre venivano tese e fatte entrare nelle scanalature, dopo di che le estremità delle stesse venivano fissate con un piccolo pezzo di nastro adesivo.

Infatti queste, a causa della loro lunghezza e del piccolo spessore, tendevano ad uscire dalle scanalature, pertanto si è ricorso all'utilizzo di nastro adesivo per

|                            |                    |
|----------------------------|--------------------|
| Materiale passivo          | rame               |
| Numero lastre              | 40                 |
| Spessore lastre            | 4 mm               |
| fibre                      | plastica           |
| diametro ( $\mu\text{m}$ ) | 500                |
| numero fibre               | 1600               |
| distanza tra le fibre      | 4 mm ( $0.28X_0$ ) |
| numero PM usati            | 4                  |

Tabella 4.4: Caratteristiche generali del prototipo.

imballaggio per fissarle.

Si procedeva all'inserimento delle fibre, fino ad esaurimento delle stesse nelle scanalature della piastra in considerazione.

Una volta sistemate tutte le fibre nella lastra si mettevano dei grossi pezzi di nastro adesivo in direzione trasversale per far sì che le fibre non uscissero dalle scanalature; si procedeva poi all'equipaggiamento della lastra seguente, fino al completamento di tutte le lastre.

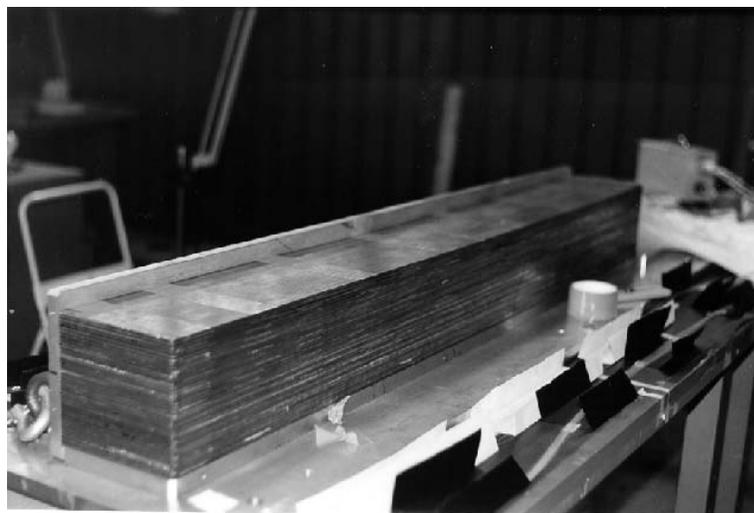


Figura 4.2: Fissaggio delle fibre con il nastro adesivo.

Lo spessore del nastro adesivo è di  $30 \mu\text{m}$ ; considerando pertanto un totale di 40 lastre, lo spessore aggiuntivo globale è risultato essere di 1.20 mm circa.

Ogni volta che veniva completata una lastra, si procedeva a verificare che le fibre trasmettessero la luce e che fossero disposte in modo corretto. Questa operazione è stata effettuata con una sorgente luminosa posta all'estremità del mazzetto.

Una volta terminato l'accomodamento delle fibre nelle diverse lastre, si sono ottenuti 16 mazzetti, 4 per ciascun PM. I 4 mazzetti destinati a ciascun PM sono stati inseriti e fissati mediante viti in tamburi di plexiglass. La parte posteriore del calorimetro era costituita da un supporto in alluminio, nel quale erano presenti due piani sopraelevati rispetto alle lastre; in quello inferiore sono stati fissati mediante viti i 4 tamburi contenenti i 4 mazzetti di fibre ciascuno, che venivano poi posti a contatto ciascuno con uno dei PM, fissati nel piano superiore.

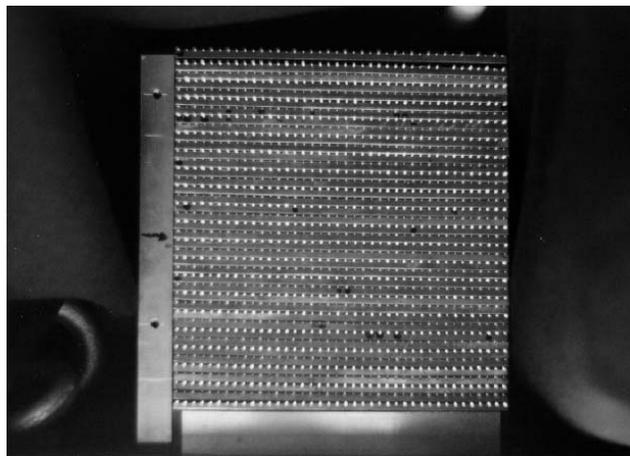


Figura 4.3: *Fotografia della faccia frontale dello ZDC ottenuta ponendo dei dischi colorati trasparenti nella parte terminale dei 4 tamburi; i tamburi sono poi stati illuminati con una lampada.*

In fig. 4.3 mostriamo una fotografia della faccia frontale dello ZDC ottenuta ponendo dei dischi colorati trasparenti nella parte terminale dei 4 tamburi; i tamburi sono poi stati illuminati con una lampada.

È stato posto inoltre sullo ZDC un blocco di ottone che contribuisce al contenimento dello sciame quando le particelle incidono in prossimità del bordo superiore; le lastre con le fibre fissate sono poi state sovrapposte all'interno di un contenitore in alluminio, che racchiude il calorimetro e i PM.

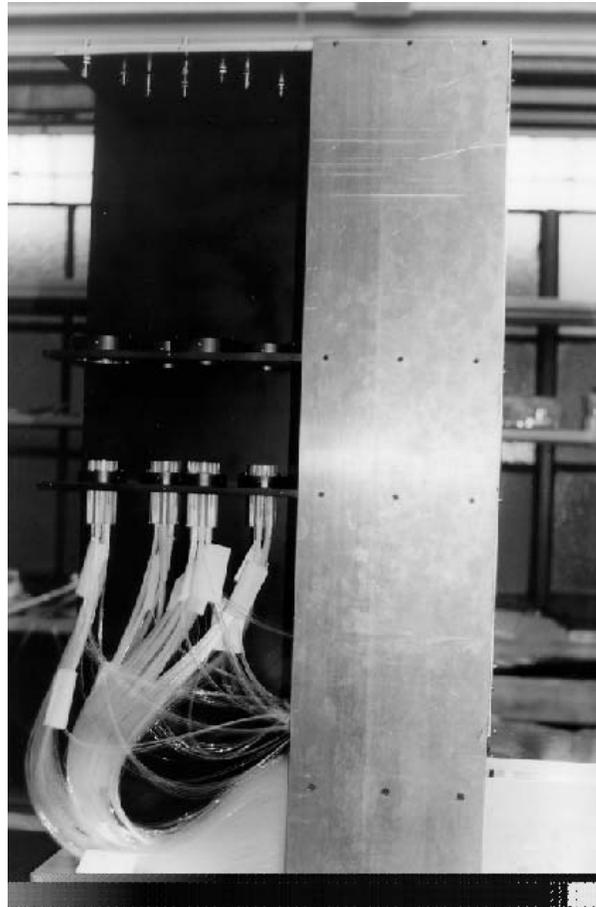


Figura 4.4: *Disposizione dei cilindretti di plexiglass contenenti i mazzetti di fibre.*

### 4.3 Test del prototipo al CERN

Dopo la costruzione del prototipo a Torino (aprile '98), il calorimetro è stato portato al CERN (maggio '98), per essere sottoposto al *test*. Lo ZDC è stato interamente rivestito in COBEX; prima del *test* sono state eseguite delle prove di luce: avvicinando al calorimetro una sorgente luminosa si cercava di individuare eventuali infiltrazioni di luce. Nei punti in cui ciò avveniva si è rimediato mediante l'applicazione di nastro adesivo nero.



Figura 4.5: Il prototipo ultimato, dopo essere stato rivestito di cobex.

Le misure sono state effettuate presso la linea di fascio H6 dell'SPS al CERN. Dall' SPS viene estratto un fascio primario di protoni da 450 GeV, che viene diretto sul bersaglio  $T_4$ . Le intensità tipiche sono di circa  $10^{12}$  protoni per *burst*, l'intervallo fra due *burst* consecutivi è di 14 secondi e la sua durata di 2.4 secondi. Dal bersaglio  $T_4$  vengono ottenuti tre fasci secondari : il fascio P0, quello H8 e H6, che è quello che ci interessa (fig. 4.6).

Il fascio H6 è stato utilizzato nel modo "filter", che consente di ottenere *range* in energia che vanno da 5 a 250 GeV e la possibilità di avere fasci terziari di energia più bassa introducendo un ulteriore bersaglio. Per ottenere un fascio di adroni si inserisce un bersaglio di piombo per rimuovere gli elettroni: un' ulteriore purificazione può essere ottenuta introducendo un assorbitore nel fascio; rimuovendo l'assorbitore e inserendo un bersaglio è possibile

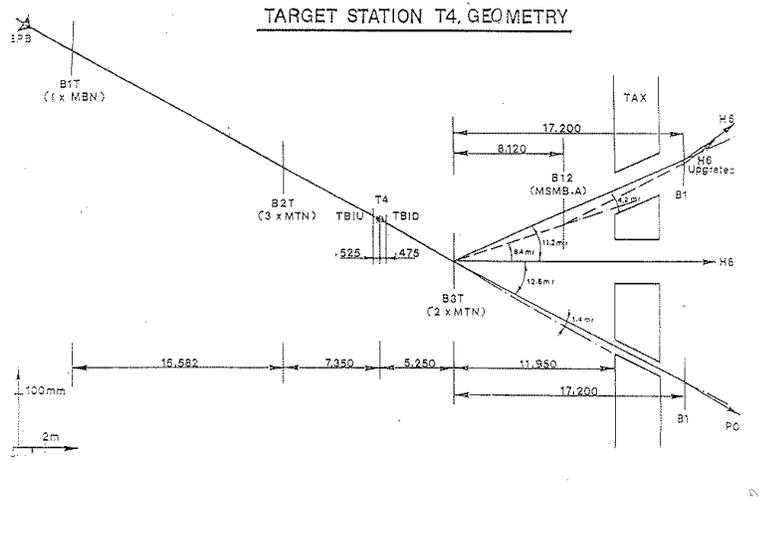
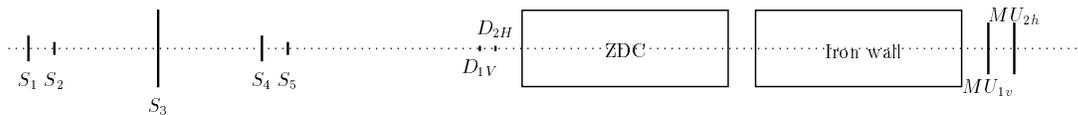


Figura 4.6: Linea di fascio H6 dell'SPS al CERN presso cui è stato effettuato il test.

ottenere un fascio di positroni.

Il prototipo è stato montato su di una piattaforma che poteva essere spostata verticalmente e lateralmente rispetto al fascio; era inoltre possibile cambiare l'angolo di incidenza delle particelle del fascio rispetto alle fibre nel piano orizzontale.

A monte del calorimetro è stato installato, lungo la linea di fascio, un sistema di sette scintillatori plastici che dava il via all'acquisizione dell'evento. Gli scintillatori usati erano di diverse dimensioni per consentire una scelta variabile delle dimensioni dello *spot* del fascio. Nella parte posteriore dello ZDC è stato posto un assorbitore di ferro, che ha lo scopo di bloccare tutte le particelle tranne i muoni: due scintillatori ( $Mu_{1h}$  e  $Mu_{2h}$ ) provvedono all'identificazione.



Not in scale

Figura 4.7: Schema della disposizione degli scintillatori per il trigger.

| Scintillatori | Superficie (cm <sup>2</sup> ) |
|---------------|-------------------------------|
| S1            | 2 x 2                         |
| S2            | 1 x 1                         |
| S3            | 10 x 10                       |
| S4            | 2 x 2                         |
| S5            | 1 x 1                         |
| $D_{1v}$      | 0.1 x 10                      |
| $D_{2h}$      | 0.1 x 10                      |
| $Mu_{1h}$     | 10 x 10                       |
| $Mu_{2h}$     | 25 x 18                       |

Tabella 4.5: Dimensioni degli scintillatori di trigger.

La coincidenza degli scintillatori S1 e S4 individua, per esempio, una superficie del fascio incidente di  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ ; quando è verificata la coincidenza di S2 e S5 la superficie individuata è di  $1 \times 1 \text{ cm}^2$ .

La coincidenza degli scintillatori  $D_{1v}$  e  $D_{2h}$  individua la posizione del fascio sul calorimetro con una precisione di  $1 \text{ mm}^2$ .

Una MWPC (Multi Wire Proportional Chamber), posta tra il calorimetro e lo scintillatore  $D_{2h}$ , è stata utilizzata per determinare il punto di impatto delle singole particelle con grande precisione. In figura 4.7 viene mostrato il *set-up* sperimentale.

I geometri hanno centrato il calorimetro e gli scintillatori sulla linea di fascio; in altezza si è considerato centro dello ZDC il confine tra la lastra 20 e la 21; in orizzontale si è considerato centro la posizione tra le fibre 20 e 21. Le informazioni, registrate su nastro (in formato EPIO), sono state ottenute mediante l'utilizzo dei seguenti moduli :

- quattro canali ADC per i segnali che provengono dai fotomoltiplicatori e due canali ADC relativi agli scintillatori che consentono l'individuazione dei muoni;
- quattro canali ADC che consentono la rivelazione del segnale in ritardo rispetto al segnale del fascio e che sono stati utilizzati per la determinazione dei *pedestals* (come vedremo in seguito);
- quattro canali TDC che determinano l'arrivo dei segnali degli ADC;
- quattro canali TDC che consentono la ricostruzione della posizione della particella nella MWPC;

- Una Pattern Unit a 16 *bit* che contiene l'informazione sullo stato (*on/off*) degli scintillatori.



# Capitolo 5

## Analisi dei dati sperimentali

Con il test di maggio 1998 ci siamo proposti di analizzare principalmente le seguenti caratteristiche del calorimetro:

- Linearità della risposta in funzione dell'energia del fascio.
- Risoluzione in funzione di:
  1. Energia del fascio
  2. Rapporti volumici
  3. Diametro delle fibre (confronto con un altro prototipo detto ZP7; vedi capitolo successivo).
- Dimensioni dello sciame.
- Uniformità di risposta in funzione del punto di impatto del fascio sulla faccia anteriore del calorimetro.

Per verificare la risposta del calorimetro al variare del punto di impatto del fascio su di esso (in particolare in prossimità dei bordi) sono stati inoltre effettuati degli *scanning*.

Le energie <sup>1</sup> del fascio utilizzate durante il test sono state di:

- 50, 100, 120, 150, 180 GeV nel caso degli adroni
- 50, 75, 100, 120 GeV nel caso dei positroni

---

<sup>1</sup>Poichè la massa a riposo delle particelle (protoni e positroni) del fascio è trascurabile rispetto al loro impulso, il valore dell'energia in GeV è all'incirca equivalente a quello dell'impulso in GeV/c.

## 5.1 Calibrazione e studio degli spettri ADC

### 5.1.1 Determinazione delle tensioni ai PM

Affinchè la risposta dei fotomoltiplicatori al passaggio delle particelle nel rivelatore sia uniforme occorre regolare la tensione di alimentazione degli stessi in modo tale che il massimo della risposta luminosa si trovi in corrispondenza dello stesso canale ADC.

La calibrazione è stata effettuata con un fascio adronico di impulso 120 GeV/c incidente nel centro dello ZDC. Valutando la risposta dei singoli PM rispetto alla somma dei quattro, per raggiungere le condizioni di lavoro ottimali, si sono regolate le tensioni nel seguente modo:

| PM | HV (V) |
|----|--------|
| 1  | 2230   |
| 2  | 2290   |
| 3  | 2165   |
| 4  | 2150   |

Tabella 5.1: Tensioni di alimentazione dei PM.

Come vedremo in seguito saranno necessarie ulteriori correzioni effettuate "via software".

### 5.1.2 Sottrazione dei *pedestals*

Il segnale proveniente dai fotomoltiplicatori dello ZDC viene inviato ad un modulo ADC, che converte il segnale da analogico in digitale. In assenza di segnale gli ADC forniscono comunque una risposta, che costituisce il *pedestal*, quantità che va sottratta dal segnale fornito dagli ADC quando il fascio di particelle incide sullo ZDC.

Durante il test di ZP2, oltre ai run di misura, sono stati eseguiti sette run di *pedestals* distribuiti nel tempo (al fine di controllarne la stabilità) per ricavare questo segnale di fondo. Per effettuarli si è abilitato come ingresso di *trigger* un generatore di impulsi; il *gate* si apre nell' ADC anche quando non è presente un segnale "fisico" e ciò che viene letto è solo il rumore di fondo presente in assenza di fascio di particelle incidenti sullo ZDC.

Per sottrarre i *pedestals* ci sono due alternative:

1. Sottrarre dal segnale il valor medio del *pedestal* ottenuto nei *run* appositi.

2. Eseguire una misurazione dei *pedestals* "fuori tempo", cioè al di fuori del *gate* durante il quale avviene l'acquisizione e vedere se esiste una correlazione tra il segnale dell'ADC ritardato e quello dell'ADC non ritardato. Grazie a queste informazioni, conoscendo il valore dell'ADC ritardato si può determinare il corrispondente valore dell'ADC non ritardato (*pedestal*) e sottrarlo al segnale evento per evento nei run di misura. Durante la normale presa dati infatti il *pedestal* relativo all'ADC non ritardato non sarà visibile perchè sovrapposto al segnale: il suo valore potrà essere ricavato mediante la correlazione con l'ADC ritardato. Questo metodo in linea di principio è più corretto, perchè i *pedestals* possono subire delle variazioni nel tempo.

Analizziamo, nei grafici in figura 5.1 e 5.2, la forma dei *pedestals*.

In figura 5.3 sono riportate le correlazioni ricavate dai run di *pedestals* tra ADC ritardati e ADC non ritardati. Abbiamo suddiviso lo spettro dei *pedestals* per gli ADC ritardati in intervalli e abbiamo valutato il valore corrispondente degli ADC non ritardati. Per ciascun intervallo di ADC ritardato abbiamo ottenuto una distribuzione di ADC non ritardato, con la condizione che il numero di eventi per *bin* fosse maggiore del 10% di quello di picco; abbiamo riportato come ordinata del grafico il valore medio di tale distribuzione, con un errore corrispondente allo scarto quadratico medio.

Abbiamo effettuato un *fit* lineare sui valori ottenuti e abbiamo ottenuto una retta di correlazione per ciascun run di *pedestal* che, noto il valore dell'ADC ritardato, ci ha permesso di determinare il corrispondente valore dell'ADC non ritardato, valore che è stato sottratto dal segnale fornito dagli ADC in presenza del fascio di particelle incidenti sul calorimetro.

Eseguendo un *fit* di tipo lineare:

$$pedestal = a * (ADC_{del}) + b \quad (5.1)$$

(dove  $a$  e  $b$  sono dei parametri liberi, *pedestal* e  $ADC_{del}$  sono espressi in canali) e sovrapponendo le rette di correlazione ottenute abbiamo constatato che le differenze tra i vari *run pedestals* nella regione di nostro interesse (e cioè  $50 < ADC_{del} \text{ (ch)} < 80$ ) erano trascurabili. In alcuni casi abbiamo notato una "coda" al di fuori della correlazione. Tale coda, non visibile in scala lineare ma solo in quella logaritmica, è di circa tre ordini di grandezza inferiore al valore di picco e causa un errore trascurabile.

I risultati numerici ottenuti vengono riportati in tabella (5.2).

In figura 5.5 riportiamo infine il confronto tra il *range* degli ADC ritardati in un run *pedestal* (run 411) e in due run di presa dati (run 356 e 489). Come abbiamo visto precedentemente la zona di nostro interesse è quella per cui  $50 < ADC_{del} \text{ (ch)} < 80$ ; il fatto che il *range* degli ADC ritardati in presa dati

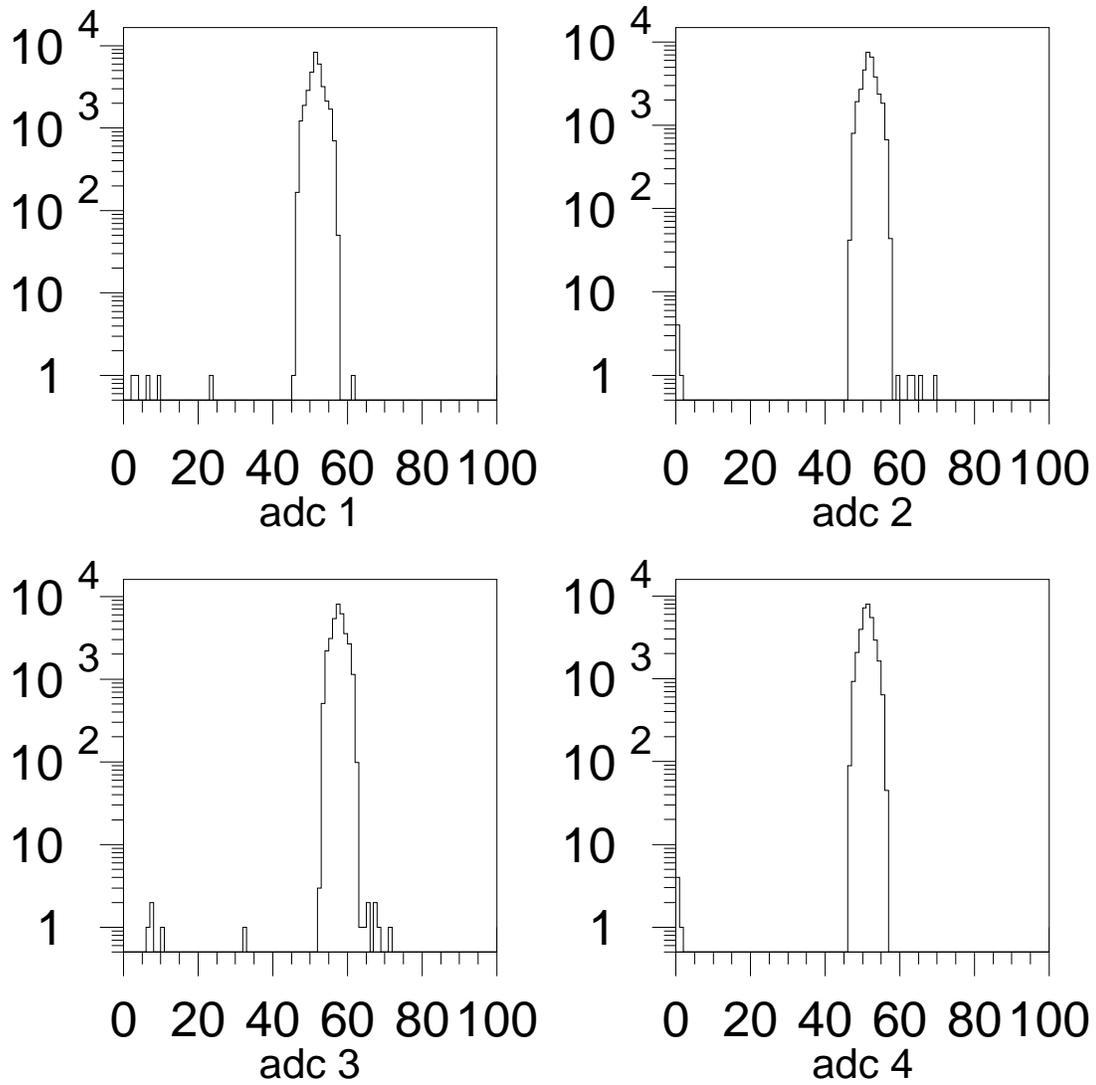


Figura 5.1: Spettri dei pedestals per gli ADC in scala logaritmica (run 444); l'ascissa è espressa in canali ADC.

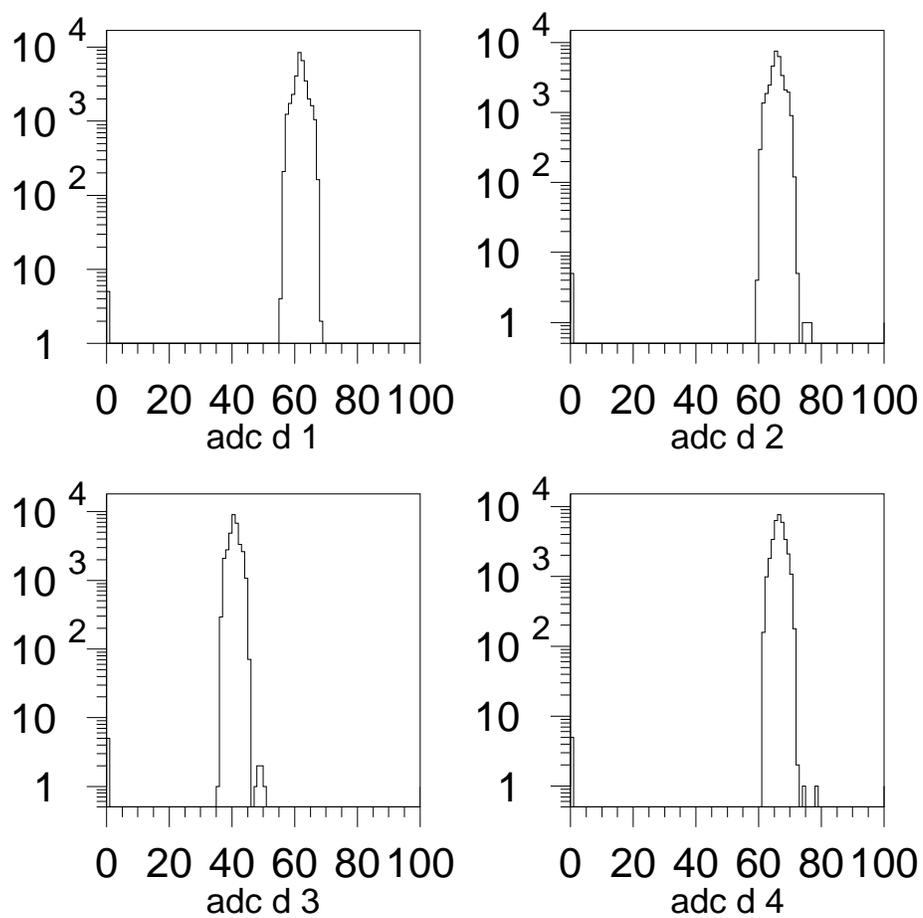


Figura 5.2: Spettri dei pedestals per gli ADC ritardati in scala logaritmica (run 444); l'ascissa è in canali ADC.

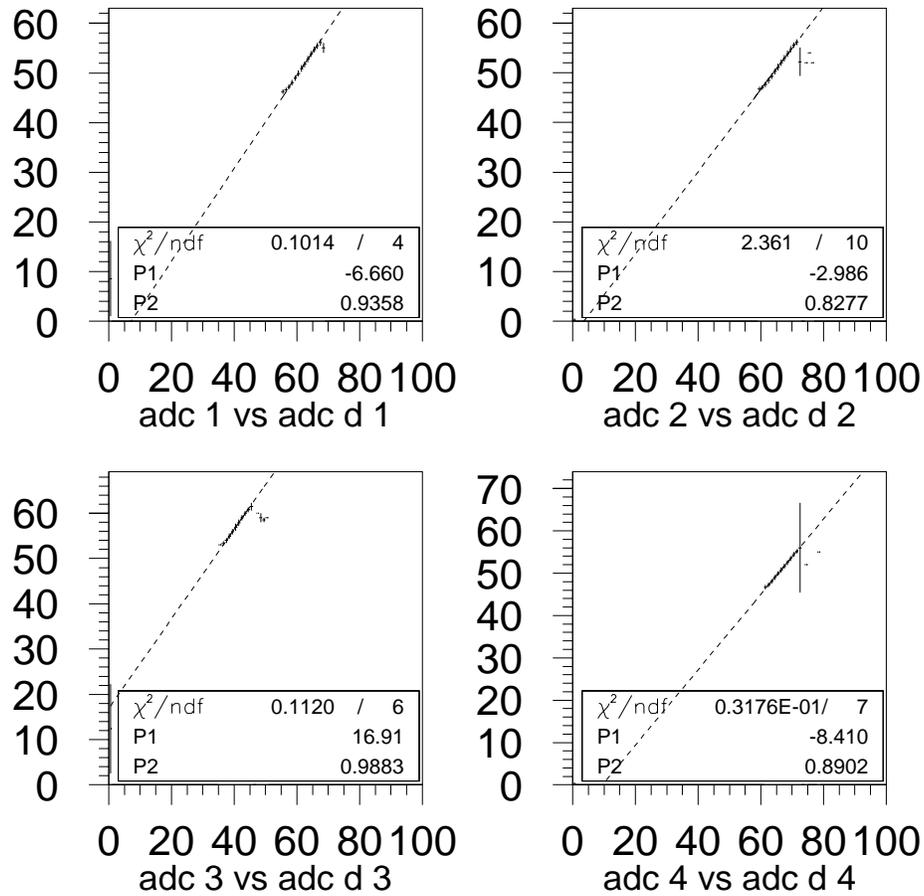


Figura 5.3: Run pedestals: correlazione tra gli ADC non ritardati e gli ADC ritardati e fit con una retta. Ascissa e ordinata sono in canali ADC.

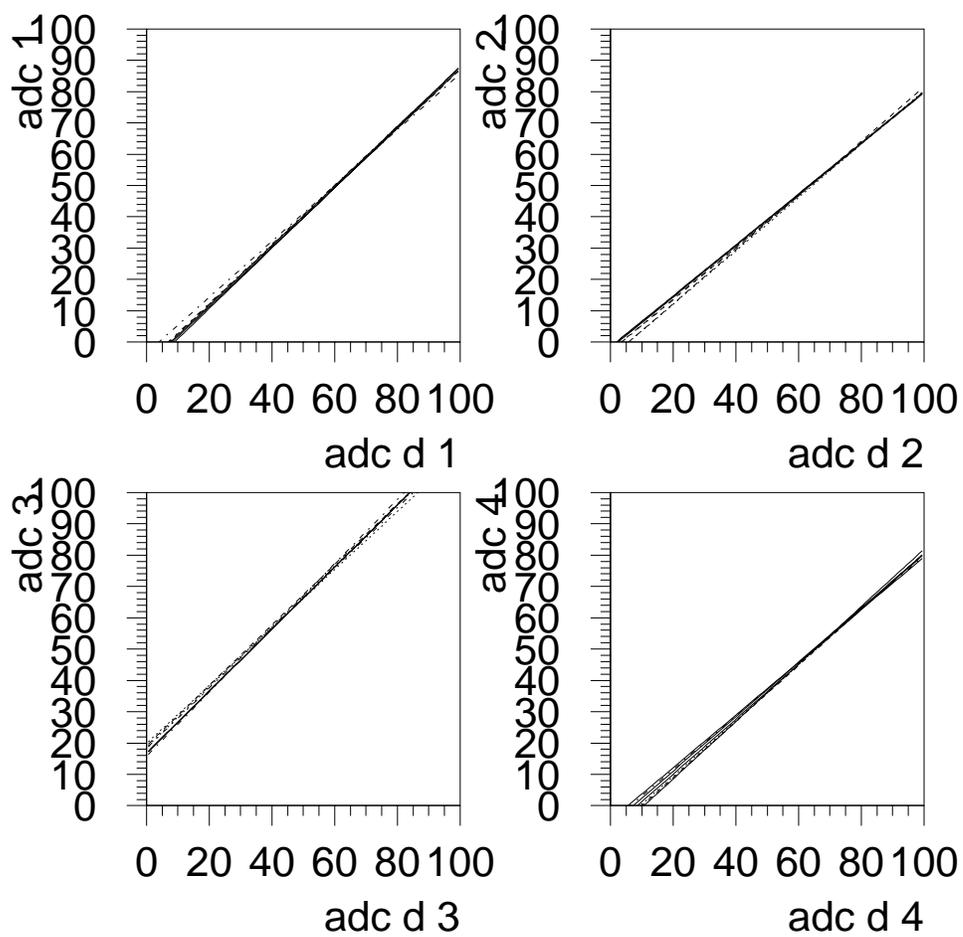


Figura 5.4: Correlazione lineare tra ADC non ritardati e ADC ritardati ricavata dai 7 "run pedestals" eseguiti durante il test: l'andamento è stabile .

| PM | $a$             | $b$            |
|----|-----------------|----------------|
| 1  | $0.94 \pm 0.06$ | $-6.6 \pm 4.0$ |
| 2  | $0.83 \pm 0.04$ | $-3.0 \pm 2.8$ |
| 3  | $0.99 \pm 0.09$ | $16.9 \pm 3.6$ |
| 4  | $0.89 \pm 0.08$ | $-8.4 \pm 5.0$ |

Tabella 5.2: Valore dei coefficienti della rette di correlazione.

ordinaria sia compatibile con quello dei run *pedestals*, entro un limite massimo di 5 canali, ci garantisce che i valori dei *pedestals* ricavati mediante questo metodo costituiscano sostanzialmente un'interpolazione.

### 5.1.3 Analisi degli spettri ADC

Nella figura (5.6) mostriamo i tipici spettri di risposta ADC alle varie energie per adroni.

Come si può notare, a tutte le energie sono evidenti delle deviazioni della forma degli spettri da una distribuzione Gaussiana; questa asimmetria è dovuta al fatto che i segnali sono principalmente determinati dal *core* elettromagnetico dello sciame, che è soggetto a grandi fluttuazioni [Aco92].

Queste sono particolarmente grandi a basse energie, dove il numero dei  $\pi^0$  prodotti nello sviluppo dello sciame adronico è piccolo; all'aumentare dell'energia, il numero di  $\pi^0$  prodotti aumenta e le fluttuazioni nella componente elettromagnetica dello sciame diventano Gaussiane.

Eseguendo un *fit* di tipo gaussiano sugli spettri ADC, si nota una forte dipendenza della determinazione dei parametri del *fit* dagli estremi scelti per eseguire il *fit* stesso. Per ottenere un buon compromesso tra semplicità della funzione e qualità del *fit* si è scelto di utilizzare una funzione empirica che, rendendo conto dell'asimmetria degli spettri ADC, presenta un valore di picco che non coincide con il valor medio della distribuzione. Si tratta in sostanza di una gaussiana la cui larghezza varia in modo regolare:

$$f(x) = c_1 \exp \frac{-(x-x_\mu)^2}{2\sigma(x)^2} \quad (5.2)$$

$x_\mu$  rappresenta l'ascissa corrispondente al massimo,

$$\sigma(x) = \sigma_o + \sigma_1 \frac{(x - x_\mu)}{x_\mu} \quad (5.3)$$

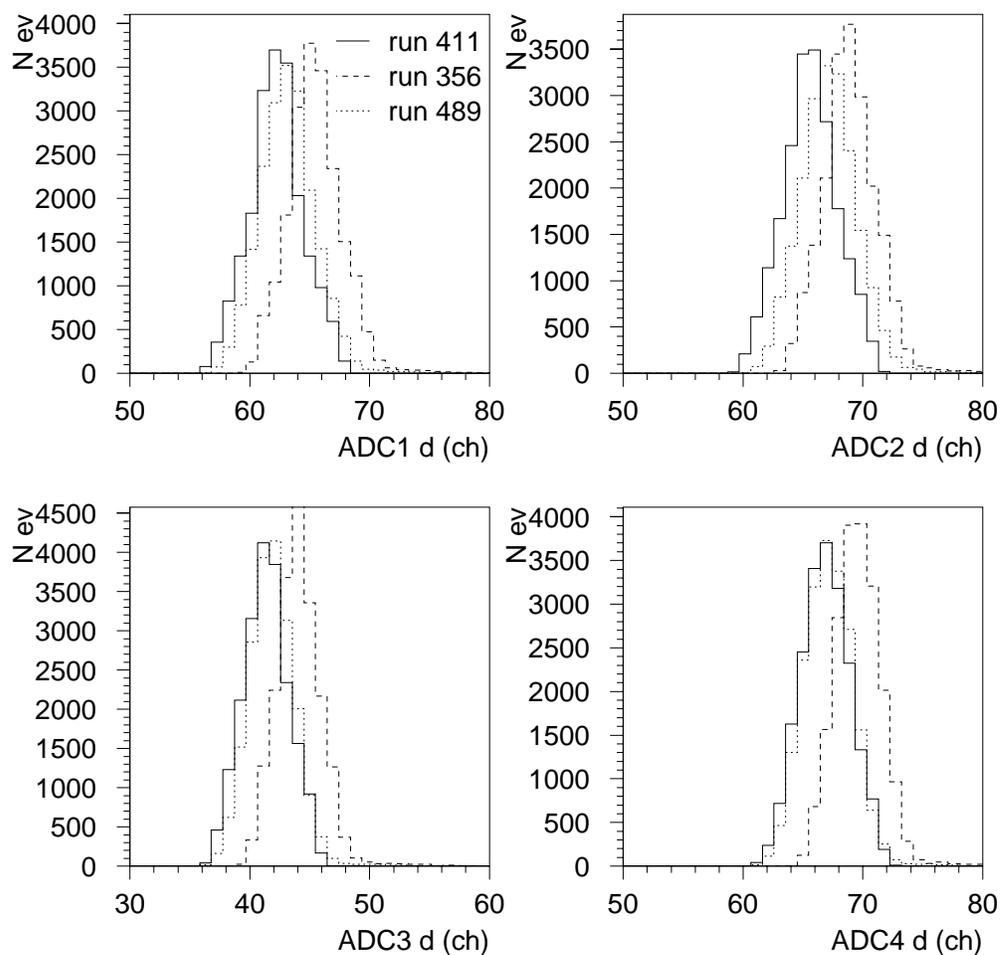


Figura 5.5: In figura viene riportato il confronto tra il range degli ADC ritardati in un run pedestal (run 411) e in un due run di presa dati (run 356 e run 489). Il run 356 rappresenta un caso particolare; l'andamento generale viene rappresentato dal run 489.

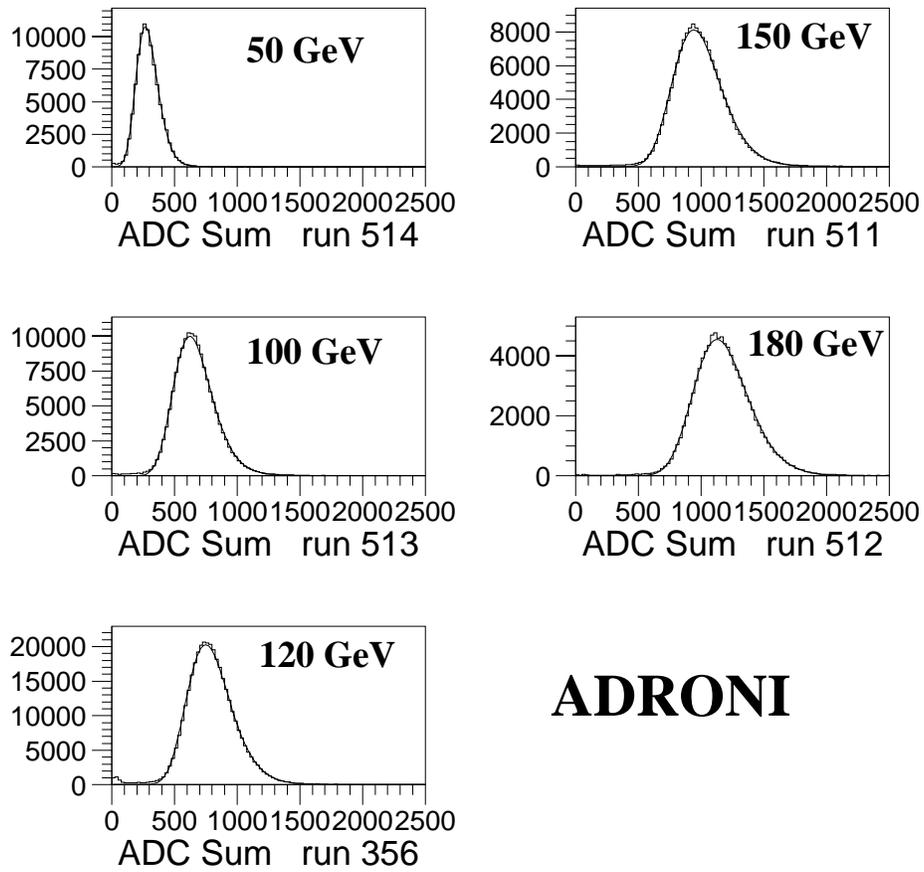


Figura 5.6: Fit eseguito sugli spettri della somma ADC con la funzione 5.2.

$\sigma_0$  rappresenta la semilarghezza della distribuzione per  $x = x_\mu$  e  $\sigma_1$  è una correzione negativa a sinistra del picco e positiva a destra, il cui valore è compreso tra 30%  $\sigma_0$  e 50%  $\sigma_0$ , per cui  $\sigma(2x_\mu) \sim 1.4\sigma_0$ .

Tutti i *fit* effettuati durante l'analisi sono stati eseguiti utilizzando questa funzione, per cui con  $x_\mu$  indicheremo sempre il valore dell'ascissa relativa al massimo e con  $\sigma$  il valore del parametro  $\sigma_0$ .

Questa funzione non ha fondamento teorico ma dà risultati estremamente stabili (il valore del picco cambia in modo poco sensibile al variare degli estremi del *fit*).

### 5.1.4 Equalizzazione della risposta dei PM

Affinchè la risposta dei fotomoltiplicatori dello ZDC sia uniforme, cioè indipendente dal punto di impatto del fascio sul calorimetro, è necessario regolare in modo opportuno la tensione di alimentazione dei PM (come abbiamo visto nel paragrafo 1.1); poichè questa calibrazione può non risultare precisa, è necessario effettuare delle correzioni a posteriori (via *software*) in modo che il peso della risposta luminosa di ciascun PM sia lo stesso rispetto alla risposta globale. Per eseguire l'equalizzazione della risposta dei PM abbiamo preso in considerazione 31 *run* con le seguenti caratteristiche:

- fascio adronico;
- posizione del fascio sul centro del calorimetro (entro 2 cm);
- 24 *run* con *trigger* 2 x 2 cm<sup>2</sup>, alle varie energie disponibili;
- 7 *run* con *trigger* 1 x 1 cm<sup>2</sup>, all'energia di 120 GeV.

Nonostante in genere sia preferibile eseguire la calibrazione con un fascio di positroni (in questo modo si ottiene uno spettro ADC stretto che consente di individuare con grande precisione la posizione del massimo), abbiamo utilizzato un fascio di adroni perchè, essendo lo sciame adronico più esteso, siamo meno sensibili al punto di impatto del fascio sullo ZDC (come vedremo). La posizione centrale del fascio è stata scelta per evitare perdite dello sciame: in posizione centrale siamo sicuri che sia in larga parte contenuto nel calorimetro.

I *run* con *trigger* 2 x 2 cm<sup>2</sup> sono più indicati per l'omogeneità; quelli con *trigger* 1 x 1 cm<sup>2</sup> sono stati utilizzati in un primo momento per avere un confronto. Verificata la consistenza dei risultati ricavati dall'analisi dei *run* con *trigger* 1 x 1 cm<sup>2</sup> con quelli ottenuti dai *run* con *trigger* 2 x 2 cm<sup>2</sup>, abbiamo proseguito l'analisi dati considerando solo questi ultimi. Si è proceduto nel seguente modo: per ogni *run* abbiamo effettuato un *fit* dei quattro spettri ADC (uno per PM), abbiamo determinato i valori di picco  $\mu(i)$  e abbiamo calcolato la media sui 4 PM

( $\langle \mu \rangle$ ). Infine abbiamo calcolato per il PM(i) il fattore di correzione dato da  $c(i) = \langle \mu \rangle / \mu(i)$ , con  $i=1, 2, 3, 4$ .

I fattori di correzione ottenuti per l'equalizzazione dei segnali ADC collegati ai 4 PM vengono riportati in figura 5.7 in funzione del numero di *run*. Come si può vedere dalla figura 5.7 i fattori di correzione presentano delle fluttuazioni notevoli; sono state fatte diverse verifiche per cercare di capire il motivo di tali variazioni.

Abbiamo ipotizzato che queste fluttuazioni potessero essere causate dal comportamento irregolare di un PM; se tre PM avessero mostrato un comportamento regolare avremmo potuto calcolare i coefficienti di correzione per i tre PM ed equalizzare l'eventuale PM dal comportamento anomalo rispetto a questi ultimi. Abbiamo calcolato i fattori di correzione escludendo un PM alla volta, per cercare di individuare il fotomoltiplicatore eventualmente mal funzionante, ma la situazione è apparsa pressochè immutata, mostrando che a nessuno dei singoli PM era attribuibile l'oscillazione.

Poichè la verifica precedente non ci ha permesso di spiegare il problema delle oscillazioni nei valori dei fattori di correzione, abbiamo deciso di fare una verifica di tipo diverso; abbiamo esaminato il profilo del fascio per i 31 *run* in esame, escludendo però quelli in cui non era in funzione la MWPC (in questo modo il numero dei *run* presi in esame si è ridotto a 24.)

Si è trovato che, mentre in alcuni casi il fascio è ben distribuito su una sezione quadrata di superficie  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  (come ci si aspetta) sulla parte anteriore del calorimetro, in altri casi non lo è. Abbiamo ipotizzato che, nei casi in cui l'area del calorimetro investita dal fascio non sia quadrata, possano essere interessati dalla radiazione incidente più piani equipaggiati con le fibre destinate a due PM e meno piani equipaggiati con le fibre relative agli altri due PM: questo potrebbe causare un segnale in uscita più alto per certi fotomoltiplicatori rispetto a quello fornito dagli altri.

Per verificare se le dimensioni del fascio avessero un'effettiva rilevanza nella determinazione dei coefficienti di equalizzazione abbiamo preso in considerazione solo i *run* in cui il fascio incidente individuava una superficie quadrata sul calorimetro; abbiamo calcolato nuovamente i coefficienti di correzione, ma i risultati sono molto simili a quelli visti in precedenza. Non abbiamo notato neanche alcuna dipendenza dall'energia del fascio.

Esclusa pertanto una dipendenza dei valori di correzione

- dalla forma del fascio
- dal comportamento irregolare di un PM

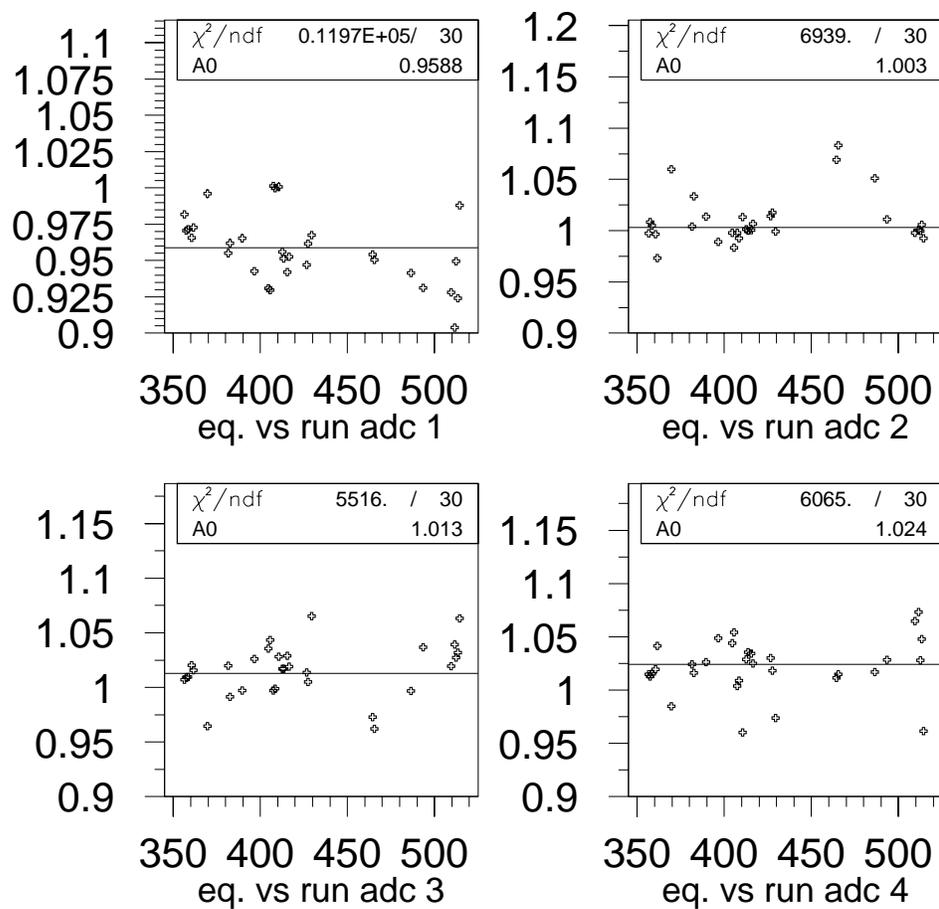


Figura 5.7: Fattori di correzione per l'equalizzazione di segnali ADC collegati ai quattro PM, in funzione del numero di run. Come si può notare, non sono stabili.

abbiamo deciso di utilizzare i fattori di correzione medi ricavati come visto in precedenza.

### 5.1.5 Studio degli spettri ADC per diversi run alla stessa energia nominale

Eseguendo dei *fit* sugli spettri ADC di un singolo PM abbiamo determinato la posizione del canale ADC relativo al massimo; riportando in un grafico (vedi fig. 5.8) il valore di picco (in ordinata) in funzione del numero di *run* (in ascissa), per ciascun valore dell'energia disponibile durante il *test*, si evince chiaramente che per valori di energia nominale uguale i valori di picco ottenuti dal *fit* effettuato sugli spettri ADC presentano delle oscillazioni notevoli tra un valore massimo e uno minimo. In figura 5.8 riportiamo, a titolo di esempio, il caso in cui l'energia nominale era di 150 GeV (si tratta del caso in cui le variazioni erano più evidenti).

Abbiamo pensato di verificare la stabilità della posizione di picco all'interno di ogni singolo run preso in esame per effettuare l'analisi. Per far questo abbiamo considerato nuovamente i 24 *run*, abbiamo diviso ciascuno di questi in "blocchi" da 2000 eventi e abbiamo riportato su un grafico, in ordinata il valore di picco ottenuto per ciascun "blocco" di eventi e in ascissa il numero di "blocco" corrispondente.

Abbiamo poi eseguito un *fit* che ci ha fornito la media dei valori di picco ottenuti per ciascun "blocco" (fig 5.9).

Questo lavoro ci ha permesso di verificare se all'interno di uno stesso *run* ci fossero delle variazioni notevoli nel valore di picco .

Le conclusioni che si possono trarre sono che:

- all'interno di uno stesso *run* non si notano fluttuazioni rilevanti nei valori di picco;
- esistono invece delle differenze notevoli tra i valori di picco calcolati per diversi *run* alla stessa energia.

Ad energie nominali uguali corrispondono valori di picco che differiscono da run a run, ma all'interno di uno stesso run il valore di picco sostanzialmente non varia.

## 5.2 Analisi dati per adroni

### 5.2.1 Linearità

Per esaminare se esistesse una correlazione lineare tra energia rilasciata nello ZDC e segnale prodotto, abbiamo, ancora una volta, preso in considerazione i 24 run le

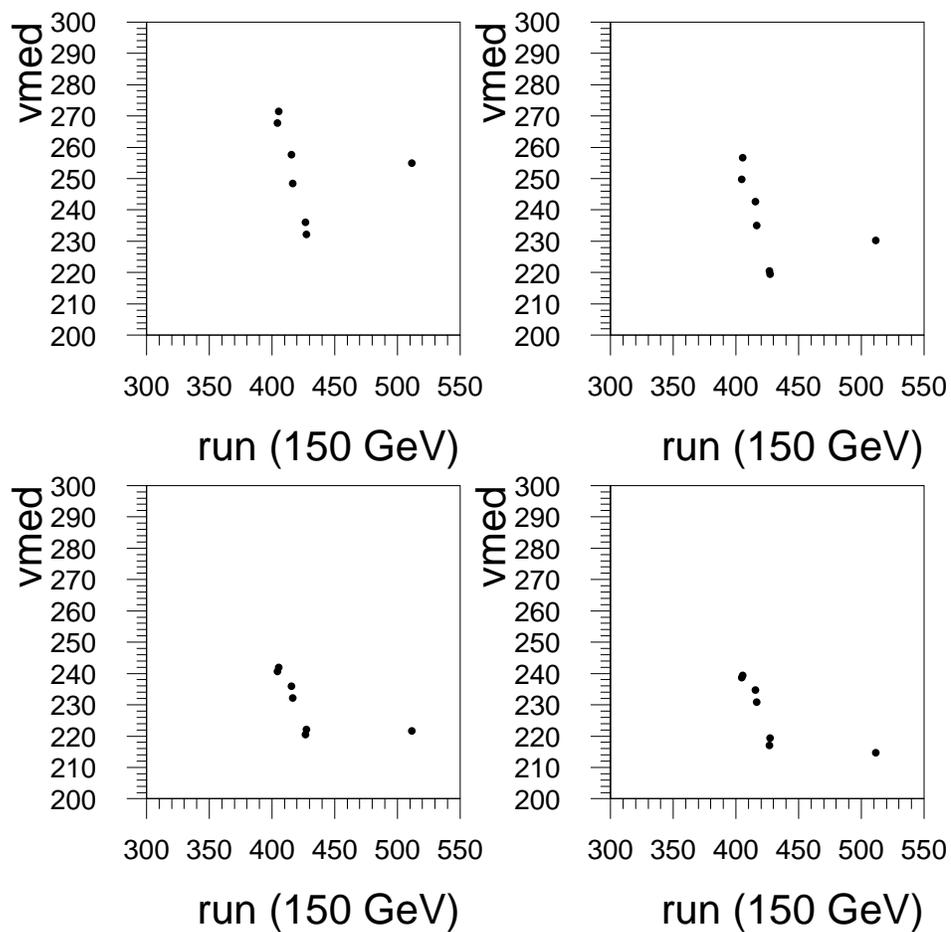


Figura 5.8: Valori di picco degli spettri ADC per 7 run,  $E = 150$  GeV.

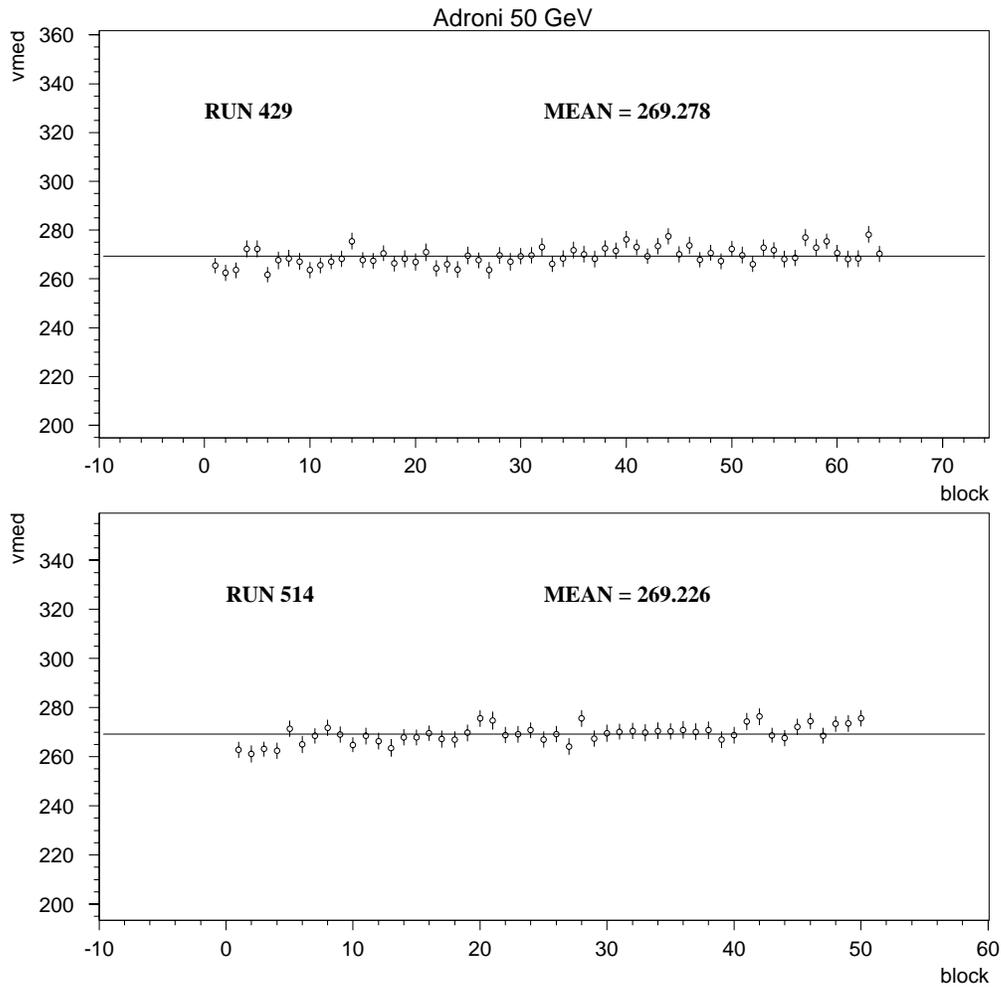


Figura 5.9: *Check di stabilità nella posizione del picco ADC: in ordinata viene riportato il valore della posizione di picco per blocchi di eventi successivi del run preso in esame, in ascissa il numero di blocchi in cui è stato suddiviso il run.*

cui caratteristiche sono state precedentemente descritte. Abbiamo scartato però due run per i quali non eravamo sicuri delle condizioni del fascio.

Per ogni run abbiamo quindi eseguito un *fit* sullo spettro della somma dei quattro ADC per valutare in questo modo il canale ADC che corrisponde al massimo dello spettro.

Abbiamo calcolato, per ogni valore dell'energia, la media aritmetica dei valori di picco ottenuti per run di uguale energia; per tener conto dell'entità delle variazioni nei valori di picco per run di uguale energia (come abbiamo visto in precedenza), abbiamo deciso di considerare come errore lo scarto quadratico medio; l'errore sul parametro fornito dal *fit* risulta trascurabile. I valori ottenuti vengono riportati in tabella 5.3.

| Energia(GeV) | $\mu$ (ch. ADC)  |
|--------------|------------------|
| 50.          | $268.6 \pm 0.1$  |
| 100.         | $623.5 \pm 1.2$  |
| 120.         | $755.4 \pm 5.7$  |
| 150.         | $961.5 \pm 31.5$ |
| 180.         | $1132.2 \pm 2.0$ |

Tabella 5.3: *Valori di picco (in canali ADC)*

Riportando in grafico i valori di picco ottenuti dal *fit* in funzione dell'energia si è ottenuto il risultato riportato in figura 5.10. Abbiamo effettuato un *fit* lineare del tipo:

$$y = ax + b \quad (5.4)$$

dove  $x$  rappresenta l'energia delle particelle incidenti sullo ZDC e  $y$  il canale ADC relativo alla posizione del massimo dello spettro ADC considerato. I *fit* sui dati hanno fornito i seguenti valori dei parametri:

$$a = 6.79 \pm 0.01 \text{ (GeV)}^{-1}, \quad b = -70.82 \pm 0.65.$$

Come si può vedere lo ZDC presenta un comportamento lineare, ma la retta non passa per l'origine. Questo significa che al di sotto di una certa energia ( $\sim 10$  GeV) non vediamo segnale nel calorimetro. Questo comportamento è confermato dalle simulazioni Monte Carlo (vedi par. 6.5), dove l'energia di soglia risulta essere di  $\sim 5$  GeV. Sono riportati in letteratura anche altri casi sperimentali di risposta lineare, ma non proporzionale. Si veda, ad esempio, [DiC95].

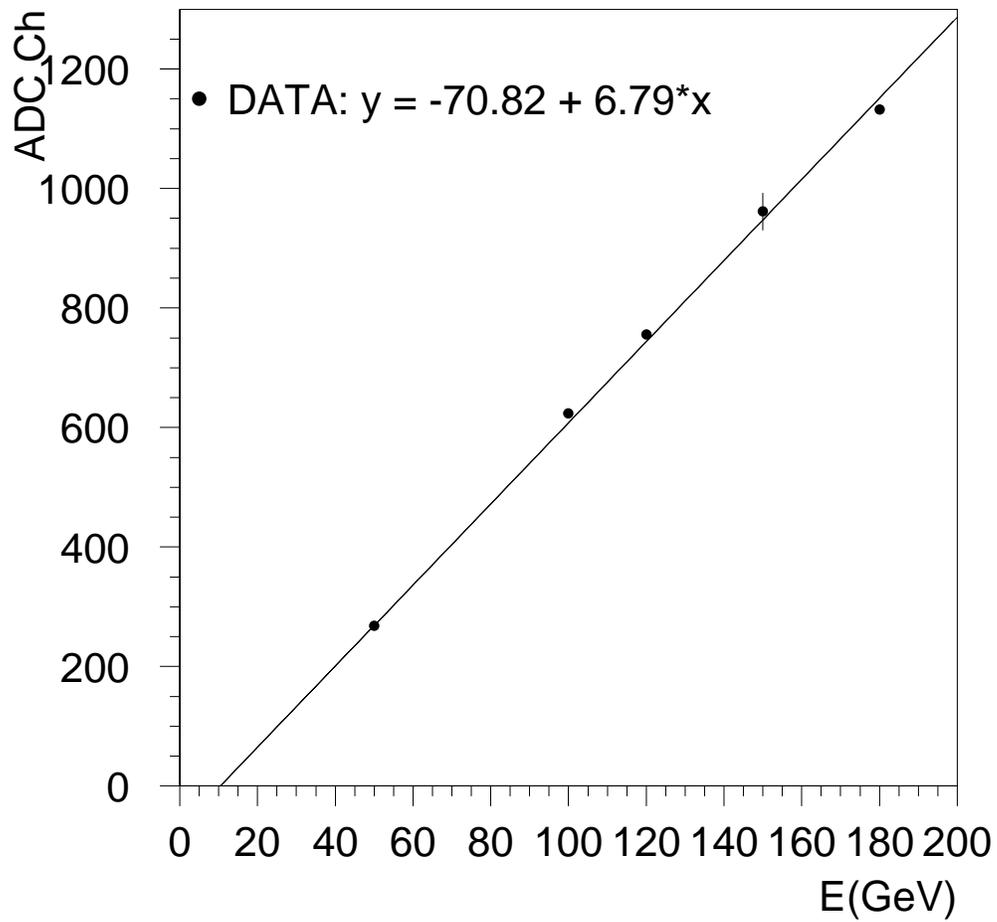


Figura 5.10: Linearità di risposta del calorimetro ZP2 per un fascio di adroni (dati sperimentali).

### 5.2.2 Risoluzione

La risoluzione è stata calcolata come rapporto tra semilarghezza ( $\sigma$ ) (cioè il valore  $\sigma_0$  dell'equazione 5.3) e valore di picco della distribuzione ( $\mu$ ), ottenuti dai *fit* eseguiti sugli spettri ADC con la funzione 5.2:

$$R = \frac{\sigma(E)}{E} \quad (5.5)$$

Si sono considerati tre diversi casi che possono essere ottenuti considerando la risposta fornita da un solo PM, dalla somma di due PM e dalla somma di tutti e quattro i PM; questi tre diversi casi corrispondono a differenti rapporti volumici:

| PM considerato | Rapp. Volumico |
|----------------|----------------|
| PM1            | 1/325          |
| PM1 + PM4      | 1/162          |
| Sum 4 PM       | 1/80           |

Tabella 5.4: *Rapporti volumici ottenuti da diverse combinazioni delle somme dei segnali provenienti dai PM.*

I dati numerici, suddivisi in base al rapporto volumico, vengono riportati nelle tabelle 5.5, 5.6, 5.7 .

| Energia(GeV) | Risoluzione (%) | $\mu$ (ch. ADC) | $\sigma$ (ch. ADC) |
|--------------|-----------------|-----------------|--------------------|
| 50.          | $49.3 \pm 0.6$  | $59.5 \pm 0.4$  | $29.3 \pm 0.3$     |
| 100.         | $34.5 \pm 0.4$  | $151.3 \pm 1.4$ | $52.2 \pm 0.4$     |
| 120.         | $31.8 \pm 0.8$  | $180.9 \pm 3.6$ | $57.5 \pm 1.0$     |
| 150.         | $28.7 \pm 2.0$  | $236.2 \pm 9.4$ | $67.7 \pm 3.8$     |
| 180.         | $25.7 \pm 0.5$  | $266.2 \pm 3.2$ | $68.5 \pm 1.0$     |

Tabella 5.5: *Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/325.*

Su questi dati è stato eseguito un fit del tipo:

$$R = \frac{a}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + b \quad (5.6)$$

Riportiamo in tabella 5.8 i valori dei parametri considerando i tre casi relativi a differenti rapporti volumici; come errore consideriamo quello fornito dal *fit*. Per

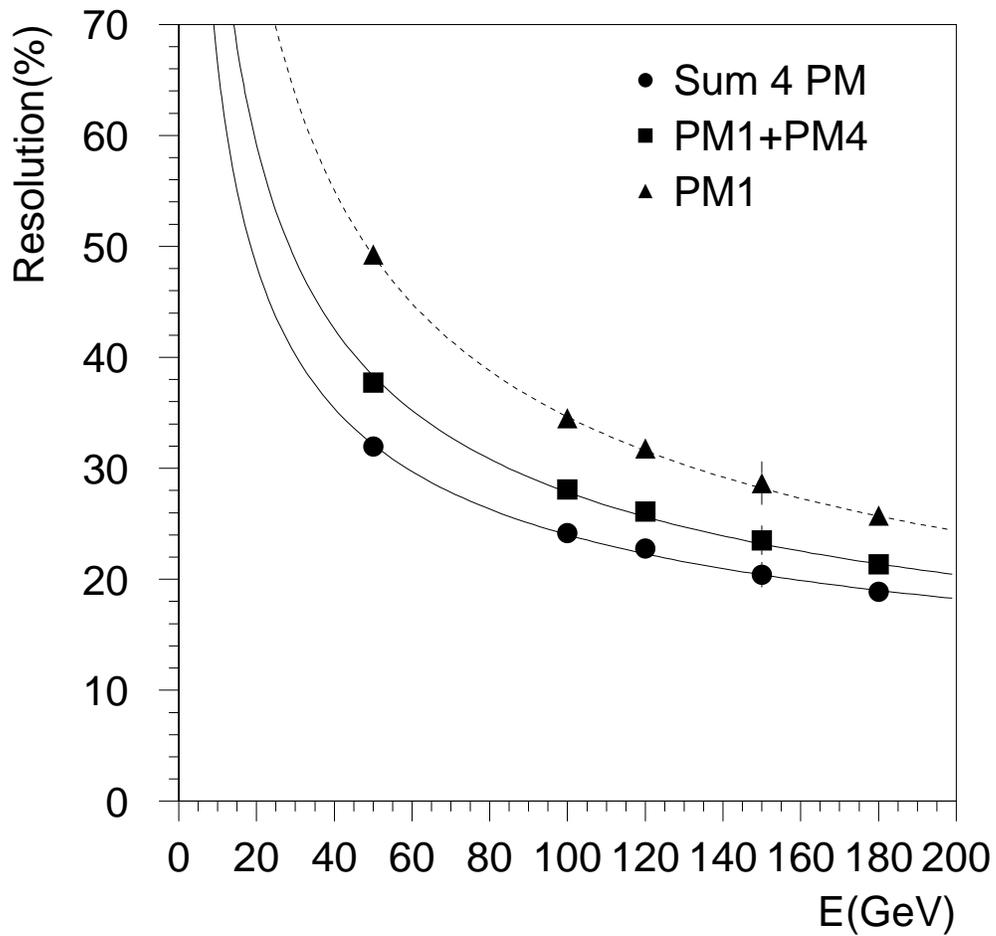


Figura 5.11: Risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 per i diversi rapporti volumici: in alto viene riportata la curva corrispondente al caso in cui il rapporto volumico sia  $1/325$  (PM1), al centro  $1/162$  (PM1+PM4), in basso  $1/80$  (Sum 4PM).

| Energia(GeV) | Risoluzione (%) | $\mu$ (ch. ADC)  | $\sigma$ (ch. ADC) |
|--------------|-----------------|------------------|--------------------|
| 50.          | $37.7 \pm 0.3$  | $133.0 \pm 0.6$  | $50.2 \pm 0.3$     |
| 100.         | $28.1 \pm 0.1$  | $308.3 \pm 0.8$  | $86.5 \pm 0.3$     |
| 120.         | $26.1 \pm 0.5$  | $374.7 \pm 4.8$  | $97.7 \pm 1.3$     |
| 150.         | $23.5 \pm 1.3$  | $477.3 \pm 15.6$ | $112.2 \pm 5.1$    |
| 180.         | $21.3 \pm 0.1$  | $556.3 \pm 1.4$  | $118.7 \pm 0.1$    |

Tabella 5.6: Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondenti al rapporto volumico 1/162.

| Energia(GeV) | Risoluzione (%) | $\mu$ (ch. ADC)  | $\sigma$ (ch. ADC) |
|--------------|-----------------|------------------|--------------------|
| 50.          | $32.0 \pm 0.1$  | $268.6 \pm 0.1$  | $85.8 \pm 0.3$     |
| 100.         | $24.2 \pm 0.1$  | $623.5 \pm 1.2$  | $150.6 \pm 0.3$    |
| 120.         | $22.8 \pm 0.4$  | $755.4 \pm 5.7$  | $171.9 \pm 2.3$    |
| 150.         | $20.4 \pm 1.1$  | $961.5 \pm 31.5$ | $196.3 \pm 8.8$    |
| 180.         | $18.9 \pm 0.1$  | $1132.2 \pm 2.0$ | $213.6 \pm 0.7$    |

Tabella 5.7: Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondenti al rapporto volumico 1/80.

un rapporto volumico pari a 1/325 troviamo un valore negativo del parametro  $b$ ; valutando l'errore fornito dal *fit* vediamo però che è compatibile con 0.

È singolare il fatto che il *fit* dia per  $b$  dei valori decrescenti al diminuire del rapporto volumico; ciò implicherebbe che ad alte energie la risoluzione del calorimetro peggiori all'aumentare del rapporto volumico, il che è chiaramente un assurdo. È quindi naturale avere dei dubbi sulla capacità del *fit*, eseguito con due parametri liberi su cinque punti, di determinare il valore di  $b$  nella regione in cui domina il termine  $a/\sqrt{E}$ .

| Rapporto volumico | $a \pm \Delta a$ (%) | $b \pm \Delta b$ (%) |
|-------------------|----------------------|----------------------|
| 1/325             | $351.15 \pm 10.98$   | $-0.47 \pm 1.12$     |
| 1/162             | $253.43 \pm 3.60$    | $2.49 \pm 0.30$      |
| 1/80              | $196.21 \pm 1.94$    | $4.38 \pm 0.20$      |

Tabella 5.8: Valori dei parametri ottenuti dai *fit* effettuati sui dati, per la determinazione della risoluzione.

L'errore sulla risoluzione, ricavato per propagazione gaussiana, è stato calcolato mediante la seguente formula:

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma^2}{\sigma^2} + \frac{\Delta\mu^2}{\mu^2}} \quad (5.7)$$

dove  $\Delta\sigma$  e  $\Delta\mu$  rappresentano l'errore quadratico medio della  $\sigma$  e quello relativo al valore del massimo nello spettro ADC.

Le equazioni delle tre curve sono pertanto le seguenti:

$$PM1 \rightarrow R = \frac{\sigma(E)}{E} = \frac{351.15\%}{\sqrt{E(GeV)}} - 0.47\% \quad (5.8)$$

$$PM1 + PM4 \rightarrow R = \frac{\sigma(E)}{E} = \frac{253.43\%}{\sqrt{E(GeV)}} + 2.49\% \quad (5.9)$$

$$\text{Sum 4PM} \rightarrow R = \frac{\sigma(E)}{E} = \frac{196.21\%}{\sqrt{E(GeV)}} + 4.38\% \quad (5.10)$$

Come si può notare la risoluzione migliora all'aumentare dell'energia delle particelle incidenti; per un'energia fissata è migliore in corrispondenza del rapporto volumico pari ad 1/80. Si possono ottenere dunque risoluzioni migliori aumentando il rapporto volumico, cioè la quantità di materiale attivo rispetto a quello passivo.

### 5.2.3 Omogeneità di risposta dello ZDC ad un fascio di adroni e di positroni

Per valutare se la risposta del calorimetro fosse uniforme in funzione del punto di impatto del fascio su di esso, abbiamo effettuato degli *scanning* che ci hanno permesso di esaminare la variazione della risposta dei PM al variare della coordinata di incidenza del fascio di particelle sullo ZDC.

Grazie all'uso della MWPC (posta di fronte al calorimetro) è stato possibile valutare con precisione il punto di impatto. Abbiamo esaminato la dipendenza della risposta dei PM dal punto di incidenza; come esempio consideriamo un run di adroni in cui l'energia del fascio era di 120 GeV e uno di positroni di uguale energia. In figura 5.12 riportiamo le coordinate d'incidenza del fascio sul calorimetro determinate grazie alla MWPC e la risposta luminosa dei PM per diversi rapporti volumici, pesata sulla risposta globale: come si deduce dalla *palette* di colori, una zona più scura è indice di un segnale più elevato.

Come si può notare, con un fascio adronico la risposta del calorimetro risulta essere più omogenea all'aumentare del rapporto volumico; in caso di fascio positronico si osservano invece delle zone scure (cioè segnale alto) in corrispondenza della posizione delle fibre. Per questo motivo la calibrazione è stata effettuata utilizzando un fascio di adroni: infatti, essendo lo sciame adronico più esteso di uno positronico, interesserà una parte maggiore di materiale attivo (fibre) e la risposta sarà più omogenea. Lo sciame positronico invece, essendo più stretto, investirà una regione più limitata e questo provocherà una sensibilità maggiore a piccoli spostamenti del fascio sul calorimetro, a seconda della vicinanza alle fibre.

Abbiamo inoltre selezionato una striscia orizzontale sulla parte anteriore del calorimetro, corrispondente ad un piano di fibre, e abbiamo riportato su un grafico la risposta luminosa al variare della coordinata orizzontale con coordinata verticale corrispondente ad un piano di fibre, per diverse energie e per fascio adronico e positronico.

Come si può vedere in figura 5.13, la risposta del calorimetro per un fascio incidente di adroni è omogenea e si hanno delle oscillazioni dal valor medio valutate nella misura del 6%. Per quanto riguarda il fascio positronico si notano invece delle forti oscillazioni (circa il 30%) e dei valori di picco che vengono raggiunti in corrispondenza della posizione delle fibre. La risposta del calorimetro sarà pertanto diversa in base al punto di impatto del fascio sul rivelatore.

Se prendiamo in esame la figura 5.14 vediamo che all'aumentare del rapporto volumico (pari a 1/162) la risposta per un fascio adronico è quasi indipendente dal punto di incidenza (oscillazione di circa il 2-3%), e anche per i positroni le oscillazioni sono meno ampie (16 %). Nel caso in cui si consideri ancora un rapporto volumico pari a 1/162, ma ottenuto considerando una combinazione di PM

**ZP2**  
**Hadron(up) and Positron(down) beams**

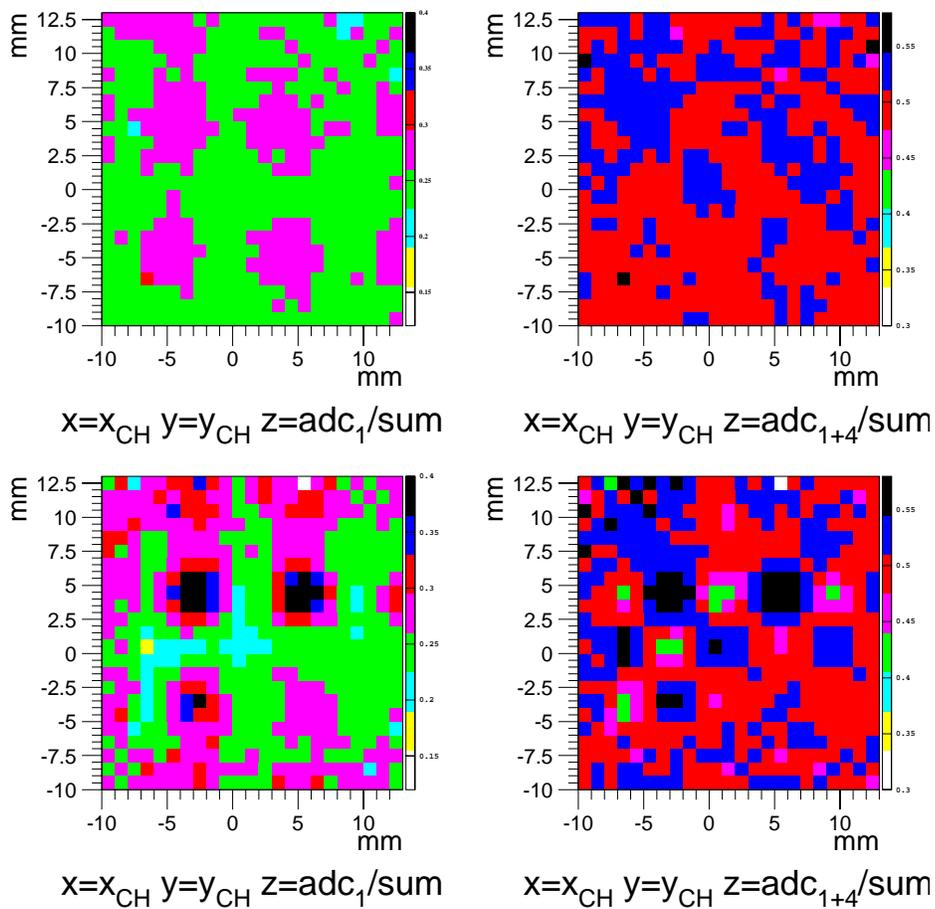


Figura 5.12: Risposta luminosa per diversi punti di impatto del fascio sulla parte frontale del calorimetro per due diversi rapporti volumici: 1/ 325 a sinistra e 1/162 a destra, per un fascio di particelle adroniche (in alto) e positroniche (in basso). Con fascio adronico si osserva una risposta più omogenea all'aumentare del rapporto volumico.

relativi a fibre di uno stesso piano, le fluttuazioni sono del tutto assenti nel caso di fascio adronico; nel caso di fascio positronico le oscillazioni sono minime (fig. 5.15).

Inoltre, al variare dell'energia non si nota una variazione apprezzabile.

#### 5.2.4 Dimensioni trasverse dello sciame per adroni

Per valutare le dimensioni dello sciame, è stato eseguito uno "scanning" a 120 GeV, spostando il calorimetro lungo l'asse x, o tenendo fissata la coordinata y in posizione centrale.

Il punto di impatto del fascio rispetto al calorimetro è stato valutato mediante l'informazione fornita dalla camera, quando era disponibile, e mediante il segnale di *trigger* ( $1 \times 1 \text{ mm}^2$ ) fornito dagli scintillatori  $D_{1v}$  e  $D_{2h}$ , tramite l'informazione ricavata dalla *Pattern Unit*.

È stato valutato il valore di picco del segnale del calorimetro in funzione della posizione. Tale valore risulta circa costante quando il fascio punta in prossimità del centro del calorimetro, e diminuisce all'approssimarsi del bordo, fino a diventare nullo quando l'intero sciame si sviluppa nella zona non equipaggiata con fibre. In figura 5.16 mostriamo l'andamento di questa curva e, sotto, il rapporto incrementale, da cui si può stimare la dimensione dello sciame studiando la risposta in prossimità del bordo del calorimetro. I dati in figura 5.16 non permettono di dare una buona stima della dimensione dello sciame. Nel prossimo capitolo vedremo come il confronto con la simulazione Monte Carlo possa essere di aiuto per tale scopo.

### 5.3 Analisi dati per positroni

#### 5.3.1 Linearità

Per determinare linearità e risoluzione nel caso dei positroni abbiamo preso in esame cinque *run* alle quattro energie disponibili durante il *test*, con *trigger*  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  e fascio incidente sul centro dello ZDC. Non abbiamo ritenuto opportuno prendere in esame *run* in cui la posizione del fascio incidente si discostasse anche di poco dalla posizione centrale perchè, come visto, la risposta del calorimetro ad un fascio incidente di positroni è sensibile alla posizione del fascio sullo ZDC.

In figura 5.17 riportiamo la distribuzione del segnale alle varie energie; sugli spettri ADC è stato eseguito un *fit* con la funzione 5.2; nel caso dell'energia  $E = 120 \text{ GeV}$  erano presenti due picchi per cui in questo caso è stato eseguito un *fit* dato dalla somma di due funzioni. La posizione del picco a sinistra, pari a  $\mu = 724 \pm 4$ , è compatibile con i valori ADC ottenuti in *run* di adroni di energia di

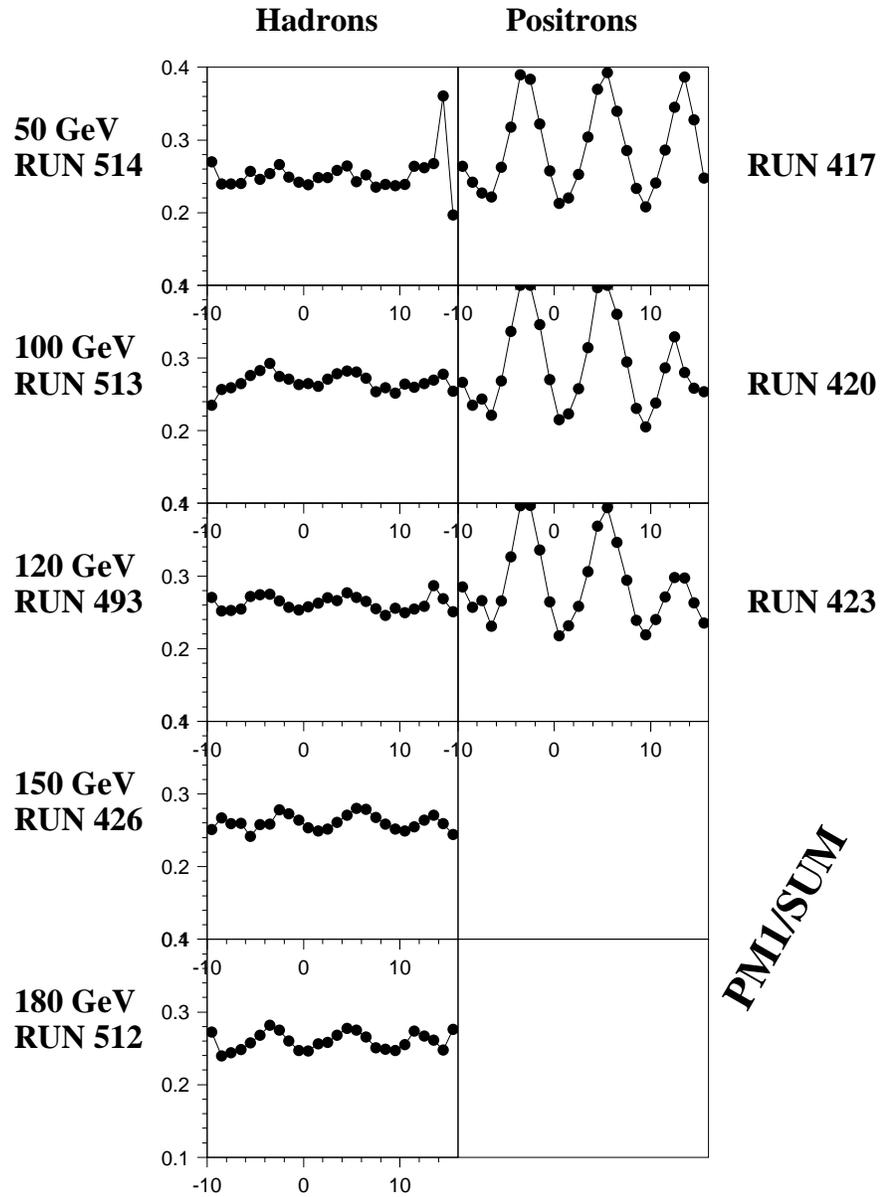


Figura 5.13: Risposta luminosa al variare della coordinata orizzontale con coordinata verticale corrispondente ad un piano di fibre, per diverse energie e per un rapporto volumico pari a  $1/325$ .

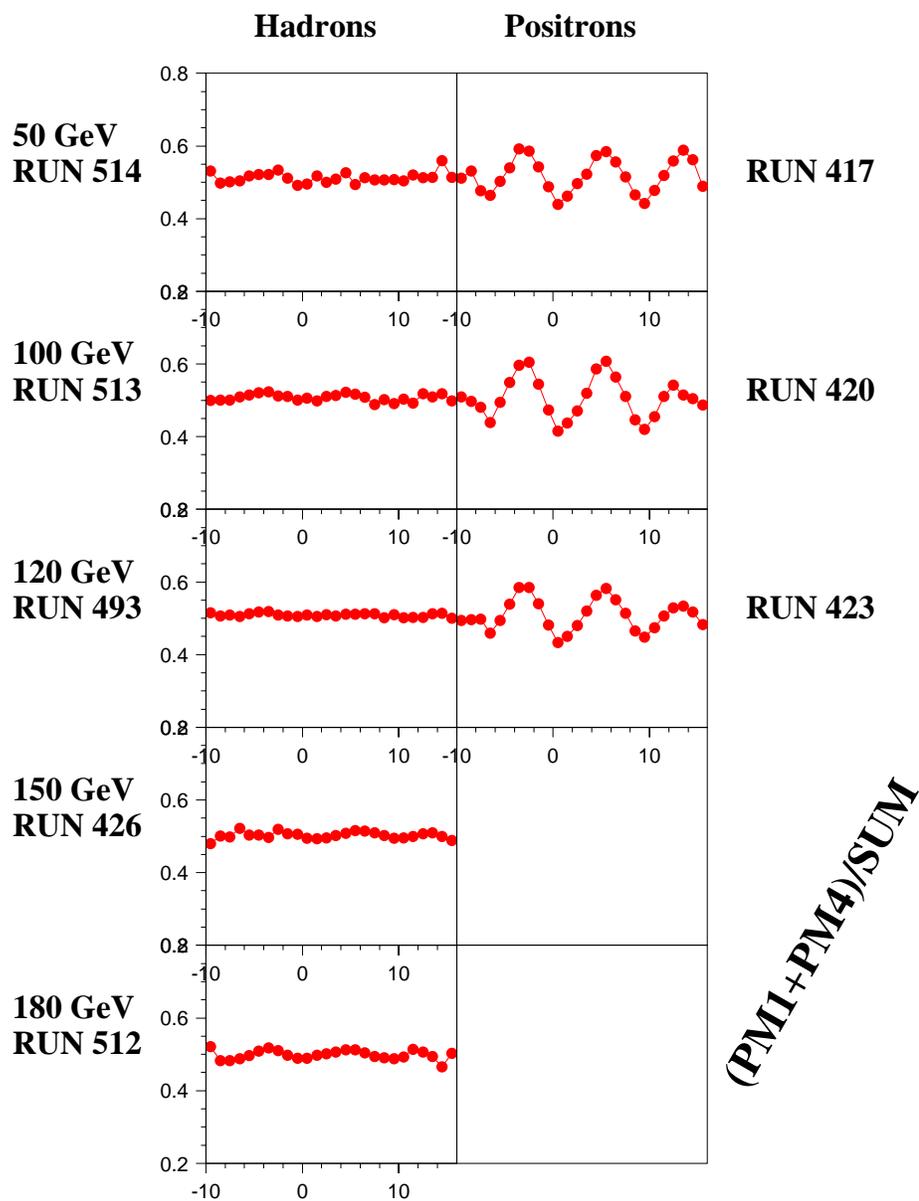


Figura 5.14: Risposta luminosa al variare della coordinata orizzontale con coordinata verticale corrispondente ad un piano di fibre, per diverse energie e per un rapporto volumico pari a  $1/162$ ; la risposta con fascio adronico è omogenea.

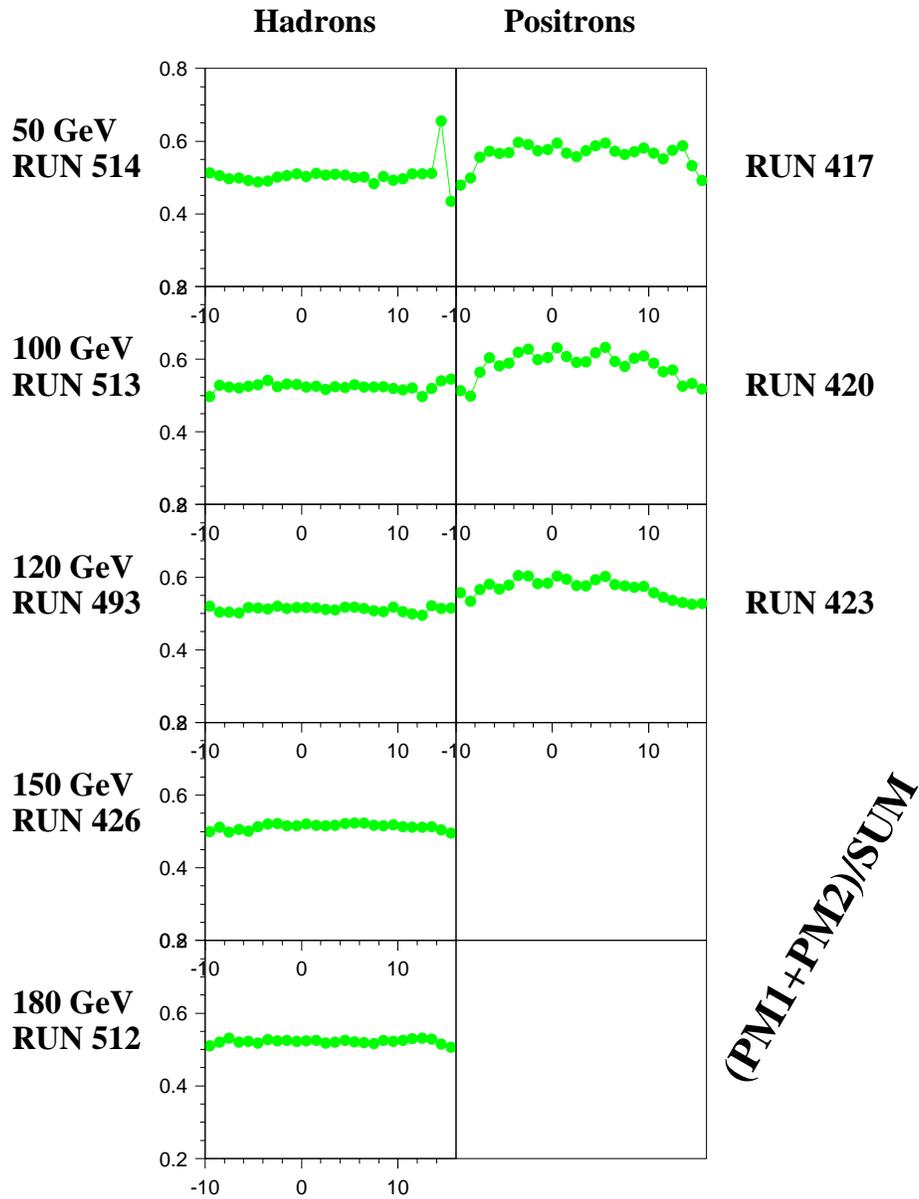


Figura 5.15: Risposta luminosa al variare della coordinata orizzontale con coordinata verticale corrispondente ad un piano di fibre, per diverse energie e per un rapporto volumico pari a  $1/162$  ottenuto considerando la risposta dei PM relativi a fibre di uno stesso piano; la risposta è omogenea con fascio adronico.

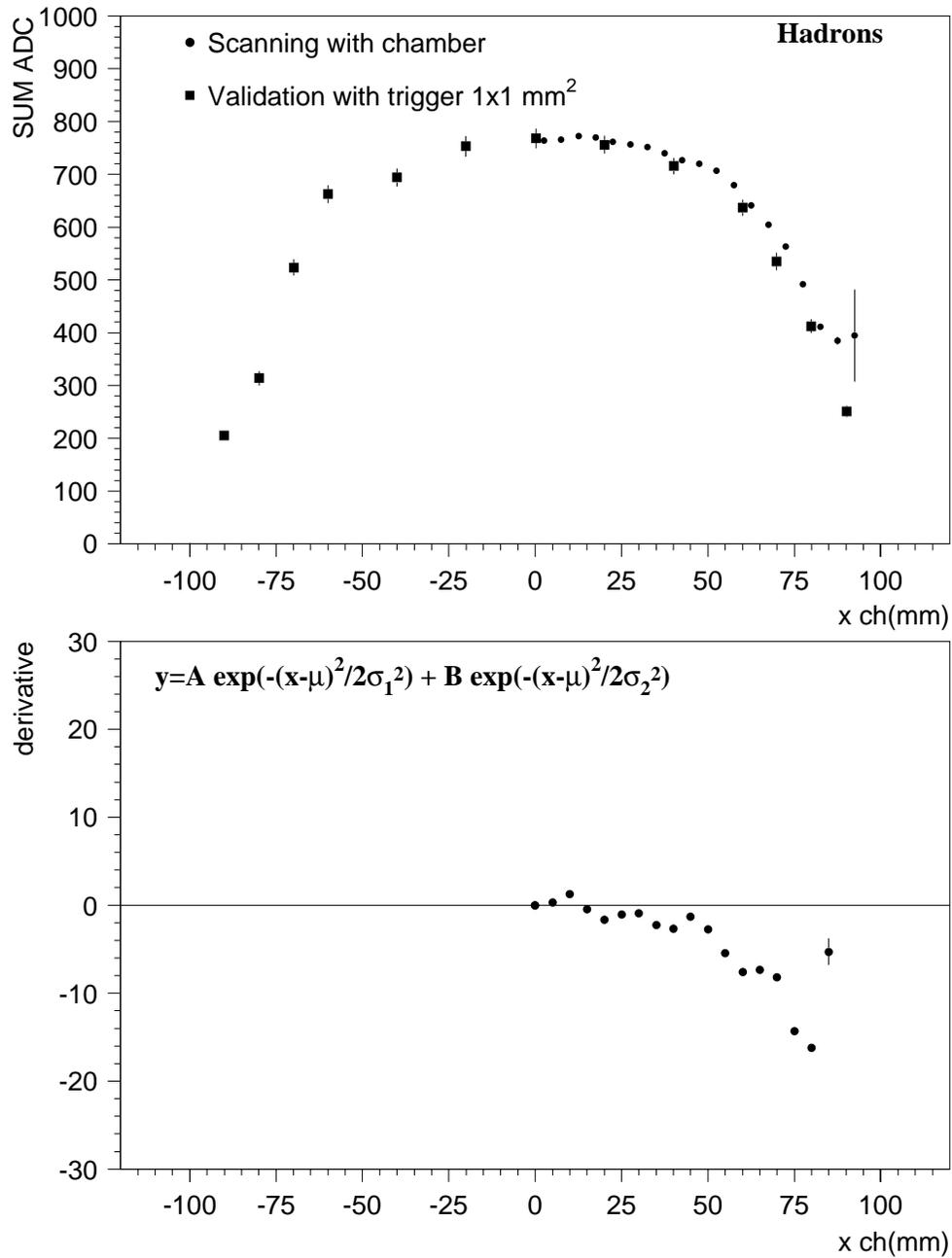


Figura 5.16: "Scanning" orizzontale dello ZDC con un fascio di adroni (in alto); rapporti incrementali ottenuti derivando per punti la curva di scanning (in basso).

120 GeV. Tale picco è stato pertanto attribuito ad una contaminazione adronica dello sciame.

I risultati numerici vengono riassunti in tabella 5.9. Abbiamo eseguito un *fit* lineare  $y = a \cdot x + b$ , e i valori dei parametri ricavati sono:

$$a = (9.16 \pm 0.01) (\text{GeV})^{-1}, b = 12.31 \pm 0.74.$$

Dalla figura 5.18 possiamo concludere che la risposta del calorimetro è lineare nella rivelazione dei positroni nel *range* di energia considerato.

| Energia(GeV) | $\mu$ (ch. ADC)    |
|--------------|--------------------|
| 50.          | $465.14 \pm 0.32$  |
| 75.          | $706.89 \pm 0.28$  |
| 100.         | $917.85 \pm 0.55$  |
| 120.         | $1095.30 \pm 1.30$ |

Tabella 5.9: *Risposta del calorimetro ad un fascio di positroni a diverse energie (dati sperimentali).*

### 5.3.2 Risoluzione

La risoluzione è stata calcolata come rapporto tra semilarghezza ( $\sigma$ ) e valore di picco della distribuzione ( $\mu$ ), ottenuti eseguendo dei *fit* sugli spettri della somma di quattro ADC (corrispondente ad un rapporto volumico pari a 1/80). I dati ottenuti vengono riportati in tabella 5.10; come errore sui valori di  $\mu$  e  $\sigma$  abbiamo considerato quelli forniti dal *fit*. Sui valori della risoluzione ottenuti è stato effettuato un *fit* con la seguente funzione:

$$R = \frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + b \quad (5.11)$$

dove  $a = (96.36 \pm 1.15) \%$ ,  $b = (4.04 \pm 0.14) \%$ . La risoluzione assume pertanto la seguente espressione:

$$R = \frac{\sigma(E)}{E} = \frac{96.36\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 4.04\% \quad (5.12)$$

L'errore sulla risoluzione è stato ricavato per propagazione gaussiana.

Come si può vedere la risoluzione è migliore per i positroni che per gli adroni e ciò è dovuto al fatto che il calorimetro non è compensato e quindi il passaggio

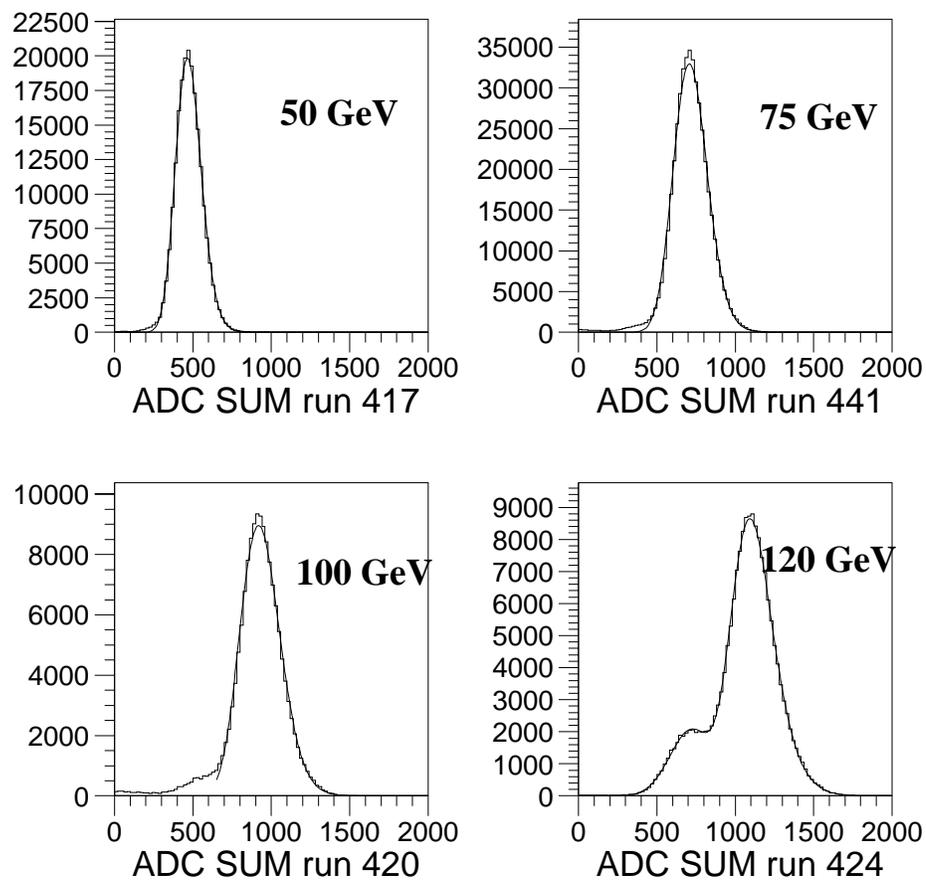


Figura 5.17: Spettri ADC per positroni; nel caso  $E = 120$  GeV è visibile il picco attribuito ad una contaminazione adronica del fascio.

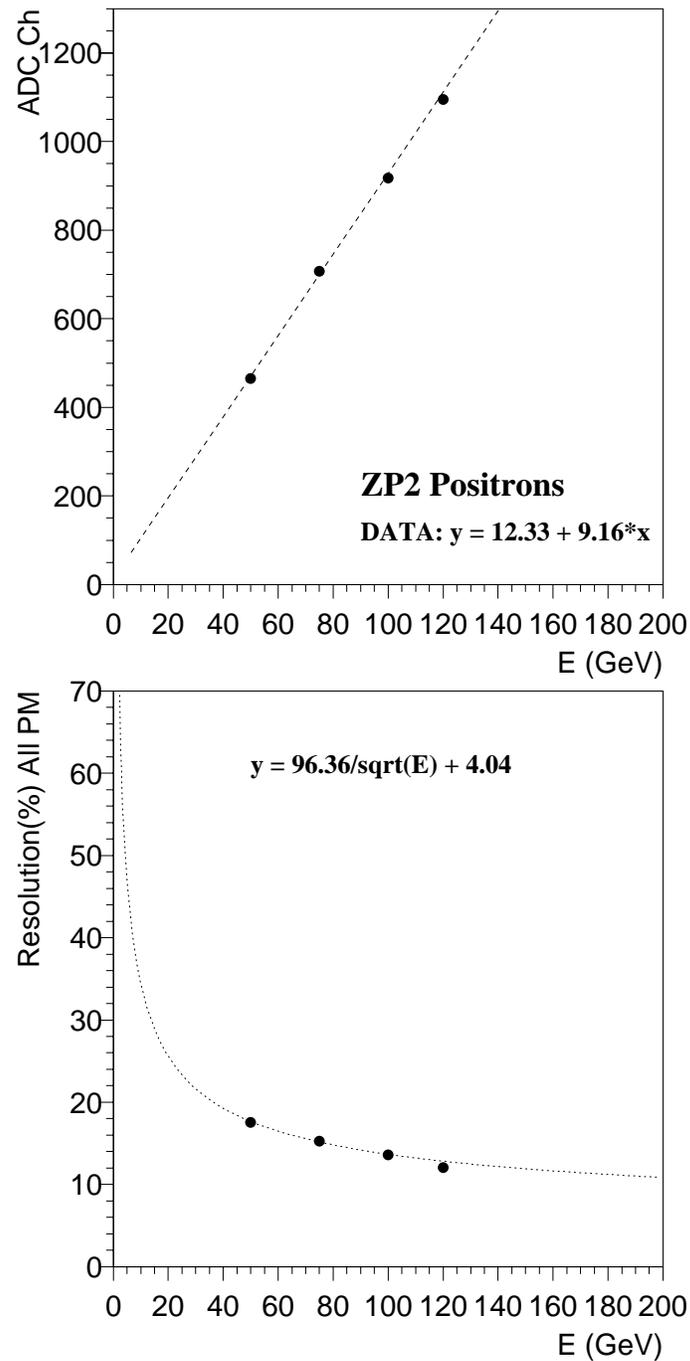


Figura 5.18: In alto, viene riportata la linearità di risposta del calorimetro per un fascio di positroni; in basso, la risoluzione per un rapporto volumico pari a  $1/80$ .

| Energia(GeV) | Risoluzione (%)  | $\mu$ (ch. ADC)   | $\sigma$ (ch. ADC) |
|--------------|------------------|-------------------|--------------------|
| 50.          | $17.54 \pm 0.03$ | $465.14 \pm 0.32$ | $81.60 \pm 0.15$   |
| 75.          | $15.28 \pm 0.02$ | $706.89 \pm 0.28$ | $108.02 \pm 0.15$  |
| 100.         | $13.57 \pm 0.04$ | $917.85 \pm 0.55$ | $124.57 \pm 0.34$  |
| 120.         | $12.04 \pm 0.11$ | $1095.3 \pm 1.23$ | $131.89 \pm 1.23$  |

Tabella 5.10: Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/80 (dati sperimentali).

di un fascio di positroni produce un maggior numero di fotoelettroni rispetto ad uno di adroni.

### 5.3.3 Dimensioni trasverse dello sciame per positroni

Con lo stesso metodo descritto precedentemente per gli adroni, abbiamo determinato le dimensioni dello sciame generato da un fascio di positroni mediante *scanning* nella coordinata  $y$ . In figura 5.19 riportiamo la risposta del calorimetro in funzione del punto di impatto del fascio, e il rapporto incrementale. Su tale curva abbiamo eseguito un *fit* con una curva leptocurtica, che può essere approssimata dalla sovrapposizione di due gaussiane con lo stesso valore medio, e le cui normalizzazioni e larghezze relative sono fissate mediante un *fit* sulla distribuzione dello sciame ottenuta nella simulazione Monte Carlo. In definitiva il *fit* viene eseguito con la seguente funzione:

$$S(x) = A e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + A\alpha e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2(\beta\sigma)^2}} \quad (5.13)$$

dove  $A$ ,  $\mu$  e  $\sigma$  sono parametri liberi, mentre  $\alpha$  e  $\beta$  sono ricavati dalla simulazione Monte Carlo. Il *fit* fornisce un valore della larghezza a mezza altezza della curva pari a circa 7 mm.

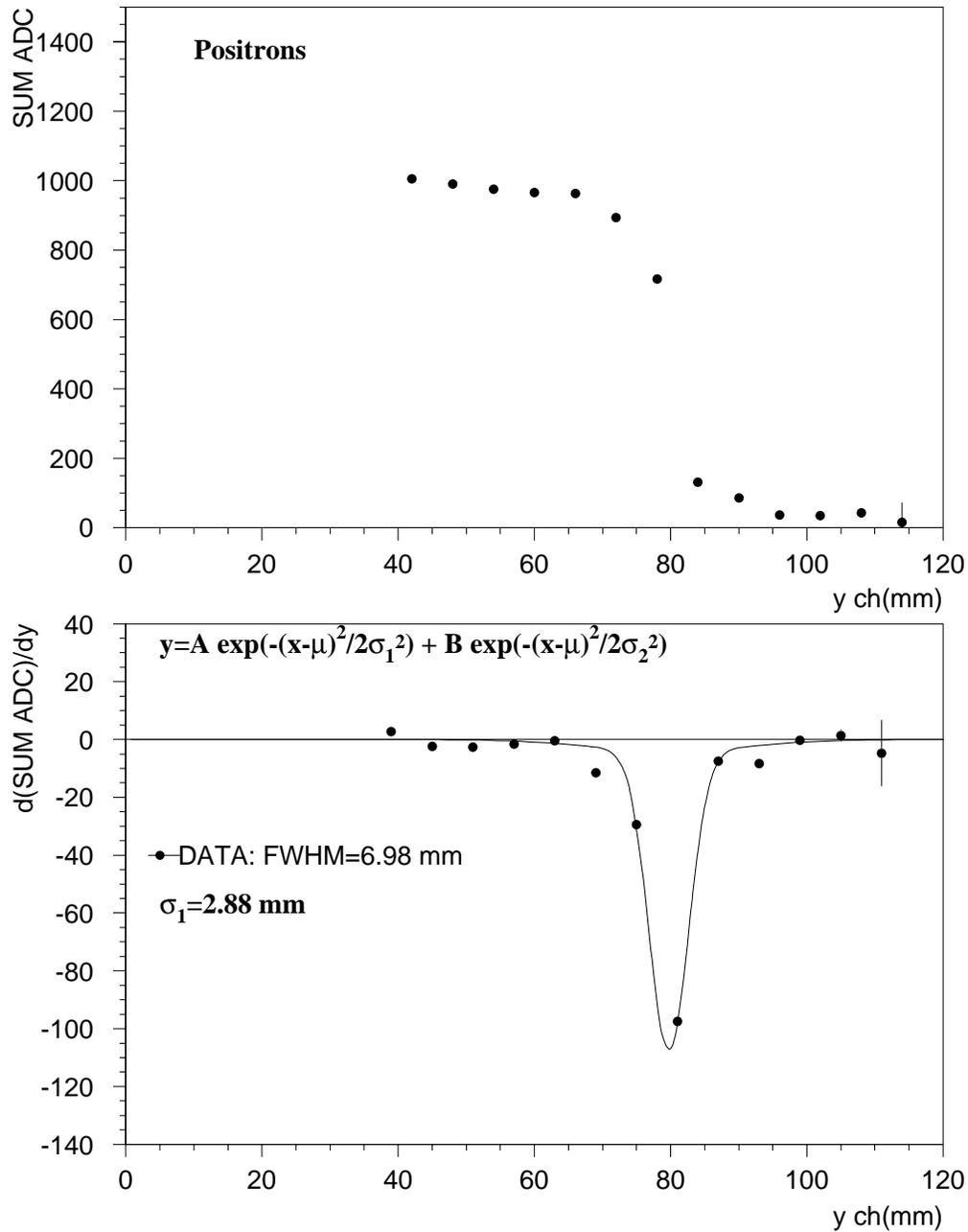


Figura 5.19: "Scanning" verticale dello ZDC con un fascio di positroni (in alto); rapporti incrementali ottenuti derivando per punti la curva di scanning (in basso).

# Capitolo 6

## Confronto fra due prototipi e con la simulazione

### 6.1 Simulazioni

Gli esperimenti ad alta energia sono molto complessi e costituiti da una serie di rivelatori, in genere grandi e costosi. Le simulazioni consentono di progettare un rivelatore, di simularne il funzionamento, di studiarne le caratteristiche e di apportare delle eventuali modifiche fino ad ottenere le prestazioni richieste; il passo successivo consiste nella realizzazione del rivelatore simulato, nella verifica del corretto funzionamento e del confronto tra i risultati ottenuti dalle simulazioni e quelli reali, in modo da avere una verifica dell'affidabilità delle simulazioni.

Il programma GEANT consente di descrivere la geometria del rivelatore, di simulare l'interazione di una particella al suo interno e di seguire lo sviluppo dello sciame originato mediante un metodo Monte Carlo.

Nel nostro caso, per ottenere il segnale finale prodotto dal rivelatore è necessario fornire informazioni sulla produzione di luce Cherenkov nelle fibre, sulle proprietà delle fibre e dei fotomoltiplicatori usati [Chi97]. Nel programma utilizzato occorre specificare quali sono le tabelle che contengono i dati relativi alla produzione di luce, descrivere la geometria del rivelatore, seguire le particelle, definire gli istogrammi da riempire.

Il codice che tratta la produzione di luce nelle fibre del rivelatore viene utilizzato per determinare la quantità di luce prodotta dal passaggio della particella in una fibra; è possibile pertanto calcolare il numero di fotoelettroni prodotti al fotocatodo di un PM, tenendo conto dell'attenuazione subita nel materiale, dell'efficienza del fotomoltiplicatore, della lunghezza d'onda della radiazione emessa. Una ditta di Torino, lo CSELT, ha misurato il coefficiente di attenuazione delle fibre, di cui si è tenuto conto nella produzione delle simulazioni.

In questa tesi ci si è occupati dell'analisi dei risultati forniti dalle simulazioni, più che della produzione vera e propria delle simulazioni stesse. Riportiamo di seguito il confronto tra i risultati sperimentali e simulazioni Monte Carlo per adroni e elettroni.

## 6.2 Calcolo del fattore di conversione Ch ADC ⇒ Fotoelettroni

Per poter confrontare i dati sperimentali (espressi in canali ADC) con i risultati ottenuti da simulazioni Monte Carlo (espressi in fotoelettroni) è necessario determinare un fattore di conversione che ci consenta di esprimere i canali ADC in numero di fotoelettroni; questo fattore dipenderà dal guadagno dei fotomoltiplicatori, dalla pendenza di conversione nominale dell'ADC e dal coefficiente di attenuazione dei cavi. Calcoliamo il fattore di conversione considerando, a titolo di esempio, il fotomoltiplicatore etichettato come PM1. Abbiamo preso in esame un run di adroni a 100 GeV, abbiamo eseguito un *fit* sullo spettro ADC della somma dei quattro PM e abbiamo così determinato il canale ADC che corrisponde al massimo dello spettro; questo valore è stato poi diviso per 4 per ottenere il valore relativo ad un singolo ADC ( $\mu = 156.25$  ch). Per risalire alla carica  $Q$  dei segnali si è utilizzata la seguente relazione:

$$Q = \mu \cdot K \quad (6.1)$$

dove  $K = 0.25$  pC/ch rappresenta la pendenza di conversione nominale dell'ADC. Sostituendo i valori numerici si ottiene  $Q = 39.06 \cdot 10^{-12}$  C. Il guadagno del fotomoltiplicatore è stato determinato all'INFN di Torino mediante lo studio dello spettro di singolo fotoelettrone per un valore della tensione di alimentazione del PM pari a quello utilizzato durante il *test*; il valore ottenuto è  $G = 1.48 \cdot 10^7$ . Tenendo presente la carica di un elettrone ( $Q_e = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C) si ottiene un numero di fotoelettroni (phe) pari a:

$$\frac{Q}{G \cdot Q_e} = \frac{39.06 \cdot 10^{-12} C}{1.48 \cdot 10^7 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} C} = 16.49 phe \quad (6.2)$$

Occorre a questo punto considerare che un segnale trasmesso attraverso un cavo subisce sempre un'attenuazione; il fattore di attenuazione dei cavi misurato è 0.8. Tenendo conto di questo fattore il numero di fotoelettroni che dovrebbero essere raccolti da un PM a 100 GeV è 20.62; calcolando il rapporto  $\frac{156.25ch}{20.62phe}$  otteniamo il fattore conversione, che è dato da:

$$7.58 \frac{ch}{phe} \Rightarrow 0.132 \frac{phe}{ch} \quad (6.3)$$

Il valore del rapporto di conversione è molto importante perchè ci consente di confrontare correttamente i risultati ottenuti dall'analisi dati con quelli forniti dalla simulazione.

### 6.2.1 Metodo alternativo per la conversione Ch ADC $\rightarrow$ fotelettroni

Nella parte posteriore del calorimetro è stato posto un assorbitore di ferro, che ha lo scopo di bloccare tutte le particelle; i muoni però attraversano la materia molto facilmente per cui sono in grado di attraversare il blocco di ferro: due scintillatori ( $Mu_{1h}$  e  $Mu_{2h}$ ) consentono di identificarli e di segnalarne il passaggio. Grazie a questo segnale è possibile determinare in modo alternativo il fattore di conversione ADC  $\Rightarrow$  fotelettroni, che verrà poi confrontato con quello ottenuto precedentemente.

Il vantaggio presentato da questo metodo consiste nel fatto che si tratta di una misura diretta, eseguita nelle stesse condizioni sperimentali della presa dati (stesse tensioni, stessa attenuazione); essendo la statistica disponibile limitata, cumuliamo la statistica di 155 run escludendo:

- i run in cui non è presente segnale a parte il *pedestal*
- i run a 50 GeV (per evitare eventuali contaminazioni)

Gli istogrammi hanno 1 *bin* per canale e partono da valori negativi; in questo modo è possibile valutare correttamente la posizione del *pedestal*. Selezioniamo gli eventi forniti dalla coincidenza degli scintillatori ( $Mu_{1h}$  e  $Mu_{2h}$ ) corrispondenti al passaggio dei muoni: osserviamo diversi piccoli picchi equidistanti (fotelettroni).

Effettuiamo un *fit* sul *pedestal* per determinarne la posizione di picco; eseguiamo un *fit* del segnale mediante una funzione data dalla somma di tre gaussiane, assumendo che i picchi siano equidistanti ( $\mu, 2\mu, 3\mu$ ):

$$P_1 e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + P_2 e^{-\frac{(x-2\mu)^2}{2\sigma^2}} + P_3 e^{-\frac{(x-3\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.4)$$

La semilarghezza è la stessa per ciascuna distribuzione. Ottimizziamo il *fit* facendone variare gli estremi e i parametri iniziali; scegliamo come *fit* migliore quello che presenta un valore del  $\chi^2$  più basso. Al valore di  $\mu$  (canale corrispondente alla condizione di singolo fotelettrone) sottraiamo il

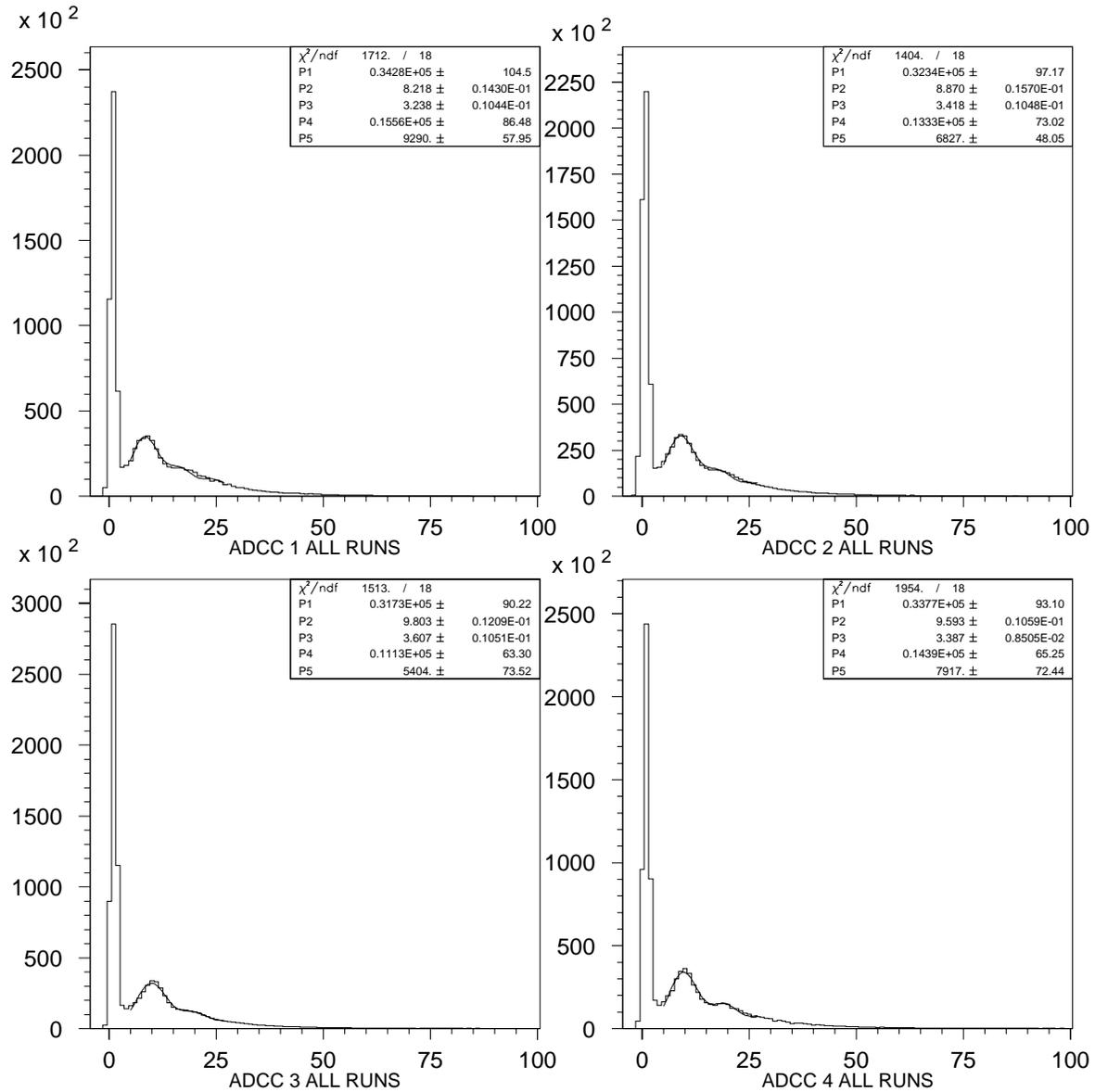


Figura 6.1: In figura è riportato lo spettro di singolo fotoelettrone.

*pedestal*; il valore ottenuto costituisce il fattore di conversione che, per l'ADC1 è risultato essere:

$$7.4 \pm 0.5 \frac{ch}{phe} \quad (6.5)$$

l'errore è causato principalmente dalla scelta degli estremi di *fit*; il valore risultante è in accordo con quello ottenuto in precedenza.

## 6.3 Adroni

### 6.3.1 Linearità

Per verificare se esistesse una correlazione lineare tra energia depositata all'interno del calorimetro e luce prodotta, abbiamo effettuato una simulazione con un fascio di adroni a diverse energie e abbiamo valutato il numero dei fotoelettroni raccolti dai quattro PM, confrontandoli con i valori ottenuti dai dati (convertiti in fotoelettroni).

I risultati numerici, espressi in fotoelettroni, vengono riportati in tabella 6.1.

| Energia(GeV) | $\mu$ (phe) (MC) | $\mu$ (phe) (dati) |
|--------------|------------------|--------------------|
| 50.          | $57.1 \pm 0.3$   | $34.7 \pm 0.0$     |
| 100.         | $119.8 \pm 0.4$  | $80.7 \pm 0.2$     |
| 120.         | $145.2 \pm 0.4$  | $97.7 \pm 0.7$     |
| 150.         | $184.5 \pm 0.5$  | $124.4 \pm 4.1$    |
| 180.         | $222.4 \pm 0.5$  | $146.5 \pm 0.3$    |

Tabella 6.1: *Risposta luminosa del rivelatore ad un fascio adronico incidente, a diverse energie (confronto tra simulazioni Monte Carlo e dati sperimentali).*

I risultati vengono rappresentati in figura 6.2 dove riportiamo anche i risultati ottenuti dall'analisi dati. Il Monte Carlo prevede (in accordo con quanto sperimentalmente verificato) una correlazione lineare tra energia depositata nel calorimetro e segnale prodotto. In entrambi i casi le rette non passano per l'origine; la simulazione sovrastima però il numero di fotoelettroni per GeV prodotti, per cui i valori ottenuti dalle simulazioni presentano una deviazione notevole da quelli sperimentali.

A tutt'oggi non sono ancora chiare le cause di questa discrepanza; il Monte Carlo registra sempre una risposta luminosa dei PM più elevata di quella reale. L'ipotesi

più pausibile è quella di una insufficiente accuratezza nei programmi che simulano sciami adronici.

### 6.3.2 Risoluzione

Abbiamo effettuato delle simulazioni a diverse energie e abbiamo valutato il numero di fotoelettroni forniti rispettivamente da:

- un fotomoltiplicatore
- la somma di due fotomoltiplicatori
- la somma di tutti e quattro i fotomoltiplicatori.

Abbiamo determinato (come già visto per i dati sperimentali) la risoluzione mediante il rapporto tra la semilarghezza della distribuzione e il valore di picco, ricavati mediante *fit* eseguiti sugli spettri ADC ottenuti dalle simulazioni. L'errore è stato determinato mediante propagazione gaussiana, come già visto nel capitolo precedente. Riportiamo in tabella 6.2, 6.3, 6.4 i risultati numerici ottenuti mediante simulazione.

| Energia(GeV) | Risoluzione (%) | $\mu$ (phe)    | $\sigma$ (phe) |
|--------------|-----------------|----------------|----------------|
| 50.          | $44.5 \pm 1.2$  | $13.6 \pm 0.2$ | $6.0 \pm 0.1$  |
| 100.         | $31.5 \pm 0.6$  | $28.7 \pm 0.3$ | $9.0 \pm 0.2$  |
| 120.         | $28.8 \pm 0.5$  | $34.7 \pm 0.2$ | $10.0 \pm 0.2$ |
| 150.         | $25.4 \pm 0.3$  | $44.5 \pm 0.3$ | $11.3 \pm 0.1$ |
| 180.         | $23.9 \pm 0.3$  | $53.9 \pm 0.3$ | $12.9 \pm 0.2$ |

Tabella 6.2: Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/325 (simulazioni Monte Carlo).

In figura 6.3, 6.4, 6.5 vengono riportati i risultati ottenuti dalle simulazioni, sui quali è stato eseguito un *fit* del tipo:

$$R = \frac{a}{\sqrt{E(GeV)}} + b \quad (6.6)$$

I valori dei parametri della curva (con i rispettivi errori forniti dal *fit*) sono riportati nella tabella 6.5. La risoluzione simulata risulta sempre migliore di quella reale. In tabella 6.6 riportiamo infine il rapporto tra i valori Monte Carlo e sperimentali per i valori di picco e della risoluzione.

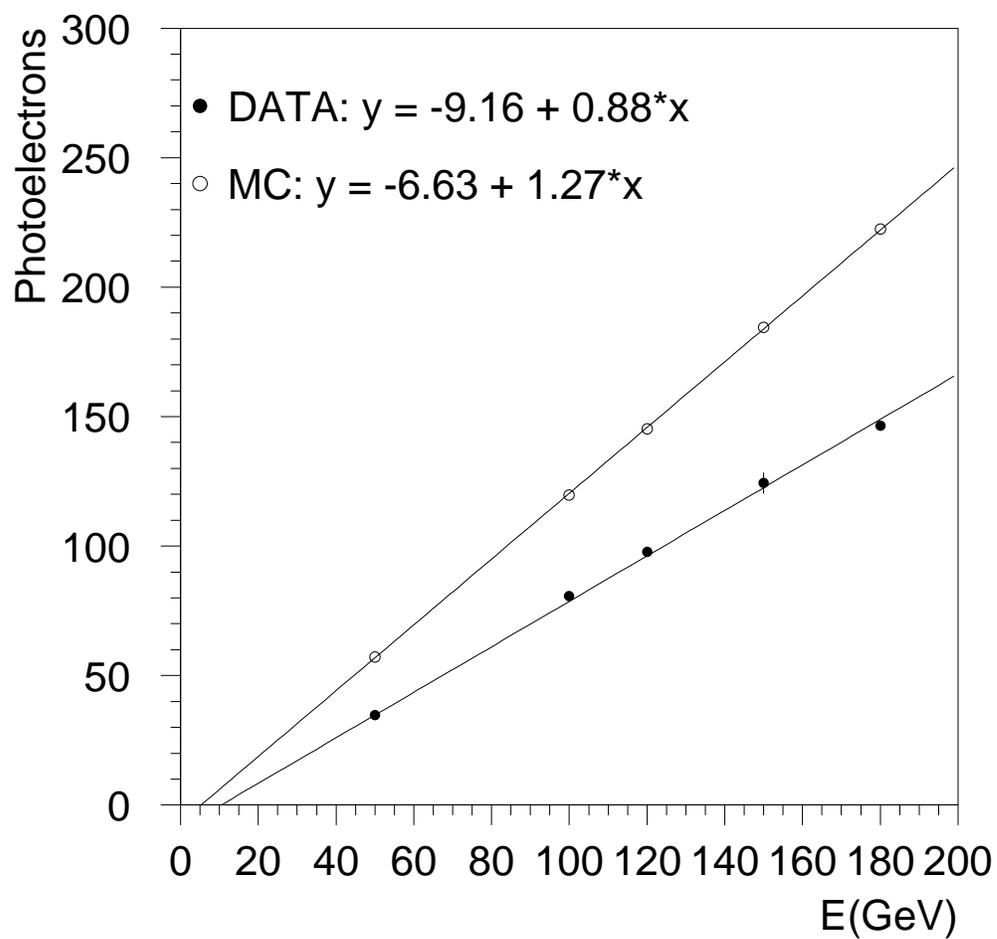


Figura 6.2: Linearità di risposta del calorimetro per un fascio di adroni (confronto tra dati sperimentali e simulazioni Monte Carlo).

| Energia(GeV) | Risoluzione (%) | $\mu$ (phe)     | $\sigma$ (phe) |
|--------------|-----------------|-----------------|----------------|
| 50.          | $32.9 \pm 0.5$  | $27.8 \pm 0.2$  | $9.1 \pm 0.1$  |
| 100.         | $22.8 \pm 0.3$  | $59.1 \pm 0.3$  | $13.5 \pm 0.1$ |
| 120.         | $21.3 \pm 0.2$  | $71.4 \pm 0.3$  | $15.2 \pm 0.1$ |
| 150.         | $19.2 \pm 0.2$  | $91.5 \pm 0.3$  | $17.6 \pm 0.2$ |
| 180.         | $18.3 \pm 0.2$  | $109.3 \pm 0.3$ | $20.0 \pm 0.2$ |

Tabella 6.3: Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/162 (simulazioni Monte Carlo).

| Energia(GeV) | Risoluzione (%) | $\mu$ (phe)     | $\sigma$ (phe) |
|--------------|-----------------|-----------------|----------------|
| 50.          | $25.1 \pm 0.2$  | $57.1 \pm 0.3$  | $14.3 \pm 0.1$ |
| 100.         | $18.6 \pm 0.2$  | $119.8 \pm 0.4$ | $22.2 \pm 0.2$ |
| 120.         | $17.0 \pm 0.1$  | $145.2 \pm 0.4$ | $24.6 \pm 0.2$ |
| 150.         | $15.6 \pm 0.1$  | $184.5 \pm 0.5$ | $28.7 \pm 0.2$ |
| 180.         | $14.9 \pm 0.1$  | $222.4 \pm 0.5$ | $33.1 \pm 0.3$ |

Tabella 6.4: Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/80 (simulazioni Monte Carlo.)

| Rapporto volumico | $a \pm \Delta a$ (%) | $b \pm \Delta b$ (%) |
|-------------------|----------------------|----------------------|
| 1/325             | $307.22 \pm 15.08$   | $0.72 \pm 1.28$      |
| 1/162             | $208.75 \pm 6.23$    | $2.41 \pm 0.54$      |
| 1/80              | $153.16 \pm 3.70$    | $3.22 \pm 0.33$      |

Tabella 6.5: Valori dei parametri ottenuti dai fit effettuati sui risultati delle simulazioni Monte Carlo, per la determinazione della risoluzione.

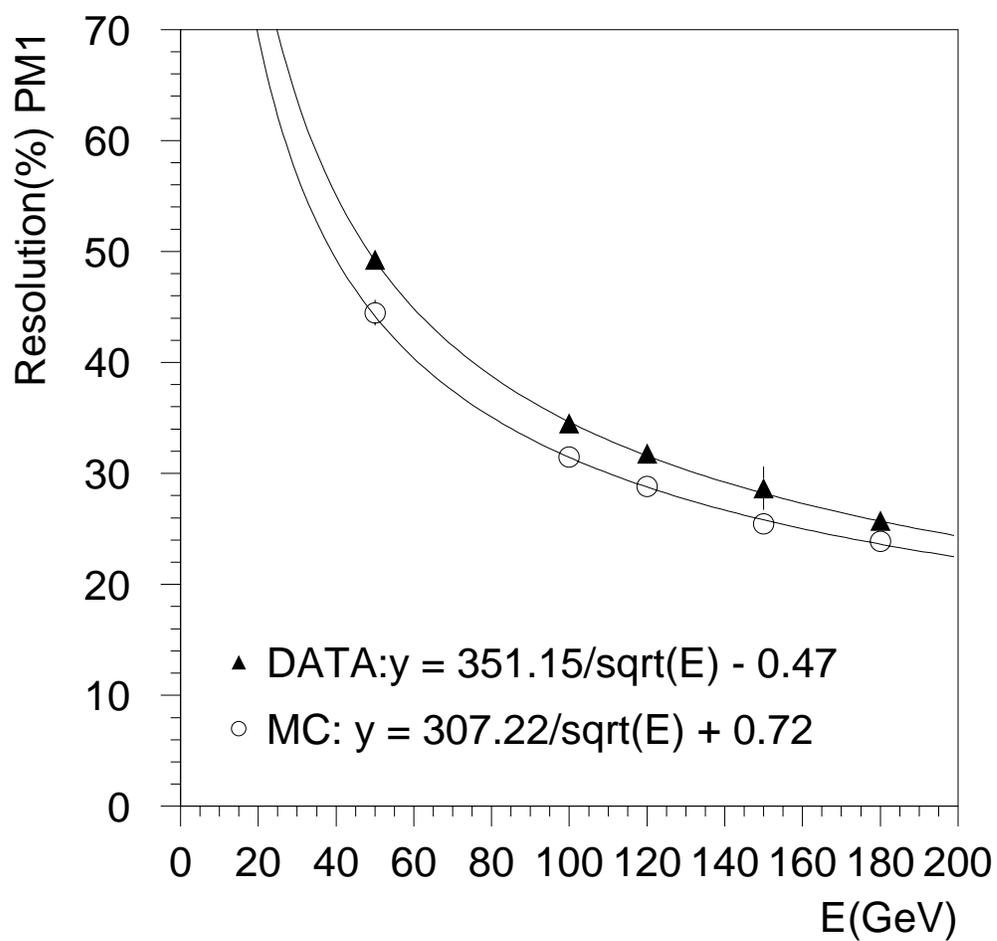


Figura 6.3: Risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 per il rapporto volumico 1/325 (confronto tra dati sperimentali e simulazioni Monte Carlo).

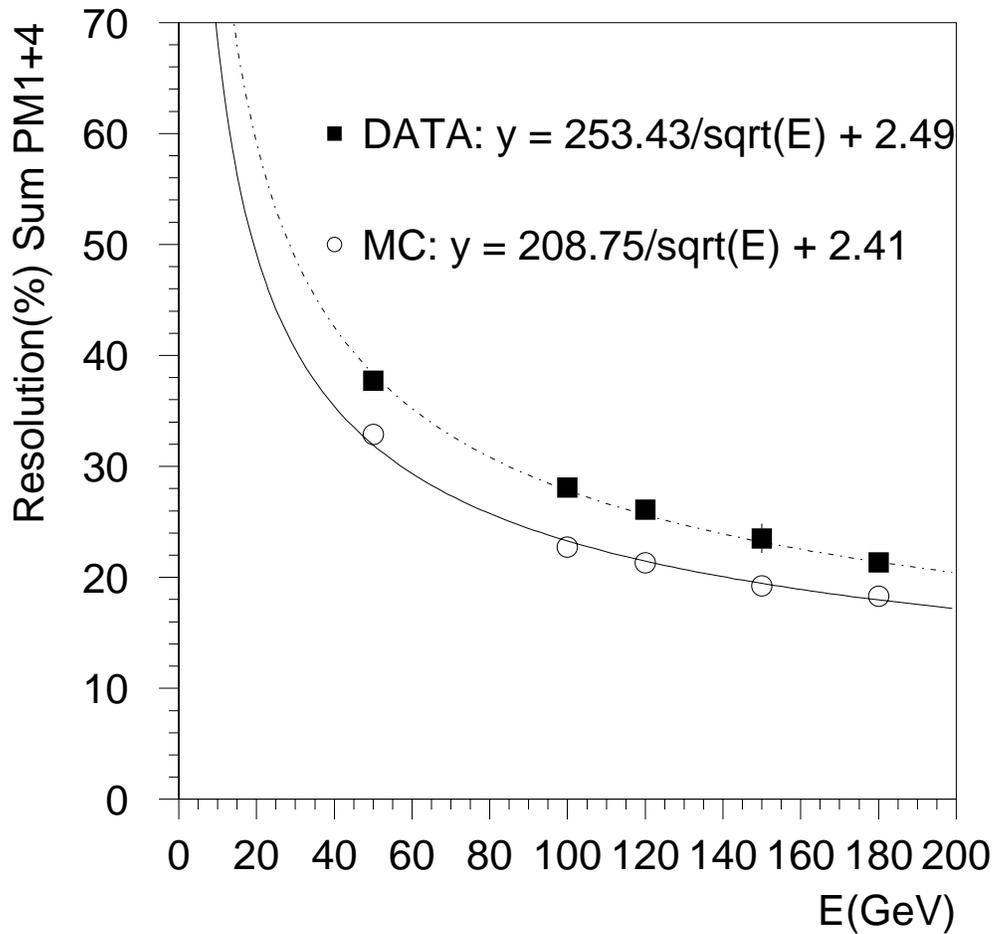


Figura 6.4: Risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 per il rapporto volumico 1/162 (confronto tra dati sperimentali e simulazioni Monte Carlo).

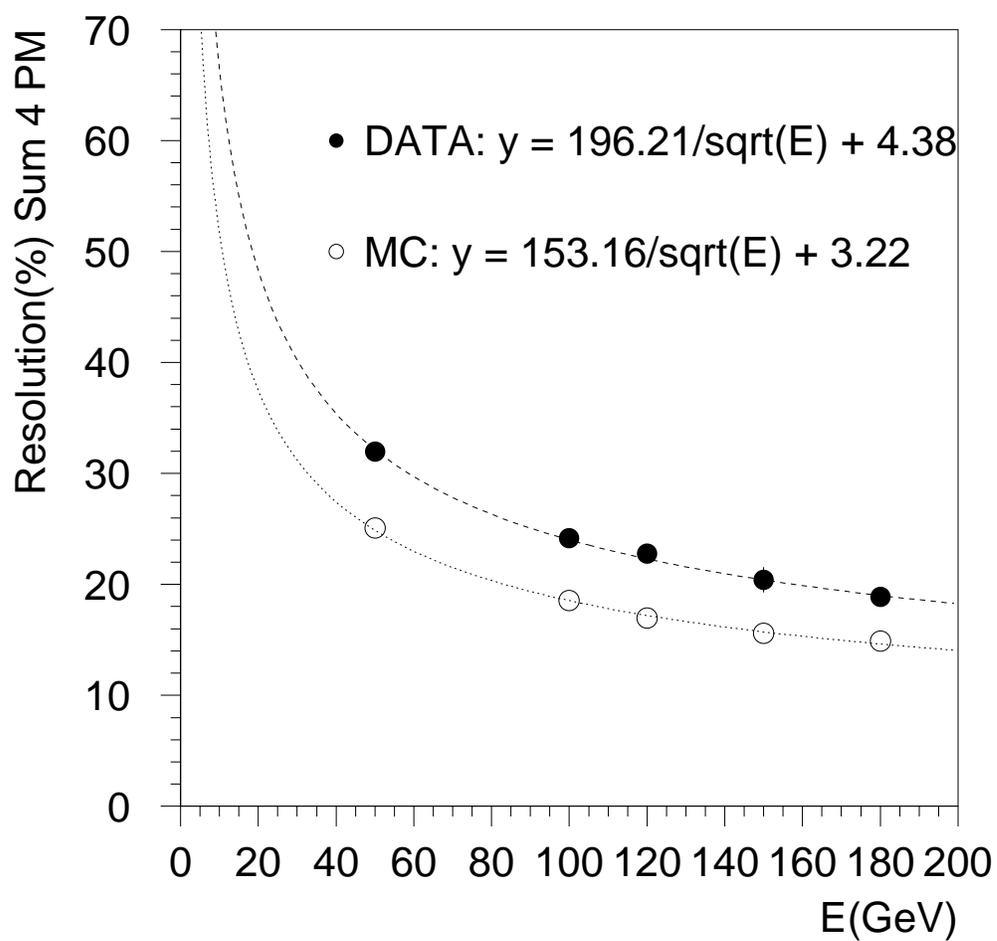


Figura 6.5: Risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 per un rapporto volumico pari a 1/80 (confronto tra dati sperimentali e simulazioni Monte Carlo).

| Energy | $\mu$ MC/ $\mu$ Data | Res.MC/Res.data |
|--------|----------------------|-----------------|
| 50.    | 1.64                 | 0.78            |
| 100.   | 1.48                 | 0.77            |
| 120.   | 1.49                 | 0.75            |
| 150.   | 1.48                 | 0.76            |
| 180.   | 1.52                 | 0.79            |

Tabella 6.6: Rapporto tra i valori Monte Carlo e sperimentali per i valori di picco e della risoluzione.

### 6.3.3 Dimensioni trasverse dello sciame

Mostriamo in figura 6.6 il numero di fotoelettroni prodotti da un fascio di protoni a 100 GeV incidenti sul centro del calorimetro in funzione della coordinata  $x$  del punto in cui vengono prodotti i fotoelettroni. Tale curva viene ottenuta mediante una simulazione Monte Carlo.

Su di essa è stato eseguito un *fit* con due gaussiane, i cui parametri sono riportati in figura 6.6. Abbiamo inoltre espresso i risultati in funzione della larghezza a mezza altezza e della distanza entro la quale è contenuto il 95 % dello sciame, ottenendo una larghezza a mezza altezza di 2.5 cm.

Per confronto con i dati reali, riportiamo la curva di *plateau*, già descritta nel capitolo precedente; osserviamo che la simulazione descrive bene i dati reali (fig. 6.7); sul rapporto incrementale ottenuto dalla simulazione eseguiamo un *fit* con una curva della forma 5.13: si ottiene una larghezza a mezza altezza pari a 2.2 cm.

L'accordo fra i valori ottenuti, per le dimensioni dello sciame, con i due calcoli è un indice dell'affidabilità del metodo per scale dell'ordine del cm.

## 6.4 Positroni

### 6.4.1 Linearità e risoluzione

Dalle simulazioni Monte Carlo di un fascio di positroni incidenti sul calorimetro alle energie disponibili durante il *test* abbiamo ottenuto dei dati che vengono riportati in tabella 6.7.

Riportiamo in figura 6.8 i valori di picco ottenuti in funzione dell'energia, sui quali è stato eseguito un *fit* lineare. Come possiamo notare, la discrepanza tra dati reali e simulazione Monte Carlo appare minore rispetto a quella riscontrata per adroni; i processi elettromagnetici sono meglio compresi e studiati di quelli

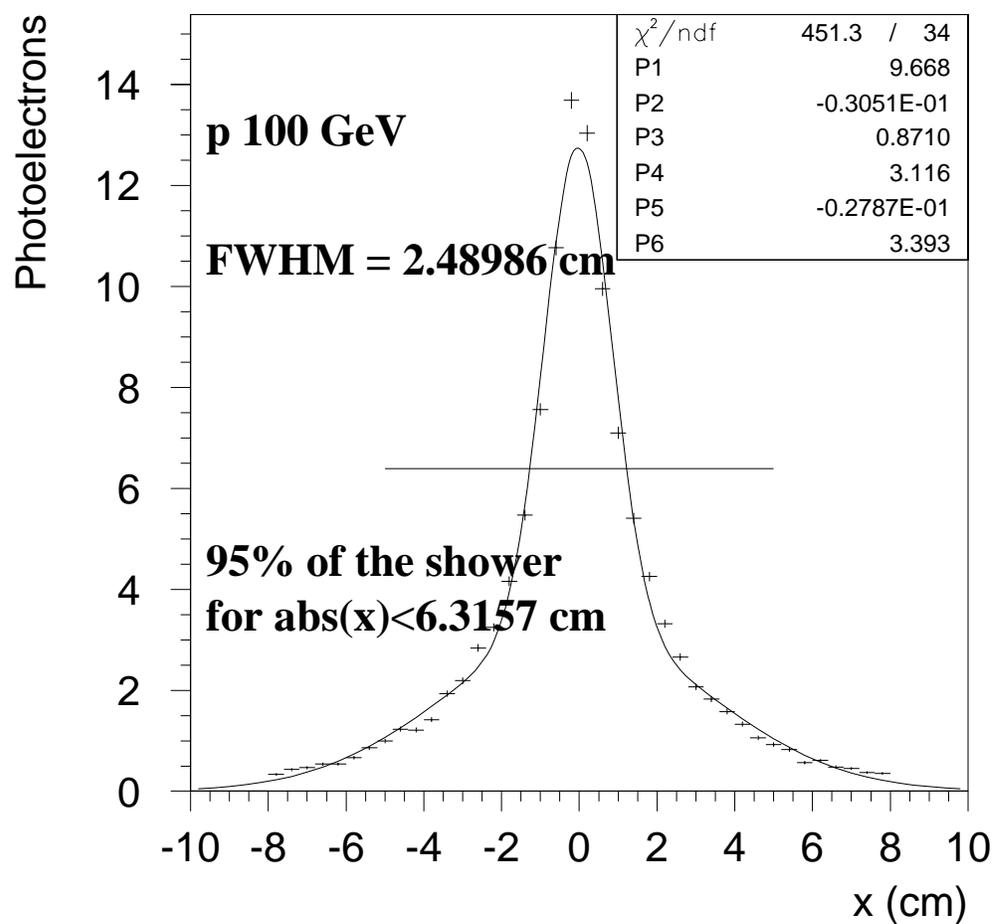


Figura 6.6: Numero di fotoelettroni prodotti da un fascio di protoni a 100 GeV incidenti sul centro del calorimetro in funzione della coordinata  $x$  del punto in cui vengono prodotti i fotoelettroni, rispetto al punto di impatto della particella primaria (simulazione Monte Carlo).

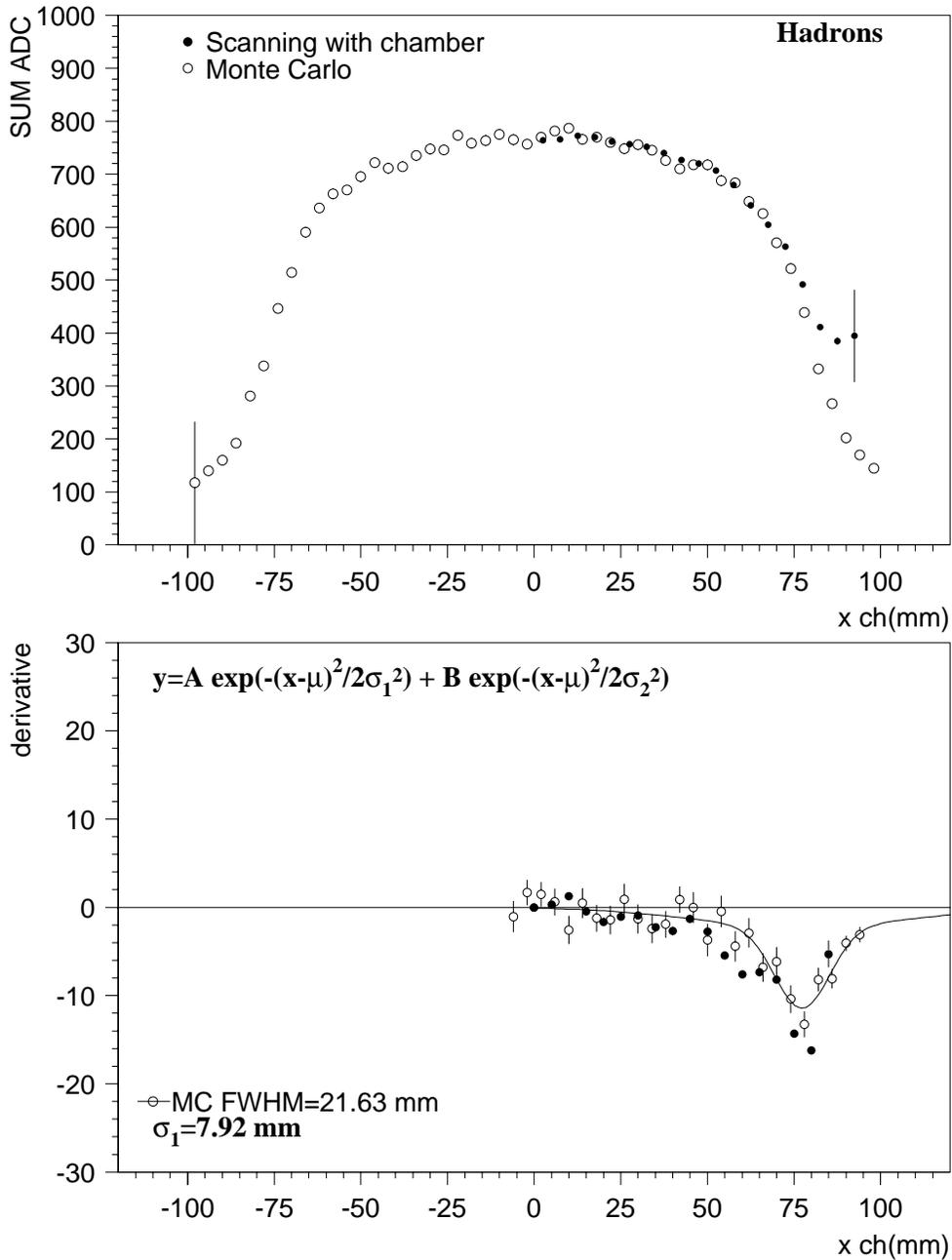


Figura 6.7: "Scanning" orizzontale dello ZDC con un fascio di adroni: confronto con il Monte Carlo (in alto); rapporti incrementali ottenuti derivando per punti la curva di scanning: confronto con le simulazioni (in basso).

| Energia(GeV) | Risoluzione (%)  | $\mu$ (phe)       | $\sigma$ (phe)   |
|--------------|------------------|-------------------|------------------|
| 50.          | $14.48 \pm 0.80$ | $68.30 \pm 0.81$  | $9.89 \pm 0.54$  |
| 75.          | $13.56 \pm 0.71$ | $101.91 \pm 1.11$ | $13.82 \pm 0.71$ |
| 100.         | $11.01 \pm 0.66$ | $133.53 \pm 1.11$ | $14.70 \pm 0.87$ |
| 120.         | $10.86 \pm 0.68$ | $160.76 \pm 1.36$ | $17.46 \pm 1.08$ |

Tabella 6.7: Risposta del calorimetro alle diverse energie e valore della risoluzione corrispondente al rapporto volumico 1/80 per un fascio di positroni (dati Monte Carlo).

adronici. Anche la risoluzione simulata non si discosta di molto da quella reale, come possiamo vedere in figura 6.8.

## 6.4.2 Dimensioni trasverse dello sciame

In figura 6.9 riportiamo il numero di fotoelettroni prodotti da un fascio di positroni a 100 GeV incidenti sul calorimetro in funzione della coordinata x del punto in cui vengono prodotti i fotoelettroni. Su questa curva è stato effettuato un *fit* con due gaussiane; la larghezza a mezza altezza (FWHM) è pari a 11.3 mm.

In figura è riportata anche la distanza entro la quale è contenuto il 95 % dello sciame.

Per effettuare un confronto con i dati reali, riportiamo in figura 6.10 la curva di *plateau* descritta precedentemente nel capitolo dell'analisi; eseguiamo un *fit* con una curva del tipo 5.13 sul rapporto incrementale dei dati e della simulazione. Dal confronto tra i risultati in fig. 6.9 e 6.10 relativi alla simulazione, osserviamo per le dimensioni trasverse dello sciame una differenza di circa 3 mm, da attribuirsi alla limitata precisione del metodo. Dal *fit* sui dati si ottiene un valore di circa 7 mm, un pò più piccolo.

Si può tener conto del fatto che il calorimetro è progettato per adroni, e a piccole distanze la risposta in funzione del punto di impatto per fasci di positroni non è omogenea; infine la contaminazione di adroni nel fascio di positroni può avere generato qualche effetto sistematico non facilmente valutabile a causa del rapporto  $e/h > 1$  e delle differenti dimensioni degli sciame adronici ed elettronici che causano risposte differenti in prossimità del bordo del calorimetro.

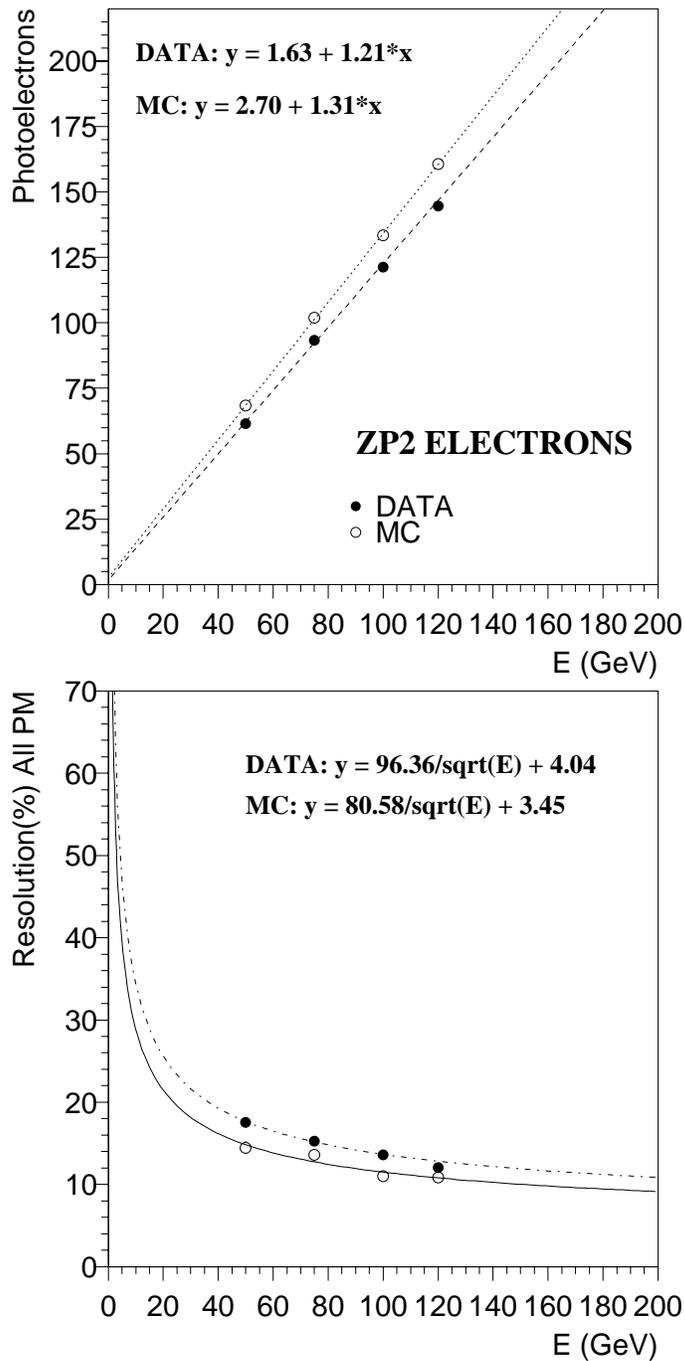


Figura 6.8: Linearità di risposta del calorimetro e risoluzione per un fascio di positroni (confronto tra dati sperimentali e dati Monte Carlo; rapporto volumico 1/80).

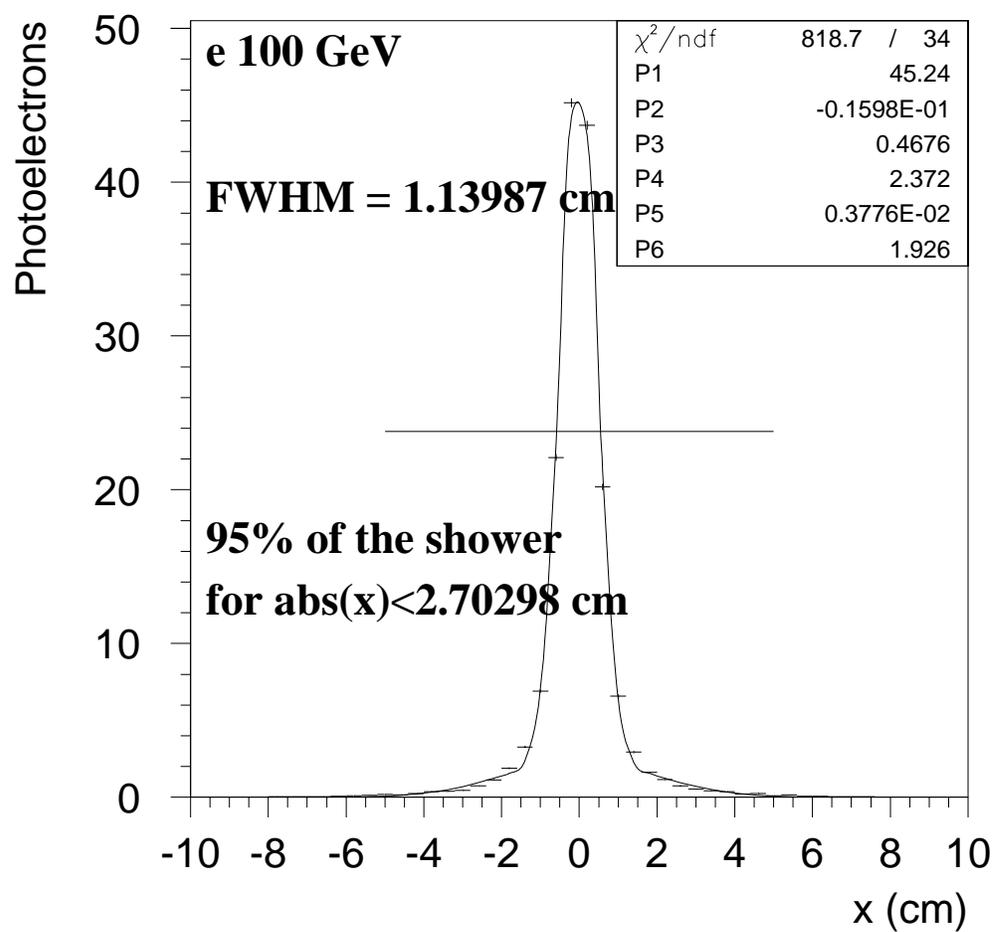


Figura 6.9: Numero di fotoelettroni prodotti da un fascio di positroni a 100 GeV incidenti sul centro del calorimetro in funzione della coordinata  $x$  del punto in cui vengono prodotti i fotoelettroni (simulazione Monte Carlo).

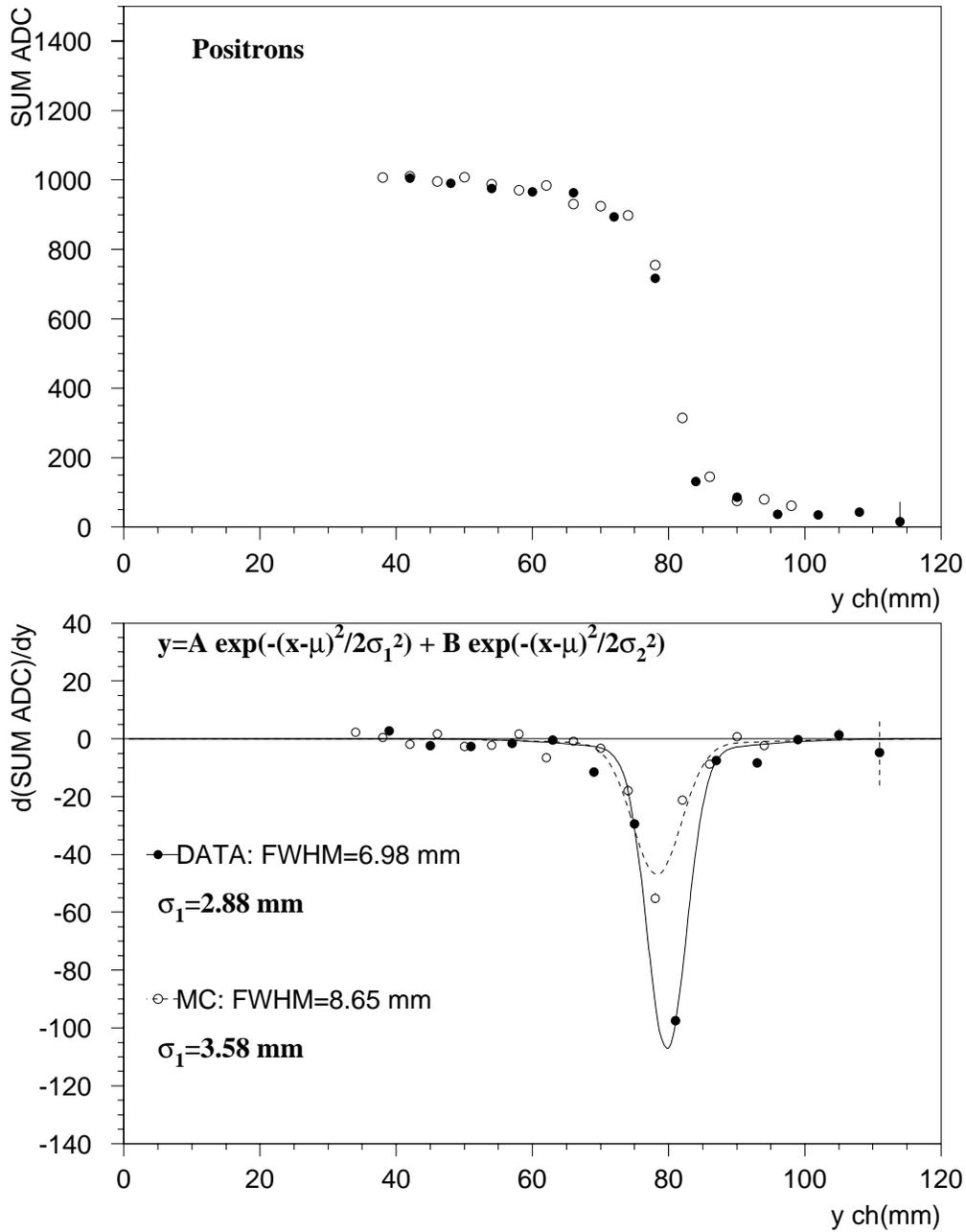


Figura 6.10: Scanning orizzontale dello ZDC con un fascio di positroni: confronto con il Monte Carlo (in alto); rapporti incrementali ottenuti derivando per punti la curva di scanning: confronto con le simulazioni (in basso).

## 6.5 Risposta del calorimetro a basse energie e a quelle di ALICE

Sono state effettuate delle simulazioni per adroni a diverse energie, per determinare con precisione i valori aspettati per la linearità a basse energie e la risoluzione ad alte energie. Per ciò che riguarda la linearità occorre osservare che l'intercetta con l'asse delle x non è a  $y = 0$ ; il valore dell'energia sotto il quale non si ha segnale è:

$$E_{thr} = \frac{6.46}{1.27} GeV = 5.1 GeV \quad (6.7)$$

Il risultato viene riportato in figura 6.11.

In figura 6.12 mostriamo l'andamento della risoluzione simulata con l'energia; l'equazione che ne rappresenta l'andamento è la seguente:

$$R = \frac{156.11\%}{\sqrt{E(GeV)}} + 2.93\% \quad (6.8)$$

Alle condizioni previste per l'esperimento ALICE si ottiene un valore della risoluzione pari al 6 %. Come si può notare dalla tabella 6.6, il rapporto tra i valori Monte Carlo e sperimentali per i valori della risoluzione è costante (pari a circa 0.77) nel *range* di energia considerato. Se ciò fosse vero anche alle energie di lavoro di ALICE si dovrebbe ottenere una risoluzione sperimentale pari all'8% circa.

## 6.6 Confronto dei due prototipi ZP2 e ZP7

Nell'aprile 1997 è stato costruito, dal gruppo Terzo della sezione INFN di Cagliari e dal gruppo Terzo della sezione INFN di Torino, un prototipo detto ZP7, che è stato poi sottoposto al *test* al CERN nel settembre 1997 [FMu98].

Si tratta sempre di un calorimetro a spaghetti con fibre in plastica, di dimensioni geometriche uguali a quelle del calorimetro ZP2 (16 x 16 x 150 cm<sup>3</sup>); il materiale passivo scelto in questo caso è l'ottone (63% rame e 37% zinco). La densità e lo sviluppo dello sciame nei materiali dei due prototipi sono simili. Riportiamo in tabella 6.8 un confronto tra le varie caratteristiche di questo prototipo con quelle del calorimetro ZP2, oggetto di questa tesi.

Questo prototipo si differenzia dal calorimetro ZP2 per il materiale passivo scelto, per la spaziatura e il diametro delle fibre stesse, per il numero di PM atti alla lettura del segnale prodotto (come possiamo osservare confrontando la figura 6.13 con quella 4.1).

La luce prodotta nelle fibre viene raccolta da 2 PM anziché da 4 (come in ZP2), per cui i rapporti volumici possibili sono solo due (vedi tab. 6.9).

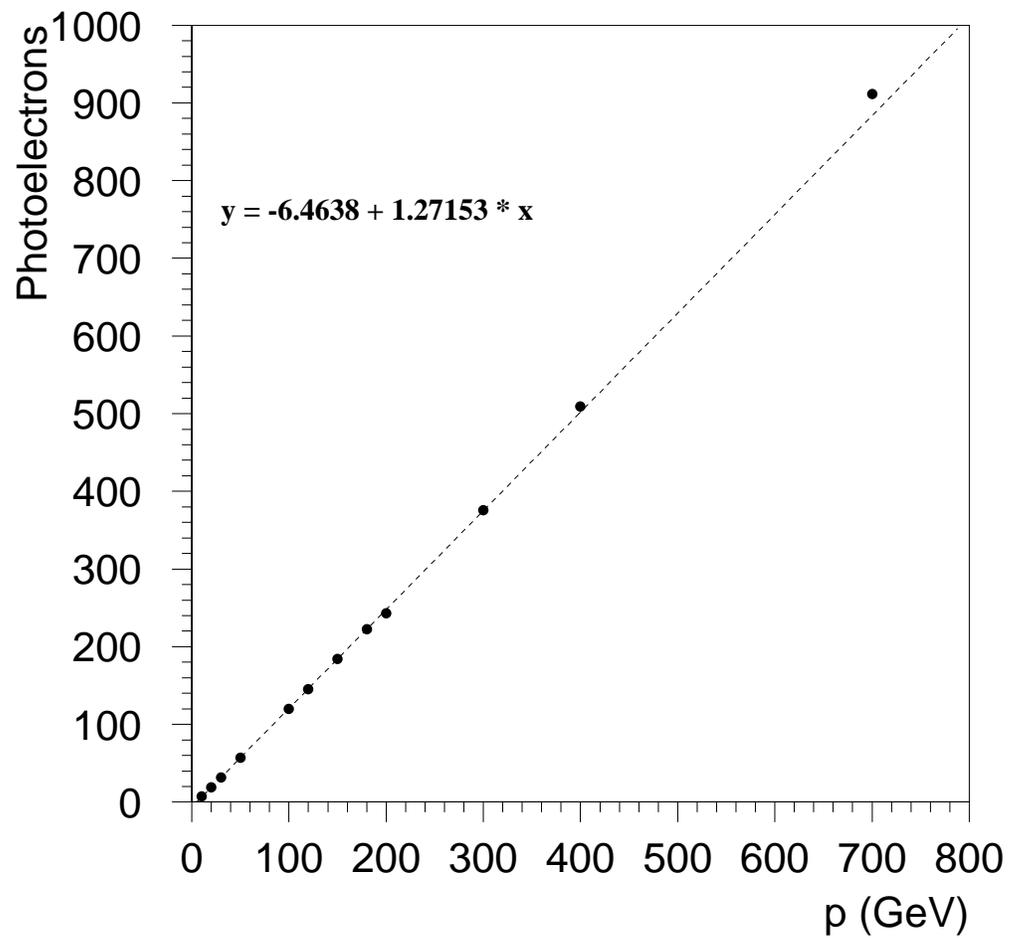


Figura 6.11: *Linearità di risposta del calorimetro ZP2 per un fascio di adroni (simulazioni Monte Carlo).*

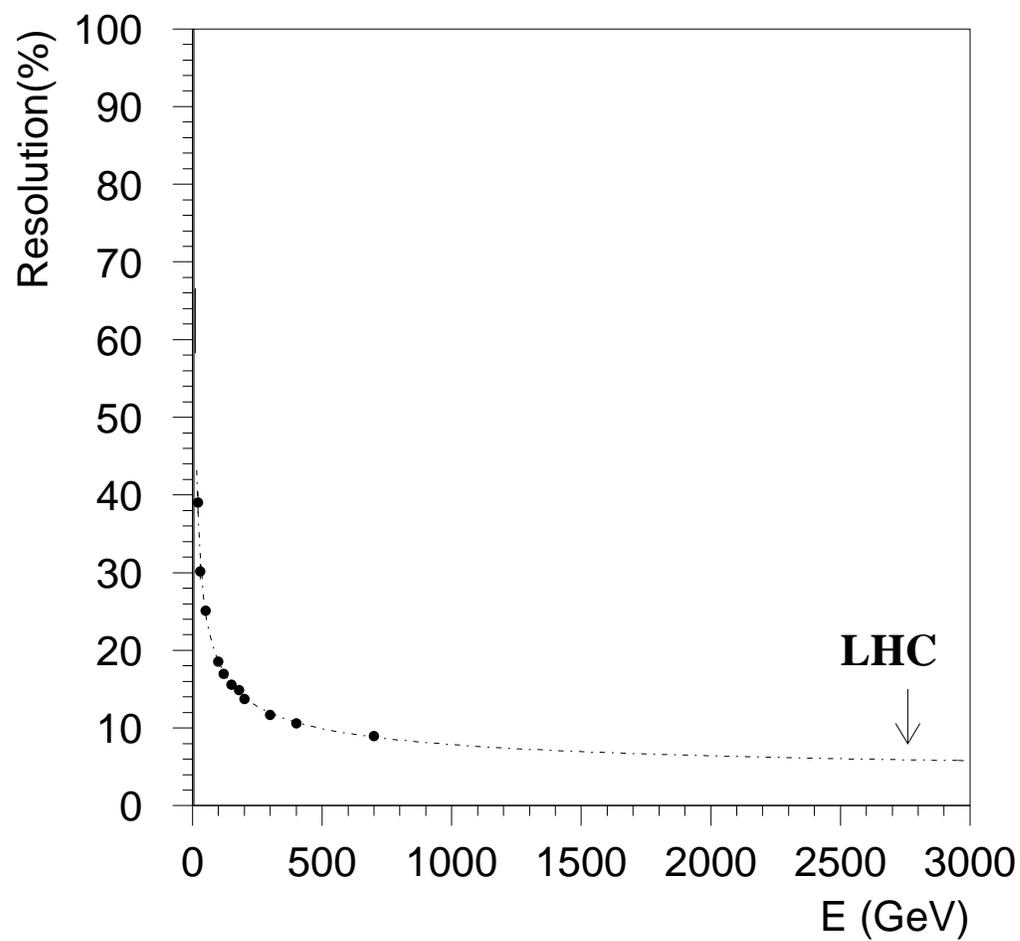
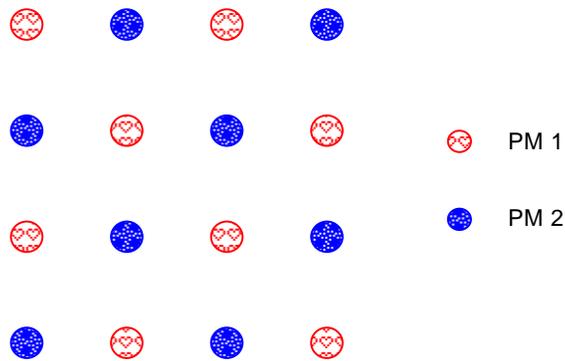


Figura 6.12: In figura viene mostrato il valore della risoluzione che le simulazioni prevedono si possa ottenere alle energie di LHC.

|                       | ZP2      | ZP7      |
|-----------------------|----------|----------|
| Materiale passivo     | rame     | ottone   |
| Numero lastre         | 40       | 26       |
| Spessore lastre       | 4 mm     | 6 mm     |
| fibre                 | plastica | plastica |
| diametro ( $\mu m$ )  | 500      | 750      |
| numero fibre          | 1600     | 676      |
| distanza tra le fibre | 4 mm     | 6 mm     |
| numero PM usati       | 4        | 2        |

Tabella 6.8: *Caratteristiche generali dei due prototipi.*Figura 6.13: *Disposizione fibre in ZP7.*

| PM considerati | ZP2   | ZP7   |
|----------------|-------|-------|
| 1              | 1/325 | 1/170 |
| 2              | 1/162 | 1/85  |
| 3              | 1/108 |       |
| 4              | 1/80  |       |

Tabella 6.9: *Rapporti volumici ottenuti da diverse combinazioni delle somme dei segnali dei fotomoltiplicatori per i due prototipi.*

Verranno confrontati i valori della risoluzione ottenuti per i due prototipi e la dipendenza della risposta dei PM dal punto di impatto del fascio sul calorimetro. In questo modo sarà possibile determinare quali sono le caratteristiche tecniche (materiale passivo, rapporto volumico, distanza tra le fibre e loro diametro) ottimali per la realizzazione del calorimetro per protoni destinato all'esperimento ALICE.

### 6.6.1 Confronto della risoluzione

Riportiamo in tabella 6.10 i dati ottenuti per la risoluzione, per i due prototipi in condizioni di rapporti volumici simili (1/80 per ZP2 e 1/84 per ZP7).

| Energia(GeV) | Risoluzione <sub>ZP2</sub> (%) | Risoluzione <sub>ZP7</sub> (%) |
|--------------|--------------------------------|--------------------------------|
| 50.          | 32.0                           | 36.6                           |
| 100.         | 24.2                           | 24.2                           |
| 120.         | 22.8                           | —                              |
| 150.         | 20.4                           | 19.8                           |
| 180.         | 18.9                           | 17.9                           |

Tabella 6.10: Valore della risoluzione per i calorimetri ZP2 e ZP7 corrispondenti al rapporto volumico 1/80; durante il test di ZP7 non era disponibile l'energia del fascio adronico  $E = 120$  GeV.

Come si può vedere anche dalla figura 6.14 i valori della risoluzione sono confrontabili.

### 6.6.2 Omogeneità di risposta

Riportiamo in figura 6.15 la risposta luminosa percentuale per diversi punti di impatto del fascio sulla faccia del calorimetro per il rapporto volumico 1/170, per un fascio di adroni e uno di positroni per un'energia pari a 100 GeV (prototipo ZP7). Ciò che si può notare è che mentre per un fascio positronico si è sensibili alla posizione del fascio sul calorimetro, per un fascio adronico lo si è molto meno, ma comunque si può ancora distinguere la posizione della fibra.

A causa della diversa struttura dei due calorimetri è possibile effettuare un confronto dell'omogeneità di risposta considerando la risposta fornita dalla somma dei due PM per ZP2 (rapporto volumico 1/162) e quella fornita da un solo PM per ZP7 (rapporto volumico 1/170). Mettiamo a confronto pertanto la parte destra della figura 5.12 con la figura 6.15 e consideriamo il caso in cui il fascio

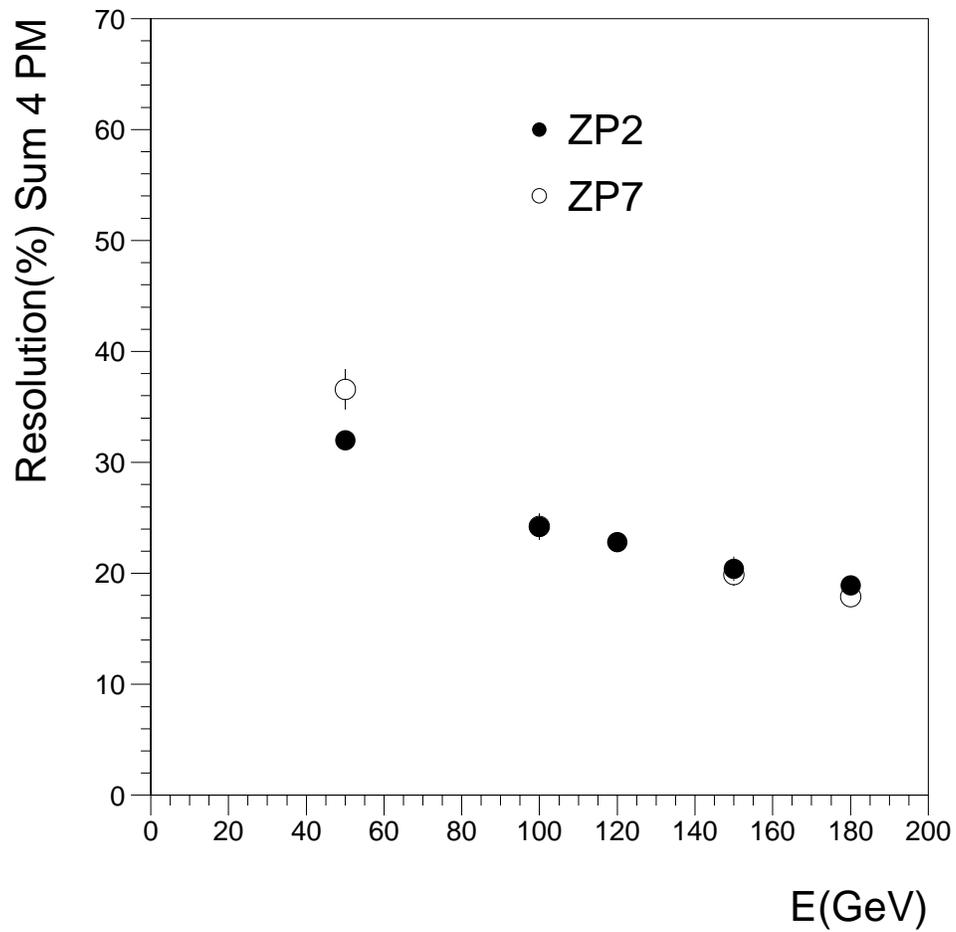


Figura 6.14: Confronto tra i valori della risoluzione in funzione dell'energia delle particelle adroniche incidenti sul calorimetro ZP2 e ZP7 per un rapporto volumico pari a  $1/80$ .

**ZP7**  
**Hadron(up) and Positron(down) beams**

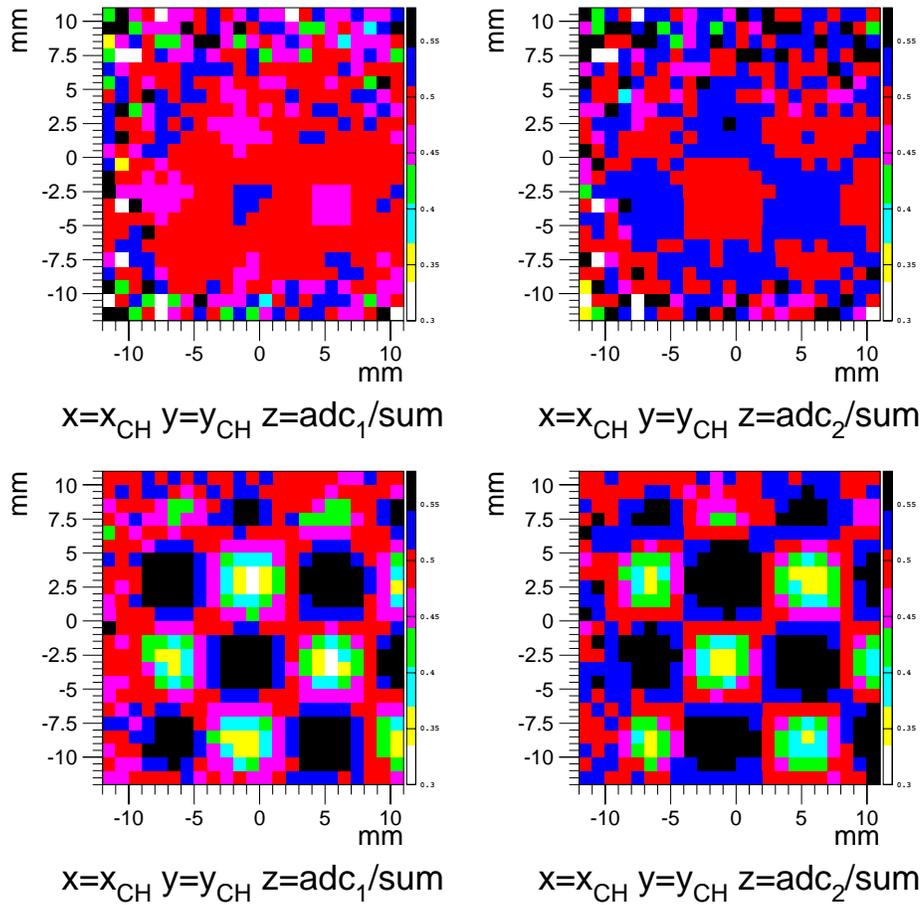


Figura 6.15: Risposta luminosa per diversi punti di impatto del fascio sulla parte frontale del calorimetro ZP7 per un rapporto volumico pari a  $1/170$ , per un fascio di particelle adroniche (in alto) e positroniche (in basso).

incidente sul calorimetro sia adronico.

Come si può vedere nel caso in cui la spaziatura tra le fibre e il diametro delle stesse sia inferiore (ZP2) la risposta luminosa percentuale fornita dal calorimetro è quasi omogenea (figura 5.12, in alto); anche quella fornita da ZP7 è abbastanza omogenea, ma la posizione delle fibre è ancora visibile.

Nel caso di fascio positronico poi la differenza è ancora più marcata: infatti, in ZP2 si vedono le fibre ma in ZP7 questa caratteristica è ancora più accentuata ed è visibile chiaramente la struttura del calorimetro.

Per vedere se la risposta del rivelatore è omogenea si possono anche studiare le correlazioni fra le risposte luminose di singoli PM (PM1 vs PM4 ) o di coppie di PM (PM1+4 vs PM2+3).

Infatti, se la risposta del rivelatore non dipende dalla distanza del punto di impatto della particella dalle fibre, due diversi PM dovrebbero vedere la stessa luce ed una risposta omogenea dovrebbe corrispondere, nella correlazione fra gli ADC di due PM equalizzati, ad una retta a  $45^\circ$ .

Al contrario, se la risposta è fortemente dipendente dalla distanza della particella incidente dalla fibra, un PM (quello che raccoglie la luce dalla fibra più vicina al punto d'impatto) dovrebbe vedere più dell'altro. Pertanto in questo caso nelle distribuzioni devono comparire eventi che si distribuiscono fuori dalla zona intorno alla retta a  $45^\circ$ , con una forma tipo iperbole equilatera.

Studiare correlazioni fra le risposte di coppie di PM (PM1+4 vs PM2+3) significa solo cambiare rapporto volumico e considerare fibre più vicine.

Abbiamo paragonato le correlazioni di singoli PM e di coppie di PM per fasci adronici con diverse energie (figura 6.16). Si vede chiaramente che per coppie di PM, quindi per un maggiore rapporto volumico, la risposta è più omogenea: le distribuzioni si stringono intorno alla retta a 45 gradi. Al contrario, per fasci di positroni, la dipendenza della risposta dalla distanza dalle fibre è evidente e più pronunciata per il rapporto volumico minore (PM1 vs PM4) (figura 6.17).

Abbiamo anche paragonato la risposta di coppie di PM di ZP2 con quella di singoli PM di ZP7. In quest'ultimo prototipo si avevano due PM in tutto, pertanto si tratta di un paragone fra gli stessi rapporti volumici ma diversa distanza e diametro di fibre. La risposta per adroni è abbastanza omogenea e paragonabile per i due prototipi (figura 6.18) . <sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>I run presi in esame per ZP2 sono quelli considerati in fig. 5.12; per ZP7 abbiamo analizzato i run 254 (50 GeV), 245 (100 GeV), 248 (150 GeV), 250 (180 GeV).

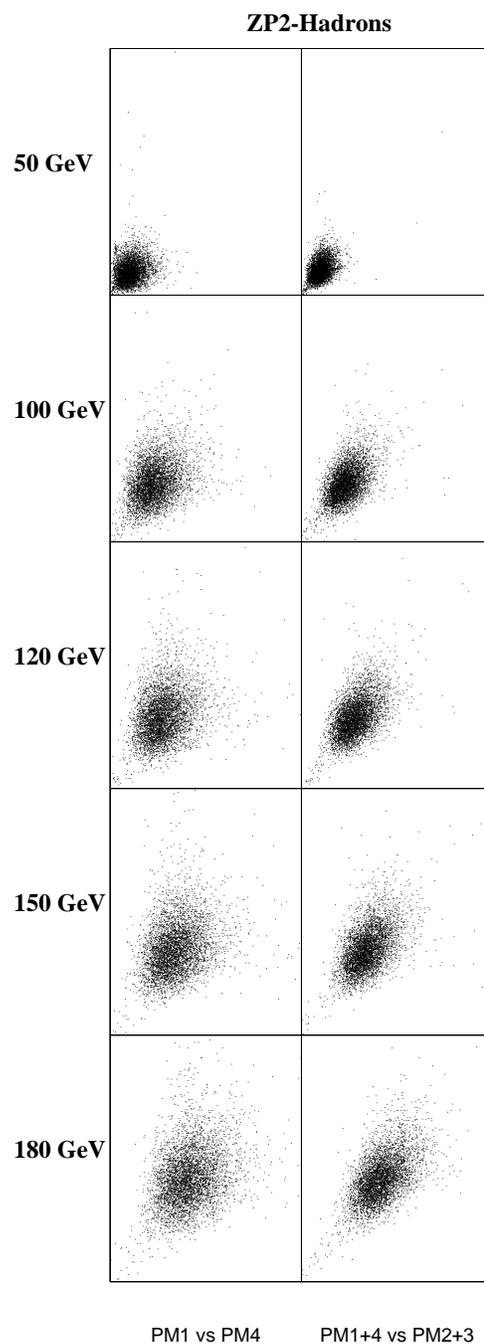


Figura 6.16: Correlazione fra le risposte dei PM per un fascio di adroni (dati sperimentali).

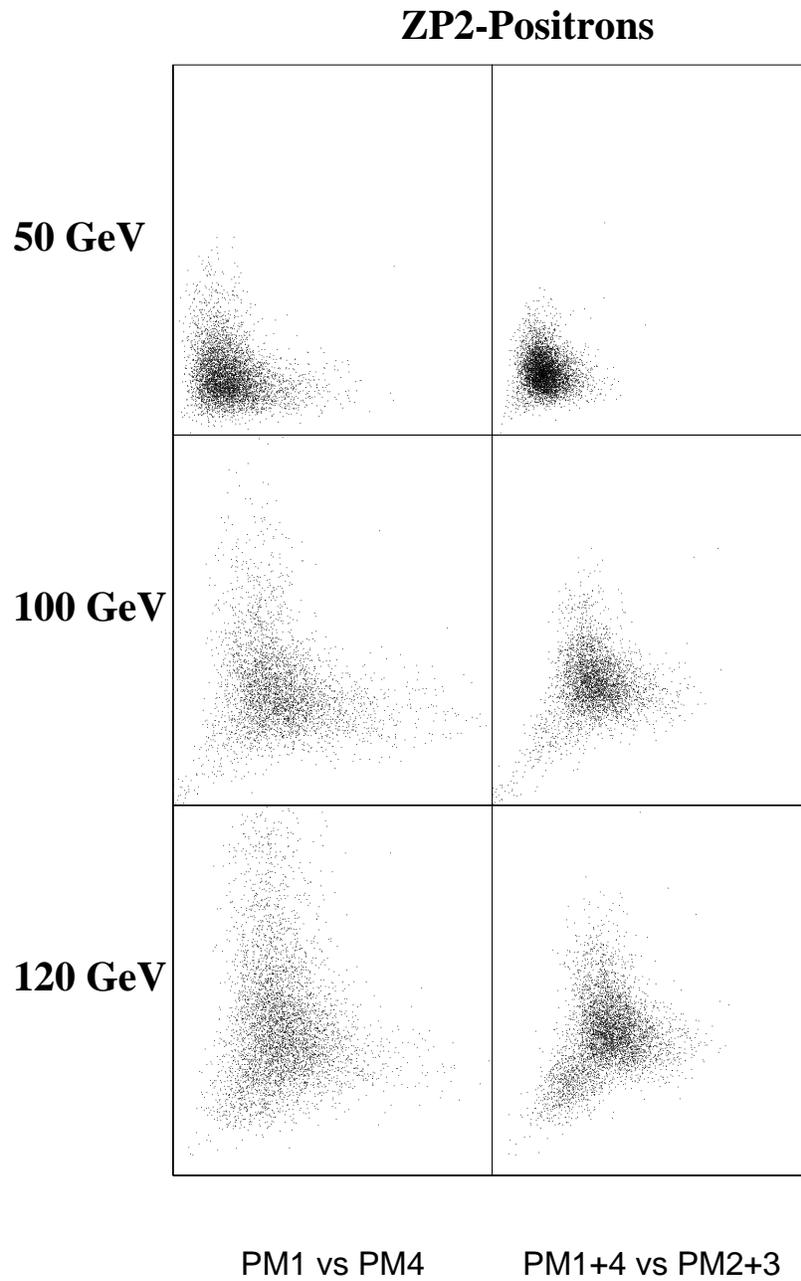


Figura 6.17: Correlazione fra le risposte dei singoli PM per un fascio di positroni (dati sperimentali).

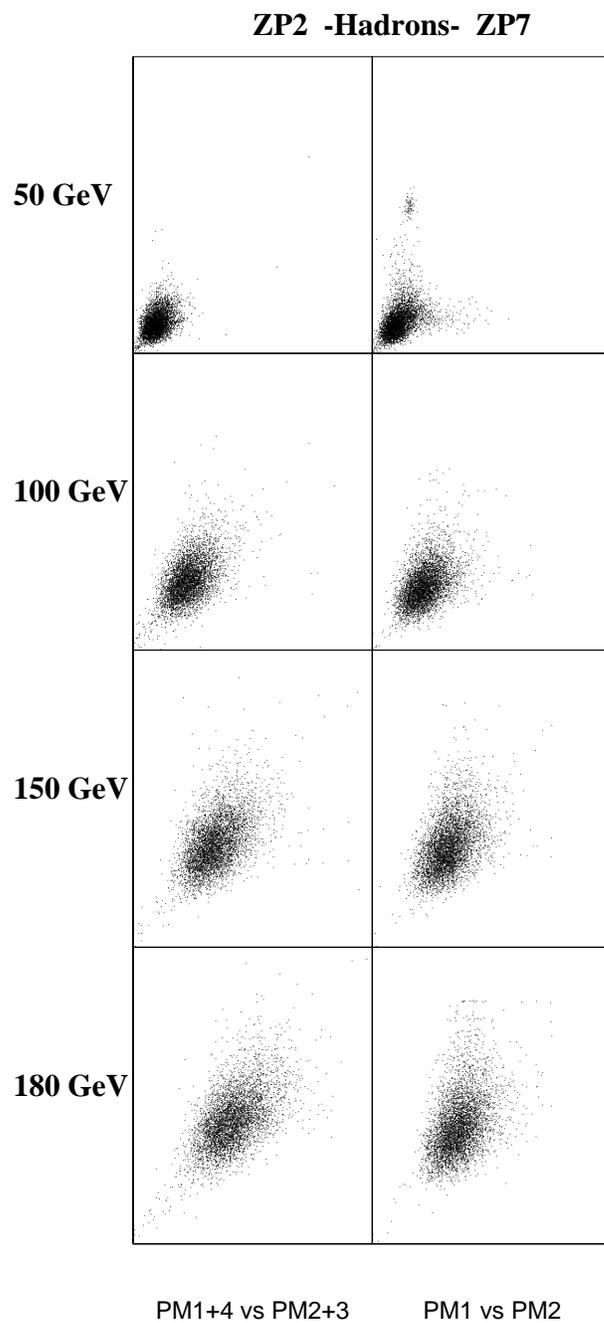


Figura 6.18: Correlazione fra le risposte delle coppie di PM del calorimetro ZP2 e di ZP7, per un fascio di adroni (dati sperimentali).



# Conclusioni

In questo lavoro di tesi ci siamo occupati dello studio delle caratteristiche di un prototipo di calorimetro a zero gradi (ZDC) per l'esperimento ALICE, la cui entrata in funzione è prevista per il 2005.

Riassumiamo di seguito i risultati ottenuti dall'analisi dei dati, dal confronto di questi con il Monte Carlo e con quelli di un altro prototipo precedentemente costruito e sottoposto a *test*.

- Esiste una correlazione lineare, tra energia rilasciata nello ZDC e segnale prodotto.  
La risoluzione migliore viene ottenuta in corrispondenza del rapporto volumico 1/80 e di alti valori dell'energia.  
La risoluzione inoltre è migliore per i positroni che per gli adroni perchè il calorimetro non è compensato.
- Le dimensioni trasverse dello sciame per gli adroni risultano pari a 2.2 cm; per i positroni abbiamo ottenuto un valore di circa 7 mm dai dati.
- La risposta del calorimetro ad un fascio di adroni è omogenea, mentre per un fascio di positroni incidente sullo ZDC si è sensibili alla posizione del fascio. In entrambi i casi la risposta diventa più omogenea all'aumentare del rapporto volumico.
- Il Monte Carlo registra sempre una risposta luminosa dei PM più elevata di quella reale, probabilmente a causa di un'insufficiente accuratezza dei programmi che simulano sciame adronici; nel caso di un fascio di positroni che incide sullo ZDC infatti il Monte Carlo non si discosta di molto dai dati reali.

Dal confronto dei dati ottenuti dallo studio del prototipo in esame (ZP2) con quelli di un altro prototipo (ZP7), costruito con diverso materiale passivo e

diametro delle fibre e diversa spaziatura delle stesse, possiamo trarre le seguenti conclusioni:

- A energie superiori a 100 GeV la risposta dei due calorimetri, in termini di risoluzione, è la stessa.
- Con un fascio adronico si osserva in entrambi i calorimetri una risposta abbastanza omogenea, che migliora all'aumentare del rapporto volumico, al diminuire della spaziatura tra le fibre e del diametro delle stesse.
- Con un fascio positronico si è sensibili al punto di impatto del fascio sul calorimetro; con le fibre più distanti la sensibilità è maggiore.

In definitiva, si ha una risposta indipendente dal punto di impatto del fascio sul calorimetro per rapporti volumici elevati, piccola distanza tra le fibre e piccolo diametro; il calorimetro per protoni per l'esperimento ALICE verrà probabilmente realizzato con le stesse caratteristiche tecniche del prototipo oggetto di questa tesi ma il materiale passivo potrebbe essere l'ottone perchè più facilmente lavorabile del rame; le fibre saranno in quarzo perchè presentano un'elevata resistenza alle radiazioni.

# Bibliografia

- [Aco92] D.Acosta et al., NIM A 316 (1992), 184
- [Ali95] 'Alice: Technical Proposal', CERN/LHCC/95-71 (1995)
- [Åke88] T. Åkesson et al., (NA34 coll.), Phys. Lett. B 214 (1988) 295
- [Anz95] G. Anzivino et al., 'Quarz fibers: a new calorimetry for multi-TeV, very forward physics', Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 44 (1995), 168-172
- [Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983), 140
- [Cel83] T.Celik, J.Engels and H.Satz Z.Phys C 22 (1984), 301
- [Chi97] Chiara Oppedisano, Tesi di laurea, Università di Torino, 1997
- [Chia94] E. Chiavassa et al., "Sperimentazione con fasci di ioni.." Il Nuovo Saggiatore 4 (1994)
- [DiC95] E. Di Capua et al. (CHORUS coll.) "Response to electrons and pions of the calorimeter for the Chorus experiment", NIM A 378 (1996) 221.
- [Dod95] J. Dodd e al., (NA44 Coll.), Nucl. Phys. A 590 (1995) 523-526
- [Eng90] J.Engels et al., Phys. Lett. B252 (1990), 625
- [Fab85] C. Fabjan, 'Calorimetry in high-energy physics', from: T. Ferbel, 'Concepts of high energy physics', Plenum Pub. Corp., 1985
- [Fer86] R. Fernow, 'Introduction to experimental particle Physics', Cambridge University Press, 1986
- [FMu98] F. Murgia, Tesi di laurea, Università di Cagliari, 1998
- [Gor95] P. Gorodetzky et al., 'Quarz fiber calorimetry' NIM A361 (1995), 161-179
- [PDG] Particle Data Group, The European Physical Journal C Volume 3, n° (1998)

- [Raf82] J. Rafelski et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982), 1066
- [Ram97] L. Ramello, 'Charmonium production in Pb-Pb interaction at 158 GeV/c per nucleon' in via di pubblicazione su Proceedings Quark-Matter97, 1997
- [Sat85] H. Satz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985), 245
- [Sch93] H. R. Schmidt and J. Schukraft, J. Phys. 19 G (1993), 1705-1795
- [Sch95] H. R. Schmidt and J. Schukraft, 'Heavy-ion physics at the future colliders RHIC and LHC', Nuclear Physics A583 (1995), 673-682
- [Spa97] G. Spalierno, 'Corso di telecomunicazioni Vol.1' I.T.I.S., 1997
- [Wig] 'Energy loss of particles in dense matter-calorimetry' NIKHEF-H, Amsterdam, The Netherlands
- [Wig95] R. Wigmans et al., 'Scintillating-fibre calorimetry', CERN 95-02 (1995)
- [Wig91] R. Wigmans et al., 'Advances in hadron calorimetry', CERN/PPE/91-39(1991)
- [Wig97] R. Wigmans et al. 'Beam test from a fine-sampling...' NIM A 399 (1997), 202-226