UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Dipartimento di Scienze Fisiche

# Produzione di dimuoni in collisioni protone-nucleo e nucleo-nucleo presso il Super-Proto-Sincrotrone del CERN

Tesi di Dottorato di Ricerca

di

Alessandro De Falco

Tutori

Prof. Sergio Serci

Prof. Giovanna Puddu

Coordinatore

Prof. Francesco Casula

IX CICLO

Anni Accademici 1993-96

# Indice


**1 Considerazioni generali sul *quark-gluon plasma* 5**
1.1 Il fascio di ioni pesanti del SPS . . . . . 7
1.2 Le osservabili globali . . . . . 8
1.3 *Segnature* da QGP . . . . . 10
1.3.1 Produzione termica di dileptoni e fotoni . . . . . 10
1.3.2 Soppressione della $J/\psi$ . . . . . 11
1.3.3 Aumento di stranezza . . . . . 13
1.4 Studio dei dileptoni al CERN . . . . . 15
1.4.1 HELIOS . . . . . 16
1.4.2 CERES . . . . . 18
1.4.3 NA38/50 . . . . . 19
1.5 Scopo di questo lavoro . . . . . 20

**2 L'apparato sperimentale 25**
2.1 Il fascio . . . . . 26
2.2 La regione del bersaglio . . . . . 27
2.2.1 Il bersaglio attivo . . . . . 27
2.2.2 Il rivelatore di molteplicità . . . . . 29
2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico . . . . . 29
2.2.4 Lo ZDC . . . . . 31
2.3 Lo spettrometro . . . . . 32
2.3.1 L'assorbitore . . . . . 33
2.3.2 Il magnete . . . . . 34
2.3.3 Le camere proporzionali multifilo . . . . . 34
2.3.4 Gli odoscopi . . . . . 35
2.4 L'accettanza . . . . . 38
2.5 Il trigger . . . . . 39

**3 I processi che contribuiscono allo spettro di massa dei dimuoni 43**
3.1 Il processo di Drell-Yan . . . . . 44
3.2 Il contributo dell'open charm . . . . . 49

3.3 Le risonanze . . . . . 51
3.3.1 Le variabili cinematiche e la parametrizzazione di Bourquin-Gaillard . . . . . 51
3.3.2 I mesoni pseudoscalari . . . . . 53
3.3.3 I mesoni vettori . . . . . 55
3.3.4 I decadimenti delle risonanze . . . . . 58
3.3.5 Dipendenza da $\alpha$ delle risonanze . . . . . 62

**4 La simulazione Monte Carlo 67**
4.1 La generazione di eventi nel continuo . . . . . 67
4.2 La generazione delle risonanze . . . . . 73
4.2.1 La distribuzione in impulso trasverso per la $J/\psi$ . . . . . 76
4.3 Descrizione della regione di spazio delle fasi in esame . . . . . 80
4.4 Le accettanze . . . . . 84
4.5 La risoluzione in massa . . . . . 93

**5 Analisi dei dati 97**
5.1 Descrizione dei *setup* . . . . . 97
5.2 La ricostruzione delle tracce . . . . . 98
5.3 Il fondo combinatoriale . . . . . 100
5.4 Le variabili cinematiche dei dimuoni . . . . . 106
5.5 Cenni sul calcolo della luminosità . . . . . 109

**6 Confronto tra gli spettri di massa misurati e le sorgenti 113**
6.1 Correzioni agli spettri di massa . . . . . 113
6.2 Analisi dei dati alle alte masse . . . . . 115
6.3 Normalizzazione degli spettri di massa invariante . . . . . 117
6.4 Analisi dei dati nella regione delle masse intermedie . . . . . 120
6.5 Analisi dei dati nella regione LMR . . . . . 126
6.5.1 Collisioni p-U . . . . . 126
6.5.2 Collisioni fra nuclei . . . . . 129
6.5.3 Collisioni fra nuclei con spostamento di rapidità . . . . . 133
6.5.4 Discussione dei risultati nella regione LMR e sviluppi futuri 139

# Elenco delle figure


1.1 Diagramma di fase in cui sono distinguibili una regione di gas di adroni e una di quark-gluon plasma, separate da un'eventuale fase mista. . . . . 6

1.2 $d\sigma/dE_T$ 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 . . . . . 8

1.3 Rapporto $\psi'/(J/\psi)$ in funzione della densità di energia nell'ipotesi in cui l'unica causa della soppressione del charmonio sia la formazione del QGP. Le scale sono arbitrarie . . . . . 12

1.4 A sinistra: probabilità di sopravvivenza per la $J/\psi$ in collisioni p-A divisa per il valore aspettato dalla teoria di Glauber. A destra: rapporto $(J/\psi)$/Drell-Yan in collisioni S-U e Pb-Pb. Le curve sono relative ai risultati della teoria di Glauber con $\sigma_{abs} = 7.3 \pm 0.6$ mb 13

1.5 Rapporto fra le sezioni d'urto $\sigma(J/\psi)/\sigma(Drell-Yan)$ in funzione del libero cammino medio 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 . . . . . 14

1.6 Rapporto $\phi/(\rho+\omega)$ misurato da HELIOS-3 in collisioni S-W e da NA38 in collisioni S-U. . . . . 15

1.7 *Cocktail plots* di HELIOS-1 con i vari contributi . . . . . 16

1.8 Spettro di massa invariante dei dimuoni misurato da HELIOS-3 per collisioni p-W e S-W . . . . . 17

1.9 Spettri di massa invariante dei dielettroni misurati all'esperimento CERES per le reazioni p-Be, P-Au, S-Au e Pb-Au e confronto con gli spettri generati . . . . . 18

1.10 Spettro di massa per i dimuoni in collisioni Pb-Pb a 158 GeV/$c$ per nucleone . . . . . 19
1.11 Dominio cinematico nel piano $y - m_T$ per HELIOS, CERES, NA38 21

2.1 *Display* di un evento nell'apparato NA50 . . . . . 25
2.2 La linea di fascio . . . . . 26
2.3 La regione del bersaglio . . . . . 28
2.4 Il calorimetro elettromagnetico di NA38 . . . . . 30
2.5 Correlazione tra energia trasversa e energia misurata nello ZDC . 31
2.6 Layout dell'apparato . . . . . 32
2.7 Le camere proporzionali in un evento Pb-Pb . . . . . 35
2.8 Gli odoscopi R1,R2,R3,R4,P1,P2 in un evento Pb-Pb . . . . . 36
2.9 A sinistra: distribuzione degli eventi nel piano $m - p_T$ per coppie di muoni dello stesso segno; a destra: distribuzione degli eventi in $\Delta\phi$. . . . . 38
2.10 A sinistra: spettro di massa dei dimuoni con trigger $P_1 * P_2$ per eventi con tracce che soddisfano la condizione di *trigger dimuon software* (a tratto pieno) e sottoinsieme degli eventi col segnale del *trigger dimuon hardware* (tratteggiato). A destra: efficienza del *trigger dimuon* in funzione della massa . . . . . 39

3.1 Grafico di Feynman per il processo di Drell-Yan . . . . . 45
3.2 $\alpha$ per il processo di Drell-Yan in funzione della massa e dell'impulso trasverso, misurato da E288 . . . . . 47
3.3 Rapporto $\sigma(\pi^+ N \rightarrow \mu^+\mu^- X)/\sigma(\pi^- N \rightarrow \mu^+\mu^- X)$ in funzione della massa invariante $m_{\mu^+\mu^-}$. . . . . 48
3.4 Sezione d'urto di produzione per la reazione $pp \rightarrow c\bar{c}X$ in funzione dell'impulso del protone proiettile. Le curve sono ottenute da calcoli NLO per vari valori della massa del quark $c$ e per diverse parametrizzazioni delle funzioni di struttura . . . . . 50
3.5 Grafico di Feynman per il decadimento di un mesone pseudoscalare in una coppia di leptoni . . . . . 54
3.6 A sinistra: sezione d'urto per la $J/\psi$ divisa per $A_{\text{proiettile}} B_{\text{bersaglio}}$ misurata da NA51, NA38, NA50. La curva rappresenta un fit dei dati di NA38 e NA51 con $\alpha = 0.91$. A destra: rapporto tra le sezioni d'urto per la $\psi'$ e per la $J/\psi$ (per i rispettivi branching ratios in muoni). . . . . 58
3.7 Sezione d'urto totale per la produzione della $J/\psi$ in funzione dell'energia nel centro di massa. . . . . 59
3.8 Distribuzione in massa della $\rho$ secondo la formula di Gounaris-Sakurai e di I. Kralik . . . . . 60

3.9 Fattori di forma della $\eta$ e della $\omega$; fit della forma $(1 - q^2/\Lambda^2_{\eta(\omega)})^{-2}$ (a tratto continuo) e previsioni secondo il modello VMD e altri modelli teorici. . . . . 61

3.10 Dipendenza di $\alpha$ dall'impulso trasverso e da $x_F$ per la $J/\psi$ misurate da E772 e E789. . . . . 63

4.1 A sinistra: distribuzione di massa invariante dei dimuoni prodotti dai decadimenti dei mesoni con charm, generati da PYTHIA sull'intero spazio delle fasi, per tre diversi valori della massa del quark $c$. A destra: rapporto fra le distribuzioni per $m_c = 1.2$ e $m_c = 1.35$ GeV (linea a tratto continuo) e fra le distribuzioni con $m_c = 1.35$ e $m_c = 1.5$ GeV (linea tratteggiata) con fit lineare; il grafico prende in considerazione solo la regione IMR ($1.5 < m_{\mu^+\mu^-} < 2.5$), in cui il contributo dell'open charm è significativo. . . . . 68

4.2 Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ degli eventi generati da PYTHIA su tutto lo spazio delle fasi per $m_{\mu^+\mu^-} > 1.2$ GeV; gli istogrammi a tratto continuo sono relativi al processo di Drell-Yan (pn), quelli tratteggiati all'open charm. . 69

4.3 Distribuzione in $\cos\theta_{CS}$ per il processo di Drell-Yan simulato da PYTHIA a 158 GeV/c (istogramma) e fit con la forma $N_1(1 + p_1\cos^2\theta)$ (linea a tratto continuo) e con la forma $N_2(1 + \cos^2\theta)$ (tratteggiata). . . . . 71

4.4 A sinistra: distribuzioni in massa degli eventi generati per il processo di Drell-Yan in collisioni p-p,p-n,n-p,n-n a 158 GeV/c. A destra: distribuzioni in massa in collisioni p-p per $p_{LAB} = 158$ e 200 GeV/$c$ . . . . . 72

4.5 Distribuzioni in $x_F$ e $p_T^2$ per i mesoni $D^\pm$, $D_s^\pm$, $D^0$, $\bar{D}^0$ generate da PYTHIA in interazioni p-p a 250 GeV e confronto coi dati di E769 73

4.6 A sinistra: distribuzione in rapidità per pioni a 200 GeV secondo la parametrizzazione di Bourquin-Gaillard, l'eq. (??) con $\sigma$ data dall'eq. (??) e una gaussiana con lo stesso valore di $\sigma$; a destra: larghezza delle distribuzioni in rapidità per diversi mesoni secondo la parametrizzazione di CERES (quadrati) e quella seguita nella presente analisi (circoli) a 200 GeV. . . . . 75

4.7 Distribuzione in impulso trasverso per la $\eta$ misurata da CERES-TAPS e confronto con la curva di eq. (??) . . . . . 76

4.8 Distribuzione in massa per i decadimenti $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\omega \to \mu^+\mu^-\pi^0$ secondo il modello VMD e secondo il fit dei dati di Lepton-G con una formula a un polo. . . . . 77

4.9 A sinistra: distribuzione di probabilità in funzione di T; a destra: distribuzione in impulso trasverso per i dati reali con $2.85 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.35$ GeV (cerchi neri), per gli eventi simulati con $T = T(P_{max})$ (cerchi bianchi), e rapporto dati/Monte Carlo. . . . . 78
4.10 T in funzione dell'energia trasversa in collisioni S-U a 200 GeV/c per nucleone e in collisioni Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone. . . . 78
4.11 Accettanza in funzione di $p_T$ per la $J/\psi$ per T=210 e T=240 MeV, in collisioni Pb-Pb . . . . . 80
4.12 Distribuzioni in $y_{LAB}$, $\cos\theta_{CS}$, $m_T$ vs. $y_{LAB}$, $p_T$ vs. $m$ per le coppie $\mu^+\mu^+, \mu^-\mu^-$ in interazioni S-U a 200 GeV/c per nucleone. . . . . 81
4.13 Come il precedente, in interazioni Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone. 82
4.14 Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per il processo di Drell-Yan (pp) nel setup pU87 a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze. . . . . 85
4.15 Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per i dimuoni provenienti dai decadimenti dei mesoni con *charm* nel setup pU87 a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze. . . . . 86
4.16 Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per il processo di Drell-Yan (pp) nel setup SU91$\phi$ a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze. . . . . 87
4.17 Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per i dimuoni provenienti dai decadimenti dei mesoni con *charm* nel setup SU91$\phi$ a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze. . . . . 88
4.18 Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per il processo di Drell-Yan (pp) nel setup Pb-Pb95$\psi$ a 200 GeV/c. A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze. . . . . 89
4.19 Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per i dimuoni provenienti dai decadimenti dei mesoni con *charm* nel setup Pb-Pb95$\psi$ a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze. . . . . 90

4.20 Accettanze in $\Delta$ in funzione dell'impulso trasverso per le risonanze nel setup pU87. A sinistra: risonanze nella regione LMR; a destra: $J/\psi$ e $\psi'$. . . . . 91
4.21 Accettanze in $\Delta$ in funzione dell'impulso trasverso per le risonanze nel setup SU91$\phi$. A sinistra: risonanze nella regione LMR; a destra: $J/\psi$ e $\psi'$. . . . . 92
4.22 Accettanze in $\Delta$ in funzione dell'impulso trasverso per le risonanze nel setup Pb95$\psi$. A sinistra: risonanze nella regione LMR; a destra: $J/\psi$ e $\psi'$. . . . . 92
4.23 Risoluzione in massa per la $\eta$, e la $J/\psi$ nel setup Pb95$\psi$. . . . . 93

5.1 Assorbitori per i *setup* pW 88 Vide, pW 88 dump, pU87, SU91$\phi$, Pb-Pb95$\psi$. . . . . 99
5.2 Distribuzione in massa per le coppie di muoni dello stesso segno, per valori opposti del campo magnetico, in interazioni p-U . . . . 100
5.3 Distribuzione in massa per le coppie di muoni dello stesso segno, per valori opposti del campo magnetico, in interazioni S-U . . . . 101
5.4 Distribuzione in massa per le coppie di muoni dello stesso segno, per valori opposti del campo magnetico, in interazioni Pb-Pb . . . 102
5.5 A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni p-U. A destra: rapporto segnale/fondo. . . . . 103
5.6 A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni S-S. A destra: rapporto segnale/fondo. . . . . 103
5.7 A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni S-Cu. A destra: rapporto segnale/fondo. . . . . 104
5.8 A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni S-U. A destra: rapporto segnale/fondo. . . . . 104
5.9 A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni Pb-Pb. A destra: rapporto segnale/fondo. . . . . 105
5.10 Distribuzioni in rapidità e $\cos\theta$ delle coppie di segno opposto, del fondo combinatoriale e del segnale per tutto lo spettro di massa e per $2.85 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.35$ GeV in collisioni S-S . . . . . 107
5.11 Distribuzioni in rapidità e $\cos\theta$ delle coppie di segno opposto, del fondo combinatoriale e del segnale per tutto lo spettro di massa e per $2.85 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.35$ GeV in collisioni Pb-Pb . . . . . 108

6.1 Distribuzione in massa della $J/\psi$ e della $\psi'$ ottenute mediante la simulazione Monte Carlo, e fit con una gaussiana rispettivamente per $2.95 < m < 3.4$ GeV e $3.5 < m < 4.1$ GeV. . . . . 115
6.2 A sinistra: distribuzione in massa nella regione HMR (50 MeV per canale) in collisioni Pb-Pb e fit con tre sorgenti ($J/\psi$, $\psi'$, Drell-Yan) su tutto lo spettro di energia trasversa. A destra: rapporto ($J/\psi$)/Drell-Yan corretto per l'accettanza. . . . . 118
6.3 Spettro di massa invariante per $m > 2.9$ GeV normalizzato mediante la sezione d'urto della $J/\psi$. . . . . 121
6.4 Distribuzione in massa dei dimuoni in collisioni protone-nucleo e nucleo-nucleo; sono riportate le misure sperimentali, confrontate con le sorgenti aspettate sulla base dei fit nelle collisioni p-A. . . . 123
6.5 Distribuzione in massa per collisioni S-U e Pb-Pb confrontata con lo spettro simulato utilizzando rispettivamente $\sigma_{c\bar{c}}/(AB) = 15.2$ $\mu$b e $\sigma_{c\bar{c}}/(AB) = 25.7$ $\mu$b (vedere il testo per dettagli). . . . . 125
6.6 Rapporto dati/sorgenti aspettate nella regione IMR in funzione dell'energia trasversa in collisioni S-U e Pb-Pb. . . . . 126
6.7 A sinistra: confronto tra lo spettro di massa misurato da NA38 in collisioni p-U nella regione LMR, e lo spettro aspettato includendo i contributi delle sole risonanze. Le cinque curve ottenute rappresentano i decadimenti Dalitz, il decadimento $\eta \to \mu^+\mu^-$, i decadimenti $\rho \to \mu^+\mu^-$ e $\omega \to \mu^+\mu^-$ sommati e tracciati con un'unica curva, il contributo dato da $\phi \to \mu^+\mu^-$, e la sovrapposizione di tutti i contributi. A destra: risultati di CERES/TAPS nelle collisioni p-Be a 450 GeV per nucleone. . . . . 127
6.8 Spettro di massa per collisioni p-U con l'aggiunta del contributo dei mesoni $D\bar{D}$, confrontato coi dati di NA38. . . . . 128
6.9 *Cocktail plot* per gli eventi generati in collisioni p-U sull'intero spazio delle fasi, per $m_T > 0$, $m_T > 0.5$ GeV e $m_T > 1$ GeV, con l'ascissa in scala lineare (a sinistra) e logaritmica (a destra). . . . 130
6.10 Spettro di massa per collisioni p-U confrontato coi dati di NA38 con l'ascissa in scala lineare e logaritmica. . . . . 131
6.11 Spettro di massa per collisioni S-S e S-Cu confrontato coi dati di NA38. . . . . 132
6.12 Spettro di massa per collisioni S-U confrontato coi dati di NA38. . 132
6.13 Spettro di massa per collisioni Pb-Pb confrontato coi dati di NA50. 133
6.14 Rapporto D/S in diversi intervalli di massa nella regione LMR, per collisioni S-S, S-Cu, S-U, Pb-Pb. . . . . 134
6.15 Distribuzione teorica in rapidità per i pioni per collisioni a 200 GeV di protoni su protoni (linea a tratto continuo) e su nuclei pesanti (tratteggiata). . . . . 135

6.16 Distribuzione in massa per i dimuoni nella regione LMR in collisioni p-U, S-S, S-Cu e S-U e delle sorgenti assumendo la presenza di un effetto di *shift* in rapidità (vedere il testo per i dettagli). . . 137
6.17 Rapporto D/S in diversi intervalli di massa nella regione LMR, per collisioni S-S, S-Cu, S-U, Pb-Pb, assumendo la presenza di un effetto di *shift* in rapidità (vedere il testo per i dettagli). . . . . 138

# Elenco delle tabelle


3.1 Fattore $K_{DY}$ per diversi esperimenti. . . . . 46
3.2 Fattore $K_{NLO}$ calcolato come rapporto fra la sezione d'urto misurata e il calcolo *next to leading order*, per impulsi prossimi a quelli di NA50. L'accordo tra l'esperimento e il calcolo è nel complesso soddisfacente . . . . . 47
3.3 $\alpha$ misurata nella regione del continuo oltre i 4 GeV . . . . . 48
3.4 Le risonanze che forniscono un contributo apprezzabile allo spettro di massa invariante dei dimuoni. . . . . 52
3.5 Sezioni d'urto per la $J/\psi$ moltiplicate per il branching ratio in muoni, misurate da NA51, NA38, NA50 nel dominio cinematico riportato nel testo. . . . . 57
3.6 Dipendenza da $\alpha$ per la $\rho/\omega$ e la $\phi$ . . . . . 62

4.1 Valori di T, $\Delta T$ e $P_{max}$ e bins di energia trasversa per collisioni p-U e S-U a 200 GeV/c per nucleone, e Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone. . . . . 79
4.2 accettanze integrate per i *setup* pU87, SU91$\phi$ e Pb-Pb95$\psi$ per le risonanze e per il processo di Drell-Yan e l'open charm nel range di massa $\Delta m \equiv 1.5 < m_{\mu^+\mu^-} < 5.5$ GeV . . . . . 84

5.1 Impulso, bersagli e corrente nel magnete per i cinque *setup* considerati. Gli ultimi 6 bersagli di piombo sono cilindrici mentre gli altri bersagli hanno sezione rettangolare. . . . . 98
5.2 Numero di eventi totali, numero di eventi dopo i tagli e percentuale di eventi rigettati da ciascun taglio, per tutti gli eventi prima e dopo i tagli. . . . . 106

6.1 Fattori di correzione per la massa degli eventi simulati e reali (vedere il testo per i dettagli) . . . . . 114
6.2 Valori del rapporto fra numero di $J/\psi$ e di eventi di Drell-Yan in $\Delta$ per $2.9 < M < 4.5$ GeV, corretti per l'accettanza in funzione dell'energia trasversa, per collisioni Pb-Pb, e $\chi^2$ del fit. . . . . 116

6.3 Sezioni d'urto su tutto lo spazio delle fasi all'ordine più basso della teoria delle perturbazioni, per il processo di Drell-Yan ($m >$ 1.2 GeV) in collisioni p-p, p-n, n-p, n-n ottenute con PYTHIA (+GRV LO) e valore calcolato in collisioni Pb-Pb. . . . . 119
6.4 Valori del rapporto D/S nella regione oltre il picco della $\psi'$. I valori contrassegnati da un asterisco sono relativi alle sezioni d'urto estrapolate (vedere il testo per i dettagli). . . . . 120
6.5 Risultati del fit per $m > 1.5$ GeV in collisioni p-A. I rapporti $\frac{D\bar{D}}{DY}$ sono corretti per l'accettanza. . . . . 121
6.6 Sezione d'urto $\sigma_{c\bar{c}}$ divisa per il numero di nulceoni del bersaglio e del proiettile su tutto lo spazio delle fasi ottenuta dal fit; probabilità che la distribuzione degli eventi reali e degli eventi simulati provengano dalla stessa distribuzione generatrice ottenuta mediante il test di Kolmogorov e $\chi^2$ del fit. . . . . 124

# Introduzione

Lo studio delle collisioni fra ioni pesanti ultrarelativistici è stato intrapreso circa 10 anni fa, quando presso l'*Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) di Brookhaven e il *Super Proton Synchrotron* (SPS) del CERN si sono resi disponibili i primi fasci di ioni pesanti: a partire dal 1986 il fascio di ioni $^{28}$Si di AGS a 14.5 GeV/$c$ per nucleone è stato utilizzato da diversi esperimenti coinvolgendo un totale di 350 utenti provenienti sia dalla fisica nucleare, sia dalla fisica delle particelle elementari; nello stesso anno il CERN ha messo a disposizione un fascio di ioni $^{16}$O e, dal 1987, di ioni $^{32}$S a 200 GeV/$c$ per nucleone; quest'ultimo è stato sostituito nel 1994 da un fascio di ioni Pb a 158 GeV/c per nucleone, che ha reso possibile il raggiungimento densità di energia più elevate.

Gli studi sulle collisioni fra ioni pesanti ultrarelativistici sono motivati dalla ricerca della fase di deconfinamento dei partoni, il *quark gluon plasma* (QGP), prevista da calcoli di QCD su reticolo per densità di energia e di materia molto elevate. Tra le informazioni che si possono estrarre da queste collisioni, quelle riguardanti le coppie di leptoni sono particolarmente interessanti: dalle distribuzioni in massa dei dimuoni -o dei dielettroni- si possono osservare la presenza di uno spettro di natura termica e due possibili segnali dell'avvenuta transizione alla fase di QGP: l'aumento di stranezza e la soppressione della $J/\psi$.

L'esperimento NA50 studia la produzione di coppie di muoni e mesoni vettori ottenuti dalle collisioni del fascio di ioni Pb dell'SPS su un bersaglio di Pb; la collaborazione conta circa cento fisici provenienti da diversi centri di ricerca e università (Annecy, Bucharest, Cagliari, Clermont, CERN, Lisbona, Mosca, Lione, Orsay, Ecole Polytechnique di Parigi, Strasburgo, Torino, Yerevan) ed deriva da NA38 che ha studiato le collisioni di fasci di protoni e di ioni ossigeno e zolfo su bersagli nucleari.

Nello studio dei segnali di QGP forniti dai dileptoni NA50 si trova in condizioni sperimentali ideali, essendo l'unico esperimento che copre l'intero spettro di massa dei dimuoni a partire dalla soglia fino ai muoni originati dal processo di Drell-Yan dopo il picco della $J/\psi$; questa sua caratteristica consente uno studio di tre regioni di massa: la regione delle basse masse (*LMR=low mass region*, $2m_\mu < M < 1.5$ GeV) in cui si può studiare l'aumento della $\phi$, la regione delle

masse intermedie (*IMR=intermediate mass region*, $1.5 < M < 2.5$ GeV) in cui ci si aspetta di osservare il contributo dei dimuoni termici, e la regione delle alte masse (*HMR=high mass region*, $M > 2.5$ GeV) in cui si osserva la soppressione della $J/\psi$ rispetto al processo di Drell-Yan.

Questo studio è il primo lavoro che descrive l'intero spettro di massa osservato da NA50 sulla base dei processi fisici che vi contribuiscono, ed è focalizzato sulle regioni LMR e IMR: la prima è stata studiata con un approccio differente da quello usuale nell'ambito dell'analisi di NA38/50, consistente in una descrizione empirica dello spettro di massa, in cui le risonanze sono descritte da gaussiane e i processi nel continuo da un esponenziale; abbiamo cercato di descrivere la regione LMR come sovrapposizione dei contributi dati dai decadimenti dei mesoni neutri $\eta$, $\rho$, $\omega$, $\eta'$, $\phi$, sulla base dell'analoga analisi svolta dall'esperimento CERES, che misura lo spettro di massa dei dielettroni alle basse masse, introducendo in aggiunta il contributo di processi di natura più 'dura', quali l'estrapolazione a basse masse del processo di Drell-Yan e il contributo dei mesoni $D\bar{D}$. Nella regione IMR abbiamo valutato l'eccesso che si osserva in collisioni fra ioni pesanti mediante il confronto con le sorgenti pesate tramite un fit sui dati p-A. La regione HMR è stata studiata principalmente per la normalizzazione dello spettro di massa, sfruttando le misure delle sezioni d'urto assolute già determinate all'interno della collaborazione.

Tutti i processi sono stati descritti mediante gli istogrammi derivanti dalla simulazione Monte-Carlo delle sorgenti, e in nessun caso sono stati sostituiti da funzioni. Questo aspetto assicura una migliore descrizione dello spettro di massa aspettato, esente dalle approssimazioni che vengono introdotte qualora si proceda alla sostituzione.

La base di questo studio sta nella descrizione dello spettro di massa in collisioni p-A: a questo scopo sono stati analizzati i dati p-U su tutto lo spettro di massa, e p-W nella regione delle masse basse e intermedie. La successiva estrapolazione a collisioni fra ioni è stata effettuata utilizzando i dati S-S, S-Cu, S-U, Pb-Pb.

Il primo capitolo presenta alcune generalità sulla fisica delle collisioni tra ioni pesanti, con particolare riguardo per gli studi coi dileptoni. Dopo una descrizione dell'apparato sperimentale nel cap. 2, studieremo nel cap. 3 le caratteristiche dei processi che contribuiscono allo spettro di massa dei dimuoni; ci soffermeremo in particolare sulle sezioni d'urto di produzione e sul meccanismo di decadimento in muoni. Nel cap. 4 descriveremo la simulazione Monte Carlo usata nell'analisi; verrà analizzata la cinematica utilizzata nei generatori, fissati i valori di alcuni parametri liberi mediante il raffronto con le misure esistenti, valutata l'accettanza dell'apparato per ciascun processo nel dominio di spazio delle fasi dell'apparato. Nel cap. 5 ci soffermeremo sulle caratteristiche dei vari campioni di dati, descrivendo le condizioni sperimentali in cui sono stati acquisiti e il metodo di sottrazione del fondo combinatoriale. Nel cap. 6 giungeremo infine a confrontare

gli spettri di massa invariante simulati e misurati, valutando l'eccesso nelle regioni IMR e LMR.

# Capitolo 1

# Considerazioni generali sul *quark-gluon plasma*

Con l'avvento dei primi fasci di ioni pesanti a Brookhaven e al CERN nel 1986, si è dato il via ad una serie di esperimenti tesi a studiare le collisioni fra nuclei pesanti ultrarelativistici; l'interesse verso questi studi sta nella possibilità di creare le condizioni più favorevoli per la formazione del quark-gluon plasma (QGP), la fase in cui i partoni sono deconfinati.

Nella materia nucleare ordinaria, i quarks sono confinati all'interno degli adroni; infatti, la costante di accoppiamento delle interazioni forti:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(32 - 2f)\log q^2/\Lambda^2},$$

cresce al diminuire del quadrimpulso trasferito $q$, ovvero all'aumentare della distanza, dando così luogo al confinamento. Viceversa, al crescere di $q$, la costante di accoppiamento diventa trascurabile, e i partoni si troveranno in un regime detto di libertà asintotica. Ad alte densità di energia, cioè ad alte temperature, e ad alte densità di materia, può avvenire una transizione verso la fase di deconfinamento, nella quale i gluoni schermano la forza di colore tra i quarks, che si potranno muovere liberamente.

L'esistenza della fase di QGP è ipotizzata sia in modelli semplici, come il MIT *bag model*, che da più sofisticati calcoli di QCD su reticolo; questi ultimi richiedono una potenza di calcolo che le attuali tecnologie non sono ancora in grado di soddisfare appieno: i risultati finora ottenuti sono in parte poco chiari e non è ancora ben stabilito, ad esempio, se la transizione è del primo o del secondo ordine [Lee95].

La scoperta della fase di QGP e la determinazione delle sue caratteristiche fornirebbero un ulteriore test per la QCD, e consentirebbero di esplorarne il settore non perturbativo. Potremmo avere degli indizi interessanti su alcuni pro-

blemi di fondamentale importanza, quali il confinamento dei quarks negli adroni e il meccanismo di rottura spontanea della simmetria chirale. Lo studio del QGP potrebbe inoltre chiarire alcuni aspetti dell'astrofisica e della cosmologia, dalla dinamica delle esplosioni delle supernovae alla stabilità delle stelle di neutroni, il cui nucleo potrebbe essere costituito di QGP a bassa temperatura; e potrebbe essere un passo necessario per la comprensione delle prime fasi dell'evoluzione dell'universo, che potrebbe essere passato, nei primi istanti di esistenza, attraverso la fase di QGP. Riportiamo in fig. (1.1) un possibile diagramma di fase in cui si individuano due regioni, una del gas di adroni (HG), e una del QGP, separati da un'eventuale fase mista.

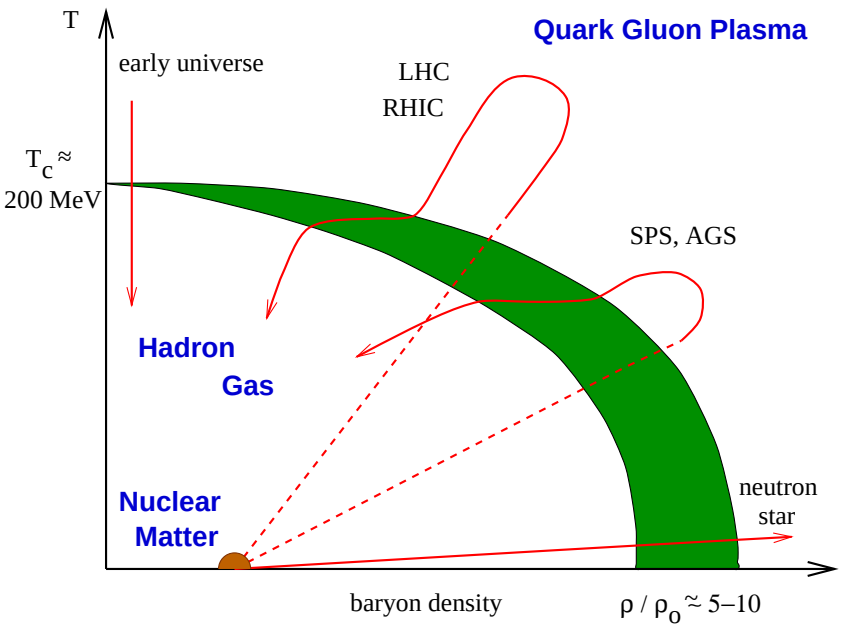


Figura 1.1: Diagramma di fase in cui sono distinguibili una regione di gas di adroni e una di quark-gluon plasma, separate da un'eventuale fase mista.

Le condizioni necessarie alla formazione di QGP possono essere raggiunte quando il sistema perviene all'equilibrio termico ad un'alta temperatura, ovvero densità di energia, e ad un'alta densità di materia. Perciò è necessario avere un sistema abbastanza grande, ovvero con un alto numero di partecipanti, che consenta di utilizzare le variabili proprie della termodinamica, sufficientemente

interagente e dotato di una vita media abbastanza lunga, in modo da permettere la termalizzazione; la scala delle dimensioni è dell'ordine di diversi fm, e la scala dei tempi è data da $\tau \gg 1$ fm/$c$.

Inoltre, secondo i calcoli di QCD su reticolo, nel sistema può avvenire una transizione di fase quando la temperatura supererà un valore critico $T_c \approx 150 \div 200$ MeV, corrispondente ad una densità di energia di $1 \div 3$ GeV/fm$^3$, e la densità di materia sarà $\rho_c \approx 5 \div 10$ volte quella della materia nucleare ordinaria.

Le collisioni fra ioni pesanti ultrarelativistici rappresentano il migliore strumento per lo studio di sistemi che devono avere queste caratteristiche. Infatti un urto tra ioni pesanti genera un sistema dotato di un elevato numero di particelle, e in cui la densità di energia può raggiungere, almeno localmente nel caso del fascio di ioni piombo a 158 GeV/c per nucleone fornito dall'SPS, una densità di energia dell'ordine di quella richiesta per la formazione del QGP.

Da queste collisioni potremo trarre informazioni sulle variabili globali dell'interazione, legate ai parametri termodinamici del sistema, e sulle caratteristiche che ci permettono di stabilire l'avvenuta transizione di fase.

## 1.1 Il fascio di ioni pesanti del SPS

Dal '94 il SPS del CERN utilizza un fascio di ioni $^{208}Pb$ a 158 GeV/c per il programma di fisica degli ioni pesanti; in precedenza sono stati usati ioni $^{16}O$ e $^{32}S$ a 200 GeV/c per nucleone, rispetto ai quali il nuovo fascio presenta alcuni vantaggi:

- la maggiore probabilità di ottenere la termalizzazione, dovuta alla maggiore estensione del volume di reazione;
- la possibilità di ottenere valori localmente più alti della densità di energia. Infatti, benché la densità media di energia $< \epsilon >$ sia approssimativamente la stessa per collisioni centrali O-Pb, S-Pb, Pb-Pb, il valore massimo aumenta sensibilmente col fascio di ioni Pb. Per fissare le idee, nel caso di una collisione centrale con parametro d'impatto $b = 0$, la densità di energia in funzione della distanza dal centro dell'interazione avrà un massimo allo zero, per decrescere in prossimità dei bordi del sistema. Il valore massimo per collisioni Pb-Pb sarà circa il 40% maggiore del valore medio dell'energia, a fronte di un aumento di circa il 20% in interazioni S-Pb [Abr91]. La differenza può essere importante quando si studiano fenomeni che presentano una soglia, come la formazione del QGP.
- Il fascio di ioni Pb consente inoltre di esplorare regioni cinematiche escluse dai precedenti esperimenti: in generale gli esperimenti che studiano i dileptoni in interazioni fra ioni coprono solo l'emisfero in avanti. Scegliendo un

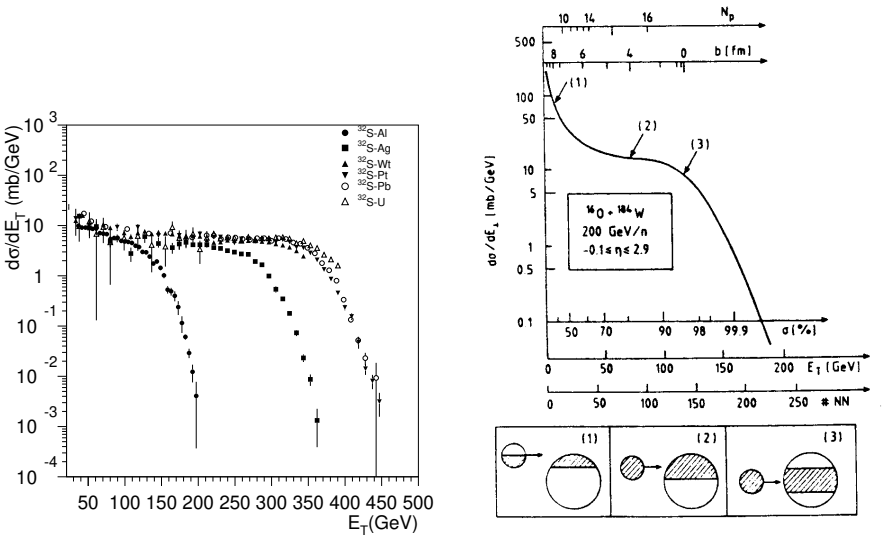


Figura 1.2: $d\sigma/dE_T$ misurata da NA34 nel range di pseudorapidità $-0.1 \leq \eta \leq 5.5$ (fig. rifatta da [Åke91]), e fit sulla sezione d'urto con una parametrizzazione geometrica basata sulla convoluzione di collisioni indipendenti fra nucleoni. Vengono mostrati il numero di partecipanti del 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 [Åke88, Sch93].

bersaglio con numero di massa minore del proiettile, si hanno coperture cinematiche differenti, con valori di rapidità negativi.

In definitiva, il fascio di ioni Pb è in grado di fornire condizioni termodinamiche per il raggiungimento della fase di deconfinamento più favorevoli di quelle ottenute in precedenza coi fasci di ioni O e S.

## 1.2 Le osservabili globali

In questa categoria rientrano le variabili come la temperatura, l'entropia, la densità di energia, il parametro di impatto, le dimensioni spazio-temporali del sistema. Queste possono essere determinate in maniera più o meno dipendente dal modello, a partire dalle grandezze misurate.

- Dalla misura della molteplicità o, alternativamente, dell'energia trasversa, [1] si potrà stimare, secondo una formula dovuta a Bjorken [Bjo83], la densità di energia iniziale:

$$\epsilon_{Bj} = \frac{\left.\frac{dN}{dy}\right|_{y=0} < m_T >}{A_T \cdot c\tau} = \frac{\left.\frac{dE_T}{dy}\right|_{y=0}}{A_T \cdot c\tau}, \tag{1.1}$$

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

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

$dN/dy$ è la molteplicità nell'unità centrale di rapidità e $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ la massa trasversa per una particella di massa $m$, e che porta un impulso trasverso $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$; $\tau$ è il *tempo di formazione*, un parametro introdotto per tenere conto del tempo necessario a raggiungere l'equilibrio termico, e viene usualmente considerato $\sim 1$ fm/$c$. La sezione trasversa $A_T$ viene calcolata con la formula $A_T \sim \pi r_0^2 A^{2/3}$, con $r_0 \sim 1$ fm, e riflette la natura geometrica dell'interazione.

- Sempre dalla distribuzione di energia trasversa possono essere stimati il parametro di impatto, il numero di partecipanti del proiettile, il numero di collisioni fra nucleoni, come mostrato in fig. (1.2).

- La temperatura viene determinata in base alle distribuzioni in impulso trasverso delle particelle prodotte: la dinamica di una collisione fra ioni pesanti può essere espressa in termini di un flusso collettivo longitudinale ed uno spettro trasverso di natura termica; la sezione d'urto di produzione di una particella di massa $m$ viene spesso descritta mediante un esponenziale nella massa trasversa $m_T$:

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

[1] In un sistema composto da $n$ particelle l'energia trasversa è definita come:

$$E_T = \sum_{i=1}^{n} E_i \sin(\theta_i),$$

dove $E_i$ è l'energia dell'i-ma particella, e $\theta_i$ è l'angolo che essa forma con l'asse z, coincidente, in un esperimento a bersaglio fisso, con la direzione del fascio.

- Le dimensioni spazio-temporali del sistema vengono determinate mediante l'interferometria HBT. La tecnica Handbury-Brown-Twiss (HBT), ideata per misurare le dimensioni di una stella, è comunque applicabile in tutti i casi in cui si ha un'emissione di bosoni 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.

## 1.3 *Segnature* da QGP

Le informazioni sulle caratteristiche globali dell'interazione, pur essendo importanti per stabilire le condizioni del sistema, non permettono di stabilire se è avvenuta la transizione alla fase di QGP. Le informazioni sullo stato della materia provengono dalle sonde debolmente interagenti quali i fotoni reali e virtuali -i dileptoni-, la cui produzione è legata alla fase del sistema al momento del disaccoppiamento; infatti le sonde elettromagnetiche, viaggiando nella materia nucleare senza interagire, non verranno influenzate dai processi che riguardano le le interazioni forti, come l'adronizzazione, ed emergeranno come uno spettro di natura termica. Parleremo nel seguito di questo e di altri aspetti caratteristici della fase di QGP, le cosiddette *segnature* del QGP, ovvero la soppressione della $J/\psi$ e l'aumento di stranezza.

### 1.3.1 Produzione termica di dileptoni e fotoni

Uno spettro termico di dimuoni (o dielettroni) può essere emesso da un QGP all'equilibrio termico ad una temperatura T, mediante la reazione $q\bar{q} \to l^+l^-$. In effetti l'esperimento NA38 venne proposto nell'85 proprio per studiare lo spettro termico dei dimuoni [Bal85].

La produzione di uno spettro termico di dimuoni non è però un segnale correlabile univocamente al *quark-gluon plasma*: anche un gas di adroni (HG) termalizzato può emettere dimuoni termici prodotti mediante la reazione $\pi^+\pi^- \to \mu^+\mu^-$. Ad una temperatura fissata, le distribuzioni termiche dei $\mu^+\mu^-$ provenienti da un gas di adroni e dal QGP sono identiche, dunque il loro studio non consentirebbe di far chiarezza sulla fase della sorgente al momento dell'emissione, ma ci direbbe se è avvenuta la termalizzazione e a quale temperatura si trova la sorgente.

Una caratteristica dei dimuoni termici è la dipendenza quadratica dalla molteplicità: se infatti, per fissare le idee, immaginiamo uno scenario di gas di adroni, avremo $N(\pi^+\pi^- \to \mu^+\mu^-) \propto N_{\pi^+} N_{\pi^-} \sim N^2$, con $N \sim N_{\pi^+} \sim N_{\pi^-}$. Questo

aspetto è dovuto al carattere combinatoriale del processo, e si applica in maniera analoga anche nel caso del QGP.

Poiché l'energia trasversa aumenta linearmente con la molteplicità, possiamo studiare indifferentemente la produzione dei dimuoni in funzione dell'energia trasversa o della molteplicità.

### 1.3.2 Soppressione della $J/\psi$

Il meccanismo della soppressione della $J/\psi$, proposto da Matsui e Satz nel 1986 [Mat86], si basa sulla schermatura di Debye, ed è dunque direttamente collegato al meccanismo del deconfinamento: le coppie $c\bar{c}$ create nel QGP, infatti, non formano uno stato legato perché il potenziale che lega la coppia è schermato dal campo di colore del mezzo per un fattore $e^{-r/R_D}$, dove $r$ è la distanza fra i quarks e $R_D$ il raggio di Debye, decrescente al cresecere della densità, che esprime il range dell'interazione fra i quarks. I quarks $c$ e $\bar{c}$ viaggeranno indipendentemente nel QGP per creare, al momento dell'adronizzazione, stati di *open charm*.

Due aspetti sono caratteristici della soppressione del charmonio nel QGP:

- le coppie $c\bar{c}$ con più alto impulso trasverso potrebbero uscire dal mezzo prima del tempo di formazione, e quindi non subire la schermatura; pertanto la soppressione della $J/\psi$ dovrebbe essere più marcata a bassi impulsi trasversi;

- a causa delle differenti dimensioni, i vari stati del charmonio dovrebbero essere soppressi in maniera differente: in particolare, le dimensioni della $J/\psi$ e della $\psi'$ sono rispettivamente $r_{J/\psi} \sim 0.45$ fm, $r_{\psi'} \sim 0.88$ fm[2]; la $\psi'$ sarà più sensibile allo screening di Debye, e sarà soppressa ad una densità di energia inferiore rispetto a quella necessaria per la soppressione della $J/\psi$. In entrambi i casi, comunque, la soppressione avrà luogo a partire da un valore critico della densità di energia, valore che sarà comunque diverso a seconda dello stato del charmonio considerato.

Il deconfinamento non è però l'unico meccanismo possibile per la soppressione della $J/\psi$: una spiegazione alternativa consiste nell'assorbimento all'interno della materia nucleare.

In questo caso, però, non osserveremmo una dipendenza da $p_T$ come quella indicata in precedenza. Inoltre, la soppressione della $J/\psi$ e della $\psi'$ sarebbe governata da una legge di tipo esponenziale in funzione della densità di energia, con esponenti differenti per le due risonanze; il rapporto $\frac{\psi'}{J/\psi}$ sarebbe ancora di

[2] una frazione pari a circa il 30% delle $J/\psi$ deriverà dal decadimento della $\chi_c$, che ha dimensioni di $\sim 0.70$ fm.

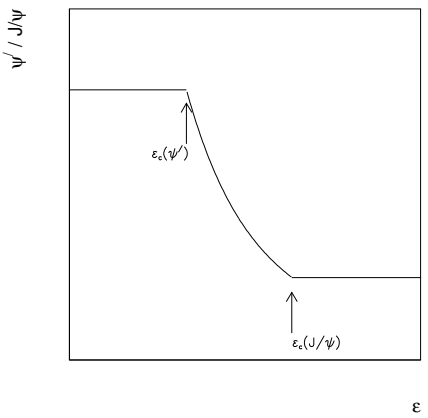


Figura 1.3: Rapporto $\psi'/(J/\psi)$ in funzione della densità di energia nell'ipotesi in cui l'unica causa della soppressione del charmonio sia la formazione del QGP. Le scale sono arbitrarie

forma esponenziale mentre, nel caso della soppressione dovuta alla formazione del QGP, il rapporto sarebbe influenzato dai valori della densità di energia critica per la $\psi'$ e la $J/\psi$, e avrebbe un andamento della forma mostrata in fig. (1.3).

NA38 ha osservato la soppressione della $J/\psi$ nell'urto fra ioni S a 200 GeV/c per nucleone su un bersaglio di uranio rispetto al processo di Drell-Yan, per confronto con gli urti di protoni a 200 GeV/c su nucleo [Bag91, Lou93]; la soppressione osservata da NA38 ha dato luogo ad un intenso lavoro teorico per l'interpretazione dell'effetto nell'ambito di scenari alternativi che comportano la formazione di QGP o l'assorbimento del charmonio all'interno di un gas di adroni. Successivi studi sulla produzione della $J/\psi$ in collisioni con fasci di protoni hanno messo in evidenza che la soppressione rispetto alle collisioni p-p può essere osservata già nelle collisioni p-A, in cui non vengono raggiunte le condizioni necessarie per la formazione del *quark-gluon plasma*, ed estrapolata in maniera semplice alle collisioni con fasci di zolfo e di ossigeno, secondo un andamento esponenziale della forma:

$$\sigma(A) \sim \sigma_0 A^{0.91}.$$

Secondo degli studi recenti, la soppressione della $J/\psi$ in collisioni p-A può essere interpretata come assorbimento dello stato di pre-risonanza $c\bar{c} - g$ nella materia nucleare [Kha96*a*]. L'assorbimento della pre-risonanza è lo stesso per la $J/\psi$ e la $\psi'$, e può essere descritto nell'ambito della teoria di Glauber delle interazioni nucleari che presenta come unico parametro libero la sezione d'urto di

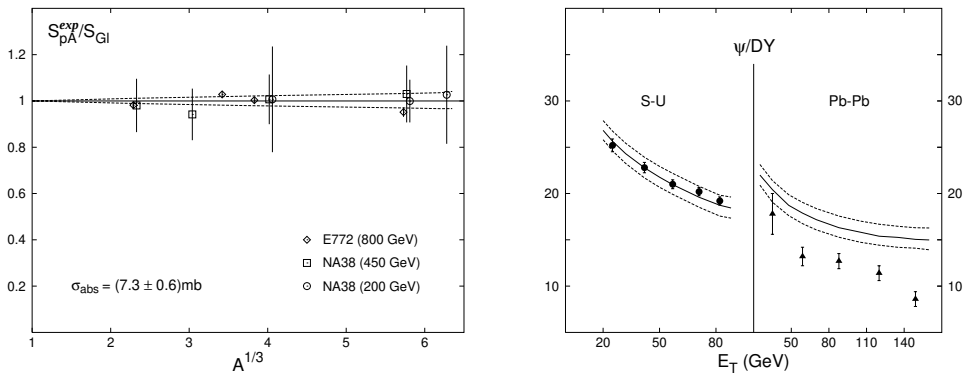


Figura 1.4: A sinistra: probabilità di sopravvivenza per la $J/\psi$ in collisioni p-A divisa per il valore aspettato dalla teoria di Glauber. A destra: rapporto $(J/\psi)$/Drell-Yan in collisioni S-U e Pb-Pb. Le curve sono relative ai risultati della teoria di Glauber con $\sigma_{abs} = 7.3 \pm 0.6$ mb [Kha96*b*].

assorbimento; la teoria mostra un accordo soddisfacente coi dati di NA38, NA51, E772 per $\sigma_{abs} = 7.3 \pm 0.6$ mb (fig. 1.4).

I risultati ottenuti dalla collaborazione NA50 sui dati raccolti nel novembre '95 hanno mostrato una soppressione anomala nelle collisioni di ioni Pb a 158 GeV/c per nucleone su un bersaglio di piombo [Gon96]. In fig. (1.5) è mostrato il rapporto $\sigma(J/\psi)/\sigma(Drell - Yan)$ in funzione del libero cammino medio L del charmonio nella materia nucleare. Possiamo notare il deviare dei dati nella reazione Pb-Pb dall'andamento aspettato nell'ipotesi di assorbimento, indicato con la linea tratteggiata. L'interpretazione di questi dati ha dato una nuova spinta allo studio dell'argomento [Bla96, Cap96, Gav96, Kha96*b*]. In particolare, possiamo osservare in fig. (1.4) come la teoria di Glauber non sia in grado di descrivere la soppressione della $J/\psi$ rispetto al processo di Drell-Yan osservata nelle collisioni fra ioni Pb, mentre si riesce ad ottenere un accordo coi dati assumendo che la soppressione della $J/\psi$ sia dovuta al deconfinamento locale a partire da una densità di energia di poco superiore a quella che si raggiunge nelle collisioni S-U.

### 1.3.3 Aumento di stranezza

Un'altra possibile *segnatura* per il QGP è l'aumento di produzione di stranezza [Raf82].

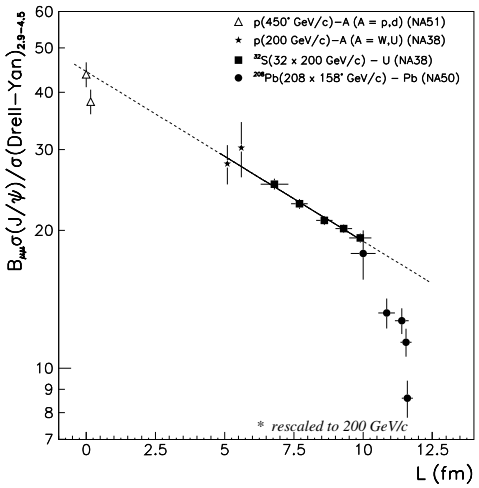


Figura 1.5: Rapporto fra le sezioni d'urto $\sigma(J/\psi)/\sigma(Drell-Yan)$ in funzione del libero cammino medio per vari proiettili e bersagli [Gon96]. Il rapporto nelle interazioni Pb-Pb si discosta dall'andamento tracciato nella linea tratteggiata. I diversi punti nelle reazioni nucleo-nucleo sono per diversi bin di energia trasversa, ovvero per diversi intervalli di centralità

La produzione di una coppia $s\bar{s}$ nel QGP richiede solo $2m_s \sim 300$ MeV: infatti, a causa del deconfinamento, i quarks riacquistano la loro massa nuda, come effetto del ristabilirsi della simmetria chirale. In un gas di adroni, invece, la reazione con la soglia più bassa è

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

la cui soglia è pari a 671 MeV; la produzione di quarks $s$ sarà dunque energeticamente più conveniente nel QGP.

Inoltre, in un sistema ricco di quarks $u$ e $d$, come è quello generato da una collisione ad alta energia tra due nuclei, l'energia necessaria per creare una coppia $u\bar{u}$ $(d\bar{d})$ sarà data dalla somma di $2m_{u(d)}$ e dell'energia necessaria per produrre la particella sulla cima del mare di Fermi. Questo contributo inciderà significativamente sulla produzione di stranezza quando i primi livelli energetici vuoti saranno dell'ordine della massa del quark $s$. Questo effetto, per quanto favorito nel QGP data la minore massa del quark $s$, non è però un segnale univoco della formazione di QGP, visto che è riscontrabile anche in un gas di adroni. Inoltre gli effetti legati al rescattering e all'adronizzazione rendono più complicata l'interpretazione di un eventuale aumento di stranezza.

L'aumento di stranezza può essere osservato misurando i rapporti $N_K/N_\pi$,

$\Xi/\Lambda$, $\Omega/\Xi$. Un aumento di stranezza è stato osservato da E802 e da HELIOS-2, confrontando i dati protone-nucleo coi dati nucleo-nucleo; WA80, WA94 e WA97 hanno osservato un aumento nella produzione di barioni multistrani in collisioni con fasci di zolfo e di piombo.

Un modo alternativo consiste nella possibilità di studiare il rapporto $\phi/(\rho+\omega)$. La produzione del mesone $\phi$ in collisioni p-p è soppressa dalla regola OZI; nel QGP, però, il numero elevato di quarks $s$ e $\bar{s}$ rende più probabile la formazione di una $\phi$ al momento dell'adronizzazione; questo meccanismo non è soppresso dalla regola OZI, per cui la produzione della $\phi$ sarà incrementata, e il rapporto $\phi/(\rho+\omega)$ sarà maggiore rispetto a quello osservato nelle collisioni p-p.

NA38 [Fer91] e HELIOS-3 [Maz93] hanno studiato questo rapporto, osservandone un aumento nelle reazioni nucleo-nucleo rispetto alle reazioni protone-nucleo, e osservando nelle reazioni nucleo-nucleo un aumento in funzione della molteplicità, ovvero della densità di energia (fig. 1.6).

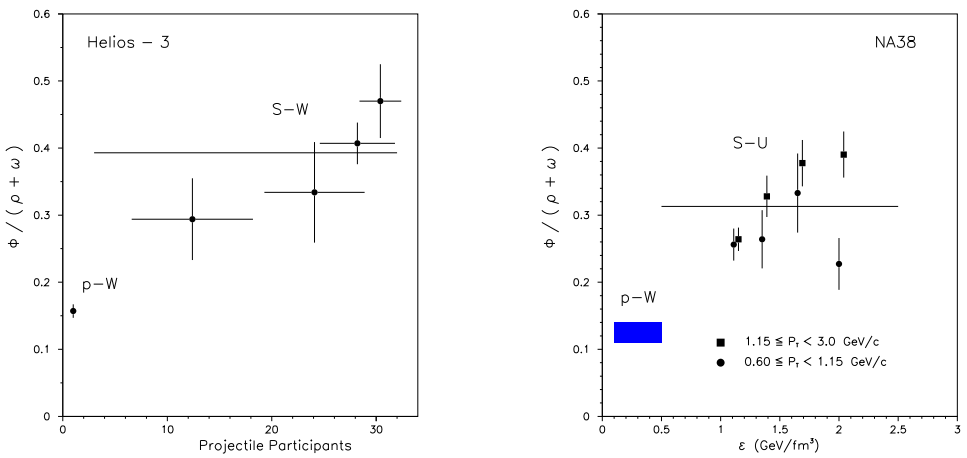


Figura 1.6: Rapporto $\phi/(\rho+\omega)$ misurato da HELIOS-3 in collisioni S-W e da NA38 in collisioni S-U.

## 1.4 Studio dei dileptoni al CERN

Tre esperimenti sono stati dedicati allo studio dei dileptoni prodotti in interazioni fra ioni pesanti ultrarelativistici al CERN: HELIOS-3, CERES, NA38/50. Il primo, derivante da HELIOS-1 che ha utilizzato fasci di protoni a 450 GeV, ha terminato la sua presa dati nel 1990, e non ha pertanto raccolto dati con il fascio di ioni piombo; gli altri due sono attualmente in corso.

È uso corrente identificare nello spettro di massa dei dileptoni tre regioni, quella delle alte masse (HMR, *High Mass Region*), delle masse intermedie (IMR, *Intermediate Mass Region*), e delle basse masse (LMR, *Low Mass Region*). La prima inizia approssimativamente intorno ai 2.5 GeV, dove sono visibili le risonanze della $J/\psi$ e della $\psi'$ sul continuo di Drell-Yan originato dalla reazione $q\bar{q} \to \gamma^* \to \mu^+\mu^-$. La IMR è la regione del continuo fra i picchi della $\phi$ e della $J/\psi$, e comprende il contributo del processo di Drell-Yan e del decadimento di mesoni con charm. La regione delle basse masse, dalla soglia fino a circa 1.5 GeV, presenta una struttura complessa, in cui si sommano i contributi derivanti dai decadimenti di diverse risonanze, da cui emergono i picchi della $\phi$ e della $\rho + \omega$.

HELIOS e CERES hanno svolto delle accurate misure nella LMR, mentre NA38/50 è in grado di studiare lo spettro di massa invariante fino alle alte masse.

### 1.4.1 HELIOS

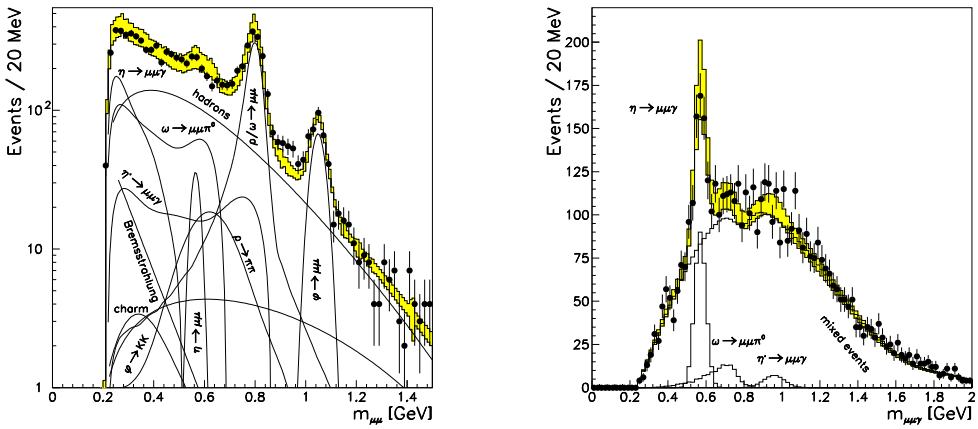


Figura 1.7: *Cocktail plots* di HELIOS-1 con i vari contributi [Vee93]

L'apparato di HELIOS (NA34) è stato proposto nell'83 ed è stato utilizzato per tre esperimenti:

- HELIOS-1 ha studiato le coppie di leptoni prodotte in interazioni p-Be e p-W a 450 GeV/$c$;
- HELIOS-2 ha misurato il flusso di energia e lo spettro di momento trasverso delle particelle cariche prodotte in interazioni fra un fascio di ioni S a 200A GeV e diversi bersagli.

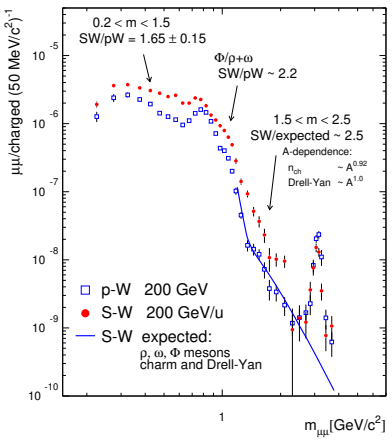


Figura 1.8: Spettro di massa invariante dei dimuoni misurato da HELIOS-3 per collisioni p-W e S-W

- HELIOS-3 ha continuato le misure di HELIOS-2 nella parte relativa alle coppie di muoni.

L'apparato di HELIOS-1 è costituito principalmente da uno spettrometro per elettroni, uno per muoni, e un sistema di calorimetri che copre l'intero angolo solido [Åke95]. La regione cinematica coperta rispettivamente dagli spettrometri per dielettroni e dimuoni è:

| $y_{cm}$ | $\cos\theta^*$ | $m_T$ |
|---|---|---|
| $-0.25 \div 1.25$ | $-0.75 \div 0.75$ | 0.25 GeV |
| $0.25 \div 1.50$ | $-0.75 \div 0.75$ | 0.4 GeV |

Lo spettro di massa invariante delle coppie di muoni nella regione LMR in collisioni p-Be a 450 GeV/c viene descritto come sovrapposizione di diversi contributi -decadimenti Dalitz e in coppie di muoni delle risonanze, decadimenti in muoni dei mesoni con charm, etc.- descrivendo in maniera soddisfacente lo spettro di massa misurato da HELIOS-1 [Vee93, Åke95] (fig. 1.7).

Per quanto riguarda le misure col fascio di ioni pesanti, HELIOS-3 ha utilizzato il fascio di $^{32}S$ a 200 GeV/$c$ per nucleone per studiare lo spettro di massa nelle regioni LMR e IMR, mentre non ha preso dati col fascio di ioni Pb.

Oltre alla già citata osservazione dell'aumento della $\phi$, HELIOS-3 osserva in collisioni S-W un eccesso nella regione delle masse intermedie ($1.5 < M_{\mu}^{+}\mu^{-} < 2.5$ GeV) espresso nei termini del rapporto dati/sorgenti: $D/S = 2.43 \pm 0.42$

[Mas95]. Riportiamo in fig. (1.8) lo spettro di massa dei dimuoni misurato da HELIOS-3 in collisioni p-W e S-W.

Va detto che, a causa dell'assenza di eventi nella regione delle alte masse, la normalizzazione delle sorgenti previste viene calcolata utilizzando il picco della $\omega$, che fornisce una base meno solida e più dipendente dal modello considerato rispetto al processo di Drell-Yan ad alte masse.

### 1.4.2 CERES

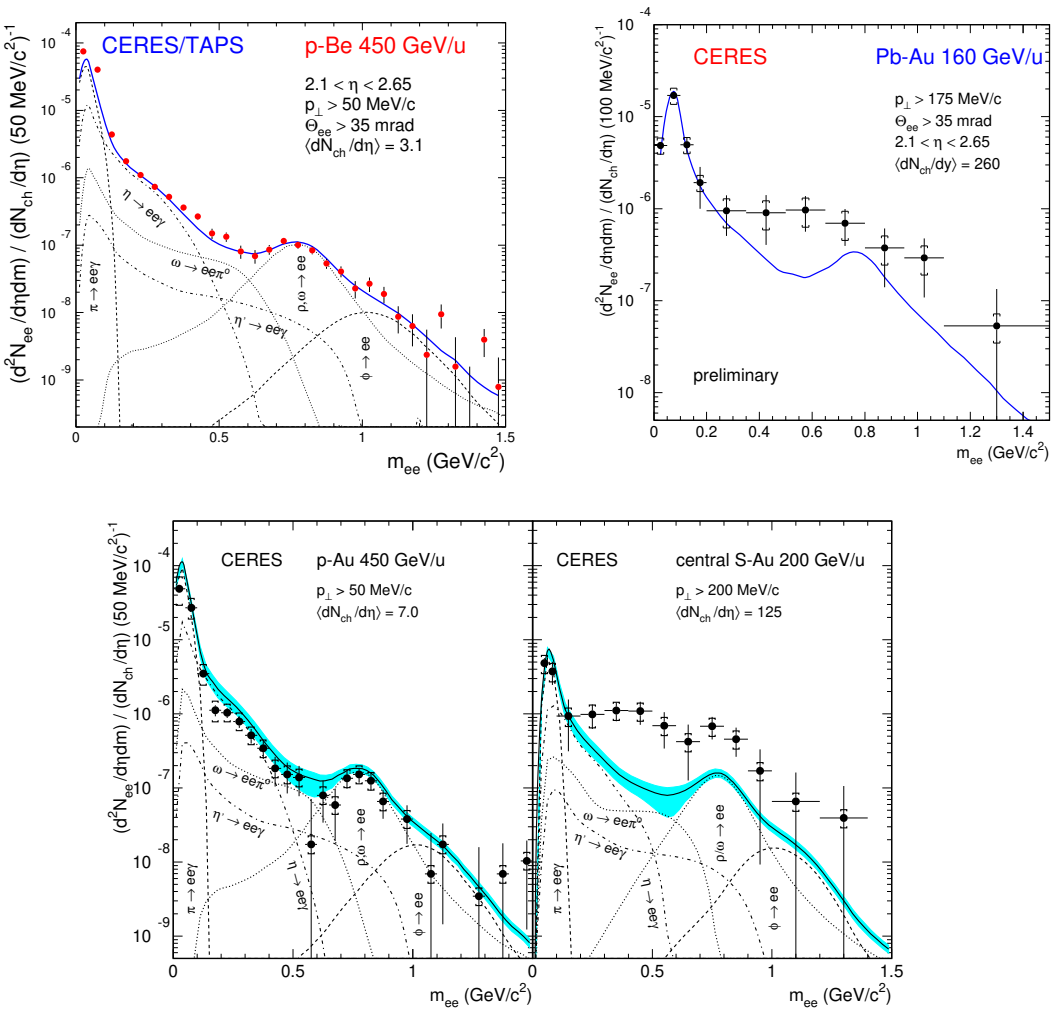


Figura 1.9: Spettri di massa invariante dei dielettroni misurati all'esperimento CERES per le reazioni p-Be, P-Au, S-Au e Pb-Au e confronto con gli spettri generati [Ull96].

CERES (NA45) è un esperimento dedicato allo studio dei dielettroni nella

regione delle basse masse ($< 1.5$ GeV). Lo spettrometro si basa su due rivelatori Ring Imaging CHerenkov (RICH) separati da un doppio solenoide superconduttore, e copre una regione di pseudorapidità $2.10 < \eta < 2.65$.

Lo studio dello spettro di massa dei dielettroni viene eseguito da CERES per le reazioni p-Be, p-Au, S-Au, Pb-Au; un generatore di eventi Monte Carlo (GENESIS) calcola i contributi dei vari decadimenti adronici derivanti dalle sorgenti tradizionali. La simulazione è in grado di descrivere lo spettro di massa invariante nelle reazioni p-Be e p-Au, mentre una notevole discrepanza tra previsione e dati è evidente nelle collisioni S-Au, Pb-Au.

Come per HELIOS, nello spettro di massa studiato da CERES non è compresa la regione delle alte masse; inoltre non vengono tenuti in conto i contributi del processo di Drell-Yan e del decadimento in leptoni dei mesoni $D, \bar{D}$.

### 1.4.3 NA38/50

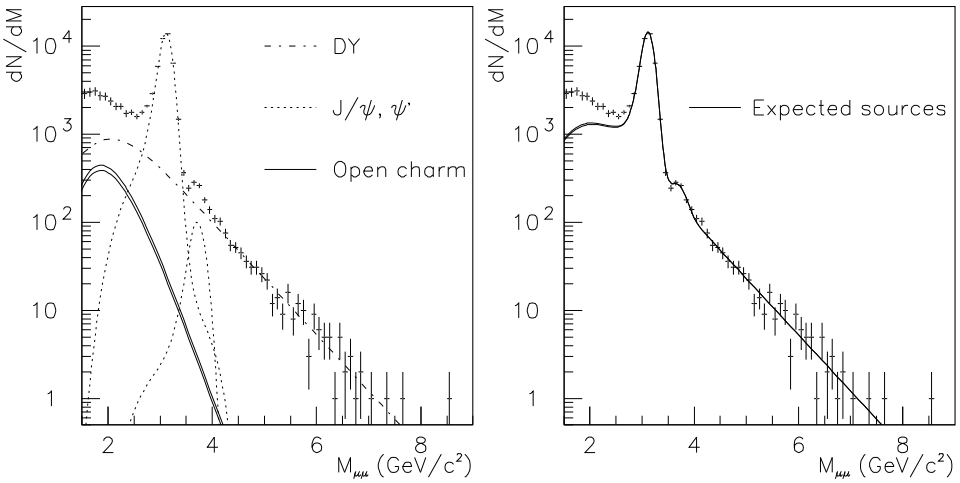


Figura 1.10: Spettro di massa per i dimuoni in collisioni Pb-Pb a 158 GeV/$c$ per nucleone (figura tratta da [Sco96]).

Proposto nell'85 per studiare la produzione di dimuoni termici [Bal85], NA38 ha la possibilità di studiare lo spettro di massa invariante dei dimuoni dalla soglia di produzione fino alla regione di massa dominata dal processo di Drell-Yan, oltre i picchi della $J/\psi$ e della $\psi'$. Ciò comporta la possibilità di studiare le *segnature* del QGP che abbiamo indicato precedentemente. In particolare, NA38/50 è l'unico tra gli esperimenti con dileptoni del CERN in grado di coprire in maniera

soddisfacente la regione HMR, e dunque di compiere uno studio sistematico della soppressione della $J/\psi$.

Oltre ai già citati risultati sulla soppressione della $J/\psi$ e sull'aumento del rapporto $\phi/(\rho+\omega)$, NA38/50 ha osservato un eccesso nella regione delle masse intermedie in collisioni fra ioni pesanti: mentre nelle collisioni p-W la regione IMR può essere descritta sulla base delle sorgenti convenzionali, ovvero i dimuoni provenienti dal processo di Drell-Yan e dai decadimenti dei mesoni con *charm*, nelle collisioni S-U e Pb-Pb si osserva un eccesso dei dati rispetto alle sorgenti [Lou95, Sco96], come possiamo vedere in fig. (1.10) nel caso di collisioni tra ioni piombo a 158 GeV/$c$ per nucleone.

L'apparato può essere schematicamente diviso in due parti, la regione del bersaglio e uno spettrometro per dimuoni. Descriveremo diffusamente nel prossimo capitolo l'apparato di NA50, che è una versione leggermente modificata e perfezionata dell'apparato di NA38.

## 1.5 Scopo di questo lavoro

La collaborazione CERES ha mostrato che è possibile interpretare lo spettro di massa invariante dei dileptoni per $m < m_\phi$ nelle interazioni p-A mediante una sovrapposizione di processi noti. I risultati dell'esperimento, però, sono limitati alla regione delle basse masse, che è peraltro quella in cui il numero dei contributi e il tipo di processi sono più complessi.

NA38/50 ricopre, in un diverso dominio cinematico (fig. 1.11), una più ampia regione dello spettro di massa, e ha dunque la possibilità di studiare tutte le *segnature* che abbiamo indicato; può inoltre sfruttare la possibilità di normalizzare i suoi risultati mediante un processo come quello di Drell-Yan, che avviene a livello di partoni, ed è dunque indipendente dalla materia nucleare circostante, ed in particolare dalla fase in cui si trova il sistema.

Col presente lavoro ci proponiamo di confrontare lo spettro di massa dei dimuoni misurato da NA38/50 in collisioni protone-nucleo e nucleo-nucleo, con quello previsto come sovrapposizione delle diverse sorgenti, ovvero i decadimenti Dalitz e in coppie di muoni delle risonanze, i dimuoni originati dall'annichilazione di coppie $q\bar{q}$ secondo il meccanismo di Drell-Yan, e le coppie $\mu^+\mu^-$ provenienti dai decadimenti dei mesoni con charm.

Per ciascuno dei componenti lo spettro dei dimuoni, verrà studiato il meccanismo di produzione (sezione d'urto, variabili cinematiche...) e di decadimento in $\mu^+\mu^-$ (branching ratio, fattori di forma...) nelle reazioni protone-nucleo e nucleo-nucleo, in base ai dati esistenti in letteratura. I vari contributi verranno simulati mediante dei programmi Monte Carlo che ne riprodurranno la cinematica, e quindi pesati mediante la sezione d'urto di produzione e il *branching ratio* per

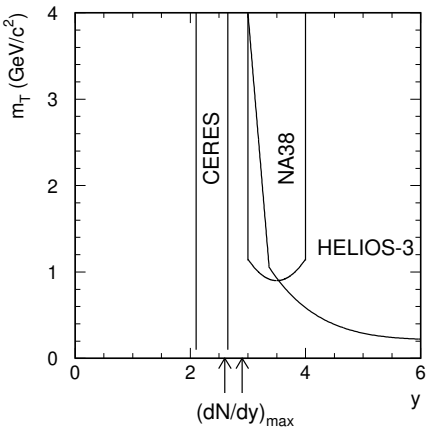


Figura 1.11: Dominio cinematico nel piano $y - m_T$ per HELIOS, CERES, NA38

il decadimento in muoni; in questo modo otterremo lo spettro di massa aspettato, così come verrebbe visto da un apparato sperimentale ideale. Gli eventi simulati in questa maniera verranno poi sottoposti ai programmi di simulazione dell'apparato e di ricostruzione di NA38/50, che 'distorceranno' la distribuzione in massa introducendo gli effetti dovuti all'accettanza e allo *smearing*, rendendola confrontabile con quella misurata dall'esperimento, ottenuta mediante un'analisi dei dati standard.

Per la parte relativa alle risonanze nella regione delle basse masse, svolgeremo la nostra analisi traendo spunto da quella di CERES, e verificando se il *cocktail plot* usato nella loro analisi è in grado di descrivere la distribuzione in massa nella regione LMR misurata da NA38 in collisioni p-A, o se è necessario introdurre ulteriori sorgenti differenti dalle risonanze. Utilizzeremo a tale scopo una versione modificata del programma GENESIS, utilizzato dalla collaborazione CERES per simulare lo spettro di massa dei dielettroni alle basse masse.

I componenti dello spettro nelle regioni IMR e HMR sono le risonanze della $J/\psi$ e della $\psi'$ e i dimuoni originati dal processo di Drell-Yan e dagli stati di open charm; le risonanze verranno simulate con gli stessi strumenti utilizzati per l'analisi alle basse masse, mentre per il processo di Drell-Yan e l'*open charm* utilizzeremo PYTHIA (ver. 5.7).

I dati p-A serviranno come test per verificare la qualità del modello, e potranno fornirci alcune informazioni per il suo perfezionamento; gli elementi necessari per la descrizione dello spettro di massa invariante saranno dunque fissati, e i risultati nelle collisioni nucleo nucleo potranno essere direttamente estrapolati da quelli ottenuti nelle reazioni p-A senza alcun parametro libero: in linea di principio, dunque, questo confronto potrebbe essere svolto utilizzando il modello

per prevedere la forma dello spettro di massa dei dimuoni prima di eseguire la misura. Il confronto tra la simulazione Monte Carlo e i dati reali ci permetterà di valutare eventuali effetti anomali, ovvero non prevedibili sulla base delle conoscenze attuali.

I dati su cui si basa questa analisi per la parte relativa alle basse masse sono ottenuti dalle collisioni p-U, S-S, S-Cu, S-U a 200 GeV/$c$ per nucleone, e Pb-Pb a 158 GeV/$c$ per nucleone; quest'ultimo campione di dati è stato preso in condizioni sperimentali ottimizzate allo studio delle alte masse, e l'analisi alle basse masse risulta fortemente penalizzata per la ridotta accettanza a basse masse trasverse; uno studio nella regione dei picchi della $\rho/\omega$ e della $\phi$ è ancora possibile, anche se non può essere considerato definitivo, mentre la parte delle masse più basse, sotto 0.5 GeV, non può essere studiata con sufficiente accuratezza in questo *setup*.

Per lo studio della regione IMR utilizzeremo, oltre ai dati già indicati, anche quelli provenienti dalle collisioni p-W a 200 GeV/c; infine, utilizzeremo per il confronto tra dati e sorgenti nella regione HMR anche le collisioni p-p e p-d a 450 GeV/$c$ ottenute da NA51.

La regione HMR è stata oggetto di numerosi e approfonditi studi, che consentono di conoscere con buona precisione il valore della sezione d'urto della $J/\psi$ e i rapporti $(J/\psi)/DY$, $\psi'/(J/\psi)$; non presenteremo in questo lavoro studi di sezioni d'urto assolute, ma ci baseremo sulle misure già effettuate sulla $J/\psi$ per normalizzare lo spettro di massa invariante.

# Bibliografia


[Abr91] M. Abreu et al., (NA50 coll.), CERN/SPSLC 91-55/SPSLC/P 265 (1991)

[Åke88] T. Åkesson et al., (NA34 coll.), Phys. Lett. B 214 (1988) 295

[Åke91] T. Åkesson et al., (NA34 coll.), Nucl. Phys. B 353 (1991) 1

[Åke95] T. Åkesson et al., (NA34 coll.), Zeit. fur Phys. C 68 47 (1995)

[Awe89] T.C. Awes, (WA80 coll.), Proc. of the $24^{th}$ Rencontres de Moriond (1989), ed. by Tran Thanh Van.

[Bag91] C. Baglin et al., (NA38 coll. ), Phys. Lett. B 220 (1989) 471; Phys. Lett. B 251 (1990) 465; Phys. Lett. B255 (1991) 459

[Bal85] A. Baldit et al., NA38 collaboration, SPSC/85-20/P211/SPSC/85-42/P211/Add 1

[Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140

[Bla96] J.P. Blaizot, proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996)

[Cap96] A. Capella et al., hep-ph/9607265 (1996)

[Dre96] A. Drees, proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996)

[Fer91] R. Ferreira et al., (NA38 coll.), proceedings Quark Matter 91, Nucl. Phys. A 544 (1992)

[Gav96] S. Gavin, proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996) 536c

[Gon96] M. Gonin et al., (NA50 coll.), proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996) 404c

[Kha96*a*] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B 366 (1996) 316.

[Kha96*b*] D. Kharzeev, C. Lourenço, M. Nardi and H. Satz, CERN-TH/96-328

[Lee95] T. D. Lee, proceedings Quark Matter 95, Nucl. Phys. A 590 (1995), 15c-28c

[Lou93] C. Lourenço el al., (NA38 coll.), proceedings Quark Matter 93, Nucl. Phys. A566 (1994)

[Lou95] C. Lourenço, tesi di dottorato, Universitade Técnica de Lisboa (1995); C. Lourenço, Proceedings of the Hirschegg '95 Workshop, 'Hadrons in Nuclear Matter', Hirschegg, Austria, 1995; Preprint CERN–PPE / 95-72;

[Mat86] T. Matsui e H. Satz, Phys. Lett. B 178 (1986) 416

[Mas95] M. Masera (HELIOS-3 coll.), proceedings Quark Matter 95, Nucl. Phys. A 590 (1995), 93c-102c

[Maz93] M.A. Mazzoni et. al (HELIOS-3 coll.), proceedings Quark Matter 93, Nucl. Phys. A566 (1994)

[Raf82] J. Rafelski et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066

[Sch93] H. R. Schmidt and J. Schukraft, J. Phys. 19 G (1993) 1705-1795

[Sco96] E. Scomparin et al., (NA50 coll.), proceedings Quark Matter 96,Nucl. Phys. A 610 (1996) 331c

[Ull96] T. Ullrich et al., (CERES coll.), proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996) 317c

[Vee93] R. J. Veenhof, Universiteit van Amsterdam, tesi di dottorato, 1993

# Capitolo 2

# L'apparato sperimentale

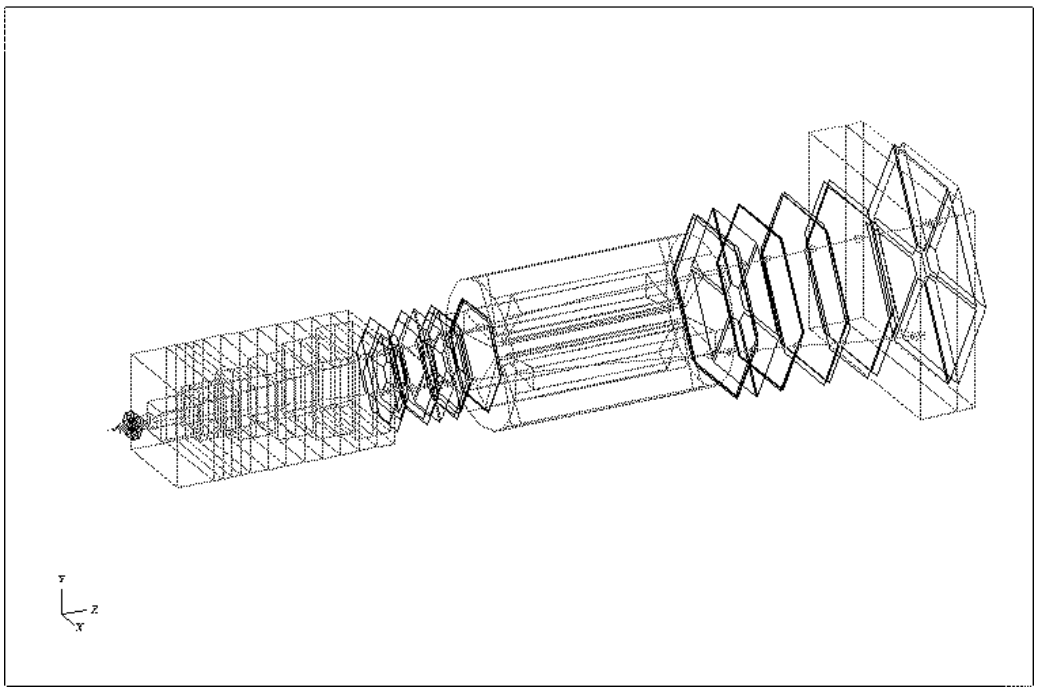

Figura 2.1: *Display* di un evento nell'apparato NA50

Proposto nel '91 [Abr91] per studiare le coppie di muoni e i mesoni vettori prodotti nelle interazioni Pb-Pb ad alta energia, NA50 deriva da NA38, di cui ha potenziato l'apparato con l'inserimento del rivelatore di molteplicità e dello *Zero Degree Calorimeter* (ZDC), e con la sostituzione dell'odoscopio P2, del calorimetro elettromagnetico e del sistema di bersagli attivi.

Nel corso di questo capitolo descriveremo l'apparato di NA50, soffermandoci

quando sarà necessario anche su eventuali differenze con l'apparato di NA38, di cui in questo lavoro vengono comunque riportati dei dati a completamento e per confronto con i dati Pb-Pb.

Possiamo immaginare l'apparato composto da due parti, la regione del bersaglio e lo spettrometro per dimuoni. Nella prima, oltre al bersaglio attivo e ad alcuni contatori di fascio, sono posti il rivelatore di molteplicità, il calorimetro elettromagetico e lo ZDC, che misurano le variabili globali dell'interazione (molteplicità, energia trasversa, energia in avanti). Lo spettrometro consente di misurare l'impulso dei muoni che lo attraversano ed è costituito da un assorbitore di adroni, un magnete, 8 camere proporzionali multifilo (MWPC) per la ricostruzione delle tracce, e 4 odoscopi utilizzati per il trigger, a cui si aggiungono altri due odoscopi per la determinazione dell'efficienza di trigger.

Le informazioni provenienti dai vari rivelatori vengono scritte su nastro dal sistema di acquisizione (DAS=*Data Acquisition System*), basato su bus VME, e un computer VAX per le operazioni di controllo.

## 2.1 Il fascio

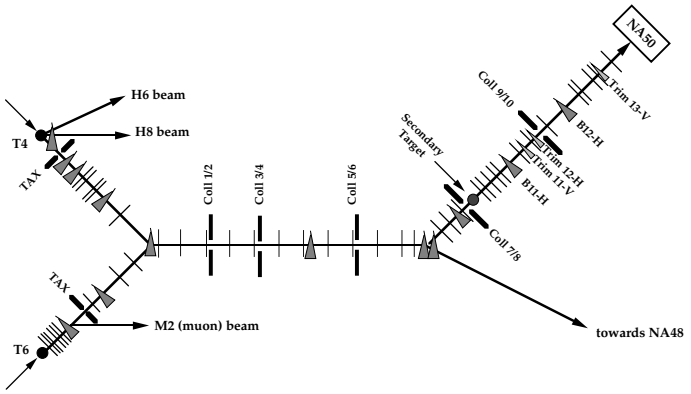


Figura 2.2: La linea di fascio

I dati utilizzati in questo lavoro sono stati acquisiti da NA51 con un fascio di protoni a 450 GeV/c, da NA38 con fasci di protoni e di ioni zolfo a 200 GeV/c per nucleone, e da NA50 con un fascio di ioni piombo a 158 GeV/c per nucleone.

I protoni a 200 GeV/c sono ottenuti come fascio secondario, mediante collisione del fascio primario a 450 GeV/c su bersagli di berillio (T4 o T6 in fig. 2.2) posti a circa 1050 m dal bersaglio dell'esperimento. Il vantaggio è quello di avere

un fascio della stessa energia di quello di ioni S, e quindi dei dati direttamente confrontabili; l'aspetto negativo consiste invece nella contaminazione del fascio di protoni da pioni positivi, che costituiscono circa un terzo del fascio. Questi sono stati identificati mediante dei rivelatori Cherenkov posti a circa 50 e 100 metri dal bersaglio, che sono stati successivamente rimossi durante i periodi di presa dati con i fasci di ioni.

Osserviamo, sempre in fig. 2.2 il bersaglio indicato come *secondary target*, usato per fornire fasci di elettroni con cui è stato calibrato il calorimetro elettromagnetico, di cui parleremo nel seguito.

Il fascio di ioni Pb, resosi disponibile dal '94, è la novità più rilevante rispetto a NA38, dato che può creare condizioni termodinamiche più favorevoli per la formazione del QGP. La distribuzione in impulso del fascio di ioni Pb è approssimabile ad una gaussiana con $\Delta p/p = 0.1\%$ per $p_{beam} = 400$ GeV/$c$ per particella carica [Gua95]. Nella presa dati di novembre '95 l'intensità tipica del fascio di ioni piombo è stata di $\sim 3.5 \cdot 10^7$ ioni/burst (1 burst del SPS dura 5 secondi), che ha consentito di acquisire circa $5.2 \cdot 10^7$ eventi, ad una media di circa 1000 triggers per burst.

Le dimensioni del fascio sono controllate mediante un camera a fili; i valori tipici sono dati da: $\sigma_x = 0.5$ mm, $\sigma_y = 0.45$ mm.

L'informazione sull'intensità integrata del fascio è fornita dall'odoscopio di fascio (BH=*beam hodoscope*) composto da rivelatori in quarzo posti a 33 m dal bersaglio.

## 2.2 La regione del bersaglio

### 2.2.1 Il bersaglio attivo

Il bersaglio usato da NA50 è costituito da 7 sottobersagli in piombo; 8 coppie di rivelatori in quarzo permettono l'identificazione del sottobersaglio su cui è avvenuta l'interazione. La scelta di un bersaglio attivo segmentato è dovuta alla necessità di rigettare, nell'analisi *offline*, gli eventi in cui un frammento di un'interazione primaria reinteragisce all'interno del bersaglio, introducendo un errore sistematico nelle misure della molteplicità e dell'energia; inoltre l'identificazione del sottobersaglio permette di stabilire la posizione del vertice di interazione, migliorando la risoluzione in massa.

Il nuovo bersaglio ha sostituito quello di NA38, anch'esso attivo, formato da diversi sottobersagli il cui numero è variato durante i vari periodi di presa dati, circondati da un odoscopio di scintillatori sottili. NA38 ha usato per i dati p-W

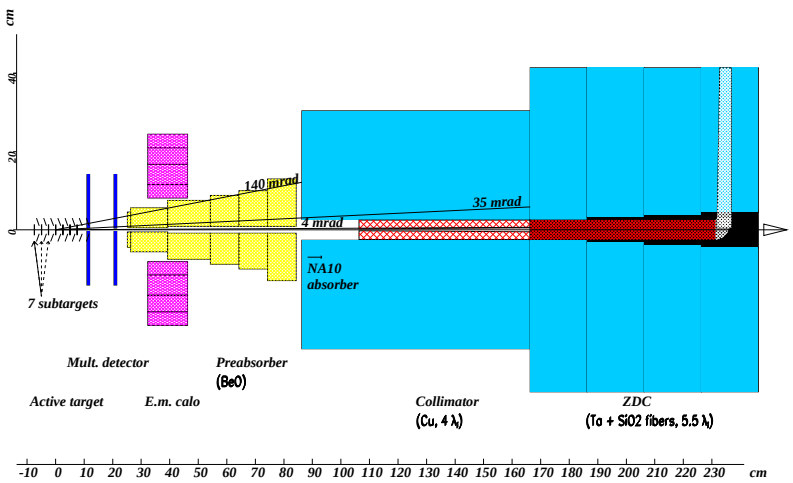


Figura 2.3: La regione del bersaglio

anche un bersaglio passivo composto da 5 cilindri di tungsteno lunghi 20 mm e con un diametro di 4 mm, separati da 25 mm di aria.

I rivelatori in quarzo rivelano la luce Cerenkov emessa dalle particelle cariche al loro interno, e hanno uno spessore di 2 mm.

Il sistema dei sottobersagli è costituito da 1 bersaglio rettangolare avente superficie di $1.5 \times 1.5$ mm$^2$ e spessore di 2 mm, seguito da sei bersagli cilindrici del diametro di 2.5 mm e spessi 1 mm, per uno spessore totale corrispondente al 18% di una lunghezza di interazione $\lambda_I$.

Nel *setup* di NA38, un sistema di due rivelatori in quarzo (BI=*beam in* e BO=*beam out*) divisi in quattro quadranti serviva a centrare il fascio sui bersagli; il secondo è stato in seguito sostituito da un altro monitor di interazione, forato in corrispondenza della linea di fascio in modo da non intercettare il fascio interagente, e usato per definire un trigger *minimum bias* utile per studiare lo spettro di energia trasversa, per fornire un buon riferimento temporale per un trigger stabilizzato temporalmente e per selezionare gli eventi di *pile-up* con interazione in bersaglio, in cui due o più ioni interagiscono nel bersaglio in un intervallo di tempo minore del tempo di lettura del calorimetro elettromagnetico (determinato da un *gate* di circa 20 ns), e che causano un'errata misura dell'energia trasversa.

### 2.2.2 Il rivelatore di molteplicità

Il rivelatore di molteplicità (MD) misura la distribuzione angolare e la molteplicità delle particelle cariche secondarie prodotte nelle interazioni fra ioni. Poiché è posto nei pressi del bersaglio, il rivelatore sarà sottoposto ad alte frequenze di conteggio in un ambiente ricco di radiazione; le caratteristiche richieste sono dunque velocità, resistenza alle radiazioni, e un'alta granularità.

Il MD è composto da due dischi di silicio posti rispettivamente a 184 e 316.5 mm dal primo bersaglio. Ciascuno dei due dischi ha un raggio interno di 4.4 mm e un raggio esterno di 84 mm, ed è segmentato azimutalmente e radialmente; ciascun elemento copre una regione data da $\Delta\eta \sim 0.02$, $\Delta\phi \sim 10°$. Il numero di canali indipendenti è $\sim$ 14000 [Ale95]. I due dischi sono divisi in sottorivelatori disposti in due corone; questa disposizione è più conveniente per la fabbricazione e per la sostituzione di parti eventualmente danneggiate dalle radiazioni, e per una più facile connessione all'elettronica.

La distribuzione angolare viene misurata grazie all'informazione sulla posizione del vertice di interazione fornita dal bersaglio attivo, ed è affetta dall'incertezza dovuta alla larghezza del fascio e dallo scattering multiplo all'interno del bersaglio. La risoluzione sulla molteplicità dei carichi è sotto il 10%.

Per ridurre le dimensioni dell'informazione, la lettura viene effettuata in modo binario: i segnali provenienti dal rivelatore passano attraverso un discriminatore, e per ciascun canale l'informazione risultante è la presenza o assenza di segnale.

I dati analizzati in questo lavoro, relativi alla presa dati di novembre '95, non si possono avvalere dell'informazione del rivelatore di molteplicità, che è entrato appieno in funzione a partire dal *run* di ioni piombo del '96.

### 2.2.3 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico misura l'energia trasversa neutra e fornisce dunque informazioni sulla centralità della reazione e sulla densità di energia. È dunque uno strumento necessario per discriminare fra collisioni centrali, che presentano le condizioni più favorevoli per la formazione del QGP, e collisioni periferiche.

Il calorimetro di NA38 (fig. 2.4) era composto da fibre scintillanti in polistirene del diametro di 0.95 mm, inserite in una matrice di piombo in direzione parallela al fascio, con un rapporto fra il volume delle fibre e il volume della matrice in piombo pari a 1:2. Il calorimetro presentava un foro centrale del diametro di 0.74 cm e un profilo esterno esagonale, in conformità con la simmetria dello spettrometro, con raggio massimo di 12 cm e accettanza in pseudorapidità data da $1.7 < \eta < 4.1$, ed era diviso in 5 anelli nel setup $\psi$, ottimizzato per lo studio delle alte masse; nel setup $\phi$ i tre anelli interni sono stati sostituiti da

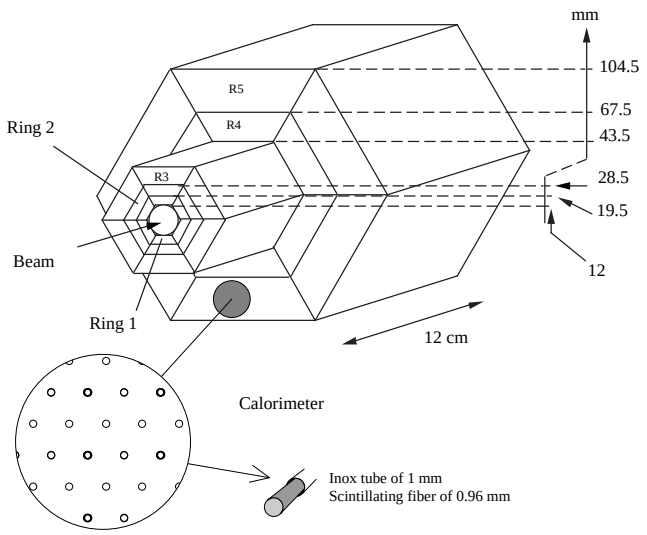


Figura 2.4: Il calorimetro elettromagnetico di NA38

$Al_2O_3$, riducendo l'accettanza in pseudorapidità alla regione non coperta dallo spettrometro per dimuoni.

Per ovviare alla diminuzione di efficienza dovuta ai danni provocati dalle radiazioni, il rivelatore è stato sottoposto ad un continuo monitoraggio durante i periodi di presa dati, che ha consentito la valutazione di un fattore di correzione per l'efficienza, applicato *run* per *run*.

La risoluzione intrinseca del calorimetro di NA38 è stata ricavata mediante calibrazioni con fasci di elettroni, ed è risultata pari a:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{20\%}{\sqrt{E}} + b, \tag{2.1}$$

dove $b$ varia da 5% nell'anello interno a 0.3% nell'anello esterno, mentre la risoluzione per l'energia trasversa dei neutri rilasciata in interazioni nucleari è stata valutata mediante una simulazione Monte Carlo con GEANT, ed è risultata variabile tra 10 e 5% per valori di energia trasversa tra 20 e 100 GeV, tipici delle collisioni con fasci di zolfo.

Il calorimetro di NA50, posto dopo il secondo disco del rivelatore di molteplicità, è stato concepito in maniera analoga a quello di NA38 nella versione $\phi$, con un assorbitore a basso Z (BeO) al posto degli anelli interni (fig. 2.3); questa scelta, oltre a migliorare la risoluzione in massa dei dimuoni, riduce il danno da radiazioni che subisce il rivelatore nelle interazioni fra ioni piombo ad alta intensità, e a cui sono più esposti gli anelli interni. La risoluzione in energia

stimata mediante simulazioni Monte Carlo è pari a $0.9/\sqrt{E_T(\text{ GeV})}$. Considerato che l'energia trasversa neutra in una collisione tra ioni piombo varia da 40 a 170 GeV, la risoluzione in energia trasversa è simile a quella che si aveva in NA38, col fascio di ioni S.

### 2.2.4 Lo ZDC

Lo Zero Degree Calorimeter (ZDC) [Chi95] misura l'energia in avanti portata dai nuclei o dai frammenti che non hanno interagito col bersaglio. L'informazione fornita dallo ZDC è complementare a quella del calorimetro elettromagnetico; i dati evidenziano un'anticorrelazione fra $E_T$ e $E_{ZDC}$ (fig 2.5).

Il rivelatore è posto a 180 cm dal primo bersaglio (fig. 2.3) ed ha dimensioni trasverse di $5 \times 5$ cm$^2$; la sua accettanza angolare è limitata a $\theta < 28$ mrad, al di fuori della regione coperta dallo spettrometro ($35 < \theta < 140$ mrad).

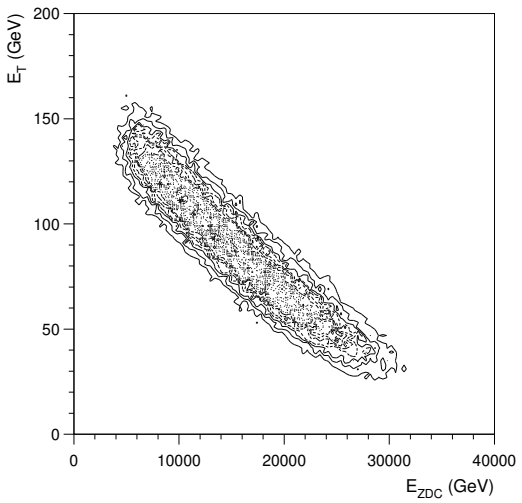


Figura 2.5: Correlazione tra energia trasversa e energia misurata nello ZDC

L'alta intensità a cui è sottoposto lo ZDC rende necessarie due caratteristiche: un'alta resistenza alle radiazioni, dell'ordine di 2 Grad/mese, e un tempo di risposta rapido, dell'ordine di 10 ns. Queste caratteristiche sono state ottenute utilizzando delle fibre attive di quarzo, in una matrice passiva di tantalio. Le fibre, che rivelano la luce Cerenkov, hanno i tempi di risposta e la resistenza alle radiazioni richieste. Le fibre sono poste in direzione parallela al fascio, e hanno un diametro di 365 $\mu$m e una lunghezza della parte attiva di 65 cm. Il rapporto in volume tra le fibre e la matrice passiva è di 1/17.

Dai test effettuati con fasci di protoni a 200 GeV/c e di ioni Pb a 158 GeV/c per nucleone, la risoluzione in energia risulta essere rispettivamente del 30% e del 5%.

Mediante la formula:

$$x_{cal} = \frac{\sum ADC^i \cdot x_i}{\sum ADC^i}, \tag{2.2}$$

dove si indica con $x_i$ la posizione del centro del quadrante i-mo e con $ADC^i$ il relativo valore dell'ADC, si può misurare la posizione del fascio incidente con una risoluzione $\sigma_x = 1.4$ mm.

## 2.3 Lo spettrometro

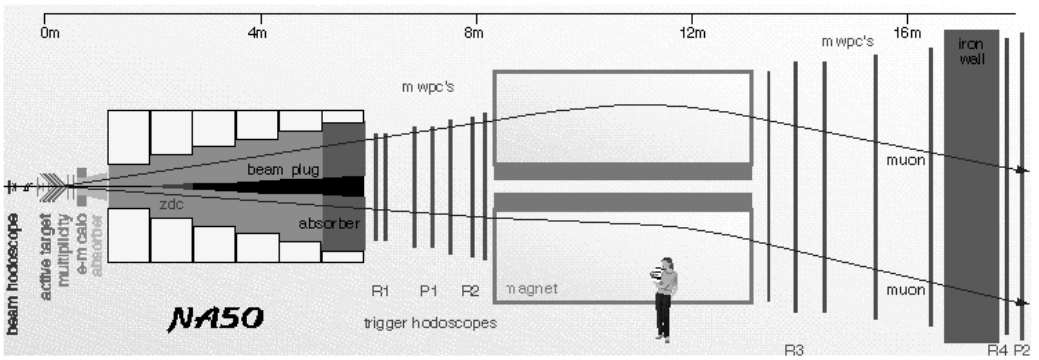


Figura 2.6: Layout dell'apparato

Lo spettrometro di NA50 deriva, con poche modifiche, da quello di NA10 [And84], pensato per misurare con una buona risoluzione in massa la produzione di coppie di muoni di alta massa.

I fattori che incidono sulla risoluzione in massa, oltre ai parametri geometrici propri dei rivelatori di traccia, sono:

- l'intensità del campo magnetico con cui i muoni vengono deflessi;
- lo spessore del materiale assorbitore attraversato.

Al crescere dell'intensità del campo magnetico migliora la risoluzione in massa; l'aspetto negativo sarà una minore accettanza nello spettro di basse masse.

La presenza di un assorbitore comporta necessariamente un impoverimento della risoluzione dovuto allo scattering multiplo dei muoni, soprattutto nella regione delle basse masse. D'altra parte la presenza di un assorbitore di adroni è obbligatoria quando si studiano urti fra ioni ultrarelativistici, in cui si hanno molteplicità molto alte. In particolare, lo spettrometro dovrà essere schermato da pioni e kaoni carichi, che decadono principalmente in muoni ($\mathrm{BR}(\pi \to \mu\nu_\mu) = 99.988\%, \mathrm{BR}(K \to \mu\nu_\mu) =, 63.51\%$); questi adroni dovranno essere assorbiti prima che decadano (per i $\pi^\pm$, $c\tau = 7.804$ m, per i $K^\pm$ $c\tau = 3.709$ m) per ridurre il fondo combinatoriale causato da decadimenti simultanei scorrelati che possono simulare coppie di muoni.

Lo spettrometro è costituito da un assorbitore, un magnete, 8 camere proporzionali multifilo situate prima e dopo il magnete che determinano la traccia dei muoni, e 4 odoscopi che danno il segnale di trigger. Due ulteriori odoscopi sono destinati alla valutazione dell'efficienza di trigger.

### 2.3.1 L'assorbitore

L'assorbitore è principalmente costituito da un filtro per muoni, che ha lo scopo di assorbire gli sciami adronici, ed è costruito con materiali a basso Z, per ridurre gli effetti dello scattering multiplo dei muoni al suo interno, e da un materiale ad alto Z posto lungo la linea di fascio, che assorbe il fascio non interagente.

L'assorbitore è stato modificato durante le varie prese dati di NA38 e in quelle di NA50 a seconda dell'esigenza della misura. In NA10 e NA38 era tipicamente costituito da:

- un nucleo in tungsteno/uranio che arrestava il fascio;
- un filtro per muoni in grafite lungo 500 cm ($22X_0$, $11\lambda_I$) che copriva l'intera regione di accettanza dello spettrometro. I blocchi di grafite erano rinchiusi da un muro in cemento armato.

In NA50 è stato inserito un preassorbitore in ossido di berillio lungo 65 cm; l'assorbitore in grafite è stato ridotto a 420 cm, e gli ultimi 80 cm sono stati sostituiti con un uguale spessore di ferro (figg. 2.3, 2.6).

Un ulteriore muro di ferro spesso 120 cm, infine, è posto immediatamente prima dell'ultimo odoscopio usato per il trigger (R4), per fermare eventuali residui degli sciami adronici che hanno superato l'assorbitore per adroni. Questo ultimo assorbitore, posto dopo l'ultima MWPC, non influisce sulla risoluzione dello spettrometro.

### 2.3.2 Il magnete

Il magnete toroidale ha una lunghezza di 480 cm e presenta una simmetria esagonale. Il raggio interno efficace è di 29.5 cm, quello esterno di 154 cm. Queste due dimensioni determinano l'accettanza angolare, e di conseguenza in rapidità, dell'intero apparato.

I muoni che attraversano le espansioni in ferro dei magneti sono sottoposti a scattering multiplo su un materiale ad alto Z (Fe); di conseguenza, la risoluzione in massa del campione di eventi in cui almeno uno dei muoni attraversa una delle sei espansioni, risulterà deteriorata. Si preferisce dunque eliminare nell'analisi *offline* questi eventi, che costituiscono circa il 30% del totale. Di conseguenza, l'accettanza dello spettrometro non sarà piatta nella coordinata $\phi$, ma presenterà dei minimi in corrispondenza dei bordi dei sestanti.

Il campo magnetico generato deflette le particelle lungo la direzione polare, conservando la coordinata azimutale. Il valore del campo è dato da:

$$\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r}\vec{e}_\phi,$$

dove r è la distanza dall'asse z, individuato dalla direzione del fascio, $B_0$ è un parametro dipendente dal valore dell'intensità di corrente che attraversa il magnete, ed è pari a 0.219 Tm per una corrente di 4000 A, 0.728 Tm per $i = 10000$ A; $e_\phi$ è il versore nella direzione azimutale. Per NA10 il valore della corrente nel magnete era di 10000 A, per NA38 il valore tipico era di 4000 A, per NA50 di 7000 A.

L'angolo di deflessione è:

$$\Delta\theta = 0.3\frac{qB_0}{p_T}\log\frac{z_2}{z_1} \equiv \frac{p_0}{p_T}, \tag{2.3}$$

dove $q$ è la carica della particella deflessa, $z_1$ e $z_2$ sono le distanze dal bersaglio dei piani di ingresso e di uscita effettivi dal magnete.

Il campo magnetico viene controllato durante i periodi di presa dati mediante una sonda ad effetto Hall. Per ridurre l'errore sistematico, vengono alternate le prese dati con campi magnetici con polarità invertita.

### 2.3.3 Le camere proporzionali multifilo

La ricostruzione delle tracce dei muoni viene effettuata mediante la misura fornita dalle 8 camere proporzionali multifilo. Le camere hanno simmetria esagonale e sono dotate ciascuna di tre piani di fili ruotati di $60^0$. Le 4 camere prima del magnete hanno dimensioni più piccole, con un diametro variabile da 134 a 192 cm, mentre quelle poste dopo il magnete hanno dimensioni che vanno da 306

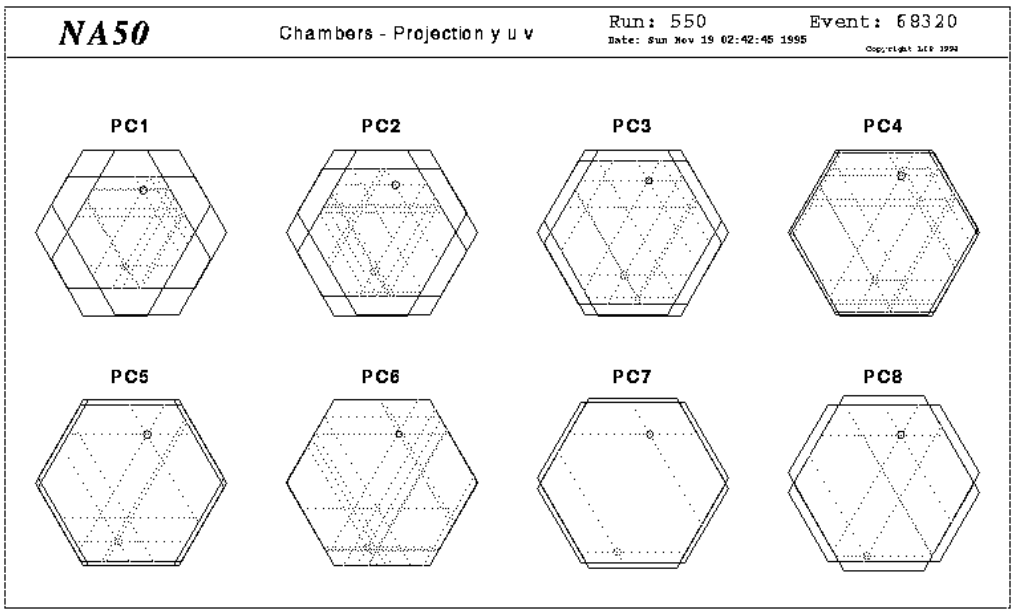


Figura 2.7: Le camere proporzionali in un evento Pb-Pb

a 394 cm. Il numero di fili per piano è rispettivamente di 749 e 1229. L'insieme delle camere assicura una precisione sulla direzione delle tracce dell'ordine dei $10^{-4}$ radianti.

La miscela di gas utilizzata è composta da argon (80%), isobutano (19.8%) e freon (0.2%); il flusso di gas è pari a metà del volume di una camera al giorno.

In fig. (2.7) riportiamo il display delle camere in un tipico evento nei run Pb-Pb.

### 2.3.4 Gli odoscopi

Il segnale di trigger è fornito dagli odoscopi R1, R2, R3, R4. Anche gli odoscopi hanno simmetria esagonale, e sono divisi in sestanti; gli scintillatori plastici che li compongono sono paralleli al bordo esterno, e vengono letti da un singolo fotomoltiplicatore.

I primi due odoscopi sono posti prima del magnete, e sono formati da 30 scintillatori per sestante, con larghezze crescenti in progressione geometrica dall'interno verso l'esterno. Gli scintillatori di R1 sono parzialmente sovrapposti. A livello di trigger è richiesta la coincidenza $V_i = R_1^i \times (R_2^i + R_2^{i+1})$, con $i = 1, 30$, che individua le coppie provenienti dal bersaglio.

Poiché gli scintillatori sono letti da un solo fototubo, il loro tempo di risposta dipenderà dal tempo che i fotoni impiegano a raggiungere il fototubo, e quindi

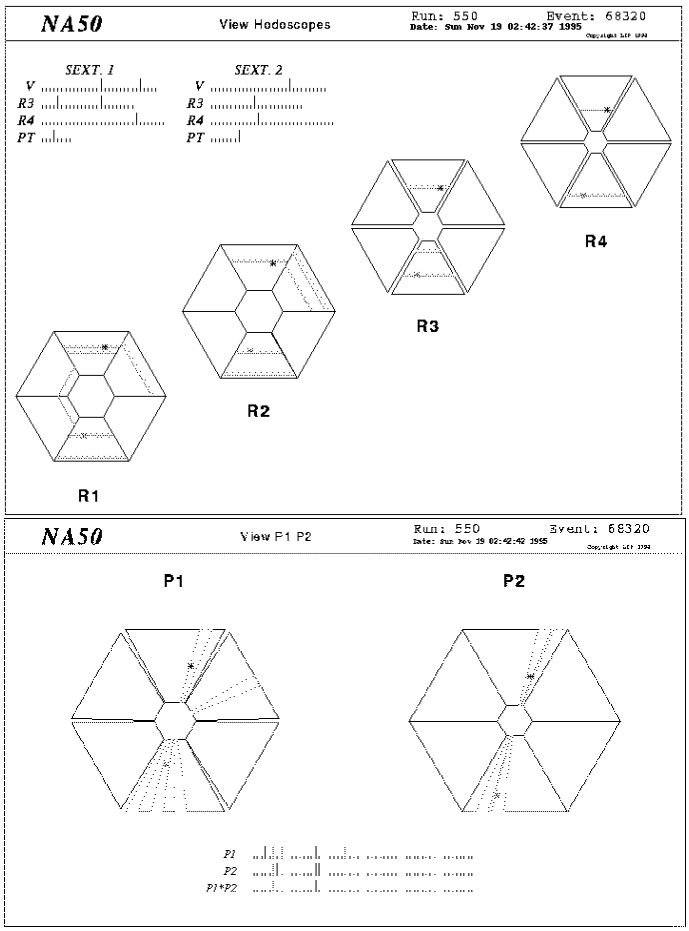


Figura 2.8: Gli odoscopi R1,R2,R3,R4,P1,P2 in un evento Pb-Pb

dalla distanza del punto di impatto del muone nello scintillatore; ciò causa un *jitter*, ovvero delle fluttuazioni temporali nel segnale. Per ovviare a questo effetto, i fototubi di R1 e di R2 sono posti alle estremità opposte degli scintillatori, e i loro segnali passano attraverso un *mean timer*, che dà in uscita un segnale dopo un tempo proporzionale alla media dei tempi dei segnali in ingresso, rendendo il tempo di risposta pressoché indipendente dal punto di impatto.

Gli odoscopi R3 e R4 sono posti dopo il magnete, e hanno rispettivamente 24 e 32 scintillatori per sestante, ciascuno largo 5.5 cm; con il segnale proveniente da R1 e R2 (V), concorrono a formare il segnale del trigger *dimuon*; a partire dal segnale dei V e di R4 si possono inoltre selezionare delle regioni di impulso trasverso, ovvero di massa [1] in base alla eq. (2.3).

[1] Infatti per energie ultrarelativistiche, $M_{\mu\mu} \sim p_{T1} + p_{T2}$

Gli odoscopi P1 e P2, posti il primo tra R1 e R2 e il secondo dopo R4, vengono utilizzati per la determinazione dell'efficienza di trigger. Entrambi sono formati da 8 scintillatori per sestante posti in direzione radiale.

Ciascuno scintillatore di P1 è collegato ad un fotomoltiplicatore posto nel bordo esterno, a differenza di P2, che è collegato a due fototubi i cui segnali giungono ad un *mean timer*.

Riportiamo nel prossimo paragrafo una schema dettagliato, con caratteristiche di manuale, dell'odoscopio P2, che è stato realizzato dalla sezione di Cagliari, e dell'elettronica ad esso associata; il lettore che non fosse interessato ai dettagli tecnici può limitarsi alle brevi informazioni che abbiamo dato in precedenza.

### L'odoscopio P2

L'odoscopio P2 è costituito da 48 scintillatori plastici di lunghezza variabile fra 180 e 210 cm e di forma approssimativamente trapezoidale, il cui materiale scintillante è NE110. Come gli altri rivelatori dello spettrometro, P2 ha forma esagonale, con lato di 2 m.

Ciascuno scintillatore è collegato a entrambe le estremità a dei fotomoltiplicatori PHILIPS XP2262, tramite guide di luce; i fotomoltiplicatori vengono alimentati con i moduli CAEN SY 403 e lavorano ad una tensione dell'ordine di 1900 V.

I segnali dei fotomoltiplicatori passano dalla zona sperimentale alla sala di controllo attraverso 60 m di cavo veloce e vengono discriminati mediante i moduli Le Croy 4416, che forniscono in uscita un segnale digitale; i segnali in uscita dai discriminatori vengono allineati per mezzo di ritardi programmabili CAEN C208, e quindi mandati a dei *mean timers* MTC1, sviluppati presso l'IPN di Orsay, che operano sui segnali provenienti dai due fototubi di ciascuno scintillatore, eliminando il *jitter* temporale indotto dalla dipendenza del tempo di risposta dal punto di impatto sullo scintillatore.

Questi impulsi, così stabilizzati temporalmente vengono inviati, assieme ai corrispondenti segnali provenienti dall'odoscopio P1, alle *logic units* Le Croy 4516, che effettuano una operazione di AND. In questo modo avremo all'uscita un segnale ogni qualvolta risulterà colpito uno scintillatore di P2 e il suo corrispondente di P1.

I 48 canali P1*P2 vengono quindi raggruppati per sestanti con 6 OR logici, ancora con moduli Le Croy 4516. I 6 segnali così ottenuti vengono infine combinati con una *programmable logic unit* che effettua un AND fra sestanti opposti (1-2,3-4,5-6), ed un OR logico di questi AND. Il segnale in uscita è il trigger P1*P2, ed è presente ogni volta che, in due sestanti opposti, si ha una coincidenza tra i segnali di uno scintillatore di P1 e il corrispondente di P2. Per controllare il corretto funzionamento dell'odoscopio, si acquisiscono i segnali in

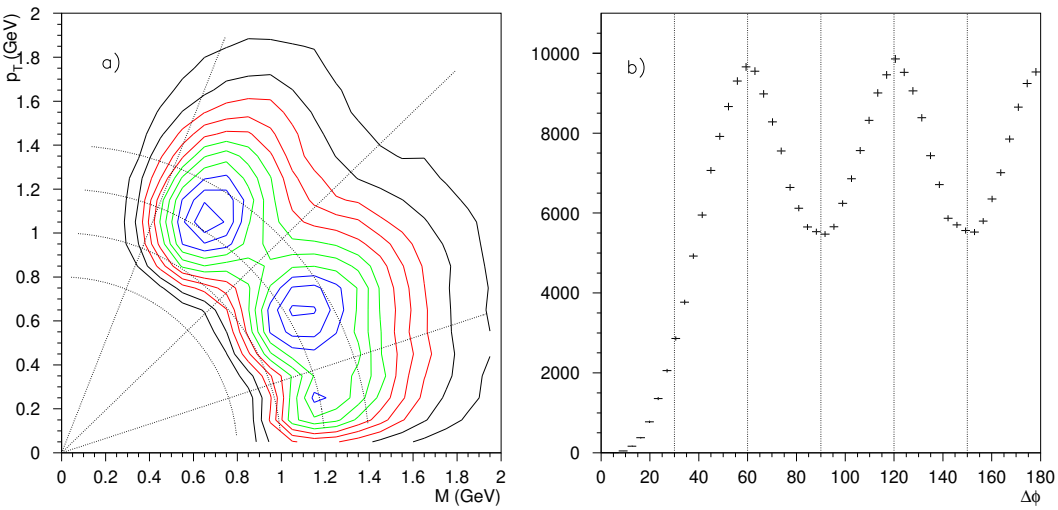


Figura 2.9: A sinistra: distribuzione degli eventi nel piano $m - p_T$ per coppie di muoni dello stesso segno; a destra: distribuzione degli eventi in $\Delta\phi$.

uscita dai ritardi programmabili, dai *mean timers* e dalle *logic units* AND.

## 2.4 L'accettanza

I parametri principali che determinano l'accettanza dello spettrometro per dimuoni sono l'apertura angolare del magnete ($35 < \theta < 120$ mrad), l'intensità del campo magnetico e il numero di lunghezze di radiazione dell'assorbitore di adroni.

In fig. (2.9) mostriamo la distribuzione degli eventi con coppie di muoni dello stesso segno nel piano $m_{\mu^+\mu^-} - p_T$. Questi eventi costituiscono un fondo combinatoriale dovuto a decadimenti simultanei scorrelati, e pertanto sono privi di struttura. Le linee a $m_T$ costante mettono in evidenza la dipendenza dell'accettanza dalla massa trasversa. Per un dato valore di $m_T$, l'accettanza dipende dal valore $\Delta\phi$ della differenza tra gli azimuth dei due muoni. I tre massimi che osserviamo nel piano $m_{\mu\mu} - p_T$ corrispondono ai tre massimi in $\Delta\phi$; viceversa, le regioni dove l'accettanza è più ridotta corrispondono ai valori di $\Delta\phi$ pari a $30^0$, $90^0$ e $150^0$ dove, a causa della presenza delle espansioni del magnete, non vengono ricostruiti che pochi eventi.

## 2.5 Il trigger

Il trigger di NA50 è pensato per selezionare le coppie di muoni provenienti dal bersaglio; come abbiamo visto precedentemente, questa condizione è realizzata costruendo gli scintillatori di $R_1$ e $R_2$ con una larghezza opportuna, e richiedendo una condizione $V_i = R_1^i \times (R_2^i + R_2^{i+1})$, che individua a livello di trigger la direzione delle particelle prima del magnete, selezionando le coppie con un vertice che punta al bersaglio; l'odoscopio $R_4$ ne individua la direzione dopo la deflessione, fornendo quindi una valutazione dell'impulso trasverso; per una determinata combinazione $V_i - R_4^j$ è richiesto il segnale di uno scintillatore di R3 determinato in modo che la traiettoria individuata dagli scintillatori accesi sia compatibile con la traccia di un muone originato nel bersaglio e deflesso nel magnete; $R_3$, dunque, ha la funzione di eliminare le coincidenze accidentali. In questa maniera il trigger può dunque definire un singolo muone.

Il segnale del trigger di NA50 è realizzato richiedendo la coincidenza di due segnali di singolo muone in due sestanti differenti. Questo trigger, detto *trigger dimuon*, è quello utilizzato nella presa dati standard.

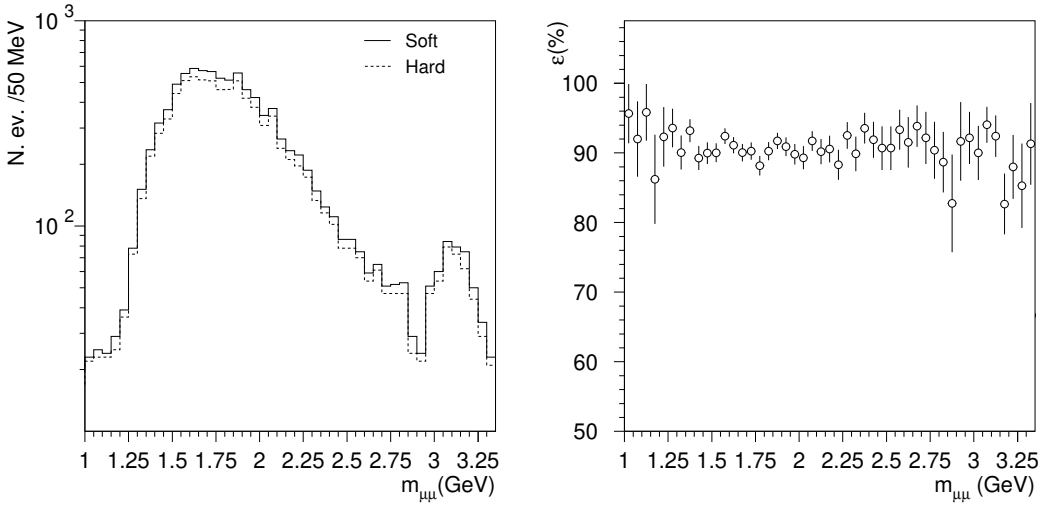


Figura 2.10: A sinistra: spettro di massa dei dimuoni con trigger $P_1 * P_2$ per eventi con tracce che soddisfano la condizione di *trigger dimuon software* (a tratto pieno) e sottoinsieme degli eventi col segnale del *trigger dimuon hardware* (tratteggiato). A destra: efficienza del *trigger dimuon* in funzione della massa

Per valutare l'efficienza del trigger *dimuon* è stato utilizzato un trigger speciale che utilizza i segnali degli odoscopi $P_1$ e $P_2$, e le *quartz blades* del bersaglio attivo;

mediante questi odoscopi, possiamo individuare una traccia singola richiedendo in un dato sestante una coincidenza $P_1^i * P_2^i$ tra scintillatori aventi la stessa coordinata azimutale; poiché il campo magnetico toroidale deflette i muoni solo nell'angolo polare, lasciando invariata la coordinata $\phi$, il criterio di selezione di traccia singola risulta decisamente meno stringente di quello del trigger *dimuon*. Lo scattering multiplo dei muoni all'interno dell'assorbitore può però causare un cambiamento della direzione dei muoni tale da non soddisfare più la condizione di trigger; l'effetto è più marcato nella regione delle basse masse.

Il trigger $P_1 * P_2$ è ottenuto richiedendo che in due sestanti opposti sia presente almeno una coincidenza $P_1^i * P_2^i$; inoltre, per selezionare i dimuoni provenienti dal bersaglio, viene richiesta la coincidenza con uno dei rivelatori in quarzo del bersaglio attivo.

I dati acquisiti col trigger $P_1 * P_2$ contengono evento per evento, un *flag* relativo alla condizione del trigger *dimuon*. Questi dati vengono quindi filtrati attraverso il programma di ricostruzione, che seleziona gli eventi con due tracce ricostruite; per ciascuna delle tracce vengono determinati i punti di impatto con i quattro odoscopi R, e gli scintillatori che le tracce attraversano; per ciascun evento si verifica se la configurazione degli scintillatori attraversati dalle tracce potrebbe dare luogo a un segnale di trigger *dimuon*, e in caso positivo si seleziona l'evento in un insieme che indichiamo come *trigger dimuon software*; di questo insieme si determina qual'è la frazione degli eventi per cui il *trigger dimuon* ha effettivamente dato un segnale, e che indichiamo come *trigger dimuon hardware* . Tale frazione individua l'efficienza del *trigger dimuon*.

L'analisi dei dati, piuttosto rapida, è stata effettuata sui dati con fascio di ioni Pb di novembre '96, portando a una valutazione dell'efficienza di trigger pari al 91%. Possiamo osservare in fig. (2.10) lo spettro di massa invariante per i dimuoni selezionati con la condizione *trigger dimuon software* e *trigger dimuon hardware*, e l'efficienza del trigger *dimuon* in funzione della massa, per cui notiamo un andamento sostanzialmente piatto.

# Bibliografia

[Abr91] M. Abreu et al., (NA50 coll.), CERN/SPSLC 91-55/SPSLC/P 265 (1991)

[Ale95] B. Alessandro et al., Nucl. Instr. Meth. A 360 (1995) 189

[And84] L. Anderson et al., Nucl. Instr. Meth. 223 (1984) 26

[Chi95] E. Chiavassa et al., Nucl. Instr. Meth. A 367 (1995) 267

[Gua95] P. Guaita et al., *A study for the 1995 NA50 beam* (1995) nota interna

[PDG94] Review of particle properties, Phys. Rev. D 50 (1994)

# Capitolo 3

# I processi che contribuiscono allo spettro di massa dei dimuoni

L'interpretazione dello spettro di massa invariante è possibile una volta noti i processi che vi contribuiscono e le loro caratteristiche. Divideremo idealmente i contributi in due classi, i processi nel continuo e le risonanze, di cui studieremo nel seguito le caratteristiche; in particolare, focalizzeremo la nostra attenzione sulle sezioni d'urto per i diversi processi e sulle variabili che determinano la cinematica; dovendo estendere gli studi a reazioni protone-nucleo e nucleo-nucleo, dovremo inoltre conoscere la dipendenza delle sezioni d'urto dal numero di massa del bersaglio.

Per quanto riguarda i processi nel continuo, il meccanismo di Drell-Yan per masse superiori ai 4 GeV, ovvero oltre i picchi della $J/\psi$ e della $\psi'$, è ben noto, relativamente semplice nell'interpretazione e facilmente riproducibile con simulazioni Monte Carlo; esso costituisce dunque una base ideale per gli studi alle alte masse, ed è effettivamente utilizzato per la normalizzazione nello studio della soppressione della $J/\psi$, in cui i risultati vengono spesso dati in termini di rapporto di sezioni d'urto rispetto al processo di Drell Yan. L'altra componente del continuo è data dai decadimenti dei mesoni con charm charm in muoni, che influisce principalmente nella regione delle masse intermedie, tra 1.5 e 2.5 GeV.

Lo studio delle risonanze è materia più complessa, in particolare nella regione delle basse masse, dove diversi contributi si sovrappongono nella stessa regione di massa; la $J/\psi$, a differenza delle risonanze alle basse masse, dà luogo ad un picco che può essere facilmente isolato e studiato a parte, e su cui, difatti, esistono in letteratura misure numerose e dettagliate. Ci rifaremo alle misure già esistenti, in particolare alle misure di NA27, HELIOS-1, CERES per le sezioni d'urto di produzione delle risonanze alle basse masse, e di NA38/50/51 e E789 per le misure relative alla $J/\psi$. Svolgeremo inoltre alcune considerazioni sui fattori di forma elettromagnetici delle risonanze adroniche, che caratterizzano la distribuzione in

massa delle coppie di muoni provenienti dal loro decadimento. Infine si accennerà alle caratteristiche delle distribuzioni in rapidità e in impluso trasverso delle varie risonanze, che caratterizzano la cinematica della reazione.

## 3.1 Il processo di Drell-Yan

Nel 1971 S. D. Drell e T. M. Yan proposero come possibile sorgente delle coppie di leptoni ad alte masse ($M_{l^+l^-} > 4$ GeV) nelle interazioni fra adroni, il processo di annichilazione di una coppia quark-antiquark in un fotone virtuale che dà luogo ad una coppia di leptoni [Dre71]:

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-. \tag{3.1}$$

Il processo (fig. 3.1) è elettromagnetico, e la sezione d'urto può essere determinata mediante la teoria delle perturbazioni, in analogia col processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ al limite ultrarelativistico:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \frac{4\alpha^2}{16M^2}e_i^2(1+\cos^2\theta); \tag{3.2}$$

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2}e_i^2, \tag{3.3}$$

dove M è la massa invariante della coppia di leptoni prodotta, $e_i$ la frazione di carica portata dal quark, $\theta$ l'angolo formato dalle direzioni del leptone positivo e del quark, e $\alpha$ è la costante di struttura fine.

Per determinare la sezione d'urto per il processo di Drell-Yan in una interazione fra adroni occorre inoltre conoscere le funzioni di distribuzione dei quarks $f(x)_{q(x)}$ dove $q(x)$ è la probabilità di trovare il quark con flavour q con una frazione dell'impulso dell'adrone compresa tra $x$ e $x+dx$. La sezione d'urto che se ne ricava è:

$$\frac{d\sigma}{dx_1dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2}\sum_{q=uds} e_q^2(f_q^P(x_1,Q^2)f_{\bar{q}}^T(x_2,Q^2) + f_{\bar{q}}^P(x_1,Q^2)f_q^T(x_2,Q^2)), \tag{3.4}$$

dove T indica il bersaglio e P il proiettile, e la somma è estesa ai flavours dei quarks; inoltre

$$x_1 = \frac{1}{2}(\sqrt{x_F^2+4\tau^2}+x_F) = \sqrt{\tau}e^{y_{CM}}, \tag{3.5}$$

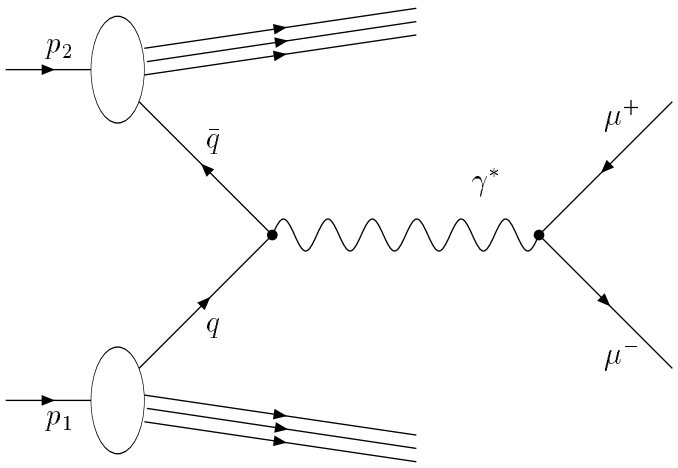


Figura 3.1: Grafico di Feynman per il processo di Drell-Yan

$$x_2 = \frac{1}{2}(\sqrt{x_F^2 + 4\tau^2} - x_F) = \sqrt{\tau}e^{-y_{CM}}, \tag{3.6}$$

$$x_F \equiv \frac{2p_L^{CM}}{\sqrt{s}} = x_1 - x_2, \tag{3.7}$$

$$\tau \equiv \frac{M^2}{s} = x_1 x_2. \tag{3.8}$$

$x_1$ e $x_2$ sono le frazioni di impulso rispettivamente dell'adrone proiettile e bersaglio portate dai quarks interagenti, $x_F$ la variabile di Feynman, $p_L^{CM}$ e $\sqrt{s}$ l'impulso longitudinale e l'energia nel centro di massa.

L'eq. (3.4) è l'approssimazione della sezione d'urto all'ordine più basso della teoria delle perturbazioni (*LO=leading order*), e differisce dalla sezione d'urto misurata $\sigma_{exp}$ per un fattore, noto come *K factor*, che è definito come:

$$K_{DY} = \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{LO}}, \tag{3.9}$$

e ha un valore di solito compreso tra 2 e 3 (cfr. tab 3.1), costante in funzione della massa, per lo meno per $4 < m < 8$ GeV; il valore di K dipende dal modello teorico utilizzato, ovvero dalla scelta delle funzioni di distribuzione dei partoni (PDF).

La discrepanza tra il valore calcolato con la eq. (3.4) e il valore misurato è da attribuirsi all'effetto che hanno i termini di ordine superiore, in cui entrano in gioco correzioni di QCD perturbativa non incluse nella eq. (3.4). Includendo le

| Esperimento | Reazione | $p_{Lab}$ (GeV) | $K_{DY}$ |
|---|---|---|---|
| CERN-NA3 | $p - Pt \to \mu^+\mu^- X$ | 200 | $2.2 \pm 0.4$ |
| CERN-NA38 | $p - W \to \mu^+\mu^- X$ | 200 | $2.11 \pm 0.2$ |
| FNAL-288 | $p - N \to \mu^+\mu^- X$ | 400 | 1.7 |
| FNAL-439 | $p - N \to \mu^+\mu^- X$ | 400 | $1.6 \pm 0.3$ |
| CERN-NA3 | $\bar{p} - Pt \to \mu^+\mu^- X$ | 150 | $2.3 \pm 0.4$ |
| FNAL-537 | $\bar{p} - Be, Cu, W \to \mu^+\mu^- X$ | 125 | $2.25 \pm 0.45$ |
| CERN-NA3 | $\pi^+ - Pt \to \mu^+\mu^- X$ | 150 | $2.4 \pm 0.4$ |
| CERN-NA3 | $\pi^- - Pt \to \mu^+\mu^- X$ | 150,200 | $2.2 \pm 0.3$ |
| CERN-NA3 | $\pi^- - p \to \mu^+\mu^- X$ | 150 | $2.4 \pm 0.4$ |
| CERN-WA11 | $\pi^- - p \to \mu^+\mu^- X$ | 150,175 | 2.8 |
| FNAL-537 | $\pi^- - Be, Cu, W \to \mu^+\mu^- X$ | 125 | $2.5 \pm 0.5$ |

Tabella 3.1: Fattore $K_{DY}$ per diversi esperimenti[Gro86, Cox82, Lou95].

correzioni all'ordine successivo (*NLO=next to leading order*), l'accordo tra teoria e esperimento è decisamente migliore, come mostrato in tab. (3.2).

Poiché il processo di Drell-Yan è un processo puntiforme che avviene a livello di partoni, la sezione d'urto su un nucleone è data dalla somma incoerente sui suoi quarks. L'argomento può essere generalizzato, e ci si può quindi aspettare che la sezione d'urto su un nucleo sia la somma incoerente delle sezioni d'urto sui nucleoni. Detto in altri termini, esprimendo la dipendenza dal numero di massa nella forma usuale:

$$\sigma(A) = \sigma_0 A^\alpha, \tag{3.10}$$

ci si aspetta di trovare $\alpha = 1$. In effetti gli esperimenti che hanno studiato la dipendenza della sezione d'urto di Drell-Yan dal numero di massa del bersaglio, hanno confermato chiaramente questa supposizione, per lo meno per masse superiori ai 4 GeV (tab. 3.3), e non hanno trovato una dipendenza significativa dall'impulso trasverso, come possiamo vedere in fig. (3.2).

È però un fatto sperimentalmente assodato che le funzioni di struttura dei nucleoni vengono modificate quando questi sono legati all'interno dei nuclei, dando luogo ad alcuni effetti (shadowing, antishadowing, moto di Fermi) caratterizzati dal range di $x$ considerato, e che nel nostro caso costituiscono una correzione trascurabile.

Effetti più significativi nel processo di Drell-Yan sono da attribuirsi alla dipendenza dall'isospin: infatti, il valore della sezione d'urto all'ordine più basso (3.4) dipende dalla carica dei quarks interagenti, che possono essere sia quarks di

| Esperimento | Reazione | $p_{Lab}$ (GeV) | $K_{NLO}$ | ref. |
|---|---|---|---|---|
| CERN-NA3 | $p - Pt \to \mu^+\mu^- X$ | 400 | $1.105 \pm 0.008$ | [Bad84] |
| FNAL-288 | $p - Pt \to \mu^+\mu^- X$ | 200 | $1.049 \pm 0.010$ | [Ito81] |
| FNAL-325 | $p - Cu \to \mu^+\mu^- X$ | 200,300,400 | $1.112 \pm 0.060$ | [Ant79] |
| FNAL-439 | $p - W \to \mu^+\mu^- X$ | 400 | $1.108 \pm 0.009$ | [Smi81] |
| FNAL-444 | $p - C, Cu, W \to \mu^+\mu^- X$ | 225 | $1.099 \pm 0.201$ | [And79] |
| CERN-NA10 | $\pi^- - W \to \mu^+\mu^- X$ | 194 | $1.286 \pm 0.005$ | [Bet85] |
| FNAL-326 | $\pi^- - W \to \mu^+\mu^- X$ | 225 | $1.331 \pm 0.023$ | [Gre85] |
| CERN-WA11 | $\pi^- - Be \to \mu^+\mu^- X$ | 175 | $1.247 \pm 0.091$ | [Bar79] |
| FNAL-444 | $\pi^- - C \to \mu^+\mu^- X$ | 225 | $0.701 \pm 0.016$ | [And79] |

Tabella 3.2: Fattore $K_{NLO}$ calcolato come rapporto fra la sezione d'urto misurata e il calcolo *next to leading order* [Sti93], per impulsi prossimi a quelli di NA50. L'accordo tra l'esperimento e il calcolo è nel complesso soddisfacente.

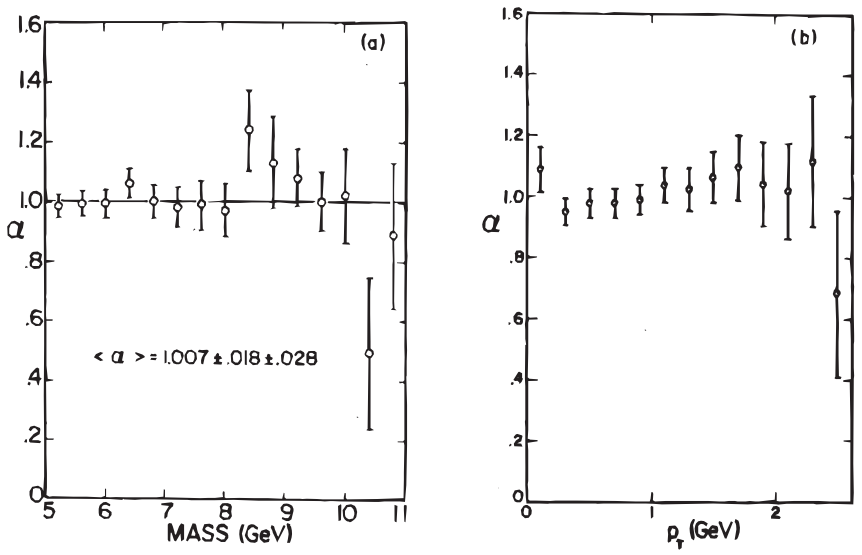


Figura 3.2: $\alpha$ per il processo di Drell-Yan in funzione della massa e dell'impulso trasverso, misurato da E288 [Ito81]

| $M_{\mu^+\mu^-}$ (GeV) | Reazione | $p_{Lab}$ (GeV) | $\alpha_{DY}$ | ref. |
|---|---|---|---|---|
| $5 < M < 11$ | $p - Pb, Be, Cu \to \mu^+\mu^- X$ | 400 | $1.007 \pm 0.018 \pm 0.28$ | [Ito81] |
| $4 < M < 9$ | $p - W \to \mu^+\mu^- X$ | 125 | $1.00 \pm 0.02$ | [Ana85] |
| $4 < M < 8.5$ | $p - Pt, H \to \mu^+\mu^- X$ | 200 | $1.03 \pm 0.03$ | [Bad79] |

Tabella 3.3: $\alpha$ misurata nella regione del continuo oltre i 4 GeV

valenza che quarks del mare; le interazioni di nostro interesse per questo lavoro sono collisioni tra nucleoni, che non contengono antiquarks di valenza, e che dunque richiederanno per il processo di Drell-Yan il coinvolgimento degli antiquarks del mare. I quarks di valenza acquistano un'importanza maggiore al crescere dell'energia della reazione o, in altri termini, della massa invariante della coppia di leptoni prodotti. Di conseguenza, la sezione d'urto di Drell-Yan ad alte masse dipenderà dall'isospin di nucleoni interagenti, e decrescerà rapidamente all'aumentare della massa.

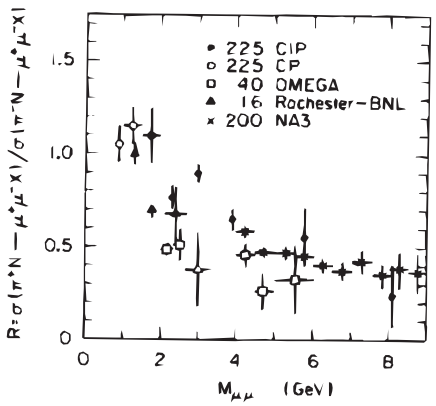


Figura 3.3: Rapporto $\sigma(\pi^+ N \to \mu^+\mu^- X)/\sigma(\pi^- N \to \mu^+\mu^- X)$ in funzione della massa invariante $m_{\mu^+\mu^-}$.

L'effetto di dipendenza del processo di Drell-Yan dall'isospin è stato verificato in collisioni con fasci di pioni positivi e negativi, in cui si nota un andamento del rapporto $\sigma(\pi^+ N \to \mu^+\mu^- X)/\sigma(\pi^- N \to \mu^+\mu^- X)$ che decresce al crescere della massa al valore $e_{\bar{d}}^2/e_{\bar{u}}^2 = 0.25$ (fig. 3.3).

Un'ultima considerazione riguarda il limite inferiore in massa entro cui si possono applicare le considerazioni finora svolte. Infatti il processo $q\bar{q} \to \mu^+\mu^-$, pur essendo di natura elettromagnetica, è comunque condizionato dalle interazioni dei

quarks all'interno degli adroni, interazioni regolate dalla QCD, e che pertanto si sa calcolare solo ad alti quadrimpulsi trasferiti, ovvero per alti valori della massa invariante. Ciò nonostante, il processo di Drell-Yan è presente anche a valori della massa più bassi; il calcolo del suo contributo viene comunque svolto di solito per estrapolazione dalle regioni di massa più alte, in cui è applicabile la teoria delle perturbazioni.

## 3.2 Il contributo dell'open charm

Gli stati di open charm possono essere generati a partire da reazioni elementari fra partoni che portano alla produzione di coppie $c\bar{c}$ e alla successiva adronizzazione in barioni o mesoni con charm, principalmente $D$ e $\bar{D}$; un possibile elenco di queste reazioni è il seguente:

$$gg \rightarrow c\bar{c} \tag{3.11}$$
$$q\bar{q} \rightarrow c\bar{c} \tag{3.12}$$
$$qg \rightarrow qc\bar{c} \tag{3.13}$$
$$\bar{q}g \rightarrow \bar{q}c\bar{c} \tag{3.14}$$
$$gg \rightarrow c\bar{c}g \tag{3.15}$$
$$q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}g \tag{3.16}$$

in cui il processo dominante, per circa l'80%, è il primo (gluon fusion). I processi elementari (3.11- 3.16) sono descritti dalla QCD perturbativa.

Alcune misure di sezione d'urto di produzione dei mesoni con charm nell'urto di fasci di protoni su bersagli di idrogeno liquido, sono state effettuate dalle collaborazioni NA27 al CERN [Agu87] e E743 [Amm88] al Fermilab; le due misure sono effettuate rispettivamente a $p_{lab} = 400$ GeV/$c$ e $p_{lab} = 800$ GeV/$c$. Un'ulteriore misura nella reazione p-Si a 200 GeV/c è stata effettuata dalla collaborazione NA32 [Bar88], che ha ricavato la sezione d'urto $\sigma^{D\bar{D}}$ assumendo una dipendenza lineare da A, e da E653 [Kod93], sempre nella reazione p-Si, con un fascio incidente da 800 GeV/c. Riportiamo infine la misura indiretta effettuata da NA38 [Lou95] in collisioni p-W, ottenuta interpretando lo spettro di massa dei dimuoni nella regione compresa tra 1.5 e 2.5 GeV come una sovrapposizione dei contributi dati dal processo di Drell-Yan e dai decadimenti in muoni degli stati di open charm.

Da questi dati si può estrarre la sezione d'urto per il processo $pp \rightarrow c\bar{c}X$, come è mostrato in fig. (3.4).

Poiché i processi (3.11- 3.16) sono di natura 'hard', cioè sono interazioni puntiformi tra partoni, come per il caso del processo di Drell-Yan ci aspettiamo

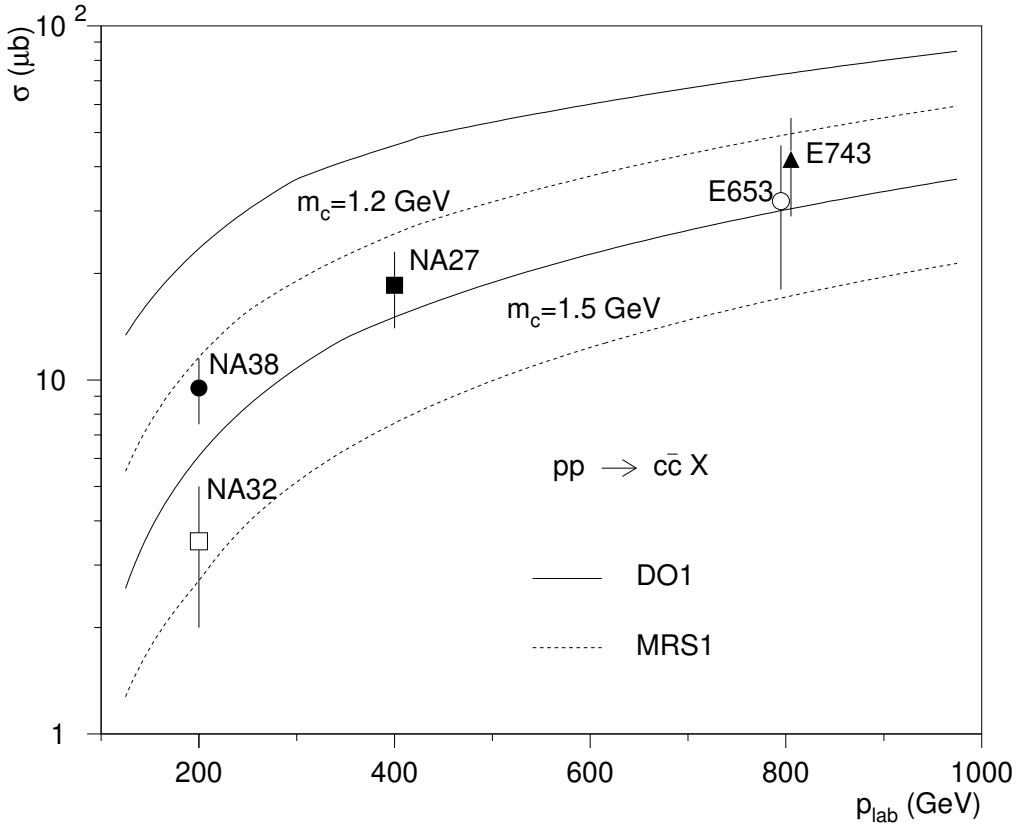


Figura 3.4: Sezione d'urto di produzione per la reazione $pp \to c\bar{c}X$ in funzione dell'impulso del protone proiettile. Le curve sono ottenute da calcoli NLO per vari valori della massa del quark $c$ e per diverse parametrizzazioni delle funzioni di struttura (figura tratta da [Lou95]).

una dipendenza lineare da A, ovvero $\alpha = 1$, dove $\alpha$ è definita secondo la (3.10). Quest'assunto è presente in diverse analisi dati, ed è confortato da diverse misure, tra cui citiamo quella dell' esperimento E769 [Alv93], che ha studiato la dipendenza da A della produzione di mesoni D in urti di fasci di $\pi^+$ e $\pi^-$ a 250 GeV su bersagli di Be, Cu, Al e W, ricavando $\alpha = 1.00 \pm 0.05 \pm 0.02$ mediante un fit della sezione d'urto con un'equazione della forma (3.10); e la misura di E789 [Lei94], che studia la reazione $p - A \to D^0 + \bar{D}^0 X$ a 800 GeV con bersagli di berillio e oro, ricavando $\alpha = 1.02 \pm 0.03(stat.) \pm 0.02(sist.)$; in questa misura il mesone D viene rivelato tramite il decadimento $D \to K\pi$, mediante uno spettrometro e un rivelatore di vertice in silicio.

La dipendenza dall'isospin della produzione di coppie $c\bar{c}$ è trascurabile; infatti

il processo dominante (3.11) è chiaramente indipendente dall'isospin. Eventuali effetti dovuti alla dipendenza dalla carica dei quarks in (3.12), che costituisce l'altro contributo significativo, possono essere trascurati. Le altre reazioni influiscono debolmente nel meccanismo della produzione di coppie $c\bar{c}$, e possono essere trascurate.

Le coppie di mesoni con charm possono essere una sorgente per le coppie di muoni. Infatti, i mesoni $D/\bar{D}$ decadono rapidamente in prossimità della sorgente ($c\tau = 317$ $\mu$m per $D^{\pm}$, $c\tau = 124.4$ $\mu$m per $D^0$), rendendo impossibile, per esperimenti che non hanno un rivelatore di vertice, la distinzione tra i prodotti di decadimento e le particelle provenienti direttamente dalla sorgente. C'è da osservare che i decadimenti dei mesoni con charm, pur essendo scorrelati tra loro, non danno origine a fondo combinatoriale, fornendo coppie di muoni solamente di segno opposto[1].

## 3.3 Le risonanze

Oltre ai contributi forniti dal processo di Drell-Yan e dai decadimenti in muoni degli stati di open charm, gli ulteriori componenti dello spettro di massa dei dimuoni sono dati dai decadimenti delle risonanze mesoniche neutre. Le risonanze che forniscono un contributo apprezzabile allo spettro di massa sono elencate in tab. (3.4); si tratta di mesoni psudoscalari $(\eta, \eta')$, e mesoni vettori $(\rho, \omega, \phi, J/\psi, \psi')$, che contribuiscono allo spettro di massa mediante decadimenti Dalitz, che popolano la regione di masse più basse, dal valore di soglia fino al picco della $\rho$, o mediante decadimenti in una coppia di muoni i cui contributi, principalmente dovuti ai mesoni vettori, sono chiaramente visibili come picchi nello spettro di massa dei dimuoni. Il contributo dovuto a ciascuno dei processi sarà pesato dalla sezione d'urto di produzione e dal branching ratio in muoni.

### 3.3.1 Le variabili cinematiche e la parametrizzazione di Bourquin-Gaillard

Un ruolo di notevole importanza è svolto dalle variabili cinematiche dei dimuoni. Nel caso in cui né il fascio né il bersaglio siano polarizzati, la coordinata $\phi$ avrà distribuzione piatta, e la cinematica sarà completamente definita dalla rapidità e dal momento trasverso, definiti come:

$$y = \frac{1}{2}\log\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right) \equiv \log\left(\frac{E + p_L}{m_T}\right) \tag{3.17}$$

[1] Ad energie proprie dell'SPS

| | Massa (MeV) | $\Gamma$ (MeV) | $J^{PC}$ | Branching ratio |
|---|---|---|---|---|
| $\eta$ | $547.45 \pm 0.19$ | $1.20 \pm 0.11 \cdot 10^{-3}$ | $0^{-+}$ | $\mu^+\mu^-\gamma : (3.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ |
| | | | | $\mu^+\mu^- : (5.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}$ |
| $\rho$ | $769.9 \pm 0.8$ | $151.2 \pm 1.2$ | $1^{--}$ | $\mu^+\mu^- : (4.60 \pm 0.28) \cdot 10^{-5}$ |
| $\omega$ | $781.94 \pm 0.12$ | $8.43 \pm 0.10$ | $1^{--}$ | $\mu^+\mu^-\pi : (9.6 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$ |
| | | | | $\mu^+\mu^- : (7.1 \pm 1.9) \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta'$ | $957.77 \pm 0.14$ | $0.201 \pm 0.016$ | $0^{-+}$ | $\mu^+\mu^-\gamma : (1.04 \pm 0.26) \cdot 10^{-4}$ |
| $\phi$ | $1091.413 \pm 0.008$ | $4.43 \pm 0.06$ | $1^{--}$ | $\mu^+\mu^- : (2.48 \pm 0.34) \cdot 10^{-4}$ |
| $J/\psi$ | $3096.88 \pm 0.04$ | $88 \pm 5 \cdot 10^{-3}$ | $1^{--}$ | $\mu^+\mu^- : (6.01 \pm 0.19)\%$ |
| $\psi'$ | $3686.00 \pm 0.09$ | $277 \pm 31 \cdot 10^{-3}$ | $1^{--}$ | $\mu^+\mu^- : (7.7 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$ |

Tabella 3.4: Le risonanze che forniscono un contributo apprezzabile allo spettro di massa invariante dei dimuoni.

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \tag{3.18}$$

dove $E$ è l'energia della particella considerata, e $\boldsymbol{p}$ il suo impulso di componenti $(p_x, p_y, p_z \equiv p_L)$. In un sistema di riferimento che si muove lungo l'asse $z$ con velocità $\beta$, la rapidità si trasforma secondo la $y \rightarrow y - tanh^{-1}(\beta)$; il passaggio dal sistema di riferimento del centro di massa a quello del laboratorio, dunque, non altera la forma delle distribuzioni in rapidità, ma cambia solamente il valore centrale; per un fascio a 158 GeV/c, abbiamo $y_{LAB} \sim y_{CM} + 2.92$, mentre a 200 GeV/c risulta $y_{LAB} \sim y_{CM} + 3.03$. Per $p \gg m$, abbiamo:

$$\eta = \lim_{m \to 0} y = -\log \tan \frac{\theta}{2}, \tag{3.19}$$

dove $\eta$ è detta pseudorapidità, e $\theta = cos^{-1}(p_z/p)$; la pseudorapidità viene usata sia quando la massa della particella è trascurabile, sia quando la particella è sconosciuta.

La sezione d'urto differenziale Lorentz-invariante può essere espressa come:

$$E\frac{d^3\sigma}{d\vec{p}} = \frac{1}{\pi}\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy}. \tag{3.20}$$

Una buona conoscenza delle distribuzioni delle variabili $p_T$ e $y$ è necessaria per una corretta caratterizzazione cinematica delle risonanze. A questo scopo viene spesso utilizzata una parametrizzazione della sezione d'urto differenziale ricavata in maniera del tutto empirica da Bourquin e Gaillard, sulla base delle misure effettuate su varie particelle; la formula riportata in [Bou76] è la seguente:

$$E\frac{d^3\sigma}{d\vec{p}} = A_x\left(\frac{2}{m_T+2}\right)^{12.3} e^{\frac{-5.13}{Y^{0.38}}} \times \begin{cases} e^{-p_T} & \text{per } p_T < 1 \text{ GeV}/c \\ e^{-23(p_T-1)/\sqrt{s}-1} & \text{per } p_T > 1 \text{ GeV}/c \end{cases} \quad (3.21)$$

dove $A_x$ è un parametro di normalizzazione dipendente dalla particella considerata, e Y è definita come:

$$Y = y_{max} - y = \log\left(\frac{E^{max}+p_L^{max}}{E+p_L}\right); \quad (3.22)$$

$$E^{max} = \sqrt{\frac{s}{4}+m^2}; \quad (3.23)$$

$$p_L^{max} = \sqrt{p_{max}^2 - p_T^2}. \quad (3.24)$$

La parametrizzazione di Bourquin-Gaillard, pur descrivendo in maniera sufficientemente accurata la produzione di mesoni di nostro interesse, presenta una cuspide in $y = 0$, ovvero nel dominio cinematico di NA50, che non è osservata sperimentalmente, e non ha alcuna giustificazione teorica.

### 3.3.2 I mesoni pseudoscalari

I mesoni pseudoscalari sono caratterizzati dai numeri quantici $J^{PC} = 0^{-+}$; un contributo allo spettro dei dimuoni è fornito dalla $\eta$ e dalla $\eta'$ tramite i decadimenti $\eta \to \mu^+\mu^-$, $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma$.

Uno studio inclusivo della produzione della $\eta$ in interazioni $p-p$ a 400 GeV/c è stato realizzato dalla collaborazione NA27 [Agu91]; la sezione d'urto di produzione della $\eta$ è stata misurata nel dominio di spazio delle fasi dato da $y > 0.5, x_F > 0.021$, rivelando gli sciami elettromagnetici prodotti dai $\gamma$ provenienti dal decadimento $\eta \to \gamma\gamma$, e ricostruendone la massa invariante; sulla distribuzione in massa viene quindi effettuato un fit con una gaussiana e un fondo, che porta al risultato $\sigma(\eta) = (4.03 \pm 0.26)$ mb per $x_F > 0.021$, e a:

$$\sigma(\eta) = (9.78 \pm 0.56) \text{ mb}, \quad \forall x_F, \quad p_{lab} = 400 \text{ GeV}/c; \quad (3.25)$$

La $\eta$ è una risonanza stretta, e la sua distribuzione in massa per il decadimento in una coppia di muoni è descritta dalla formula di Breit-Wigner:

$$\frac{d\sigma}{dm} = C\frac{M_R m \Gamma_{R\to\mu^+\mu^-}}{(m^2-\Gamma_R^2)^2 + (\Gamma_R M_R)^2} \quad (3.26)$$

dove $M_R$ è la massa di picco della risonanza, $\Gamma_R$ la sua larghezza di riga totale e $\Gamma_{R\to\mu^+\mu^-}$ la larghezza di riga per il decadimento in muoni.

Il decadimento di un mesone pseudoscalare in una coppia di leptoni avviene tramite un processo elettromagnetico al quarto ordine nella teoria delle perturbazioni, in cui il vertice adronico è connesso alla coppia di leptoni per mezzo di due fotoni virtuali, secondo il diagramma riportato in fig. (3.5). Il decadimento attraverso un singolo fotone virtuale non è permesso per la conservazione della parità sotto coniugazione di carica.

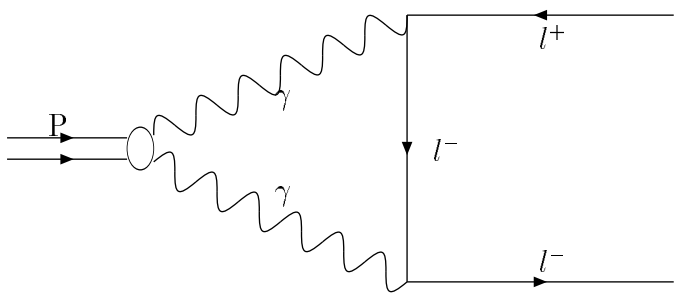


Figura 3.5: Grafico di Feynman per il decadimento di un mesone pseudoscalare in una coppia di leptoni

Il branching ratio per il decadimento ha un limite inferiore dato dalla formula [Lan85]:

$$BR(P \to l^+l^-) \geq BR(P \to \gamma\gamma) \cdot 2\alpha^2 \left(\frac{m_l}{m_p}\right)^2 \sqrt{1 - 4\left(\frac{m_l}{m_p}\right)^2}, \tag{3.27}$$

da cui appare chiaro che il decadimento è fortemente soppresso quando la massa dei leptoni è trascurabile rispetto a quella della risonanza. In particolare, per quanto riguarda la $\eta$, abbiamo:

$$BR(\eta \to \mu^+\mu^-) \geq 4.0 \cdot 10^{-6} \tag{3.28}$$

$$BR(\eta \to e^+e^-) \geq 1.7 \cdot 10^{-9} \tag{3.29}$$

I branching ratios per il decadimento della $\eta$ nei canali $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$ e $\eta \to \mu^+\mu^-$, sono stati misurati, e sono rispettivamente [PDB94]:

$$BR(\eta \to \mu^+\mu^-\gamma) = (3.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}; \tag{3.30}$$

$$BR(\eta \to \mu^+\mu^-) = (5.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}. \tag{3.31}$$

Per quanto riguarda la $\eta'$, non siamo a conoscenza di misure della sua sezione d'urto di produzione. Il suo valore viene solitamente estrapolato mediante l'uso di parametrizzazioni della sezione d'urto.

In particolare, la collaborazione HELIOS-I ha valutato il contributo della $\eta'$ nello spettro di massa dei dimuoni in interazioni p-Be [Vee93] a partire dal valore misurato del rapporto $\eta'/\pi^0$, misurato ad alti $p_T$, e dal valore della sezione d'urto per i $\pi^0$, supponendo valida sia per i pioni sia per la $\eta'$ la parametrizzazione della sezione d'urto di Bourquin-Gaillard; il valore estrapolato in questa maniera a $\sqrt{s} \sim 29.1$ GeV, è pari a:

$$\sigma(\eta')^{BG} = 5.0 \pm 1.5 \text{ mb}. \tag{3.32}$$

Osserviamo che l'analoga estrapolazione della sezione d'urto della $\eta$ porta a:

$$\sigma(\eta)^{BG} = 15 \pm 3 \text{ mb}. \tag{3.33}$$

La collaborazione CERES assume $\sigma(\eta')/\sigma(\eta) \sim 1/3$, in accordo con lo *scaling* di Bourquin-Gaillard, usando però la misura sulla $\eta$ di NA27 per la normalizzazione, da cui si ottiene:

$$\sigma(\eta') \sim 3.3 \text{ mb}. \tag{3.34}$$

Diversamente dal caso della $\eta$, il decadimento in muoni della $\eta'$ è fortemente soppresso a causa della conservazione dell'elicità, in quanto la massa del muone è trascurabile rispetto a quella della $\eta'$. Non conosciamo misure di branching ratio per il decadimento $\eta' \to \mu^+\mu^-$ né di limiti superiori al suo valore; sulla base dell' eq. (3.27), e per confronto tra il limite superiore previsto per la $\eta$ e il valore misurato, assumiamo che il contributo dato dal decadimento $\eta' \to \mu^+\mu^-$ sia trascurabile.

È stato invece misurato il branching ratio per il decadimento $\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma$ [PDB94]:

$$BR(\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma) = (1.04 \pm 0.26) \cdot 10^{-4} \tag{3.35}$$

### 3.3.3 I mesoni vettori

I mesoni vettori hanno gli stessi numeri quantici del fotone: $J^{PC} = 1^{--}$. Un fotone virtuale time-like potrà essere dunque convertito in un mesone vettore, o viceversa, qualora il quadrato del quadrimpulso del fotone si approssimi al valore della massa del mesone, dando così luogo ad un caratteristico picco nella sezione d'urto.

Il contributo allo spettro di massa dei dimuoni è dato dai mesoni $\rho$, $\omega$, $\phi$ nella regione delle basse masse, e dagli stati legati del charmonio, $J/\psi$ e $\psi'$, nella

regione delle alte masse, ed è dovuto principalmente al decadimento in una coppia di muoni.

Una misura delle sezioni d'urto di produzione dei mesoni $\rho, \omega, \phi$ in interazioni $p-p$ a 400 GeV è stata effettuata dalla collaborazione NA27 [Agu91]. La $\rho$ è osservata come un massimo nella distribuzione di massa invariante dei pioni $\pi^+\pi^-$ per $x_F \geq 0$, sovrapposto a un fondo dall'andamento regolare. La misura della sezione d'urto per la $\rho$ è ottenuta mediante un fit con una gaussiana più un fondo, ed è pari a:

$$\begin{array}{ll} \sigma(\rho) = (6.31 \pm 0.28) \text{ mb} & \text{per } x_F > 0, \\ \sigma(\rho) = (12.6 \pm 0.6) \text{ mb} & \forall x_F, \end{array} \tag{3.36}$$

dove abbiamo ottenuto il valore per ogni $x_F$ semplicemente moltiplicando per 2 il valore per $x_F > 0$.

La $\omega$ viene rivelata tramite il suo decadimento in $\pi^+\pi^-\pi^0$, con un metodo analogo a quello utilizzato per la $\rho$, e tenedo in conto il valore del branching ratio della $\omega$ in $\pi^+\pi^-\pi^0$, viene estratta una sezione d'urto pari a:

$$\begin{array}{ll} \sigma(\omega) = (5.42 \pm 0.44) \text{ mb} & \text{per } x_F > 0.03, \\ \sigma(\omega) = (12.8 \pm 0.8) \text{ mb} & \forall x_F, \end{array} \tag{3.37}$$

dove il secondo valore è estrapolato secondo la stessa procedura usata per la $\eta$.

La sezione d'urto per il mesone $\phi$ è ottenuta secondo la stessa procedura, sfruttando la distribuzione di massa invariante dei kaoni $K^+K^-$:

$$\begin{array}{ll} \sigma(\phi) = (0.31 \pm 0.03) \text{ mb} & \text{per } x_F > 0, \\ \sigma(\phi) = (0.62 \pm 0.06) \text{ mb} & \forall x_F. \end{array} \tag{3.38}$$

La sezione d'urto di produzione della $J/\psi$ in interazioni protone-protone, protone-nucleo e nucleo-nucleo, è stata determinata a varie energie e da diversi esperimenti. In particolare le collaborazioni NA51, NA38 e NA50, utilizzando sostanzialmente lo stesso apparato, hanno determinato la sezione d'urto della $J/\psi$ in interazioni protone-protone e protone-nucleo a 450 GeV, protone-nucleo e nucleo-nucleo a 200 GeV/c per nucleone, e Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone, nelle regioni [2]:

$$NA38/51: \quad 3 < y_{LAB} < 4 \quad |\cos(\theta^*)| < 0.5 \tag{3.39}$$

$$NA50: \quad 2.92 < y_{LAB} < 3.92 \quad |\cos(\theta^*)| < 0.5 \tag{3.40}$$

$$\tag{3.41}$$

[2] Il dominio cinematico $\Delta$ che utilizziamo in queste formule è correttamente definito soltanto nella regione delle masse alte e intermedie, in quanto alle basse masse ha effetto anche un taglio sulla massa trasversa minima, che è funzione del campo magnetico utilizzato

| | $p_{LAB}$( GeV/$c$) | $B\sigma(J/\psi)$( nb) |
|---|---|---|
| p-p | 450 | $4.41 \pm 0.52$ |
| p-$^2$H | 450 | $9.16 \pm 1.05$ |
| p-C | 450 | $46.7 \pm 5.3$ |
| p-Al | 450 | $93.8 \pm 10.7$ |
| p-Cu | 450 | $216 \pm 24$ |
| p-W | 450 | $566 \pm 65$ |
| p-Cu | 200 | $104 \pm 23$ |
| p-W | 200 | $263 \pm 18$ |
| p-U | 200 | $326 \pm 69$ |
| O-Cu | 200 | $(1.26 \pm 0.13) \cdot 10^3$ |
| O-U | 200 | $(4.42 \pm 0.46) \cdot 10^3$ |
| S-U | 200 | $(7.69 \pm 0.76) \cdot 10^3$ |
| Pb-Pb | 158 | $(19.0 \pm 1.4) \cdot 10^3$ |

Tabella 3.5: Sezioni d'urto per la $J/\psi$ moltiplicate per il branching ratio in muoni, misurate da NA51, NA38, NA50 nel dominio cinematico riportato nel testo (valori tratti da [Lou96]).

dove $y_{LAB}$, al solito, è la rapidità nel sistema di riferimento del laboratorio, $\theta^* \equiv \theta_{CS}$ l'angolo polare definito dalla direzione del muone positivo relativamente alla direzione del fascio nel sistema di riferimento di riposo della coppia di muoni.

Riportiamo in tab. (3.5) le misure della sezione d'urto della $J/\psi$ da parte di NA38, NA50, NA51. Il grafico corrispondente è riportato in fig. (3.6) con le misure a 158 e a 450 GeV riscalate a 200 GeV, secondo la:

$$\frac{B\sigma(J/\psi)}{A^{0.91}} = 37 \times \left(1 - \frac{3.097}{\sqrt{s}}\right)^{12} \text{(nb)}. \tag{3.42}$$

All'interno di questa formula è già inclusa la dipendenza dal numero di massa della sezione d'urto secondo la eq. (3.10), con $\alpha = 0.91$. La dipendenza della sezione d'urto da $\sqrt{s}$ è mostrata in fig. (3.7).

Il branching ratio in muoni è [PDB94]:

$$BR(J/\psi \to \mu^+\mu^-) = (6.01 \pm 0.19)\%. \tag{3.43}$$

Per quanto riguarda la $\psi'$, NA38/50/51 ha determinato, insieme alla sezione d'urto della $J/\psi$, il rapporto $\psi'/J/\psi$. I risultati sono riportati in fig. (3.6). Il rapporto decresce all'aumentare dell'energia trasversa, ovvero della centralità della reazione.

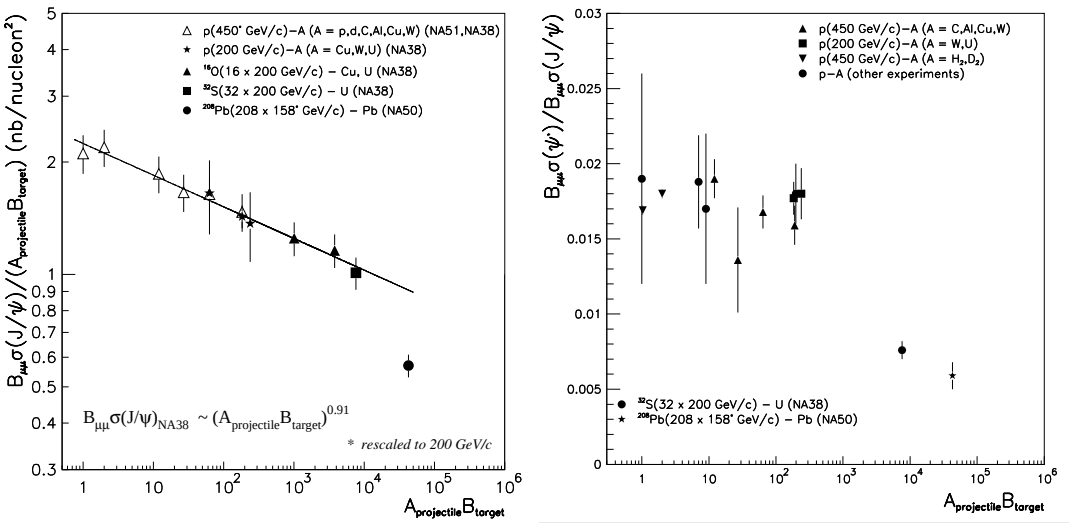


Figura 3.6: A sinistra: sezione d'urto per la $J/\psi$ divisa per $A_{\text{proiettile}}{}^{B_{\text{bersaglio}}}$ misurata da NA51, NA38, NA50. La curva rappresenta un fit della forma 3.10 dei dati di NA38 e NA51 con $\alpha = 0.91$. A destra: rapporto tra le sezioni d'urto per la $\psi'$ e per la $J/\psi$ (per i rispettivi branching ratios in muoni).

Il branching ratio per il decadimento $\psi' \to \mu^+\mu^-$ è:

$$BR(\psi' \to \mu^+\mu^-) = (7.7 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}. \tag{3.44}$$

### 3.3.4 I decadimenti delle risonanze

Come abbiamo visto nel precedente paragrafo, sia i decadimenti a due corpi sia i decadimenti Dalitz delle risonanze forniscono dei contributi allo spettro di massa; per entrambi sono necessarie alcune considerazioni.

Il decadimento a due corpi è governato da una cinematica determinata dalla massa della risonanza e dei prodotti di decadimento; le risonanze, però, sono caratterizzate da una distribuzione in massa tanto più larga quanto minore è il tempo di decadimento; l'effetto risulterà significativo agli effetti del presente lavoro quando la larghezza della distribuzione in massa sarà maggiore o dell'ordine della risoluzione sperimentale dell'apparato, ovvero per i decadimenti dei mesoni

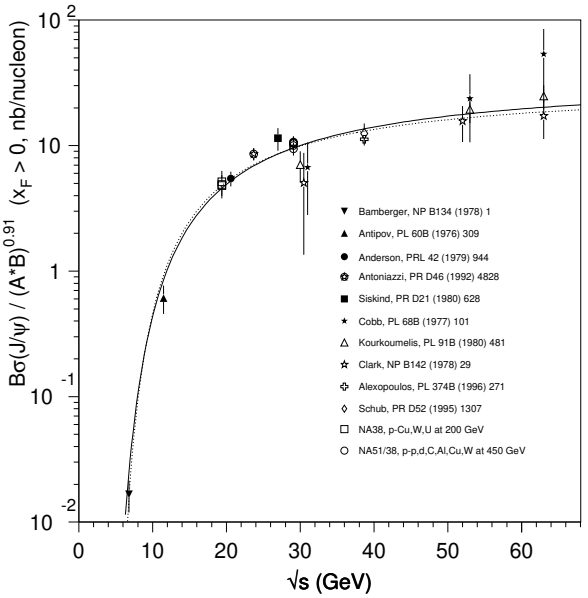


Figura 3.7: Sezione d'urto totale per la produzione della $J/\psi$ in funzione dell'energia nel centro di massa. Le curve sono dei fit dei dati della forma $p_1(1 - M_{J/\psi}/\sqrt{s})^{p_2}$ (linea continua) e $p_1(1 - p_2/\sqrt{s})^{p_3}$ (tratteggiata) [Lou96].

$\rho, \omega, \phi$. In particolare, la distribuzione in massa della $\rho$ non è ancora descritta in modo soddisfacente, e il suo studio presenta alcune difficoltà.

Nell'analisi dello spettro di massa dei dielettroni, la collaborazione CERES ha utilizzato per la distribuzione in massa dei mesoni vettori il calcolo di Gounaris e Sakurai [Gou68] relativo al fattore di forma elettromagnetico del pione, e che porta a:

$$\frac{dN}{dm} = \frac{\sqrt{1-4\epsilon}(1+2\epsilon)}{(M_V^2 - m^2)^2 + M_V \Gamma_V \left(\frac{m^2/4 - m_l^2}{M_V^2/4 - m_l^2}\right)^{3/2} \frac{M_V}{m}} \tag{3.45}$$

dove $M_V, \Gamma_{V \to l^+ l^-}, \Gamma_V$ sono la massa, la larghezza di riga in nella coppia di considerata leptoni e la larghezza di riga totale del mesone vettore, e $\epsilon = (m_l/m)^2$. La descrizione delle risonanze con la (3.45) è adeguata per la $\omega$ e per la $\phi$, mentre per la $\rho$ dà luogo ad una coda alle alte masse tutt'altro che trascurabile, presentando un contributo oltre i 4 GeV dell'ordine di quello del processo di Drell-Yan; questo contributo non è ragionevole né è suffragato dai dati sperimentali.

Un calcolo della distribuzione in massa della $\rho$ è stato affrontato nell'ambito

della collaborazione HELIOS-3 [Kra95] tenendo conto della larghezza di riga parziale della $\rho$ in muoni in funzione dell'energia nel centro di massa; ne risulta una descrizione della distribuzione in massa della $\rho$ data da:

$$\frac{dN}{dm} = PS(m)\frac{m}{k_m}\frac{\pi^{-1}m^2\Gamma_{\rho\to\mu^+\mu^-}(m)}{(m^2-M_\rho^2)^2+m^2\Gamma_{\rho\to\pi^+\pi^-}(m)} \tag{3.46}$$

con:

$$PS(m) = \left(\frac{k_m}{m}\right)^\beta e^{ak_m+bk_m^2} \tag{3.47}$$

$$k_m = \frac{1}{2}\sqrt{m^2-4m_\pi^2} \tag{3.48}$$

$$\Gamma_{\rho\to\pi^+\pi^-}(s) = \frac{M_\rho^2k^3}{sk_0^3}\Gamma^0_{\rho\to\pi^+\pi^-} \tag{3.49}$$

$$\Gamma_{\rho\to\mu^+\mu^-} = \frac{k(2m_\mu^2+s)M_\rho^6}{k_0(2m_\mu^2+M_\rho^2)s^3}\Gamma^0_{\rho\to\mu^+\mu^-} \tag{3.50}$$

e $\beta = 0.573, a = -4.573, b = 0.313$, sono delle costanti determinate con un fit.

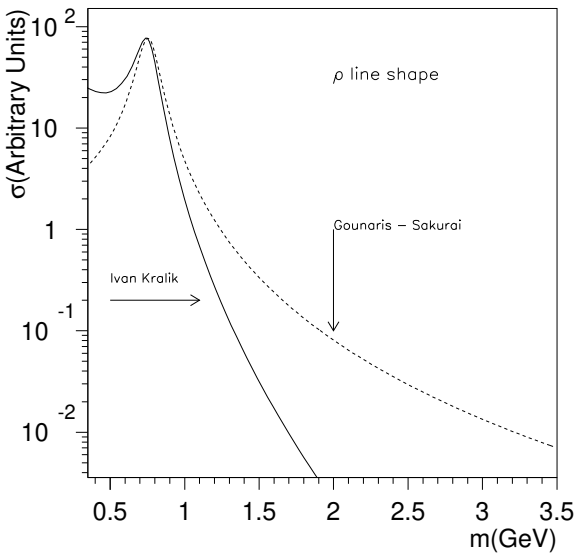


Figura 3.8: Distribuzione in massa della $\rho$ secondo la formula di Gounaris-Sakurai (eq. 3.45) e di I. Kralik (eq. 3.46)

In fig. (3.8) sono riportate le distribuzioni in massa ottenute con la eq. (3.45) e con la eq. (3.46); quest'ultima, pur presentando un andamento più ragionevole

per la coda ad alte masse, presenta un andamento anomalo alla soglia, con un secondo massimo debolmente pronunciato; in ogni caso, la ridotta accettanza a basse masse trasverse dell'apparato di NA50 taglia la coda a basse masse della $\rho$, rendendo ininfluenti eventuali inesattezze in questa regione.

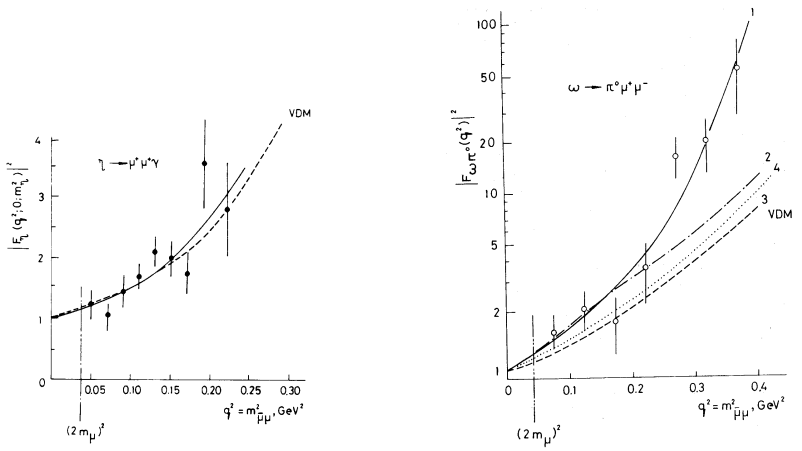


Figura 3.9: Fattori di forma della $\eta$ e della $\omega$; fit della forma $(1 - q^2/\Lambda^2_{\eta(\omega)})^{-2}$ (a tratto continuo) e previsioni secondo il modello VMD e altri modelli teorici.

Per il decadimento Dalitz di una risonanza, il fattore di forma può essere calcolato nell'ambito del modello di dominanza dei mesoni vettori (VMD):

$$F = \Big| \sum_{V=\rho,\omega,\phi} w_V \Big( \frac{m_V^2}{m_V^2 - m^2_{l^+l^-} + i m_V \Gamma_V} \Big) \Big| \tag{3.51}$$

dove i pesi $w_V$ sono calcolati valutando la probabilità di transizione della risonanza in uno dei mesoni vettori con emissione di un fotone.

L'osservazione dei decadimenti $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\omega \to \mu^+\mu^-\pi^0$ è stata effettuata mediante lo spettrometro Lepton-G, con fasci di pioni negativi ad impulsi di 25 e 33 GeV/c. Riportiamo in fig. (3.9) le misure del fattore di forma elettromagnetico della $\eta$, insieme con un fit della forma $(1 - q^2/\Lambda^2_{\eta(\omega)})^{-2}$, e con alcune previsioni teoriche (vedere [Lan85] e ref. per ulteriori dettagli). Il modello VMD, pur dando risultati soddisfacenti per la $\eta$, non descrive il fattore di forma della $\omega$ per masse superiori a 0.2 GeV.

### 3.3.5 Dipendenza da $\alpha$ delle risonanze

Un aspetto rilevante nello studio delle collisioni p-A e A-B consiste nella dipendenza della sezione d'urto dal numero di massa, espressa nei termini di $\alpha$ secondo l'eq. (3.10). Le misure per i mesoni neutri leggeri sono poche e spesso di qualità non eccellente. Una ulteriore complicazione è data dalla ben nota dipendenza di $\alpha$ dall'impulso trasverso, che è stata misurata per diverse particelle [Ant78]; un tale effetto può avere delle ripercussioni significative nel caso di NA50, la cui accettanza nella regione delle basse masse è limitata agli alti impulsi trasversi, e può risultare in un valore efficace di $\alpha$ maggiore del valore medio osservato per tutti gli impulsi trasversi.

In tab. (3.6), tratta da [Zie96], riportiamo alcune misure per la $\rho/\omega$ e la $\phi$ eseguite con diverse particelle proiettile e in differenti regioni cinematiche.

| $\rho/\omega$ | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Esperimento | Fascio | $p_{LAB}$ (GeV) | Bersagli | $\alpha$ | Regione cinematica |
| FNAL CP | p | 225 | C, Sn | $0.69 \pm 0.02$ | $X_F > 0.15$ |
| FNAL | n | $\sim 300$ | Be, Al, Cu, Pb | $0.62 \pm 0.03$ | $p_{LAB} > 75$ GeV/$c$ |
| FNAL CP | $\pi^+$ | 225 | C, Sn | $0.72 \pm 0.03$ | $X_F > 0.15$ |
| E672/E706 | $\pi^-$ | 515 | Be, Cu | $0.742 \pm 0.018$ | $0.1 < x_F < 0.8$ |
| $\phi$ | | | | | |
| Esperimento | Fascio | $p_{LAB}$ (GeV) | Bersagli | $\alpha$ | Regione cinematica |
| CERN ACCMOR | p | 100 | $H_2$, Be | $0.96 \pm 0.04$ | $0.11 < x_F < 0.24$ |
| CERN ACCMOR | $\bar{p}$ | 100 | $H_2$, Be | $1.13 \pm 0.10$ | $0.08 < x_F < 0.24$ |
| IHEP BIS-2 | n | 30-70 | C, Al, Cu | $0.81 \pm 0.06$ | $x_F > 0$, $p_T < 1$ GeV/$c$ |
| CERN NA11 | p | 120 | Be, Ta | $0.86 \pm 0.02$ | $0 < x_F < 0.3$, $p_T < 1$ GeV/$c$ |
| FNAL CP | p | 225 | C, Sn | $0.76 \pm 0.03$ | $X_F > 0.15$ |
| FNAL | n | $\sim 300$ | Be, Al, Cu, Pb | $0.68 \pm 0.03$ | $p_{LAB} > 75$ GeV/$c$ |
| CERN ACCMOR | $K^-$ | 100 | $H_2$, Be | $1.02 \pm 0.03$ | $0.08 < x_F < 0.24$ |
| CERN NA11 | $\pi^-$ | 120 | Be, Ta | $0.90 \pm 0.02$ | $0 < x_F < 0.3$, $p_T < 1$ GeV/$c$ |
| FNAL CP | $\pi^+$ | 225 | C, Sn | $0.77 \pm 0.04$ | $X_F > 0.15$ |
| E672/E706 | $\pi^-$ | 515 | Be, Cu | $0.795 \pm 0.019$ | $0.1 < x_F < 0.8$ |

Tabella 3.6: Dipendenza da $\alpha$ per la $\rho/\omega$ e la $\phi$

Un quadro più chiaro è invece presente per la $J/\psi$, per cui esistono misure più numerose e di buona qualità. In particolare, NA38/50 è in grado di ricavare una dipendenza della sezione d'urto della $J/\psi$ dal numero di massa, che risulta data da $\alpha(J/\psi) = 0.91$. Non appare necessario in questo lavoro riportare una rassegna esauriente delle misure di $\alpha_{J/\psi}$, per cui si può vedere, ad esempio, [Zie96]; ci sarà sufficiente confrontare questo risultato con quello ottenuto al Fermilab da E772 [Ald91] e E789 [Lei95] con fasci di protoni a 800 GeV/c, che determinano rispettivamente $\alpha = 0.92 \pm 0.02$ per $x_F > 0.1$ con bersagli di d, C, Ca, Fe, W, e $\alpha = 0.90 \pm 0.02$ per $-0.1 < x_F < 0.1$ con bersagli di Be, C, W; osserviamo inoltre

in fig. 3.10 l'andamento di $\alpha$ in funzione di $p_T$ misurato dai due esperimenti, e la dipendenza di $\alpha$ da $x_F$ misurata da E772.

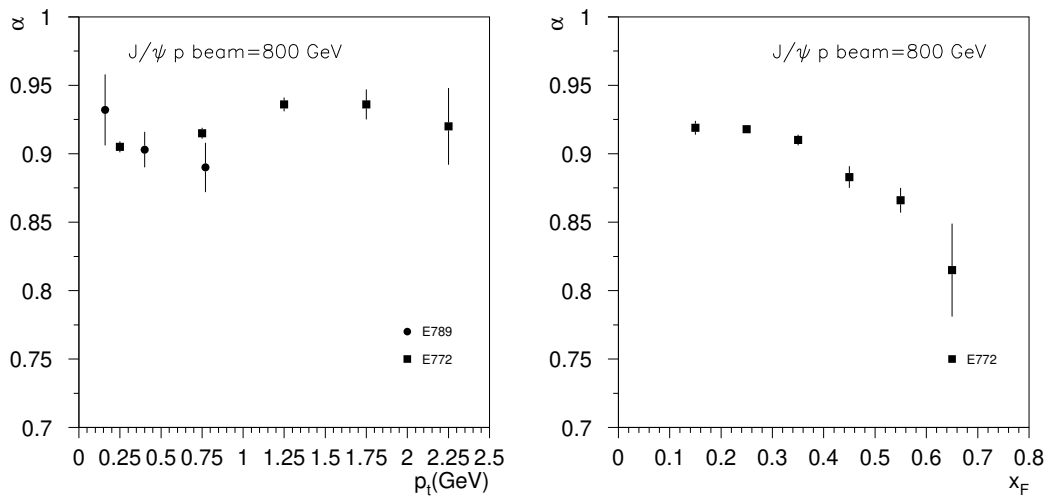


Figura 3.10: Dipendenza di $\alpha$ dall'impulso trasverso e da $x_F$ per la $J/\psi$ misurate da E772 e E789 (figura rifatta da [Lei95]).

# Bibliografia


[Agu87] M. Aguilar-Benitez et al., (NA27 coll.), Phys. Lett. B 189 (1987) 476

[Agu91] M. Aguilar-Benitez et al., (NA27 coll.), Zeit. fur Phys. C50 (1991) 405-426

[Ald91] D. M. Alde et al., (E772 coll.), Phys. Rev. Lett. 66, 133 (1991)

[Alv93] G. A. Alves et al., (E769 coll.), Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 722

[Amm88] R. Ammar et al., (E743 coll.),Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2185

[Ana85] E. Anassontzis et al., (E537 coll.), Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2572

[And79] K. J. Anderson et al., (E444 coll.), Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 944

[Ant78] D. Antreasyan et al., (E325 coll.), Phys. Rev. D 19, 3 (1978) 764

[Ant79] D. Antreasyan et al., (E325 coll.), Phys. Rev. Lett. 39 (1979) 906

[Bad79] J. Badier et al., (NA3 coll.), Phys. Lett. B 89 (1979) 145

[Bad84] J. Badier et al., (NA3 coll.), Zeit. fur Phys. C 26 (1984) 489

[Bar79] Barate et al., (WA11 coll.), Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1541

[Bar88] S. Barlag et al., (NA32 coll.) Zeit. fur Phys. C39 (1988) 451

[Bet85] Betev et al., (NA10 coll.), Zeit. fur Phys. C 28 (1985) 9

[Bou76] M. Bourquin and J. M. Gaillard, Nucl. Phys. B114 (1976) 334-364

[Cox82] B. Cox, Dimuon production in Hadronic Interactions, Rapporteur talk at XXI International Conference on High Energy Physics, Paris, (1982), preprint FERMILAB-conf. 82/69-EXP (1982) e ref. incluse.

[Dre71] S. D. Drell and T. M. Yan, Annals of Phys. 66 (1971) 578

[Gon96] M. Gonin, NA50 collaboration, proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996)

[Gou68] G.J. Gounaris and J.J Sakurai, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 244

[Gre85] Greenlee et al., (E326 coll.), Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1555

[Gro86] C. Grosso-Pilcher e M. J. Shochet, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 1

[Ito81] Ito et al., (E288 coll.) Phys. Rev. D 23 (1981) 604

[Kod93] K. Kodama et al., (E653 coll.), Phys. Lett. B 316 (1993) 188

[Kra95] I. Kralik, tesi di dottorato, Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences (1995)

[Lan85] L. G. Landsberg, Phys. Rep. 128, n. 6 (1985) 301-376

[Lei94] M. J. Leitch et al., (E789 coll.), Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 2542

[Lei95] M. J. Leitch et al., (E789 coll.), Phys. Rev. D 52,7 (1995) 4251

[Lou95] C. Lourenço, tesi di dottorato, Universitade Técnica de Lisboa (1995)

[Lou96] C. Lourenço, proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996)

[Now91] H. Nowak, Fortschritte der Physik 39 (1991) 347

[PDB94] Review of particle properties, Phys. Rev. D 50 (1994)

[Sch95] M. H. Schub et al., (E789 coll.), Phys. Rev. D 52, N. 3 (1995) 1307 e ref. all'interno.

[Smi81] Smith et al., (E439 coll.), Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1607

[Sti93] W.J. Stirling and M.R. Whalley, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 19 (1993) D1.

[Vee93] R. J. Veenhof, Universiteit van Amsterdam, tesi di dottorato, 1993

[Zie96] A. Zieminski, E672-E706 coll., XXVIII International Conference on High Energy Physics, Warsaw 1996

# Capitolo 4

# La simulazione Monte Carlo

La simulazione Monte Carlo delle interazioni protone-nucleo e nucleo-nucleo è stata effettuata mediante la generazione su tutto lo spazio delle fasi di eventi relativi ai processi che contribuiscono allo spettro di massa. A tale scopo sono stati utilizzati due diversi generatori, PYTHIA e GENESIS; il primo, utilizzato nel continuo, è un programma *standard* che sfrutta un ampio set di elementi di matrice della QCD per numerose utilizzazioni nella fisica delle alte energie. Il secondo è un programma sviluppato dalla collaborazione CERES per l'analisi dello spettro di massa dei dielettroni nella regione delle basse masse, riadattato alle esigenze della nostra analisi.

Gli eventi generati vengono poi filtrati attraverso un programma che simula la risposta dell'apparato, introducendo gli effetti di accettanza e di *smearing* e, infine, sottoposti alla stessa procedura di ricostruzione e analisi che viene applicata agli eventi reali.

## 4.1 La generazione di eventi nel continuo

Per la generazione degli eventi di Drell Yan e dell'open charm abbiamo utilizzato il generatore Monte Carlo PYTHIA (versione 5.7) [Sjö94] con la parametrizzazione delle funzioni di distribuzione dei partoni GRV LO [Glü92].

Per il processo di Drell-Yan abbiamo generato separatamente le quattro collisioni p-p, p-n, n-p, n-n, in modo da tenere conto della dipendenza dall'isospin; la sezione d'urto di Drell-Yan, infatti, dipende dalla carica dei quarks interagenti, e quindi dai quarks di valenza dei nucleoni; tale dipendenza è più marcata alle alte masse, mentre alle basse masse il contributo principale è dovuto ai quarks del mare.

Differentemente dal processo di Drell-Yan, nella generazione di eventi di open charm, in cui il processo dominante per l'80% è la *gluon fusion*, la dipendenza

dall'isospin è trascurabile, per cui la generazione è stata effettuata mediante le sole collisioni p-p. Per il contributo degli stati di open charm, i processi tenuti in conto per la generazione sono i decadimenti in muoni dei mesoni $D, \bar{D}, D^{\pm}$ e dei barioni $\Lambda_c^{\pm}$.

Il meccanismo di generazione di PYTHIA è basato sulle formule all'ordine più basso della teoria delle perturbazioni; dovremo dunque introdurre un *K factor* per il processo di Drell-Yan, che tenga conto della differenza tra le sezioni d'urto misurate e quelle calcolate da PYTHIA.

La distribuzione in impulso trasverso per i dimuoni di Drell Yan è ottenuta dalla distribuzione di impulso trasverso dei partoni:

$$N(k_T) = k_T e^{-k_T^2/\sigma_T^2} \tag{4.1}$$

dove il parametro $\sigma_T$ è stato imposto pari a 0.85 GeV/c.

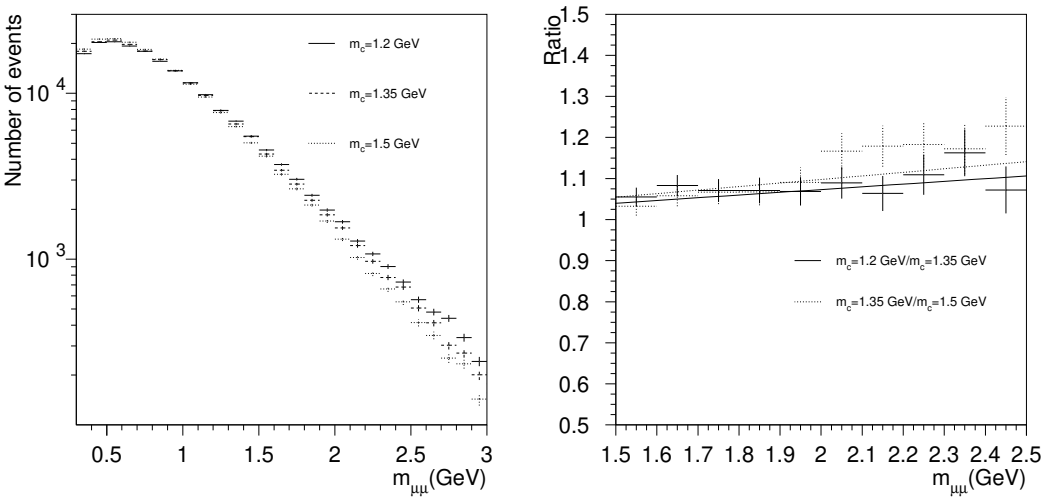


Figura 4.1: A sinistra: distribuzione di massa invariante dei dimuoni prodotti dai decadimenti dei mesoni con charm, generati da PYTHIA sull'intero spazio delle fasi, per tre diversi valori della massa del quark $c$. A destra: rapporto fra le distribuzioni per $m_c = 1.2$ e $m_c = 1.35$ GeV (linea a tratto continuo) e fra le distribuzioni con $m_c = 1.35$ e $m_c = 1.5$ GeV (linea tratteggiata) con fit lineare; il grafico prende in considerazione solo la regione IMR ($1.5 < m_{\mu^+\mu^-} < 2.5$), in cui il contributo dell'open charm è significativo.

Un parametro che influenza il valore della sezione d'urto per l'open charm è la massa $m_c$ del quark $c$, che abbiamo posto pari a 1.35 GeV. Il valore di $m_c$, però,

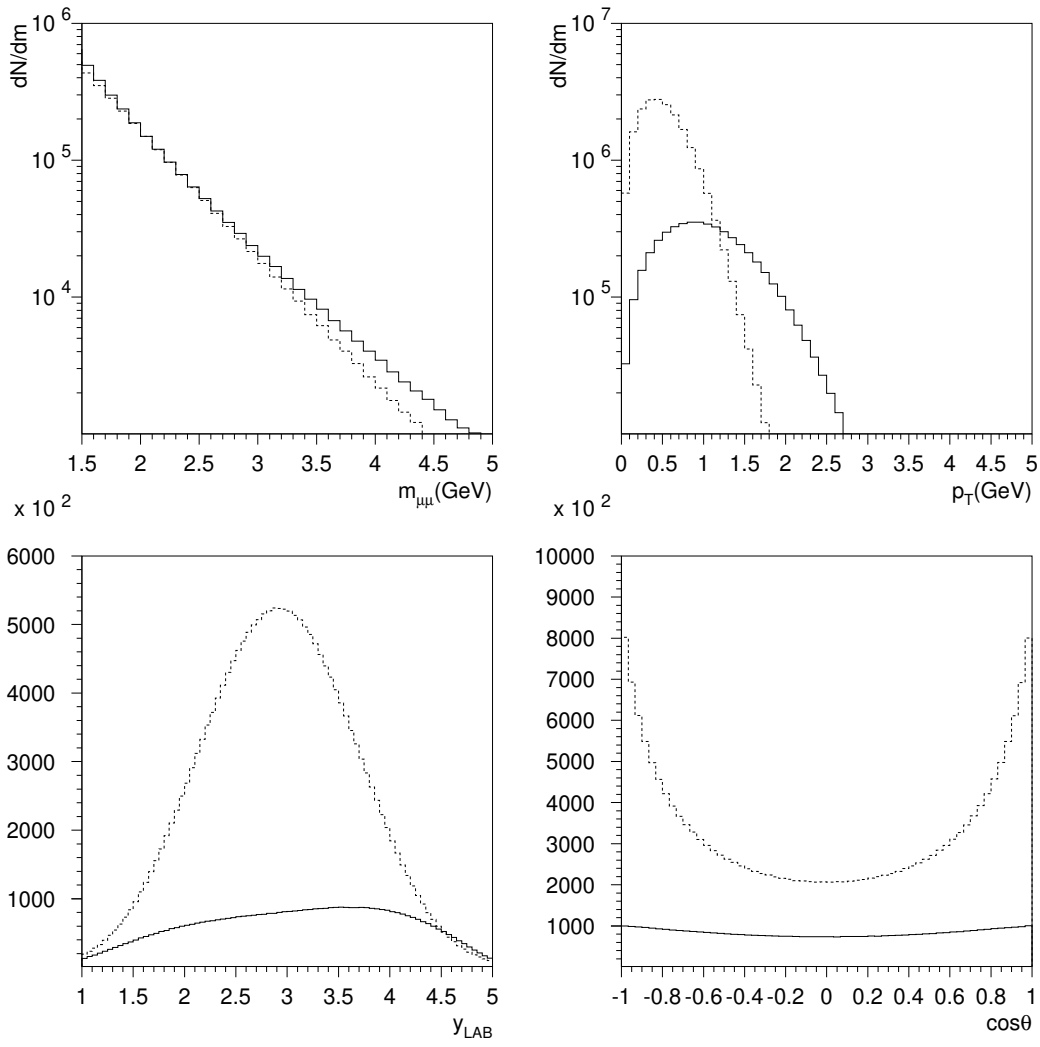


Figura 4.2: Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ degli eventi generati da PYTHIA su tutto lo spazio delle fasi per $m_{\mu^+\mu^-} > 1.2$ GeV; gli istogrammi a tratto continuo sono relativi al processo di Drell-Yan (pn), quelli tratteggiati all'open charm.

influisce solo debolmente sulla forma della distribuzione di massa. Possiamo osservare in fig. (4.1) la distribuzione in massa per 200000 eventi generati a partire da tre valori differenti della massa, pari a 1.2, 1.35, 1.5 GeV; si nota un lieve aumento della pendenza nella distribuzione in massa, all'aumentare della massa del quark $c$, che ad ogni modo non influisce per più del 7% sulla variazione del rapporto fra le distribuzioni in massa, nella regione delle masse intermedie, e che diventa trascurabile quando il processo viene sovrapposto a quello di Drell-Yan in collisioni p-A e A-B, come vedremo quando confronteremo gli spettri di massa simulati coi dati sperimentali.

C'è inoltre una ben più grossa differenza nel valore della sezione d'urto totale fornita da PYTHIA per i tre valori della massa del quark $c$, che nelle collisioni p-p a 200 GeV assume il valore di 1.73 $\mu$b per $m_c = 1.2$ GeV, 0.82 $\mu$b per $m_c = 1.35$ GeV, e 0.40 $\mu$b per $m_c = 1.5$ GeV; c'è da dire, però, che una differenza tra le distribuzioni per un fattore costante risulta ininfluente nell'ambito di un'analisi in cui la sezione d'urto per i mesoni $D\bar{D}$ viene determinata sulla base dei dati sperimentali in esame.

Riportiamo in fig. (4.2) le distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità, e $\cos(\theta_{CS})$ generate da PYTHIA nell'intero angolo solido a 158 GeV per il processo di Drell Yan e per l'open charm. La distribuzione in massa degli eventi di Drell Yan è approssimabile ad un esponenziale.

L'andamento della distribuzione in $\cos(\theta_{CS})$ per il processo di Drell-Yan è dipendente dall'intervallo di massa considerato; riportiamo in fig. (4.3) la distribuzione in $\cos(\theta_{CS})$ per collisioni Pb-Pb a 158 GeV per nucleone ottenuta utilizzando PYTHIA, per vari intervalli della massa, in cui osserviamo un andamento che si discosta nettamente dalla forma $(1 + \cos^2\theta)$ per basse masse, previsto per analogia col processo $e^+e^- \to l^+l^-$ al limite ultrarelativistico; un fit migliore si ottiene con la forma $(1 + p_1 \cos^2\theta)$, dove $p_1$ è un parametro libero. Al crescere della massa aumenta anche il valore di $p_1$; in altre parole, la distribuzione in $\cos\theta_{CS}$ si approssima alla forma $(1 + \cos^2\theta)$, che descrive la distribuzione di PYTHIA per masse superiori a 4.5 GeV. Poiché lo spettrometro ha un'accettanza limitata alla regione $-0.5 < \cos\theta_{CS} < 0.5$, quest'aspetto influisce sul numero di eventi Monte Carlo accettati dal programma di simulazione dell'apparato in maniera differente per diversi valori della massa; questo effetto influirà sul profilo della distribuzione in massa.

L'andamento della distribuzione in $\cos(\theta_{CS})$ per il processo di Drell Yan si discosta, inoltre, da quello dato dal decadimento in muoni degli stati di open charm, in cui sono presenti dei picchi più pronunciati per $\cos(\theta_{CS}) \sim \pm 1$. Anche in questo caso l'effetto risultante sarà una diversa accettanza per gli eventi di Drell-Yan e di open charm.

In fig. (4.4) riportiamo la distribuzione in massa per gli eventi generati in collisioni p-p,p-n,n-p,n-n, in cui si può notare una debole dipendenza della pen-

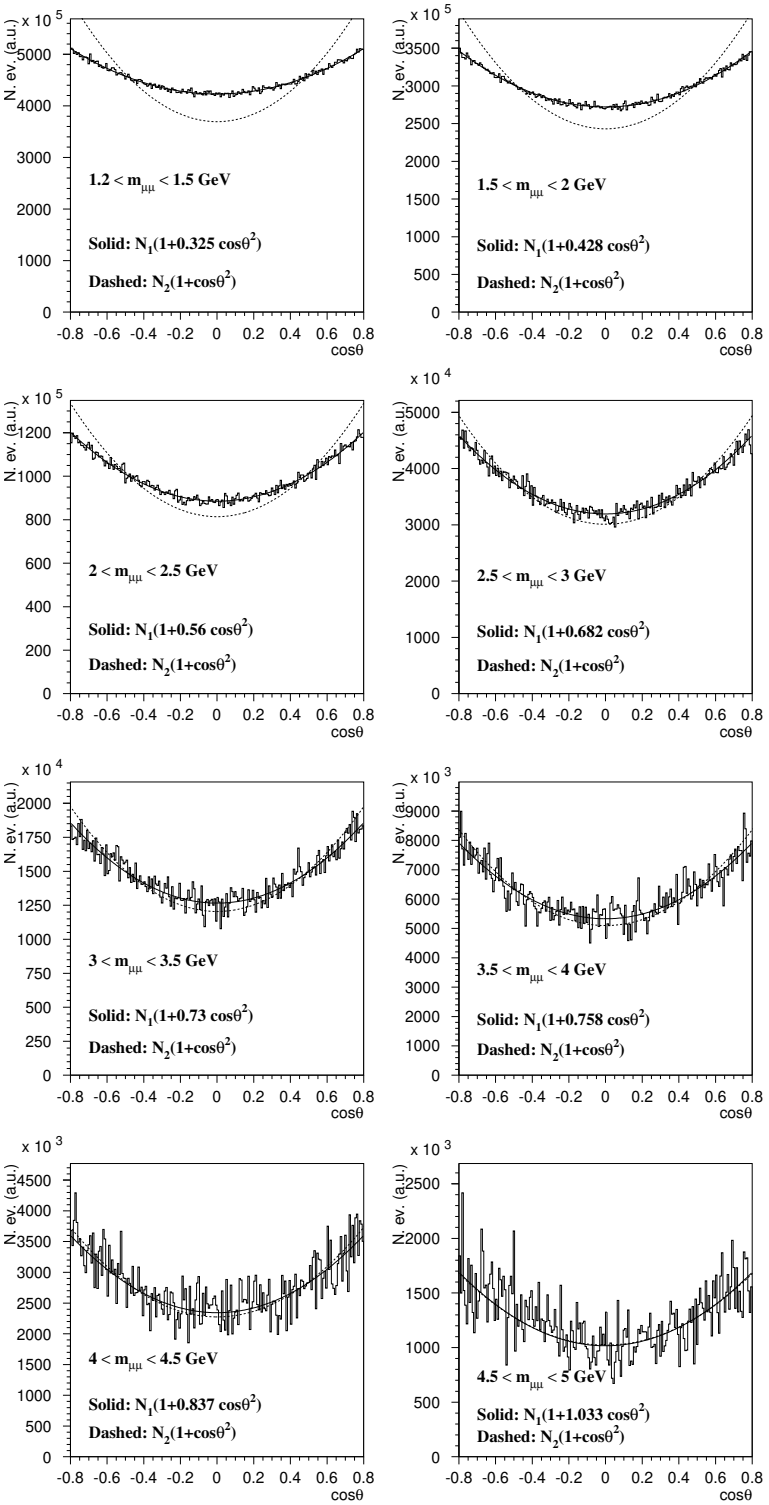


Figura 4.3: Distribuzione in $\cos\theta_{CS}$ per il processo di Drell-Yan simulato da PYTHIA a 158 GeV/c (istogramma) e fit con la forma $N_1(1 + p_1 \cos^2\theta)$ (linea a tratto continuo) e con la forma $N_2(1 + \cos^2\theta)$ (tratteggiata).

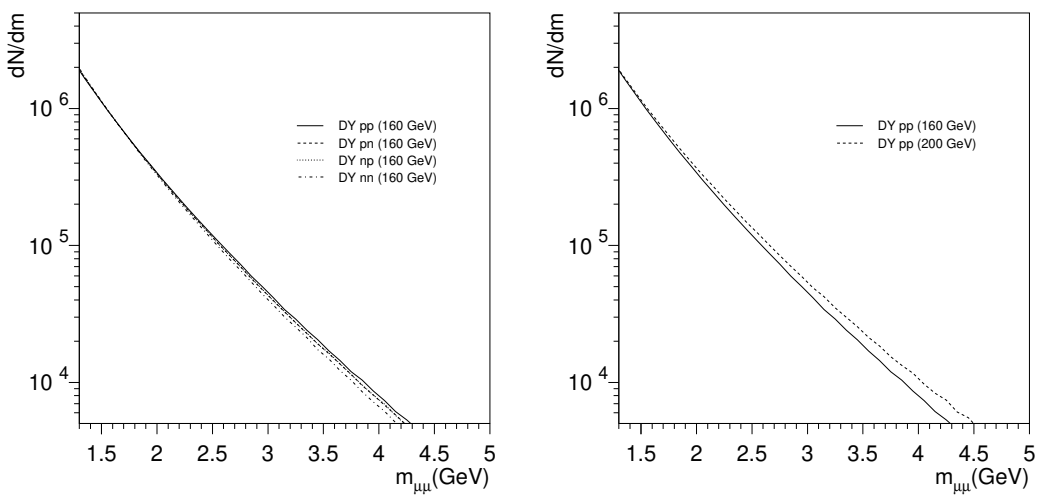


Figura 4.4: A sinistra: distribuzioni in massa degli eventi generati per il processo di Drell-Yan in collisioni p-p,p-n,n-p,n-n a 158 GeV/c. A destra: distribuzioni in massa in collisioni p-p per $p_{LAB} = 158$ e 200 GeV/$c$

denza della distribuzione dal tipo di collisione, ovvero dal contenuto di quarks di valenza dei nucleoni coinvolti nella reazione. La differenza principale sta comunque nei diversi valori della sezione d'urto; a 158 GeV/c e per masse superiori a 1.2 GeV PYTHIA fornisce i seguenti valori: $\sigma(pp) = 3.172$ nb, $\sigma(pn) = 2.856$ nb, $\sigma(np) = 2.855$ nb, $\sigma(nn) = 2.329$ nb. Questi valori sono calcolati mediante la formula all'ordine più basso della teoria delle perturbazioni, e vanno dunque moltiplicate per il $Kfactor$. L'impulso del proiettile incide anch'esso sulla pendenza della distribuzione in massa, come possiamo notare sempre in fig. (4.4).

Possiamo infine confrontare i risultati di PYTHIA con le misure sui mesoni con charm effettuate da diversi esperimenti del Fermilab (E769, E789, E743, E653) e del CERN (NA16, NA27, NA32, NA34-1); le misure effettuate con fasci di protoni e pioni a diverse energie e su diversi bersagli hanno chiarito numerosi aspetti nella produzione di *charm* in collisioni p-p, e ci consentono di descrivere, a meno di una costante di normalizzazione, l'andamento della sezione d'urto di produzione in funzione dell'energia del fascio, come abbiamo visto in fig. (3.4), e di verificare la correttezza delle distribuzioni delle variabili cinematiche che caratterizzano la produzione: possiamo, in particolare, confrontare le distribuzioni in $x_F$ e $p_T^2$ che si ottengono da PYTHIA simulando collisioni fra protoni per un impulso del proiettile pari a 250 GeV/c, con le misure di E769[Alv96]. In fig. (4.5), tratta

Figura 4.5: Distribuzioni in $x_F$ e $p_T^2$ per i mesoni $D^{\pm}$, $D_s^{\pm}$, $D^0$, $\bar{D}^0$ generate da PYTHIA in interazioni p-p a 250 GeV e confronto coi dati di E769 [Alv96].

## 4.2 La generazione delle risonanze

Il programma utilizzato per la generazione delle risonanze è GENESIS; si tratta di un programma in FORTRAN 90 sviluppato dalla collaborazione CERES per l'analisi dello spettro di basse masse dei dielettroni; questo programma è stato modificato per tenere conto di alcune differenze:

- la prima, ovvia, è che i prodotti finali non sono dielettroni ma dimuoni; la differenza di massa tra elettroni e muoni influenzerà, soprattutto alle basse masse, la cinematica del decadimento;

- come abbiamo evidenziato nel cap. 1, la regione di spazio delle fasi coperta da CERES è differente da quella di NA50; in particolare, l'accettanza di NA50 è limitata ai dimuoni ad alte masse trasverse, come vedremo più avanti nella discussione sull'accettanza per i vari processi, e di conseguenza l'esperimento sarà più sensibile, nella regione delle basse masse, alle code ad alti $p_T$. Ciò comporta che le parametrizzazioni delle variabili cinematiche

che sono valide nel dominio di spazio delle fasi coperto da CERES possono essere inadatte a descrivere la cinematica degli eventi di NA50;

- inoltre, poiché i due esperimenti hanno diverse accettanze per i vari processi e differenti prodotti di decadimento, alcuni processi che contribuiscono allo spettro di massa di NA50 non saranno presenti in quello di CERES, e viceversa.

I parametri caratterizzanti la produzione delle risonanze sono, come abbiamo già discusso in precedenza, la rapidità, l'impulso trasverso, e i fattori di forma elettromagnetici dei mesoni neutri.

Per la distribuzione in rapidità abbiamo fatto uso della forma:

$$\frac{dN}{dy} = \frac{N_0}{(e^{ay} + e^{-ay})^2}, \tag{4.2}$$

$$a = \frac{3}{4\sigma} \tag{4.3}$$

dove $N_0$ è una costante di normalizzazione e $\sigma$ è un parametro dipendente dal mesone considerato e dall'energia, e per pioni è ben approssimato dalla larghezza della gaussiana con cui viene descritta la distribuzione in rapidità secondo il modello idrodinamico di Landau:

$$\sigma_{Landau} \sim \sigma_\pi = \sqrt{\log \gamma_{proj.}} = \sqrt{\log \frac{\sqrt{s}}{2m_N}}, \tag{4.4}$$

dove $\gamma_{proj.}$ è il fattore $\gamma$ di Lorentz relativo al proiettile, $m_N$ la massa del protone[1], e $\sqrt{s}$ l'energia nel centro di massa; per $p_{lab} = 200$ GeV, $\sigma_\pi \sim 1.53$. La forma della eq. (4.3) è piuttosto simile ad una gaussiana, ed è comparabile anche alla parametrizzazione di Bourquin-Gaillard, di cui però non ha la cuspide non fisica per $y_{CM} = 0$, come possiamo vedere in fig. (4.6).

Il valore di $\sigma$ per il generico mesone X è ottenuto a partire da quello per pioni, secondo lo *scaling* col valore massimo della rapidità:

$$\sigma(X) = \sigma_\pi \frac{y_{max}(X)}{y_{max}(\pi)}. \tag{4.5}$$

Nella versoine originale del codice GENESIS usata da CERES, la larghezza della distribuzione in rapidità varia col rapporto tra la sezione d'urto nel *bin* centrale di rapidità e la sezione d'urto totale, calcolati secondo la parametrizzazione di Bourquin-Gaillard. Il vantaggio della (4.5) è che ci permette di calcolare il

[1] Trascuriamo la differenza tra la massa del protone e quella del neutrone

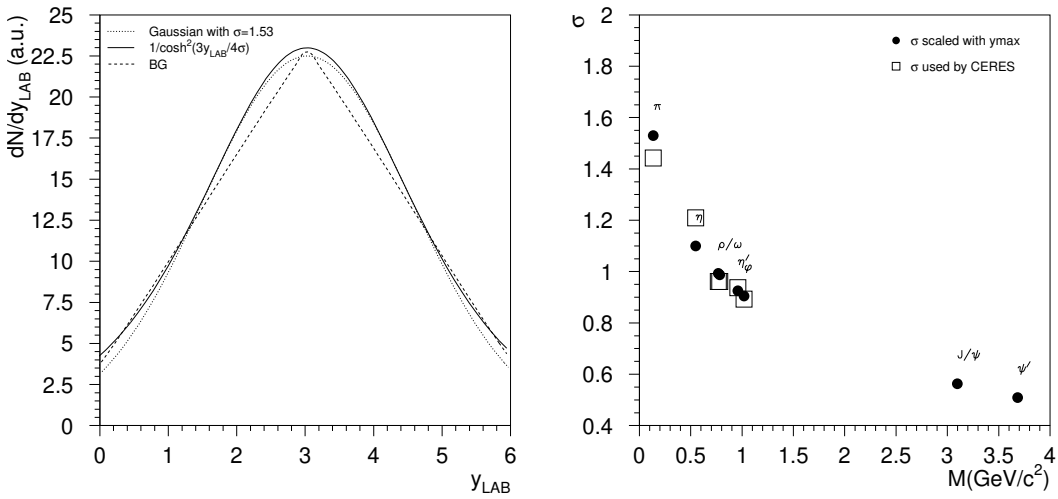


Figura 4.6: A sinistra: distribuzione in rapidità per pioni a 200 GeV secondo la parametrizzazione di Bourquin-Gaillard, l'eq. (4.3) con $\sigma$ data dall'eq. (4.4) e una gaussiana con lo stesso valore di $\sigma$; a destra: larghezza delle distribuzioni in rapidità per diversi mesoni secondo la parametrizzazione di CERES (quadrati) e quella seguita nella presente analisi (circoli) a 200 GeV.

valore per $dN/dy$ anche nei casi in cui non esistono misure, o sono di cattiva qualità.

Un raffronto fra i due modelli è presentato in fig. (4.6).

Per la distribuzione in impulso trasverso abbiamo fatto uso della forma:

$$\frac{1}{p_T}\frac{dN}{dp_T} = m_T K_1(\frac{m_T}{T}) \tag{4.6}$$

dove $K_1(\frac{m_T}{T})$ è la funzione di Bessel modificata e T è stato posto pari a 190 MeV per p-A e 200 MeV in A-B, per i mesoni della regione LMR. In fig. (4.7) riportiamo la distribuzione in impulso trasverso per la $\eta$ in collisioni p-Be misurata da CERES, confrontata con la curva data dalla eq. (4.6). Per la $J/\psi$ è stato compiuto uno studio a parte sui dati di NA38/50, che richiede l'introduzione degli effetti dell'accettanza e dello *smearing* dell'apparato, che tratteremo nel seguito.

Per i decadimenti della $\eta$, della $J/\psi$ e della $\psi'$ in muoni, le risonanze sono state trattate come delle funzioni $\delta$ di Dirac, poiché la larghezza della distribuzione in

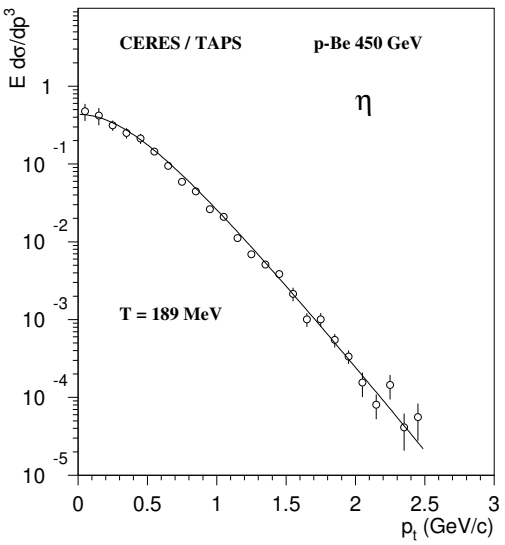


Figura 4.7: Distribuzione in impulso trasverso per la $\eta$ misurata da CERES-TAPS e confronto con la curva di eq. (4.6).

massa è trascurabile rispetto alla risoluzione sperimentale. La distribuzione in massa usata in questa analisi per la $\omega$ e la $\phi$ è quella di Gounaris-Sakurai (eq. 3.45), mentre per la $\rho$ è stata utilizzata la distribuzione di I. Kralik (eq. 3.46).

Per i fattori di forma nei decadimenti Dalitz si è preferito utilizzare la parametrizzazione dei dati di Lepton-G, che descrive più fedelmente il fattore di forma della $\omega$ nel decadimento $\omega \to \mu^+\mu^-\pi^0$. Le differenze nella distribuzione in massa rispetto alle previsioni col modello VMD sono riportate in fig. (4.8).

### 4.2.1 La distribuzione in impulso trasverso per la $J/\psi$

.

Abbiamo compiuto uno studio a parte sulla distribuzione in impulso trasverso della $J/\psi$, utilizzando i dati di NA38 e NA50. Tale studio è possibile perché il contributo della $J/\psi$ è facilmente isolabile, essendo dominante nella regione di masse tra 2.85 e 3.35 GeV. Inoltre, l'apparato di NA38/50 è ottimizzato allo studio della $J/\psi$, per cui la sua accettanza risulta elevata. In tale modo è possibile generare un numero elevato di $J/\psi$ accettate dal programma di simulazione dell'apparato con dei tempi di CPU ragionevoli.

Il metodo si basa sul confronto delle distribuzioni sperimentali di impulso trasverso alla $J/\psi$ con le distribuzioni in $p_T$ degli eventi simulati; per un dato valore della 'temperatura' T generiamo un campione di $J/\psi$ con un impulso

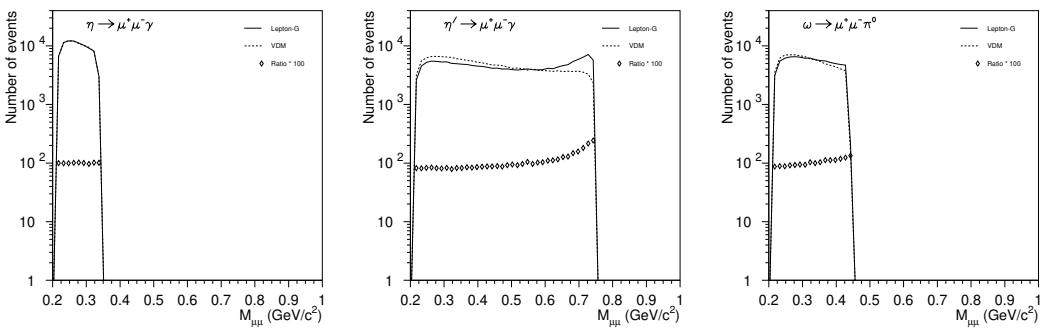


Figura 4.8: Distribuzione in massa per i decadimenti $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\omega \to \mu^+\mu^-\pi^0$ secondo il modello VMD e secondo il fit dei dati di Lepton-G con una formula a un polo (vedere [Lan85] per i dettagli).

trasverso della forma data dall'eq. (4.6); gli eventi generati vengono dunque sottoposti al programma di simulazione e ricostruzione dell'apparato; la generazione viene iterata per diversi valori del parametro T, variato con un passo di 1 MeV. In definitiva, ciò che si ottiene per ciascun valore della 'temperatura' è una distribuzione in impulso trasverso in cui sono inclusi gli effetti dell'accettanza e dello *smearing* e che viene confrontata con la distribuzione degli eventi reali. Il confronto tra dati e simulazione è stato fatto col test di Kolmogorov[2], da cui abbiamo ricavato la probabilità che le due distribuzioni provengano dalla stessa distribuzione originaria. Eseguendo il confronto fra l'istogramma dei dati sperimentali e il set di istogrammi degli eventi simulati alle differenti 'temperature', otteniamo una distribuzione di probabilità in funzione della 'temperatura'; estraendo da questa distribuzione il valore medio e la deviazione standard, otterremo il valore stimato di T e il suo errore.

Nel caso delle collisioni nucleo-nucleo, abbiamo inoltre svolto l'analisi in funzione dell'energia trasversa, che è legata alla centralità dell'urto. Riportiamo in tab. (4.1) i valori di T e del valore massimo della probabilità per i diversi campioni, e in fig. (4.9) la distribuzione di probabilità in funzione di T e il confronto fra dati reali ed eventi simulati per collisioni p-U.

Nelle collisioni fra nuclei possiamo osservare i seguenti aspetti:

- in S-U non vi è accordo soddisfacente con nessuna delle distribuzioni ge-

[2]Il test di Kolmogorov, a differenza del test del $\chi^2$, è concepito per dati non binnati, e dunque non richiede un numero minimo di eventi per bin; inoltre tiene conto non solo della differenza tra i valori di ciascun bin, ma anche del segno di questa differenza, ed è dunque maggiormente sensibile a deviazioni sistematiche. Per ulteriori dettagli si veda, ad es., [Ead71]

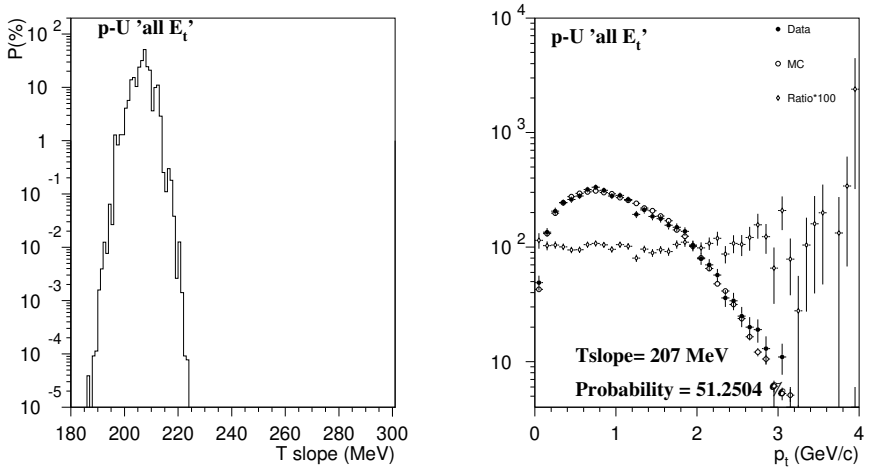


Figura 4.9: A sinistra: distribuzione di probabilità in funzione di T; a destra: distribuzione in impulso trasverso per i dati reali con $2.85 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.35$ GeV (cerchi neri), per gli eventi simulati con $T = T(P_{max})$ (cerchi bianchi), e rapporto dati/Monte Carlo.

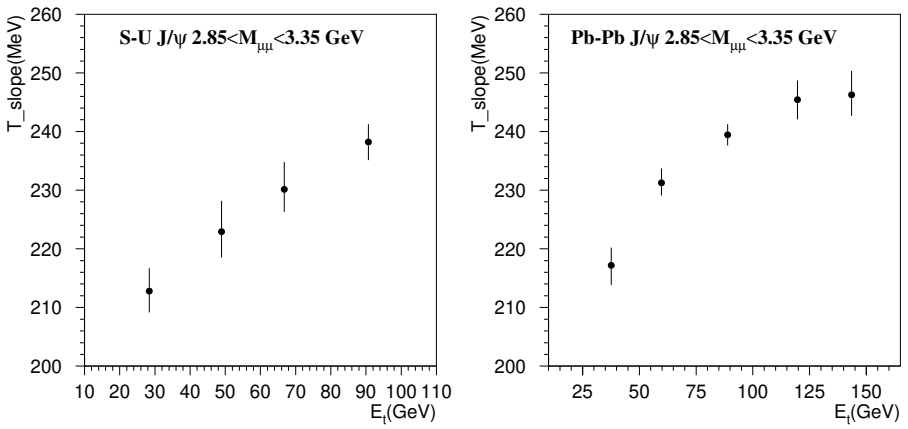


Figura 4.10: T in funzione dell'energia trasversa in collisioni S-U a 200 GeV/c per nucleone e in collisioni Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone.

| | $< T > (MeV)$ | $\Delta T$(MeV) | $P_{max}(\%)$ | $E_T$(GeV) |
|---|---|---|---|---|
| pU | 206.8 | 3.1 | 51.2 | - |
| S-U all $E_T$ | 225.6 | 1.6 | 2.7 | - |
| S-U bin 1 $E_T$ | 212.8 | 3.8 | 47.2 | 0-39 |
| S-U bin 2 $E_T$ | 222.9 | 4.8 | 70.4 | 39-58 |
| S-U bin 3 $E_T$ | 230.1 | 4.2 | 44.0 | 58-75 |
| S-U bin 4 $E_T$ | 238.2 | 3.1 | 10.9 | $> 75$ |
| Pb-Pb all $E_T$ | 237.8 | 2.1 | 18.2 | - |
| Pb-Pb bin 1 $E_T$ | 217.2 | 3.2 | 50.8 | 0-45 |
| Pb-Pb bin 2 $E_T$ | 221.2 | 2.3 | 89.5 | 45-70 |
| Pb-Pb bin 3 $E_T$ | 239.5 | 1.9 | 40.2 | 70-105 |
| Pb-Pb bin 4 $E_T$ | 245.4 | 3.3 | 85.7 | 105-135 |
| Pb-Pb bin 5 $E_T$ | 246.3 | 3.8 | 85.3 | $> 135$ |

Tabella 4.1: Valori di T, $\Delta T$ e $P_{max}$ e bins di energia trasversa per collisioni p-U e S-U a 200 GeV/c per nucleone, e Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone.

nerate qualora si consideri l'insieme dei dati integrati su tutte le energie trasverse, come si può vedere dai valori di $P_{max}$ in tab. (4.1). Anche in Pb-Pb l'accordo non è ottimale;

- la situazione è differente quando si considerano separatamente le distribuzioni per diversi intervalli di energia trasversa: in questo caso riusciamo ad ottenere un buon fit per tutti i bins di energia trasversa sia nelle collisioni S-U, che nelle collisioni Pb-Pb;

- se si traccia la 'temperatura' in funzione dell'energia trasversa (fig. 4.10) si osserva un incremento di T all'aumentare di $E_T$, ovvero per collisioni centrali; tale andamento è chiaramente lineare nelle collisioni S-U; anche nelle collisioni Pb-Pb osserviamo un incremento regolare e approssimativamente lineare se si eccettua l'ultimo punto, che sembra deviare dall'andamento globale.

Possiamo osservare, inoltre, che il metodo si basa sulla parametrizzazione della distribuzione in $p_T$ secondo la eq. (4.6), e non è dunque volto a stabilire se la (4.6) è la migliore rappresentazione per la distribuzione in impulso trasverso, per cui occorrerebbe un confronto con delle forme alternative; ciò che intendiamo determinare è il parametro T, che caratterizza la distribuzione e che rende conto di una delle osservabili globali delle collisioni tra ioni.

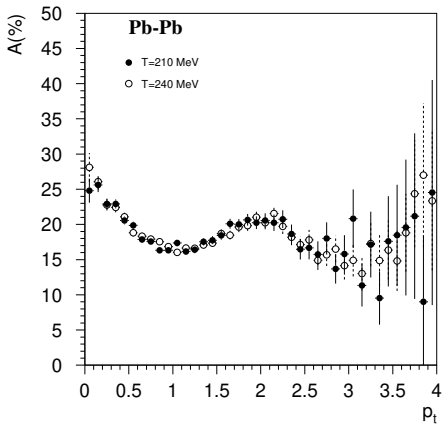


Figura 4.11: Accettanza in funzione di $p_T$ per la $J/\psi$ per T=210 e T=240 MeV, in collisioni Pb-Pb

L'ultimo punto riguarda l'influenza del parametro T nello studio della distribuzione in massa dei dimuoni: l'unico effetto che questo parametro può avere nello studio dello spettro di massa consiste in una differente accettanza per la $J/\psi$ al variare di T. Riportiamo in fig. (4.11) l'accettanza in funzione di $p_T$ per la $J/\psi$ per T=210 e T=240 MeV per il *setup* Pb-Pb95$\psi$, in cui osserviamo che le due accettanze sono del tutto compatibili fra loro entro gli errori statistici; dunque il valore della 'temperatura' non influenza i risultati, qualora si sia interessati solamente allo spettro di massa.

## 4.3 Descrizione della regione di spazio delle fasi in esame

Il nostro studio è esteso ad una regione di spazio delle fasi limitata dall'accettanza dell'apparato. I risultati che presenteremo nel seguito saranno condizionati da effetti legati all'apparato, quali l'accettanza e lo smearing, che dovranno essere trattati dal programma Monte Carlo DIMUJET, che simula la risposta dell'apparato al passaggio dei dimuoni; il programma non darà una descrizione accurata ai bordi della regione di accettanza, in cui vengono raccolti pochi eventi. Verranno dunque definiti dei tagli ai bordi della regione di accettanza.

Riportiamo in figg. (4.12,4.13) alcune distribuzioni per le coppie di muoni dello stesso segno, che costituiscono un fondo combinatoriale dovuto alle combinazioni casuali a coppie di muoni provenienti principalmente dai decadimenti di

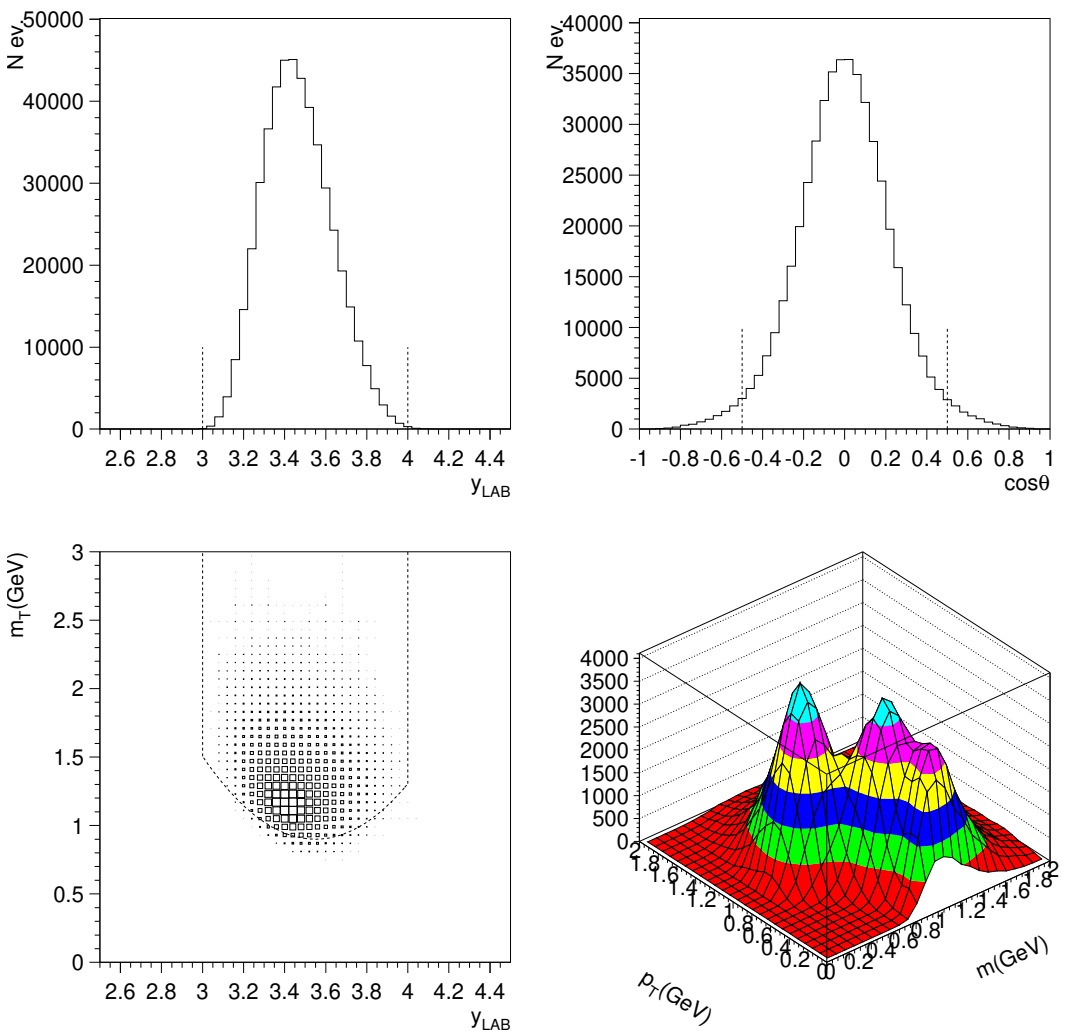


Figura 4.12: Distribuzioni in $y_{LAB}$, $\cos\theta_{CS}$, $m_T$ vs. $y_{LAB}$, $p_T$ vs. $m$ per le coppie $\mu^+\mu^+, \mu^-\mu^-$ in interazioni S-U a 200 GeV/c per nucleone.

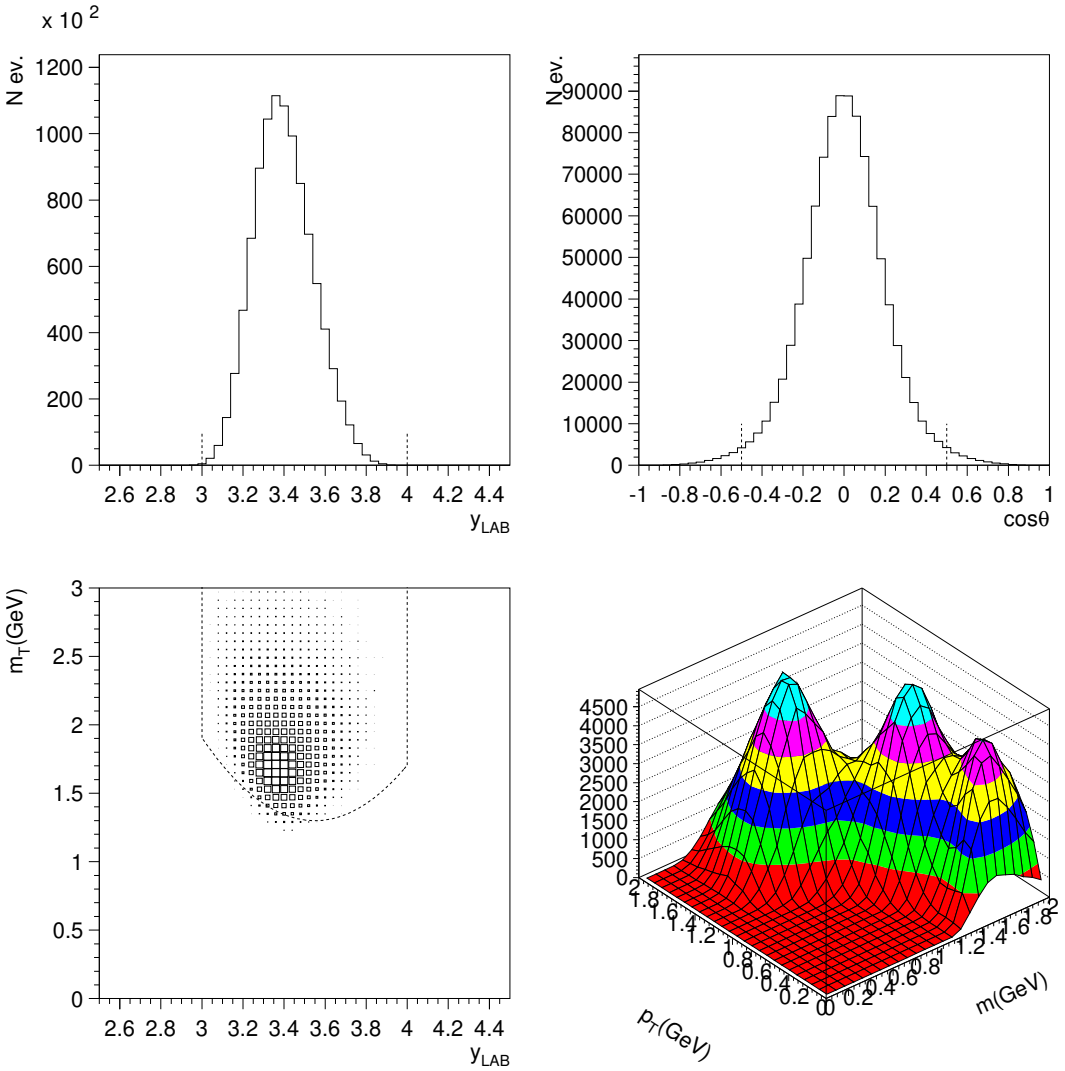


Figura 4.13: Come il precedente, in interazioni Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone.

pioni e kaoni; poiché questi muoni sono tra loro scorrelati, le variabili cinematiche che ne derivano saranno influenzate unicamente dall'accettanza dell'apparato. In altre parole, le coppie di muoni derivanti dal fondo combinatoriale verranno generate, nelle interazioni fra ioni, con una distribuzione priva di struttura, e di queste coppie verranno acquisite solo quelle che entrano nel dominio di spazio delle fasi dell'apparato.

I primi due grafici delle figg. (4.12, 4.13), relative rispettivamente a collisioni S-U a 200 GeV/c per nucleone (dati del '91 nel setup '$\phi$') e Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone (dati del '95 nel setup '$\psi$')[3] individuano le regioni di accettanza in rapidità e in $\cos\theta_{CS}$, che sono le stesse per tutti i dati, e sono limitate essenzialmente dall'accettanza geometrica dello spettrometro e dalla presenza dell'assorbitore.

Il terzo grafico mette in relazione la rapidità nel sistema di riferimento del laboratorio con la massa trasversa; notiamo un valore minimo della massa trasversa sotto la quale non abbiamo eventi, che varia al variare della rapidità con un andamento che può essere approssimato mediante la forma $a(y_{LAB} - b)^2 + c$; il valore minimo della massa trasversa dipende dal campo magnetico, ed è pari a circa 0.9 GeV quando questo è indotto da una corrente di 4000 A, come per i dati p-U e S-U, e a 1.3 GeV quando la corrente nel magnete è di 7000 A, nel caso dei dati Pb-Pb.

Nel quarto grafico è riportato il numero di eventi in funzione della massa e dell'impulso trasverso; si può osservare ancora l'effetto della bassa accettanza per masse trasverse minori di $m_T^{min} = 0.9$ GeV (S-U) o $m_T^{min} = 1.3$ GeV (Pb-Pb), che nel piano $m - p_T$ figura come un cerchio centrato in 0 e con raggio pari a $m_T^{min}$, in cui non si trova alcun evento.

I tre picchi che osserviamo, e che abbiamo visto anche in fig. (2.9), sono dovuti all'accettanza non omogenea in funzione dell'azimuth: infatti, il trigger esclude gli eventi con due muoni nello stesso sestante, e l'analisi *offline* elimina gli eventi in cui almeno uno dei due muoni attraversa le espansioni del magnete.

Il dominio di spazio delle fasi è dunque dato da:

$$\Delta = \begin{cases} 3 < y_{LAB} < 4 \\ -0.5 < \cos\theta_{CS} < 0.5 \\ m_T > 2(y_{LAB} - 3.55)^2 + m_T^{min} \end{cases} \tag{4.7}$$

dove $m_T^{min} = 0.9$ GeV per i dati di NA38, $m_T^{min} = 1.3$ GeV per i dati di NA50, ovvero per le collisioni tra ioni piombo. Ove sarà necessario specificheremo il dominio dello spazio delle fasi con $\Delta_{NA38}$ o con $\Delta_{NA50}$; qualora non sussistano ambiguità, o i due domini coincidano, come nel caso delle alte masse, useremo semplicemente il simbolo $\Delta$.

[3] Tratteremo più accuratamente nel prossimo capitolo le differenze tra i vari setup.

## 4.4 Le accettanze

Il calcolo delle accettanze è stato eseguito, per ogni processo e per tutti i *setup* sperimentali, mediante l'uso del programma Monte Carlo di simulazione dell'apparato. Degli eventi generati su tutto lo spazio delle fasi, è stato selezionato un sottoinsieme $G_\Delta$ le cui variabili generate erano all'interno del dominio $\Delta$, calcolato anch'esso mediante le variabili generate. Gli eventi di questo sottoinsieme sono stati sottoposti al programma di simulazione dell'apparato, all'uscita del quale abbiamo ottenuto un sottoinsieme $A^R_\Delta$ di eventi accettati e le cui variabili ricostruite cadevano all'interno del dominio $\Delta$. Il rapporto tra il numero di eventi in $A^R_\Delta$ e il numero di eventi in $G_\Delta$ esprime l'accettanza dell'apparato, di cui riportiamo in tab. (4.2) i valori per i diversi processi e per ciascun *setup* sperimentale.

| | p-U | S-U | Pb-Pb |
|---|---|---|---|
| $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$ | $9.90 \cdot 10^{-3}$ | $4.55 \cdot 10^{-3}$ | $< \cdot 510^{-4}$ |
| $\omega \to \mu^+\mu^-\pi^0$ | 1.63% | 1.09% | $5.0 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma$ | 3.43% | 3.01% | $6.49 \cdot 10^{-3}$ |
| $\rho \to \mu^+\mu^-$ | 4.57% | 4.28% | 1.25% |
| $\omega \to \mu^+\mu^-$ | 4.43% | 4.22% | 1.27% |
| $\eta \to \mu^+\mu^-$ | 4.13% | 3.69% | $6.75 \cdot 10^{-3}$ |
| $\phi \to \mu^+\mu^-$ | 5.50% | 5.41% | 1.29% |
| $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ | 23.7% | 23.4% | 18.0% |
| $\psi' \to \mu^+\mu^-$ | 24.5% | 24.1% | 20.7% |
| DY $\Delta m$ | 17.8% | 18.0% | 7.08% |
| Open charm $\Delta m$ | 13.5% | 13.8% | 3.33% |

Tabella 4.2: accettanze integrate per i *setup* pU87, SU91$\phi$ e Pb-Pb95$\psi$ per le risonanze e per il processo di Drell-Yan e l'open charm nel range di massa $\Delta m \equiv 1.5 < m_{\mu^+\mu^-} < 5.5$ GeV

Questa definizione è però inadatta allo studio delle accettanze in funzione delle variabili cinematiche dei dimuoni: infatti, le variabili ricostruite sono soggette allo *smearing*, per cui può capitare che ai bordi di una distribuzione venga ricostruito per effetto dello *smearing* un numero di eventi maggiore di quelli generati: un esempio è dato dal primo grafico in fig. (4.14), o da quelli seguenti, in cui riportiamo la distribuzione in massa degli eventi generati in $\Delta$ sovrapposta a due distribuzioni: una è data dagli eventi accettati secondo la precedente definizione, l'altra è ottenuta dal campione di eventi $A^G_\Delta$ che sono sopravvissuti al programma

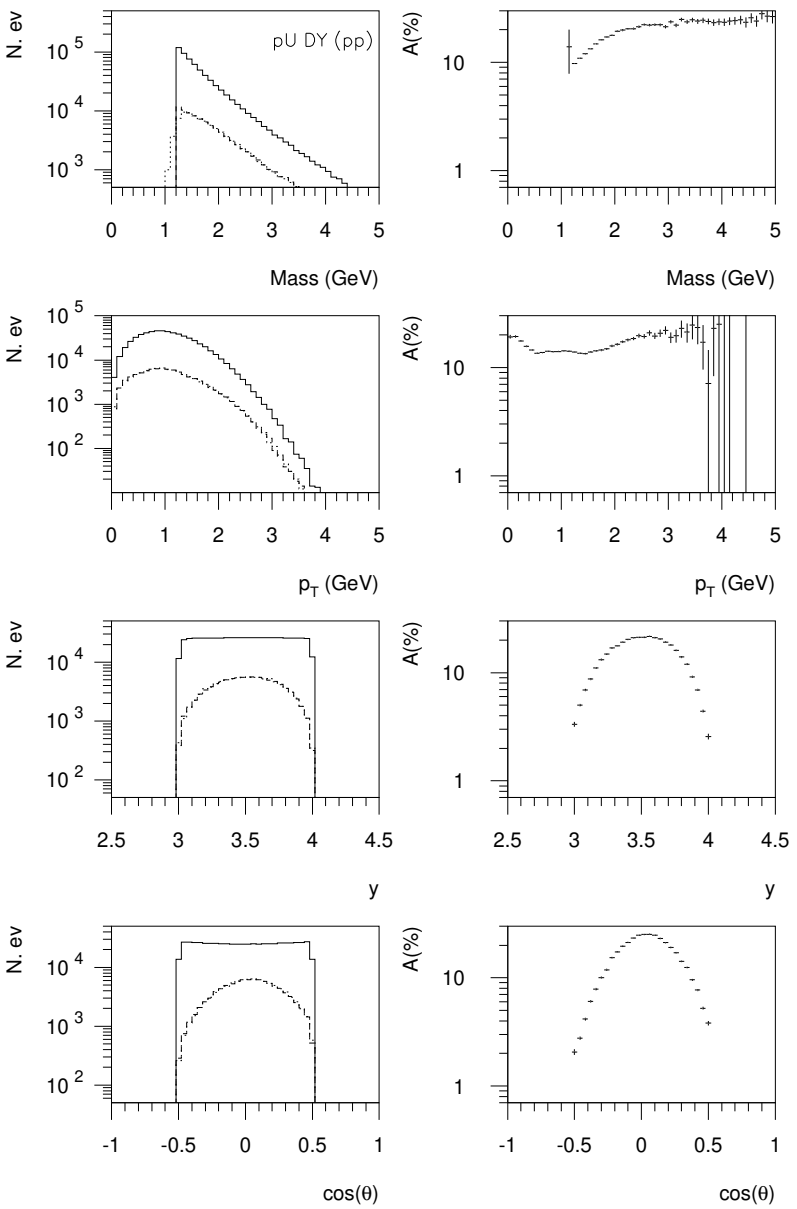


Figura 4.14: Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per il processo di Drell-Yan (pp) nel setup pU87 a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze.

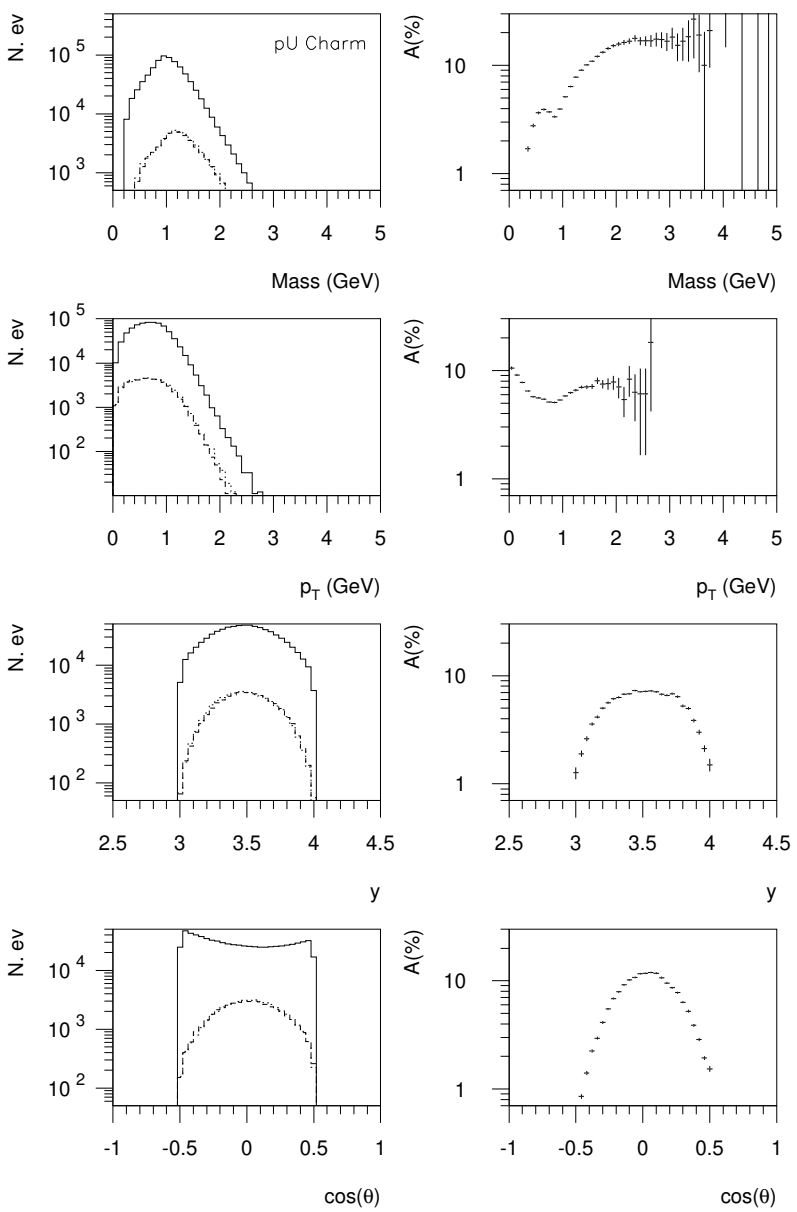


Figura 4.15: Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per i dimuoni provenienti dai decadimenti dei mesoni con *charm* nel setup pU87 a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze.

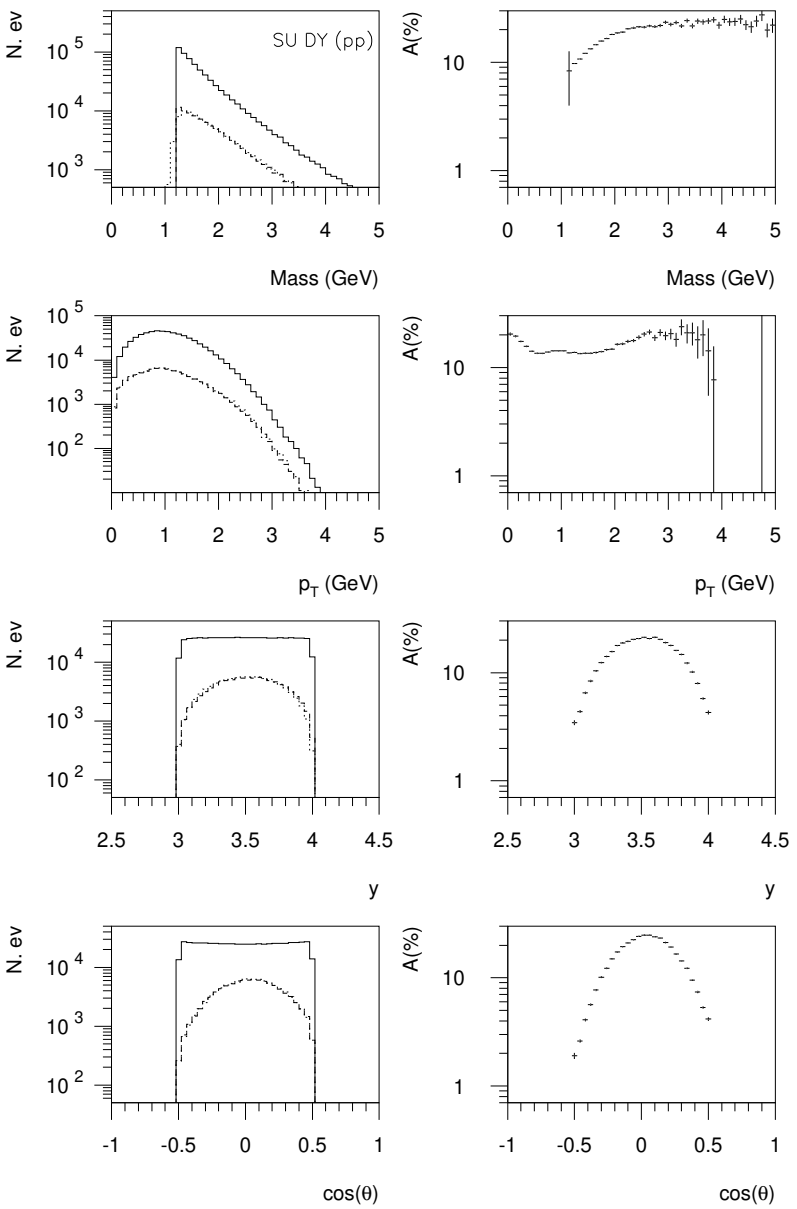


Figura 4.16: Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per il processo di Drell-Yan (pp) nel setup SU91$\phi$ a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze.

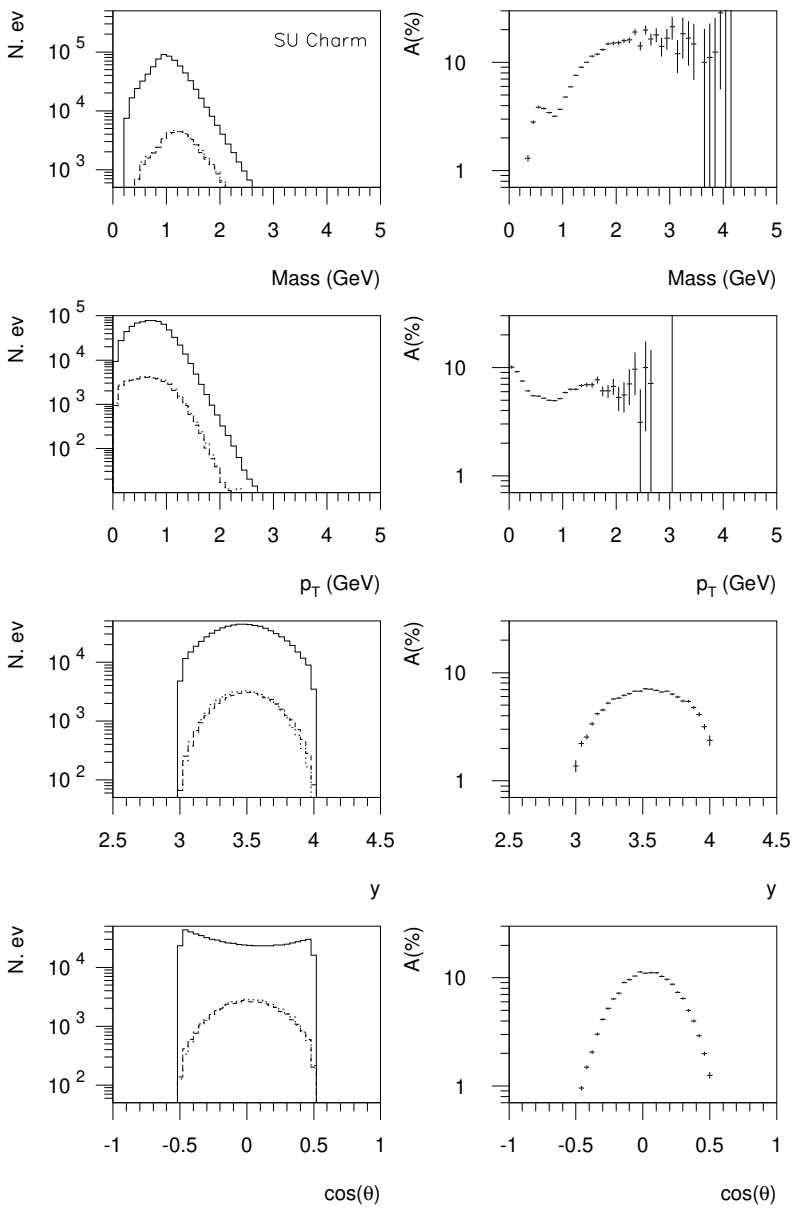


Figura 4.17: Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per i dimuoni provenienti dai decadimenti dei mesoni con *charm* nel setup SU91$\phi$ a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze.

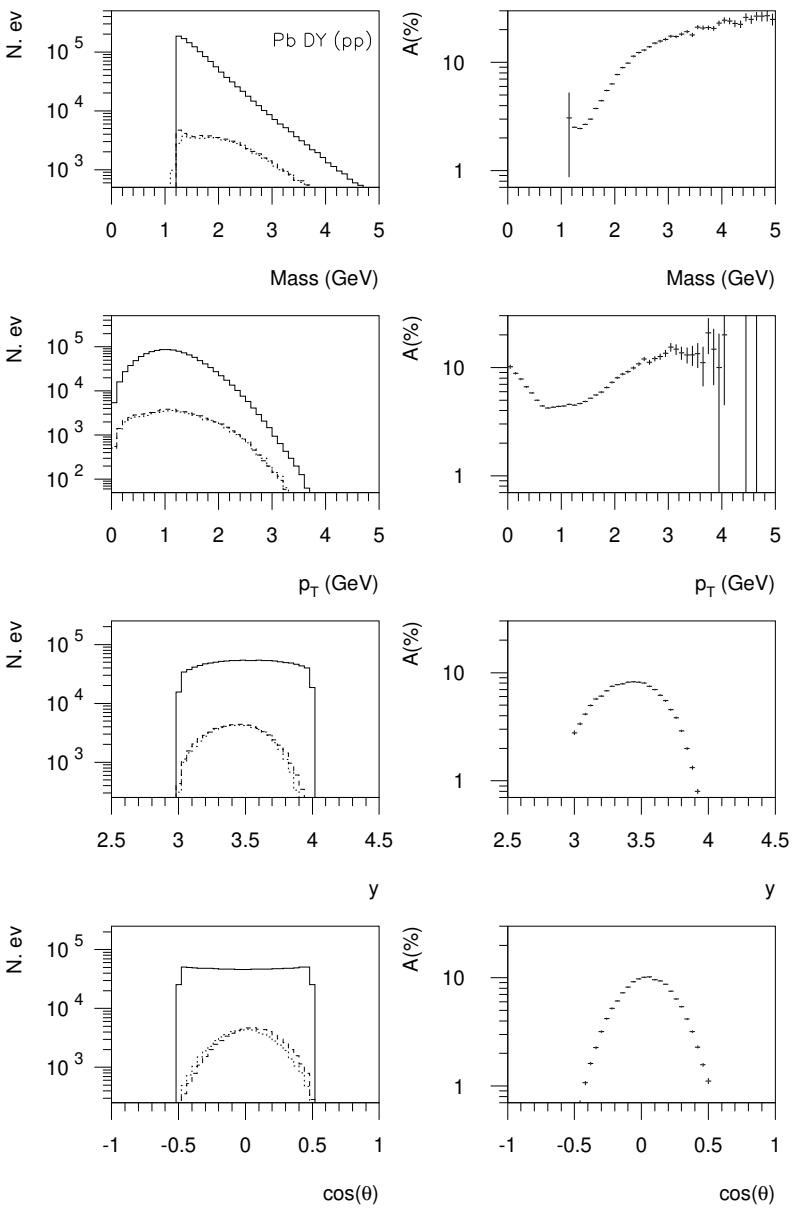


Figura 4.18: Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per il processo di Drell-Yan (pp) nel setup Pb-Pb95$\psi$ a 200 GeV/c. A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze.

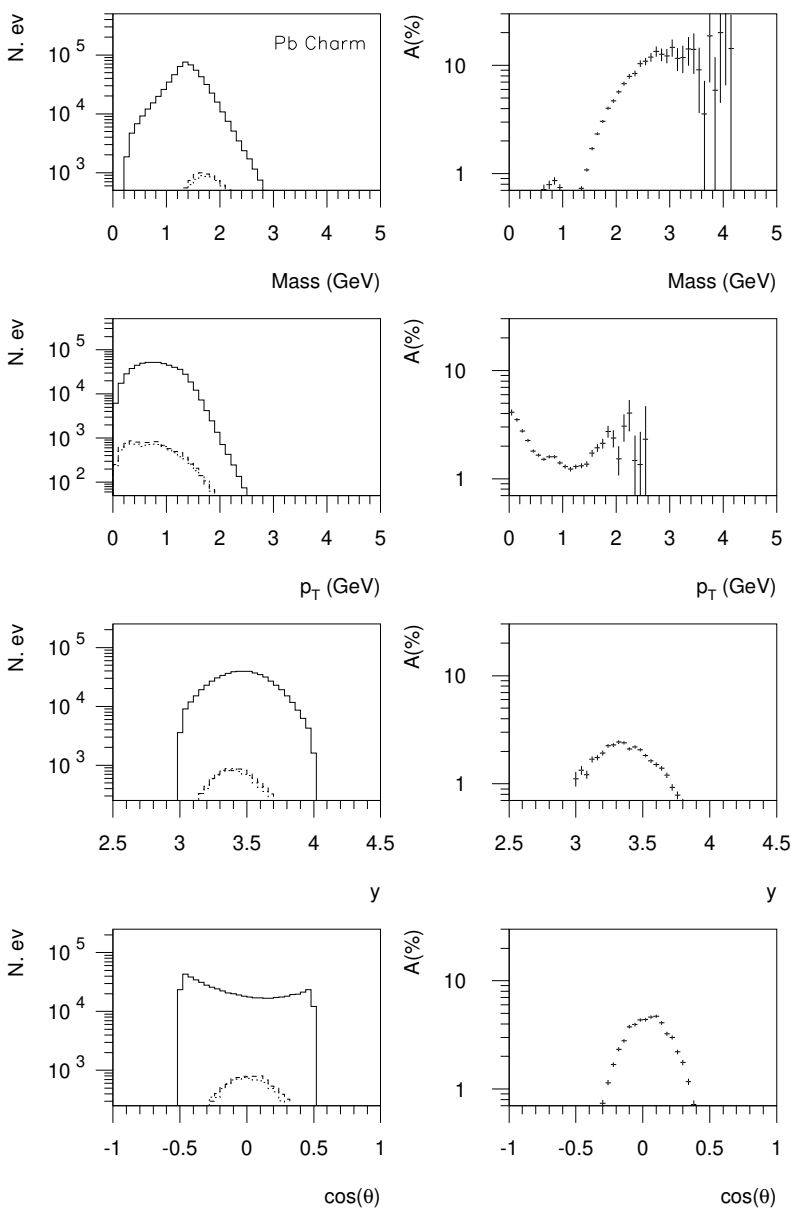


Figura 4.19: Distribuzioni in massa, impulso trasverso, rapidità e $\cos\theta_{CS}$ per i dimuoni provenienti dai decadimenti dei mesoni con *charm* nel setup Pb-Pb95$\psi$ a 200 GeV/c . A sinistra: eventi generati in $\Delta$ (a tratto pieno), eventi accettati in $\Delta$ (tratteggiati, variabili generate e variabili ricostruite). A destra: accettanze.

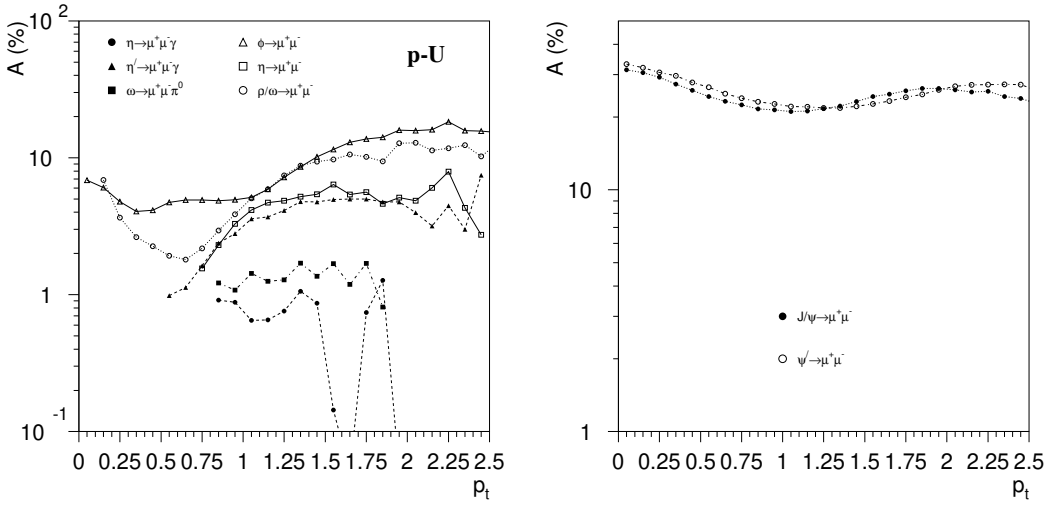


Figura 4.20: Accettanze in $\Delta$ in funzione dell'impulso trasverso per le risonanze nel setup pU87. A sinistra: risonanze nella regione LMR; a destra: $J/\psi$ e $\psi'$.

di simulazione dell'apparato, e in cui utilizziamo le variabili generate per definire sia la variabile in studio, sia il dominio $\Delta$; la generazione degli eventi inizia a $m > 1.2$ GeV, ma per effetto dello *smearing* abbiamo, nell'insieme $A^R_\Delta$ degli eventi ricostruiti, alcuni eventi a masse minori; se volessimo definire l'accettanza in funzione della massa come rapporto delle distribuzioni degli eventi in $A^R_\Delta$ e in $G_\Delta$ avremmo quindi delle accettanze maggiori di 1 (nell'esempio citato, infinite) per i primi bins! Preferiamo dunque utilizzare, quando studiamo le accettanze differenziali, il campione di eventi $A^G_\Delta$, che ovviamente non presenta questi problemi.

Riportiamo nelle figg. (4.14-4.19) le distribuzioni degli eventi generati in $\Delta$, e degli eventi accettati in $\Delta$ con l'uso delle variabili generate e ricostruite per i processi di Drell-Yan e per l'open charm nelle collisioni p-U, S-U, Pb-Pb, e le accettanze in funzione della massa, dell'impulso trasverso, della rapidità è di $\cos\theta_{CS}$.

Riportiamo inoltre nelle figg. (4.20-4.22) le accettanze in funzione di $p_T$ per le risonanze nella regione LMR, e separatamente per la $J/\psi$ e la $\psi'$, nel dominio $\Delta$. Appare chiaro dal basso valore delle accettanze (fig. 4.22, tab. 4.2) che il setup Pb-Pb95$\psi$ non è ottimizzato per lo studio delle basse masse, e che dunque i risultati in questa regione per le interazioni fra ioni Pb non possono essere ritenuti del tutto soddisfacenti; va detto che l'accettanza per i decadimenti dei mesoni vettori in $\mu^+\mu^-$ è comunque abbastanza alta da permettere di svolgere alcune

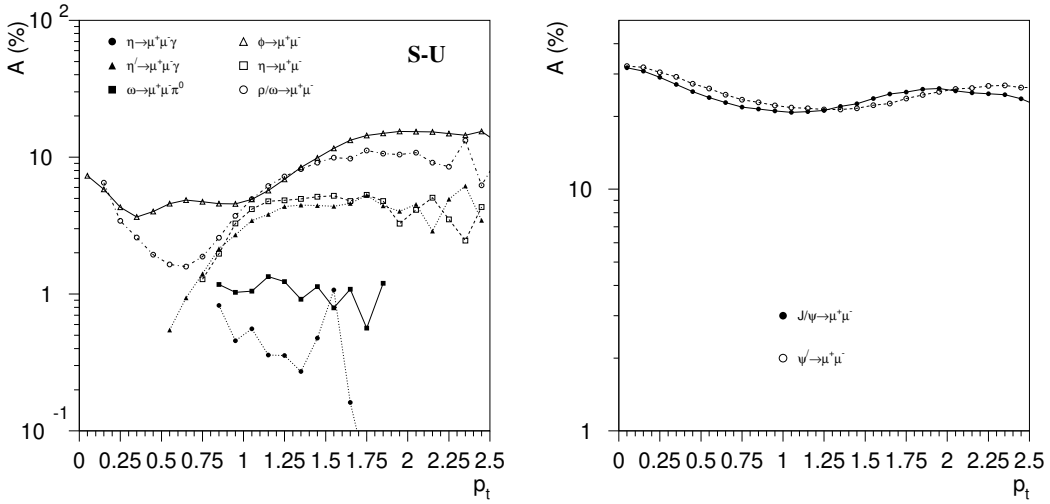


Figura 4.21: Accettanze in $\Delta$ in funzione dell'impulso trasverso per le risonanze nel setup SU91$\phi$. A sinistra: risonanze nella regione LMR; a destra: $J/\psi$ e $\psi'$.

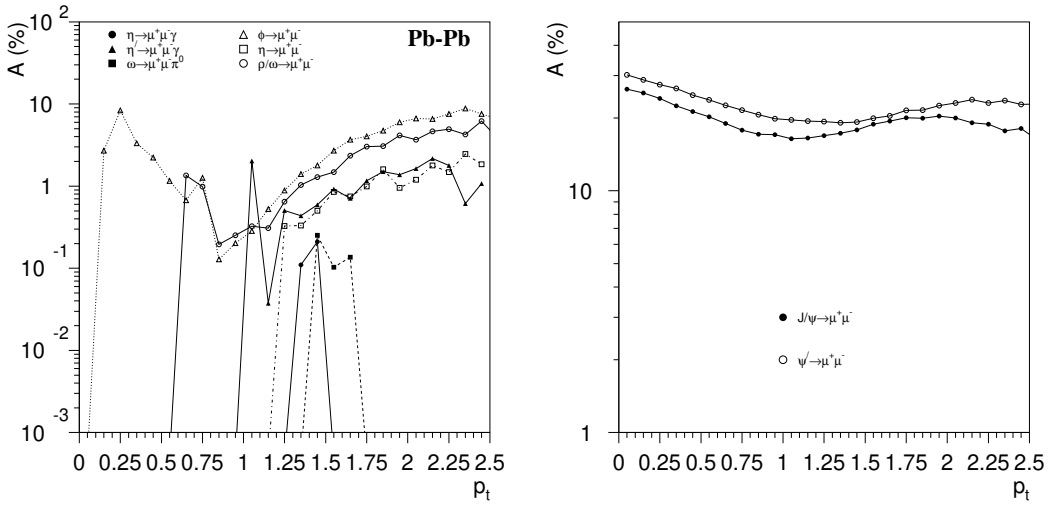


Figura 4.22: Accettanze in $\Delta$ in funzione dell'impulso trasverso per le risonanze nel setup Pb95$\psi$. A sinistra: risonanze nella regione LMR; a destra: $J/\psi$ e $\psi'$.

considerazioni sulla regione delle basse masse; è però certo che uno studio dettagliato richiede un setup ottimizzato allo studio della regione LMR, pianificato per il 1997. Rimangono comunque valide le informazioni che si possono estrarre dai dati p-U e S-U.

## 4.5 La risoluzione in massa

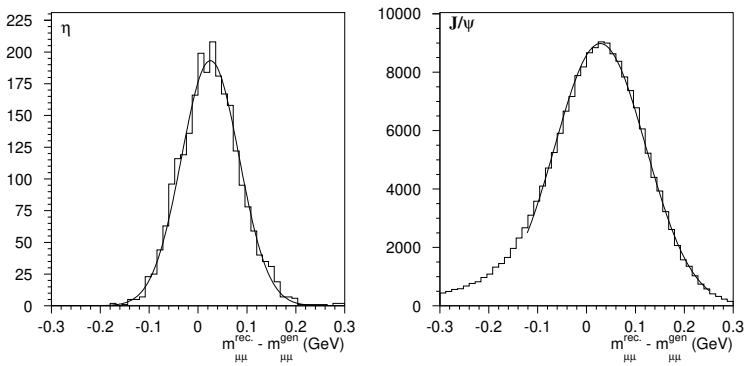


Figura 4.23: Risoluzione in massa per la $\eta$, e la $J/\psi$ nel setup Pb95$\psi$.

Abbiamo valutato la risoluzione in massa mediante il programma di simulazione dell'apparato, come differenza tra la massa ricostruita $m^{rec}_{\mu^+\mu^-}$ e la massa generata $m^{gen}_{\mu^+\mu^-}$ per la stessa coppia di muoni. Alternativamente si potrebbero considerare i decadimenti in $\mu^+\mu^-$ delle risonanze strette, quali la $\eta$, la $J/\psi$, la $\psi'$, per cui l'unico effetto che dà una larghezza alla distribuzione in massa è lo *smearing* introdotto dall'apparato.

Riportiamo in fig. (4.23) le distribuzioni della variabile $m^{rec}_{\mu^+\mu^-} - m^{gen}_{\mu^+\mu^-}$ per la $\eta$ e la $J/\psi$, che campionano la regione a basse masse e quella ad alte masse, nel *setup* PbPb95$\psi$. Abbiamo inoltre eseguito un fit con una gaussiana per avere un'idea della larghezza della distribuzione; per ottenere un buon fit alla $J/\psi$ con una gaussiana dobbiamo limitarci alla regione del picco, perchè le code alle basse masse si discostano notevolmente da quelle che si hanno per una gaussiana. La risoluzione alla $J/\psi$ è data da $\sigma_{PU87} = 152$ MeV, $\sigma_{SU91\phi} = 130$ MeV, $\sigma_{Pb95\psi} = 110$ MeV, nei tre setup considerati; per la $\eta$ abbiamo $\sigma_{PU87} = 59$ MeV, $\sigma_{SU91\phi} = 57$ MeV, $\sigma_{Pb95\psi} = 59$ MeV.

# Bibliografia


[Alv96] Alves et al. Phys. Rev. Lett. 77, 2392 (1996)

[Bra96] P. Braun-Munzinger, D. Miŝkowiec, *A note on the level of charm expected in the CERES data*, GSI, Darmstadt, Germania (15 Nov. 1996).

[dlH96] C. Pérez de los Heros, tesi di dottorato, Dep. of Particle Physics, Weizmann Istitute of Science, Rehovot, Israel (1996)

[Ead71] W. T. Eadie, D. Drijard, F. E. James, M. Roos, B. Sadoulet, *Statistical methods in experimental physics*, North-Holland (1971)

[Glü92] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Zeit. fur Phys. C53 (1992) 127

[Lan85] L. G. Landsberg, Phys. Rep. 128, n. 6 (1985) 301-376

[Sjö94] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. 82 (1994) 74

# Capitolo 5

# Analisi dei dati

L'analisi dei dati è stata estesa alle collisioni p-U, S-S, S-Cu, S-U, a 200 GeV/c per nucleone, e Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone in tutto lo spettro di massa; abbiamo inoltre utilizzato i dati p-W a 200 GeV/c nelle regioni IMR e HMR, e svolto alcune verifiche utilizzando i dati p-p e p-d a 450 GeV/c. Illustreremo in questo capitolo le caratteristiche dei vari *setup* in cui sono stati acquisiti i dati, e la procedura per l'analisi.

I dati vengono acquisiti dall'apparato e scritti su dei nastri in forma di *raw data*, contenenti, evento per evento, le informazioni provenienti dai vari rivelatori (ADC, fili delle MWPC che danno segnale, scintillatori colpiti etc...); i *raw data* vengono poi filtrati attraverso il programma di ricostruzione, chiamato DIMUREC, che ricostruisce le tracce dei muoni e fornisce in uscita dei $\mu DST$ (micro - Data Summary Tape) che contengono le informazioni fisiche (energia, molteplicità, massa dei dimuoni...).

I dati acquisiti comprendono sia le coppie di muoni di segno opposto, che le coppie di muoni dello stesso segno, con cui si può stimare il fondo combinatoriale dovuto alle coppie di muoni provenienti da decadimenti scorrelati di pioni e kaoni.

## 5.1 Descrizione dei *setup*

La presa dati relativa alle collisioni considerate in questa analisi è stata effettuata con cinque diversi *setup*, che indichiamo con pW88V, pW88D, pU87, SU91$\phi$, e Pb-Pb95$\psi$. I primi due si differenziano per la presenza di un preassorbitore nella disposizione pW88D (D=*Dump*) che è invece assente in PW88V (V=*vide*). Le collisioni S-S e S-Cu sono state acquisite col *setup* SU91$\phi$.

Le differenze tra gli arrangiamenti sperimentali pU87 e SU91$\phi$ riguardano principalmente i bersagli e gli assorbitori. Per quanto riguarda le collisioni fra ioni piombo, invece, le differenze sono maggiori, a causa della presenza di alcuni

nuovi rivelatori nella zona del bersaglio, del diverso impulso del fascio incidente, e della diversa corrente nel magnete. Riportiamo in tab. (5.1) alcune caratteristiche dei tre arrangiamenti sperimentali considerati.

| *Setup* | $p_{LAB}(A \cdot GeV/c)$ | Bersagli (mm) | Corrente (A) |
|---|---|---|---|
| pW 88 V | 200 | (5) $\oslash$ 4.0 $\times$ 20 | 4000 |
| pW 88 D | 200 | (5) $\oslash$ 4.0 $\times$ 20 | 4000 |
| pU87 | 200 | (1) 10 $\times$ 10 $\times$ 1.7<br>(5) 2.0 $\times$ 3.5 $\times$ 1.7<br>(10) 1.0 $\times$ 3.0 $\times$ 1.0 | 4000 |
| SU91$\phi$ | 200 | (1) 10 $\times$ 10 $\times$ 1.0<br>(9) 1.0 $\times$ 2.0 $\times$ 1.0 | 4000 |
| PbPb95$\psi$ | 158 | (1) 1.5 $\times$ 1.5 $\times$ 2.0<br>(6) $\oslash$2.5 $\times$ 1.0 | 7000 |

Tabella 5.1: Impulso, bersagli e corrente nel magnete per i cinque *setup* considerati. Gli ultimi 6 bersagli di piombo sono cilindrici mentre gli altri bersagli hanno sezione rettangolare.

I differenti assorbitori utilizzati per le collisioni in esame sono riportati in fig. (5.1). Entrambi sono seguiti dall'assorbitore di NA10, composto da 480 cm di carbonio; nel caso delle collisioni Pb-Pb gli ultimi 80 cm di carbonio dell'assorbitore di NA10 sono stati sostituiti con un assorbitore in ferro dello stesso spessore, per ridurre la contaminazione degli sciami adronici. Questa soluzione è adeguata quando si vuole ottimizzare l'apparato allo studio delle alte masse, che risentono in misura inferiore dello scattering multiplo dei muoni all'interno dell'assorbitore, mentre deteriora la risoluzione alle basse masse.

## 5.2 La ricostruzione delle tracce

I dati acquisiti in forma di *raw data*, contenenti le informazioni sullo stato dei rivelatori, vengono analizzati dal programma di ricostruzione, che traduce in termini di variabili fisiche le informazioni provenienti dai sottorivelatori, e ricostruisce le tracce dei muoni prima e dopo la deflessione del magnete, utilizzando le MWPC. Parleremo di tracce all'indietro (in avanti) intendendo le mezze tracce ricostruite con le camere $MWPC_{1,2,3,4}$ ($MWPC_{5,6,7,8}$) poste prima del (dopo il) magnete.

Il processo di ricostruzione inizia con la determinazione della traccia in avanti, poiché in questa zona dell'apparato la molteplicità dovuta ai residui degli sciami adronici è molto ridotta. La traccia in avanti viene determinata richiedendo che

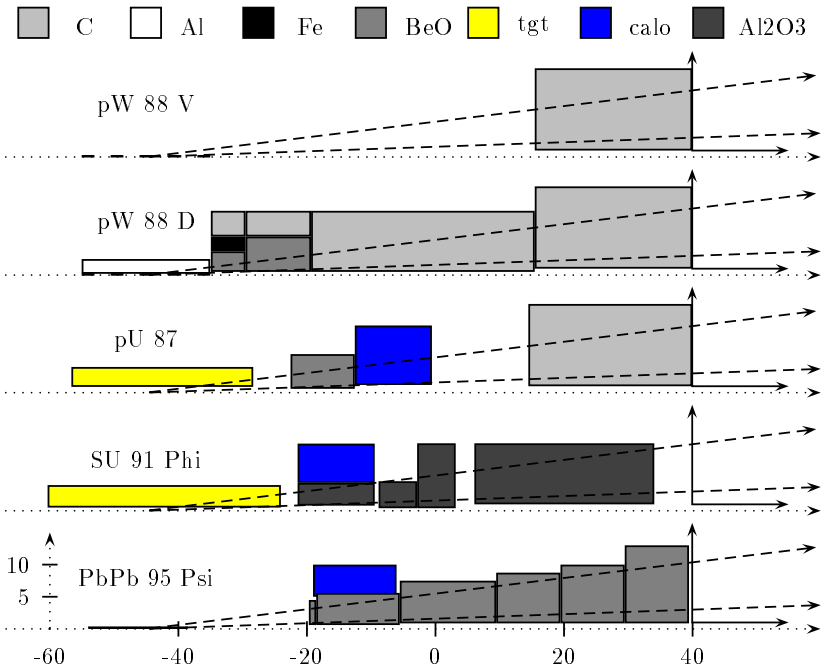


Figura 5.1: Assorbitori per i *setup* pW 88 Vide, pW 88 dump, pU87, SU91$\phi$, Pb-Pb95$\psi$.

lungo la sua direzione siano presenti almeno 3 punti individuati dalle camere; viene inoltre richiesto che la traccia si trovi in uno dei sestanti che hanno dato il segnale di trigger.

Le tracce all'indietro vengono ricostruite in maniera analoga, richiedendo in più che venga individuato un vertice sul bersaglio e che l'altro estremo della traccia sia compatibile con la traccia in avanti; il test sulla compatibilità viene effettuato calcolando la distanza fra le tracce in avanti e all'indietro nel piano $z = cost$ al centro del magnete, e richiedendo che questa distanza sia inferiore a 3 cm; inoltre, poiché la deflessione da parte del magnete non incide sulla coordinata azimutale, si richiede che la differenza $\Delta\phi$ sia inferiore a 0.25 rad. Vengono infine eliminati gli eventi in cui la traccia di almeno un muone attraversa le espansioni del magnete, ai bordi dei sestanti: tali eventi, infatti, sono affetti da una risoluzione peggiore, dovuta allo scattering multiplo all'interno di un materiale ad alto Z, e causerebbero un deterioramento -non omogeneo- nella risoluzione dell'apparato.

Mediante la ricostruzione delle tracce si può determinare l'angolo di deflessione

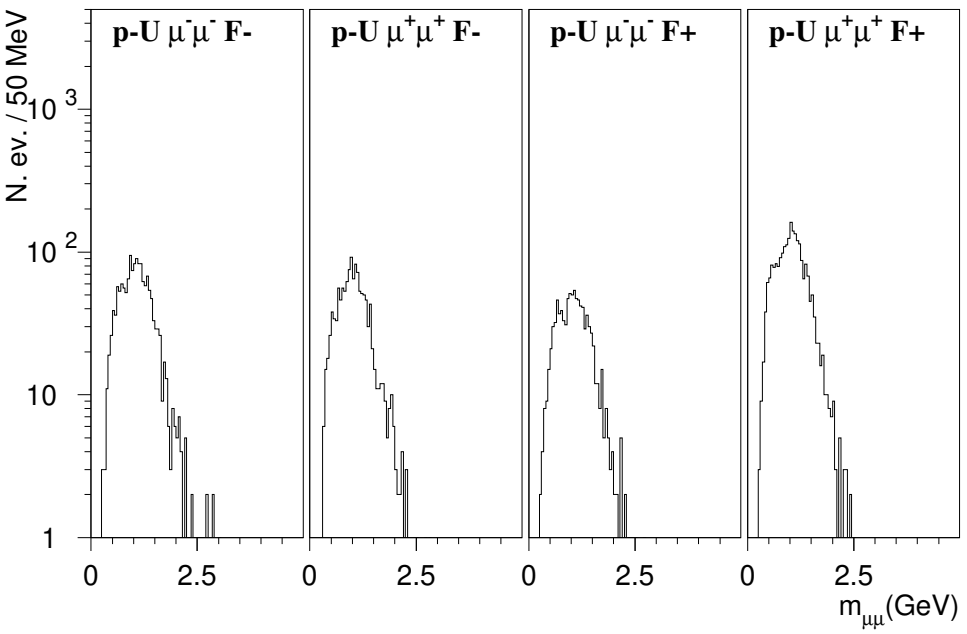


Figura 5.2: Distribuzione in massa per le coppie di muoni dello stesso segno, per valori opposti del campo magnetico, in interazioni p-U

dei muoni e, dunque, il loro impulso trasverso.

## 5.3 Il fondo combinatoriale

Il trigger di NA38/50 acquisisce sia le coppie $\mu^+\mu^-$ che le coppie $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$; le coppie dello stesso segno (LS) servono per stimare il fondo combinatoriale presente nel campione di coppie di segno opposto (OS). Vengono considerati come segnale i decadimenti da cui si possono ottenere esclusivamente coppie OS, come i decadimenti delle risonanze in $\mu^+\mu^- X$, o i decadimenti semileptonici simultanei dei mesoni $D$ e $\bar{D}$, il primo in $\mu^+ X$, il secondo in $\mu^- X$. I decadimenti scorrelati da cui si può ottenere sia una coppia LS che una coppia OS formeranno invece il fondo combinatoriale; limitandosi a considerare i pioni, in una collisione ad alta molteplicità in cui verranno prodotti $\sim N_{\pi^+} \sim N_{\pi^-}$ pioni, la probabilità di ottenere una coppia $\mu^+\mu^-$ dal decadimento scorrelato di un pione positivo e uno negativo sarà proporzionale a $N_{\pi^+} \times N_{\pi^-}$; naturalmente potremo ottenere anche una coppia $\mu^+\mu^+$ ($\mu^-\mu^-$) dal decadimento simultaneo di due $\pi^+$ ($\pi^-$). La probabilità di avere eventi da fondo combinatoriale cresce al crescere della molteplicità, e diventerà il contributo dominante nella regione IMR in collisioni fra ioni pesanti. Inoltre, poiché gli adroni che danno luogo al fondo decadono in

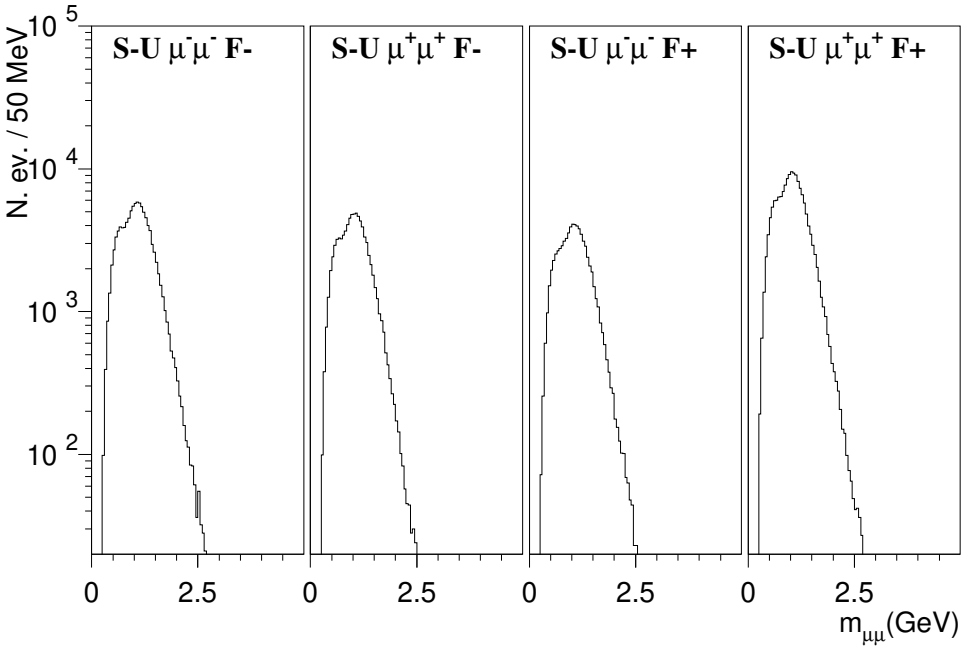


Figura 5.3: Distribuzione in massa per le coppie di muoni dello stesso segno, per valori opposti del campo magnetico, in interazioni S-U

muoni a diversi centimetri di distanza dal vertice di interazione, la contaminazione del fondo sarà legata alla quantità di materiale assorbitore posta dopo il bersaglio, e varierà dunque al variare del *setup*.

Nell'ipotesi in cui la molteplicità dei mesoni sia distribuita secondo la statistica poissoniana, indicando con $A^{++}$, $A^{+-}$, $A^{--}$, le accettanze per le coppie $\mu^+\mu^+, \mu^+\mu^-, \mu^-\mu^-$, abbiamo [Var87, Lou89]:

$$N_{BG}^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}}\frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}}. \tag{5.1}$$

Il fattore

$$R^{BG} \equiv \frac{A^{+-}}{\sqrt{A^{++}A^{--}}} \tag{5.2}$$

è legato alla logica di trigger ed è pari a 1 se l'apparato ha la stessa accettanza per le coppie $\mu^+\mu^+, \mu^+\mu^-, \mu^-\mu^-$.

Allo scopo di trattare allo stesso modo le coppie di muoni dello stesso segno e di segno opposto, è stato introdotto nell'analisi standard di NA38/50, un taglio detto *image cut* che accetta un evento solo se le altre possibili combinazioni dei segni dei muoni fossero accettate. In questo modo si ottiene una uniformazione

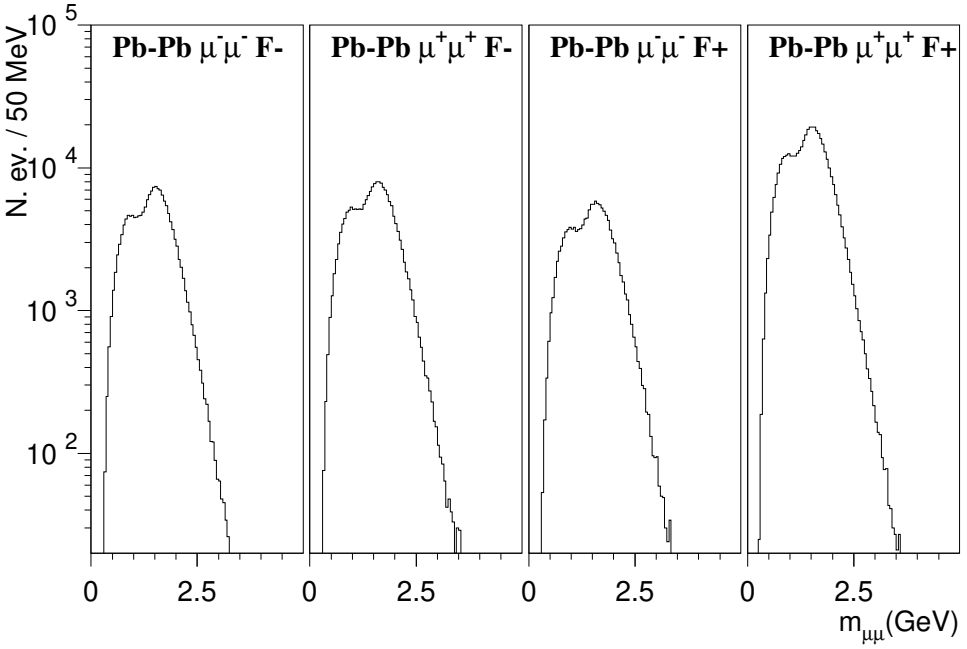


Figura 5.4: Distribuzione in massa per le coppie di muoni dello stesso segno, per valori opposti del campo magnetico, in interazioni Pb-Pb

delle accettanze per le varie coppie di muoni, per una reiezione di circa il 50% degli eventi acquisiti.

Le coppie di muoni, sia dello stesso segno che di segno opposto, vengono infine accettate solo se ricadono nel dominio di spazio delle fasi $\Delta$.

La valutazione del fondo combinatoriale viene eseguita bin per bin nella distribuzione di massa, e vengono considerati separatamente i dati presi con valori opposti del campo magnetico; la contaminazione dello spettro di massa OS è dunque data dalla seguente formula:

$$\frac{dN}{dm}^{BG} = 2R^{BG}\left(\sqrt{\left(\frac{dN^{++}}{dm}\right)_{B+}\left(\frac{dN^{--}}{dm}\right)_{B+}} + \sqrt{\left(\frac{dN^{++}}{dm}\right)_{B-}\left(\frac{dN^{--}}{dm}\right)_{B-}}\right) \tag{5.3}$$

dove $dN^{\pm\pm}/dm$ è il numero di coppie $\mu^{\pm}\mu^{\pm}$ la cui massa invariante è compresa tra $m$ e $m + dm$, e l'indice $B\pm$ sta ad indicare un campo magnetico positivo o negativo. Il fattore $R^{BG}$ è uguale a 1 negli eventi ad alta molteplicità, a causa della presenza dell'*image cut*; in eventi a bassa molteplicità, come le collisioni p-A, la probabilità di avere mesoni positivi è superiore a quella di avere mesoni negativi. La conseguente asimmetria nella produzione di $\mu^+$ e $\mu^-$ porta a un

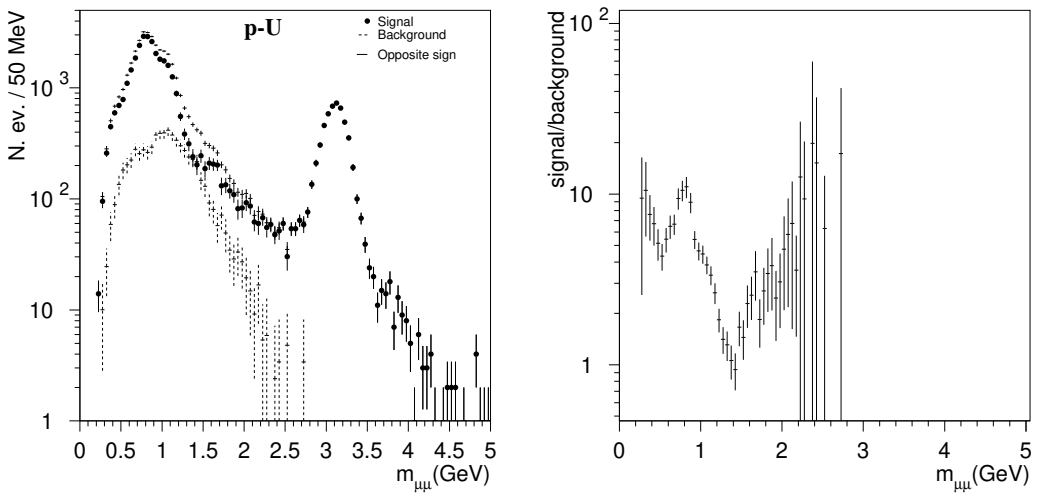


Figura 5.5: A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni p-U. A destra: rapporto segnale/fondo.

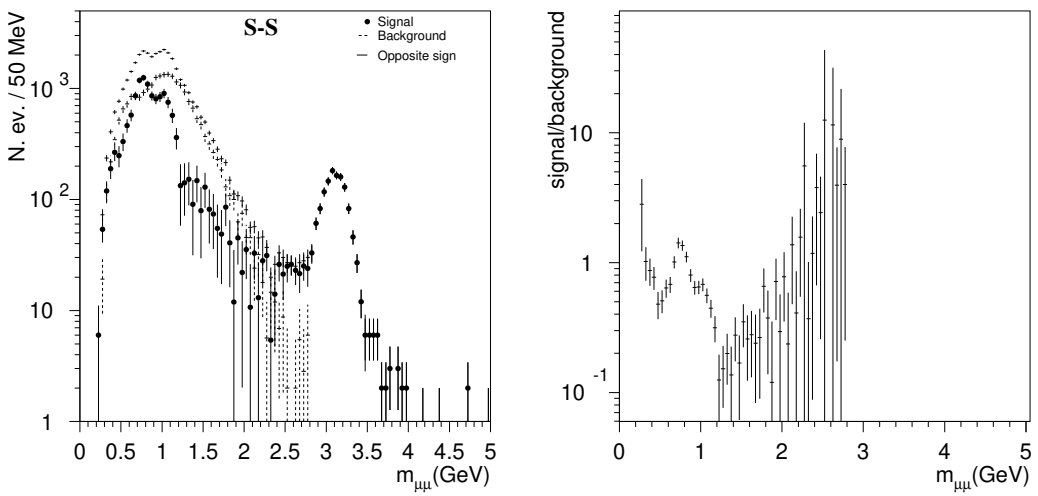


Figura 5.6: A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni S-S. A destra: rapporto segnale/fondo.

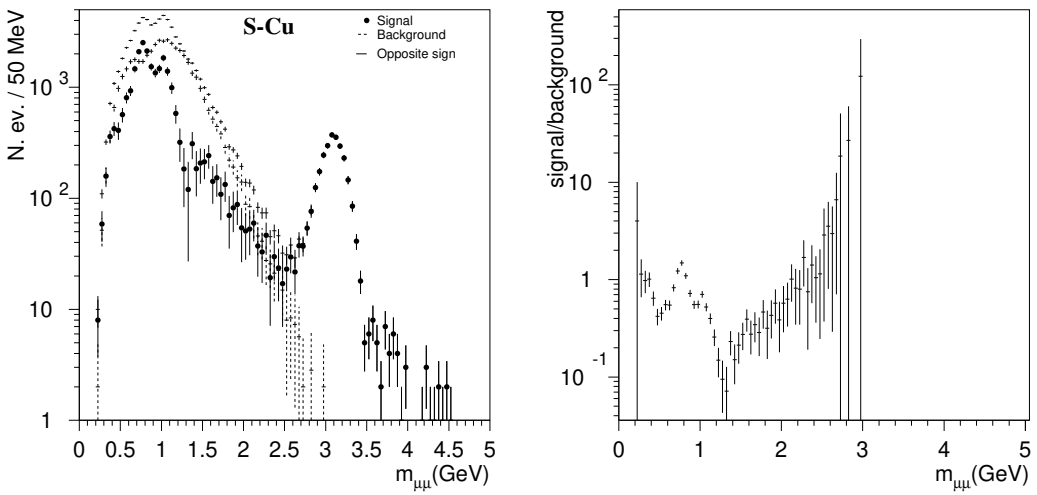


Figura 5.7: A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni S-Cu. A destra: rapporto segnale/fondo.

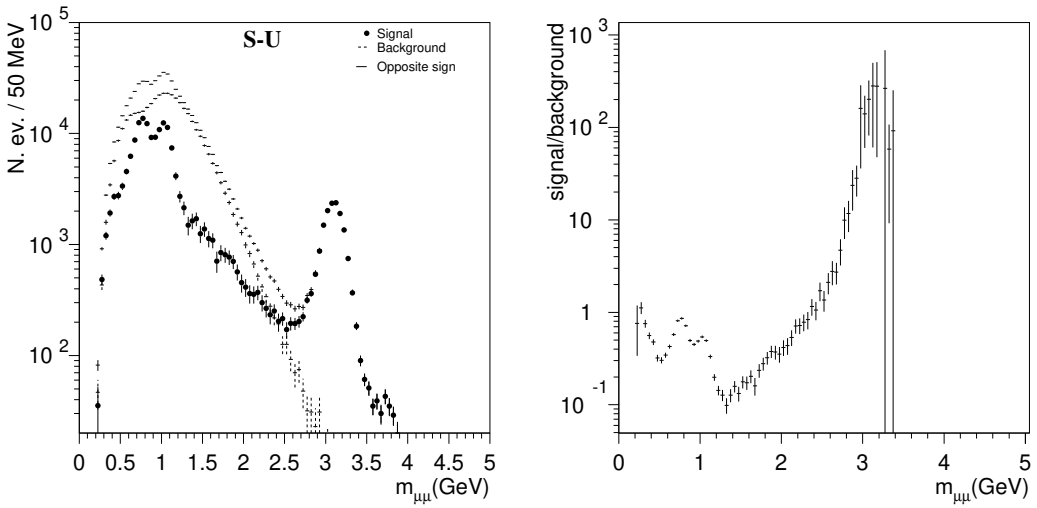


Figura 5.8: A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni S-U. A destra: rapporto segnale/fondo.

fattore $R^{BG}$ diverso da 1 in collisioni p-A; questo è stato determinato da NA38 utilizzando i dati p-W nelle due disposizioni sperimentali *dump* e *vide* che differiscono per lo spessore dell'assorbitore di adroni e di conseguenza per il fondo dato dal decadimento dei mesoni; il valore determinato in [Lou95] e usato anche in questa analisi è $R^{BG} = 1.2$ per p-W e p-U, mentre per le collisioni fra ioni poniamo $R^{BG} = 1$.

Le distribuzioni in massa delle coppie $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$ (figg. 5.2, 5.3, 5.4) accettate dall'apparato presentano un massimo intorno a 1 o 1.5 GeV, a seconda dell'accettanza in funzione della massa per il *setup* considerato, e decrescono esponenzialmente fino a dare un contributo modesto alle alte masse.

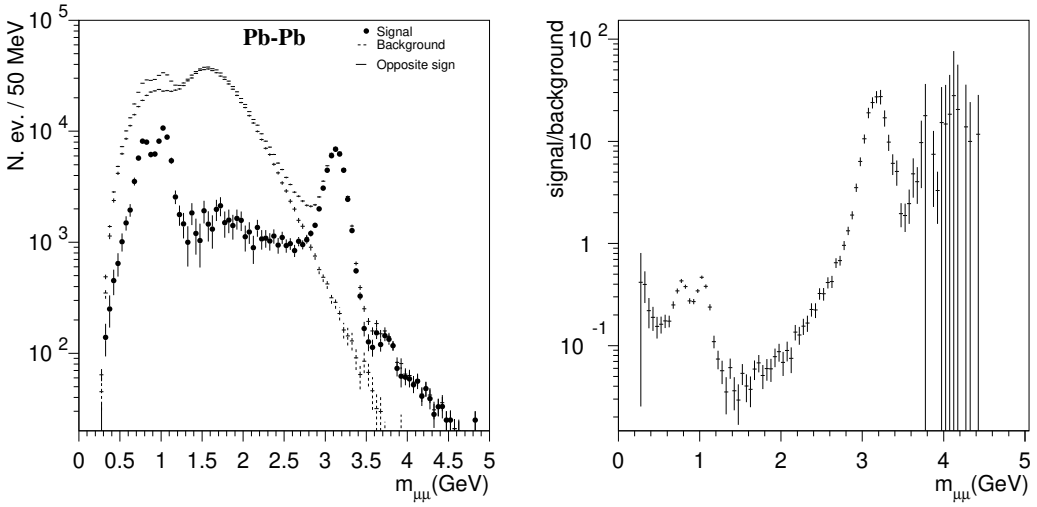


Figura 5.9: A sinistra: distribuzione in massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, del fondo combinatoriale stimato e del segnale in collisioni Pb-Pb. A destra: rapporto segnale/fondo.

Mostriamo nelle figg. (5.5-5.9) lo spettro di massa per le coppie di muoni OS, il fondo combinatoriale stimato, il segnale che se ne ricava mediante la sottrazione del fondo secondo la eq. (5.3) per le collisioni in studio, e il rapporto segnale/fondo. Osserviamo che, nelle collisioni protone-uranio, il fondo combinatoriale incide debolmente nello spettro di massa delle coppie $\mu^+\mu^-$, dando una contaminazione dell'ordine del 10% nella regione delle basse masse, e un rapporto segnale/fondo superiore a 1 nelle masse intermedie; il fondo decresce rapidamente all'aumentare della massa, ed è praticamente assente nella regione delle alte masse.

La situazione cambia quando si considerano le collisioni zolfo-nucleo, in cui il fondo cresce relativamente al segnale di circa un ordine di grandezza, rispetto alle collisioni p-U; il fondo combinatoriale diventa infine di gran lunga la sorgente dominante nello spettro di massa nella regione delle masse intermedie in collisioni Pb-Pb, e fornisce un contributo non trascurabile anche nella regione della $J/\psi$.

## 5.4 Le variabili cinematiche dei dimuoni

Gli eventi acquisiti vengono sottoposti a dei tagli ai bordi della regione di accettanza dell'apparato: vengono selezionati gli eventi le cui variabili cinematiche si trovano all'interno del dominio di spazio delle fasi $\Delta$.

La reiezione di ciascuno dei tagli è modesta, poiché agisce su zone di bassa accettanza dell'apparato, in cui sono dunque presenti pochi eventi.

Riportiamo in fig. (5.10, 5.11) le distribuzioni in rapidità e $\cos\theta$ per le coppie $\mu^+\mu^-$, per il fondo combinatoriale e per il segnale ottenuto mediante la sottrazione del fondo per l'intero spettro di massa e alla $J/\psi$, in collisionio S-S e Pb-Pb. Le linee verticali indicano i tagli su y e $\cos\theta$.

In tab. (5.2) riportiamo, per ciascuno dei campioni studiati, il numero di coppie di muoni prima e dopo i tagli, e la reiezione di ciascun taglio.

| *Setup* | N. ev. tot. | N. ev. cut | $y$ (%) | $\cos\theta$ (%) | $m_T$ (%) |
|---|---|---|---|---|---|
| p-U (all) | 54664 | 49657 | 0.2 | 6.1 | 3.0 |
| p-U (O.S.) | 48168 | 43713 | 0.2 | 6.4 | 2.7 |
| S-S (all) | 87655 | 78899 | 0.3 | 4.9 | 5.0 |
| S-S (O.S.) | 54605 | 49055 | 5.4 | 4.5 | 5.8 |
| S-Cu (all) | 122763 | 111950 | 0.15 | 4.6 | 4.1 |
| S-Cu (O.S.) | 74644 | 68044 | 0.16 | 5.1 | 3.6 |
| S-U (all) | $1.142 \cdot 10^6$ | $1.055 \cdot 10^6$ | 0.08 | 4.6 | 3.0 |
| S-U (O.S.) | 658464 | 608246 | 0.09 | 5.0 | 2.6 |
| Pb-Pb (all) | $2.112 \cdot 10^6$ | $2.056 \cdot 10^6$ | 0.029 | 2.6 | 1.1 |
| Pb-Pb (O.S.) | $1.110 \cdot 10^6$ | $1.078 \cdot 10^6$ | 0.039 | 2.8 | 0.8 |

Tabella 5.2: Numero di eventi totali, numero di eventi dopo i tagli e percentuale di eventi rigettati da ciascun taglio, per tutti gli eventi prima e dopo i tagli.

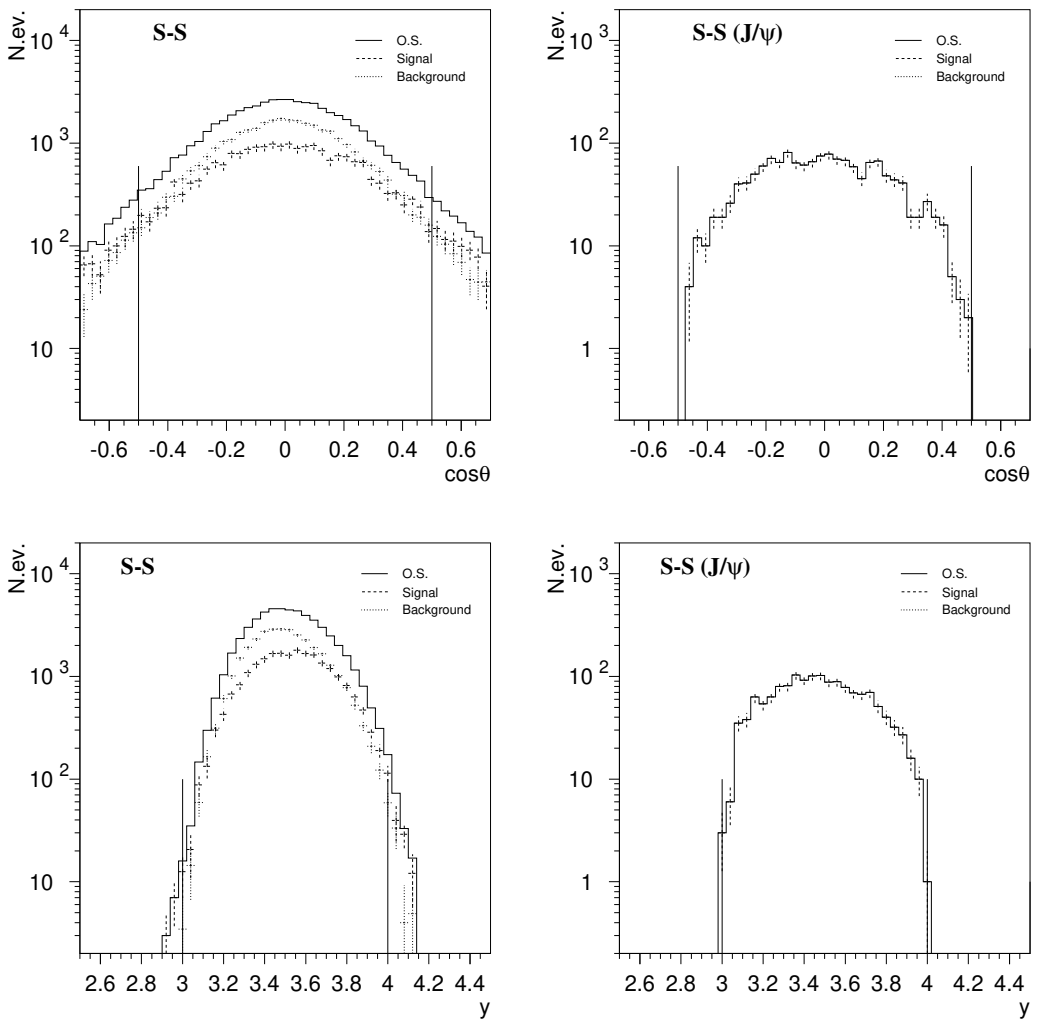


Figura 5.10: Distribuzioni in rapidità e $\cos\theta$ delle coppie di segno opposto, del fondo combinatoriale e del segnale per tutto lo spettro di massa e per $2.85 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.35$ GeV in collisioni S-S

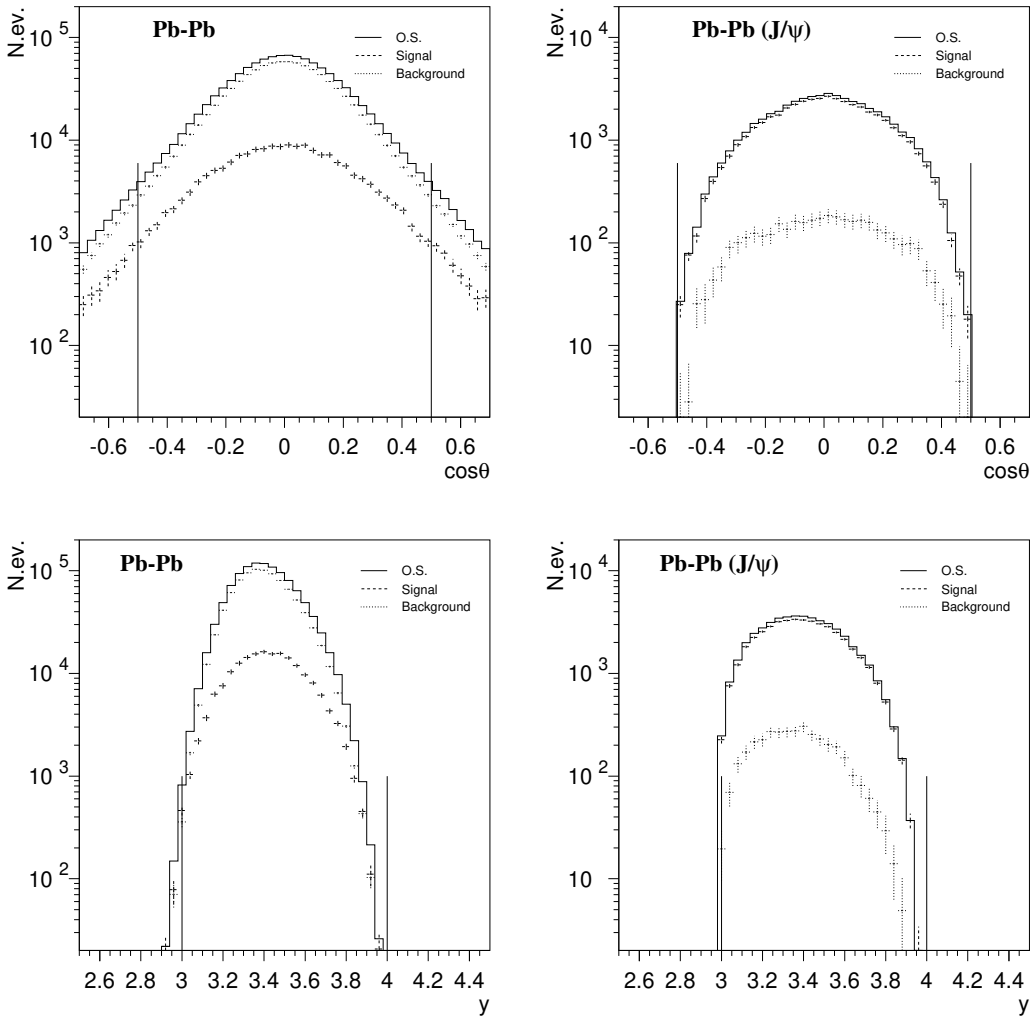


Figura 5.11: Distribuzioni in rapidità e $\cos\theta$ delle coppie di segno opposto, del fondo combinatoriale e del segnale per tutto lo spettro di massa e per $2.85 < m_{\mu^+\mu^-} < 3.35$ GeV in collisioni Pb-Pb

## 5.5 Cenni sul calcolo della luminosità

Benché in questo lavoro non calcoleremo sezioni d'urto assolute, riteniamo comunque opportuno esporre, per completezza, il metodo che viene abitualmente utilizzato all'interno della collaborazione NA50.

Il primo passo è la selezione dei run ritenuti adatti al calcolo delle sezioni d'urto assolute: per ciascun run viene calcolato il rapporto $N^{J/\psi}/N^{BH}$ fra il numero di $J/\psi$ e il numero di particelle $N^{BH}$ contate dall'odoscopio di fascio; per evitare problemi di normalizzazione, i run con un valore di questo rapporto sensibilmente differente dal valore medio vengono scartati.

Il numero $N$ di eventi rivelati per un dato processo, ad esempio il decadimento di una risonanza, è legato alla sezione d'urto $\sigma$ mediante la formula:

$$N = B\sigma LA,$$

dove $B$ è il *branching ratio*, e A l'accettanza per il processo considerato; $L$ è la luminosità, data da:

$$L = \frac{N_A \rho l}{A} N^{BH} \epsilon \Sigma$$

dove $N_A$ è il numero di Avogadro, $\rho$ la densità, $l$ lo spessore e A il numero di massa del bersaglio, $N^{BH}$ il numero di particelle incidenti sul rivelatore di fascio, $\epsilon$ l'efficienza globale, comprendente l'efficienza per la determinazione del vertice, l'efficienza di ricostruzione, l'efficienza di trigger e l'efficienza per l'acquisizione dei dati, e $\Sigma$ comprende le correzioni per il pile-up, per il *beam halo*, per l'interazione nel rivelatore di fascio e per la reinterazione nel bersaglio.

# Bibliografia

[Lou95] C. Lourenço, tesi di dottorato, Universitade Técnica de Lisboa (1995)

[Lou89] C. Lourenço e J. Varela,*Methods of background estimation*, NA38, nota interna (1989)

[Var87] J. Varela,*Soustraction du bruit de fond* , NA38, nota interna (1987)

# Capitolo 6

# Confronto tra gli spettri di massa misurati e le sorgenti

In questo capitolo esporremo i risultati del confronto tra gli spettri di massa misurati e le sorgenti aspettate. Sebbene l'interesse principale del lavoro sia rivolto alle regioni LMR e IMR, eseguiremo anche degli studi nella regione delle alte masse, ricavando il rapporto $B\sigma^{J/\psi}/\sigma^{DY}$.

Nella regione IMR studieremo l'eccesso dati/sorgenti nelle collisioni fra nuclei basandoci, per la normalizzazione, sulle sezioni d'urto della $J/\psi$, che sono già state determinate nell'ambito delle collaborazioni NA38/50, e descrivendo i dati p-U con le sorgenti note. Un'estrapolazione alle collisioni fra nuclei porterà alla valutazione dell'eccesso nelle masse intermedie.

Per la regione LMR, mostreremo che il *cocktail plot* usato da CERES, e che comprende solamente i decadimenti delle risonanze, non è in grado di descrivere lo spettro di basse masse osservato da NA38 nei dati p-U; inseriremo dunque i contributi del processo di Drell-Yan e dell'*open charm*, ottenendo un accordo decisamente migliore.

## 6.1 Correzioni agli spettri di massa

Un passo preliminare consiste nell'effettuare alcune piccole correzioni agli spettri di massa simulati e misurati; possiamo infatti osservare tre effetti:

- in alcuni *setup* si osserva che il valore medio delle distribuzioni in massa delle risonanze ottenute con la simulazione Monte Carlo non corrisponde al valore della massa della risonanza;
- una volta effettuata una prima correzione sugli spettri simulati, nel modo che descriviamo nel seguito, possiamo ancora osservare in alcuni casi uno

spostamento relativo del picco della $J/\psi$ nello spettro misurato rispetto a quello simulato. L'effetto è dovuto a errori sistematici nella ricostruzione e, seppure evidente per le risonanze, è ovviamente presente per tutti i valori della massa;

- un altro aspetto che si può osservare nei dati Pb-Pb è una differente larghezza per i picchi delle risonanze misurate e simulate; in questo caso l'effetto è dovuto ad imprecisioni nella simulazione dell'apparato sperimentale, e ancora una volta riguarda tutti gli eventi.

| Collisione | $f_1$ | $f_2$ |
|---|---|---|
| p-U | 1.0128 | 1.0013 |
| p-W D | 0.9565 | 0.9860 |
| p-W V | 0.9819 | 0.9832 |
| S-U | 1.0001 | 1.0003 |
| S-S | 1.0001 | 1.0035 |
| S-Cu | 1.0001 | 1.0144 |
| Pb-Pb | 1.0001 | 1.0137 |

Tabella 6.1: Fattori di correzione per la massa degli eventi simulati e reali (vedere il testo per i dettagli)

Abbiamo determinato per ciascun campione di dati i fattori di correzione per lo spostamento e per la larghezza: il primo passo consiste nel determinare un fattore $f_1$ per cui viene moltiplicata la massa invariante dei dimuoni simulati in modo che il valore medio dello spettro simulato della $J/\psi$ sia pari a 3.097 GeV. Si può verificare la correttezza del procedimento per confornto con le risonanze alle basse masse. Correggiamo quindi lo spettro di massa misurato mediante il fattore $f_2 = \mu_{MC}/\mu_{Data}$, dove $\mu_{MC}$ e $\mu_{Data}$ sono ottenuti mediante un fit con una gaussiana sul picco della $J/\psi$ per gli eventi simulati e reali. Infine, nel caso dei dati Pb-Pb applichiamo la correzione sulla larghezza moltiplicando la massa degli eventi Monte Carlo per il fattore $f_3 = 1 + G(\mu, \sigma)$, dove G è una variabile casuale con distribuzione gaussiana con $\mu = 0$ e $\sigma = 1.0142$, determinato in modo da ottenere la stessa larghezza per gli spettri di massa degli eventi reali e simulati al picco della $J/\psi$.

I valori di $f_1$ e $f_2$ per i vari *setup* sono riportati in tab. (6.1). Sottolineiamo ancora che le correzioni sono calcolate evento per evento, su tutto lo spettro di massa.

## 6.2 Analisi dei dati alle alte masse

Il rapporto $(J/\psi)/Drell-Yan$ viene solitamente determinato usando alcune funzioni per descrivere le risonanze e il continuo; la scelta tipica è quella di un esponenziale per il processo di Drell-Yan e due gaussiane per la $J/\psi$ e la $\psi'$. In realtà, mentre la distribuzione in massa per il processo di Drell-Yan è ben descritta da un esponenziale, per lo meno per masse superiori ai 3 GeV, la gaussiana come forma funzionale per la $J/\psi$ e la $\psi'$ è meno precisa, e può descrivere bene le risonanze soltanto nell'intorno del picco, come possiamo vedere in fig. (6.1); nonostante l'effetto dovuto ad una errata descrizione delle code nella distribuzione in massa delle risonanze sia secondario, preferiamo comunque non fare uso di funzioni.

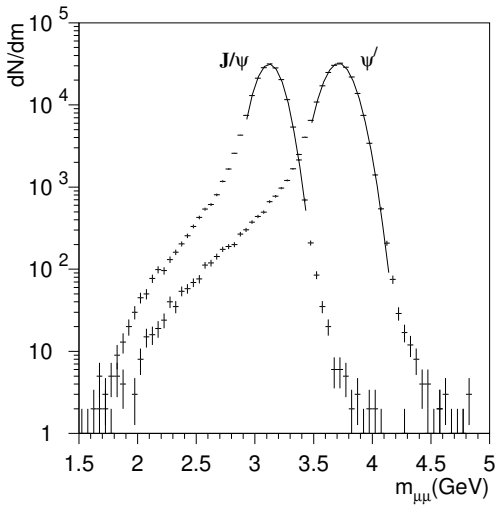


Figura 6.1: Distribuzione in massa della $J/\psi$ e della $\psi'$ ottenute mediante la simulazione Monte Carlo, e fit con una gaussiana rispettivamente per $2.95 < m < 3.4$ GeV e $3.5 < m < 4.1$ GeV.

Per eseguire il fit sullo spettro di massa nella regione HMR, assumiamo che la forma corretta della distribuzione di ciascuna sorgente sia data dagli istogrammi ottenuti mediante la simulazione Monte Carlo; ciò che si deve determinare mediante un fit è la costante di normalizzazione delle sorgenti. Questo calcolo può essere svolto analiticamente, eseguendo un fit sull'istogramma dei dati (che da qui in avanti vanno intesi come il segnale, una volta sottratto il fondo combinatoriale) con gli istogrammi delle sorgenti nel modo che descriviamo nel seguito.

Definiamo la forma quadratica:

$$\chi^2 = \sum_{i=N_{min}^{bin}}^{N_{max}^{bin}} \frac{(h_i^{Signal} - \sum_{j=1}^{N_{par}} A^j h_i^j)^2}{\sigma_i^2} \tag{6.1}$$

dove $h_i^{Signal}$, indica il contenuto dell'i-mo bin dell'istogramma dei dati, $h_i^j$ quello della j-ma sorgente (definiti ovviamente con lo stesso *binning*), e $\sigma_i^2$ è l'errore nel canale i-mo dell'istogramma dei dati sperimentali (assumiamo che gli istogrammi Monte Carlo abbiano errori trascurabili); le $A^j$ sono i parametri liberi del fit; la somma è estesa ai bin compresi tra i valori $N_{min}^{bin}$ e $N_{max}^{bin}$, determinati dalla scelta della regione su cui si esegue il fit.

Minimizzando il $\chi^2$ rispetto ai parametri liberi:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial A^k} = 2 \sum_{i=N_{min}^{bin}}^{N_{max}^{bin}} \frac{h_i^k (h_i^{Signal} - \sum_{j=1}^{N_{par}} A^j h_i^j)}{\sigma_i^2} = 0 \tag{6.2}$$

otteniamo un sistema lineare di $N_{par}$ equazioni nelle $N_{par}$ incognite $A^j$, che può essere risolto facilmente e in maniera esatta. Questo metodo ha dunque l'ulteriore pregio di non fare ricorso ad alcuna approssimazione, essendo un calcolo puramente analitico.

| $E_T$ (GeV) | $(J/\psi)$/DY | $\chi^2$ |
|---|---|---|
| All | $12.1 \pm 0.4$ | 1.88 |
| 15-45 | $16.9 \pm 2.2$ | 1.00 |
| 45-70 | $14.7 \pm 1.1$ | 1.05 |
| 70-105 | $14.0 \pm 0.9$ | 1.36 |
| 105-135 | $11.0 \pm 0.8$ | 1.22 |
| $> 135$ | $9.6 \pm 0.8$ | 0.74 |

Tabella 6.2: Valori del rapporto fra numero di $J/\psi$ e di eventi di Drell-Yan in $\Delta$ per $2.9 < M < 4.5$ GeV, corretti per l'accettanza in funzione dell'energia trasversa, per collisioni Pb-Pb, e $\chi^2$ del fit.

Il calcolo dell'errore su ciascun parametro, che in linea di principio può essere svolto anch'esso analiticamente, presenta delle difficoltà crescenti (fattorialmente) all'aumentare del numero di sorgenti, a causa del numero di termini coinvolto, e già per 3 contributi ha una forma non banale. Abbiamo preferito, dunque, stimare l'errore secondo il seguente criterio:

- a partire dalla distribuzione originale dei dati, generiamo N distribuzioni il cui bin i-mo è ottenuto estraendo un numero casuale, con valore medio pari

al contenuto del bin i-mo nell'istogramma originale, e deviazione standard pari all'errore in quel bin;

- su ciascuna delle N distribuzioni così ottenute eseguiamo nuovamente il fit, ottenendo N valori dei parametri $A^j$; ciascuno di questi valori è ancora una variabile casuale con distribuzione gaussiana; proiettiamo questi $N \times N_{par}$ valori su $N_{par}$ istogrammi, uno per ogni parametro del fit;

- eseguiamo un fit con una gaussiana su questi istogrammi; abbiamo la sicurezza di ottenere un buon fit imponendo un valore di N abbastanza grande: con N=10000 otteniamo dei buoni fit con un tempo macchina di pochi secondi per parametro. Le deviazioni standard di queste gaussiane rappresentano gli errori sui parametri considerati.

Riportiamo in fig. (6.2) il fit dello spettro di massa in collisioni Pb-Pb per tutti i valori dell'energia trasversa. Abbiamo utilizzato come sorgenti la $J/\psi$, la $\psi'$ e il processo di Drell-Yan, trascurando il contributo dell'*open charm* che per $m > 2.9$ GeV fornisce un contributo trascurabile (tre ordini di grandezza sotto la $J/\psi$ e due ordini di grandezza sotto la $\psi'$ in collisioni Pb-Pb). Il risultato del fit ci permette di calcolare il rapporto fra il numero di $J/\psi$ e il numero di eventi di Drell-Yan fra 2.9 e 4.5 GeV, corretto per l'accettanza; i risultati per tutte le energie trasverse e in cinque diversi bin di centralità sono riportati in tab. (6.2) e in fig. (6.2).

## 6.3 Normalizzazione degli spettri di massa invariante

Determiniamo la normalizzazione degli spettri di massa mediante la sezione d'urto della $J/\psi$ misurata da NA38/50; in particolare, la sezione d'urto in collisioni Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone nel dominio $0 < y_{CM} < 1$, $|\cos\theta_{CS}| < 0.5$ è data da [Gon96]:

$$B\sigma(J/\psi) = 19.0 \pm 0.2_{stat.} \pm 1.4_{syst.}\ \mu\text{b}; \tag{6.3}$$

nella nostra analisi abbiamo considerato l'intervallo di rapidità $3 < y_{LAB} < 4$, che a 158 GeV corrisponde a $0.08 < y_{CM} < 1.08$[1]; assumendo che la distribuzione in rapidità della $J/\psi$ sia data dall'eq. (4.3) ricaviamo che, nel dominio di spazio delle fasi individuato nella nostra analisi, $\sigma(J/\psi) = 17.02\ \mu$b; useremo questo valore per normalizzare lo spettro di massa invariante.

[1] i due domini $3 < y_{LAB} < 4$ e $0 < y_{CM} < 1$ coincidono per $p_{lab} = 200$ GeV/$c$ per nucleone

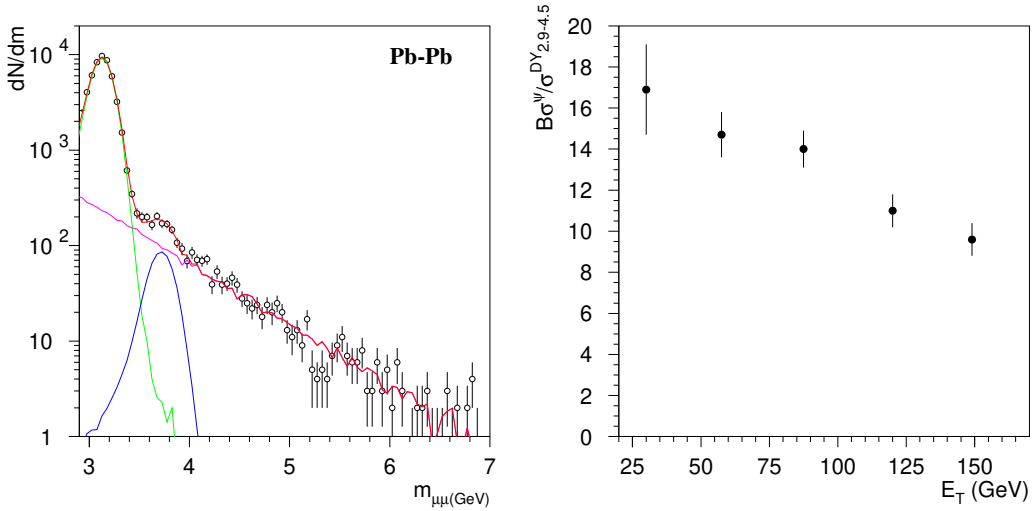


Figura 6.2: A sinistra: distribuzione in massa nella regione HMR (50 MeV per canale) in collisioni Pb-Pb e fit con tre sorgenti ($J/\psi$, $\psi'$, Drell-Yan) su tutto lo spettro di energia trasversa. A destra: rapporto $(J/\psi)$/Drell-Yan corretto per l'accettanza.

La sezione d'urto per il processo di Drell-Yan è legata al contenuto relativo di protoni e di neutroni all'interno dei nuclei. Teniamo conto della dipendenza dall'isospin calcolando la sezione d'urto di Drell-Yan per una collisione fra due nuclei aventi numero atomico e numero di massa pari a $(Z_T, A_T)$ e $(Z_P, A_P)$ mediante la formula:

$$\begin{aligned}\sigma(A_P, Z_P, A_T, Z_T) &= Z_P Z_T \sigma_{pp} + Z_P(A_T - Z_T)\sigma_{pn} \\ &+ Z_T(A_P - Z_P)\sigma_{np} + (A_P - Z_P)(A_T - Z_T)\sigma_{nn}, \quad (6.4)\end{aligned}$$

dove $\sigma_{pp}$, $\sigma_{pn}$, $\sigma_{np}$ e $\sigma_{nn}$, sono i valori della sezione d'urto calcolati da PYTHIA per le collisioni fra nucleoni, e che riportiamo in tab. (6.3) per due valori dell'impulso del proiettile. In questo modo otteniamo la sezione d'urto calcolata all'ordine più basso della teoria delle perturbazioni.

Come conseguenza di ciò, e del rapporto $(J/\psi)/DY$ calcolato nel precedente paragrafo, il *K factor* per il processo di Drell-Yan risulta $K_{DY} = 2.21$. Eseguendo lo stesso calcolo sui dati p-p otteniamo $K_{DY} = 2.22$.

Per normalizzare gli spettri di massa invariante per le altre reazioni considerate, utilizziamo i valori della sezione d'urto della $J/\psi$ misurati da NA38/51, e riportati in tab. (3.5); usiamo inoltre la relazione:

| $p_{LAB}$ (GeV) | $\sigma_{DY}^{pp}$ (nb) | $\sigma_{DY}^{pn}$ (nb) | $\sigma_{DY}^{np}$ (nb) | $\sigma_{DY}^{nn}$ (nb) | $\sigma_{DY}^{Pb-Pb}$ (nb) |
|---|---|---|---|---|---|
| 160 | 3.35 | 2.90 | 2.90 | 2.17 | $0.119 \times 10^6$ |
| 200 | 3.80 | 3.25 | 3.25 | 2.64 | $0.135 \times 10^6$ |

Tabella 6.3: Sezioni d'urto su tutto lo spazio delle fasi all'ordine più basso della teoria delle perturbazioni, per il processo di Drell-Yan ($m > 1.2$ GeV) in collisioni p-p, p-n, n-p, n-n ottenute con PYTHIA (+GRV LO) e valore calcolato in collisioni Pb-Pb mediante la 6.4.

$$\sigma(AB) = \sigma_0 (AB)^{0.91} \tag{6.5}$$

nel caso delle collisioni S-S, S-Cu, di cui non conosciamo misure di sezioni d'urto assolute.

Tenendo fissato il fattore $K_{DY} = 2.22$, e usando la eq. (6.4) per ricavare la sezione d'urto calcolata per il processo di Drell-Yan, possiamo determinare il rapporto D/S fra il numero di eventi contenuti nell'istogramma dei dati e in quello delle sorgenti nella regione $m > 4.1$ GeV:

$$\left.\frac{D}{S}\right|_{Mmin}^{Mmax} = \frac{\sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_i^{Signal}}{\sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} h_i^{Sources}} \tag{6.6}$$

dove $i_{min}$ è il numero del canale corrispondente al valore della massa $M_{min} = 4.1$ GeV, e $i_{max}$ corrisponde a $M_{max} = 10$ GeV; ancora una volta sottointendiamo che il *binning* per gli istogrammi dei dati e delle distribuzioni Monte Carlo è il medesimo. I risultati, riportati in tab. (6.4), mostrano un buon accordo per tutte le collisioni in studio, eccettuate p-W nel *setup* 'dump' e p-d; in quest'ultima, però, il rapporto $(J/\psi)/DY$ misurato è più basso di quello previsto dall'estrapolazione con l'eq. (6.5), come si può vedere in fig. (1.5). Riportiamo in alternativa il risultato che si ottiene sostituendo alla sezione d'urto misurata della $J/\psi$ quella estrapolata a partire dalla sezione d'urto p-p.

Infine, riportiamo in fig. (6.3) le distribuzioni in massa nella regione HMR; nel caso delle collisioni p-d, oltre che per S-S e S-Cu, abbiamo utilizzato il valore estrapolato della sezione d'urto. Notiamo che in ordinate abbiamo non il numero di eventi, ma la sezione d'urto (moltiplicata per l'accettanza).

| Collisione | $p_{LAB}$(GeV) | Data/MC $m > 4.1$ GeV |
|---|---|---|
| p-p | 450 | $1.00 \pm 0.03$ |
| p-d | 450 | $1.15 \pm 0.02$ |
| p-d* | 450 | $1.05 \pm 0.02$ |
| p-U | 200 | $0.94 \pm 0.16$ |
| p-W (dump) | 200 | $0.75 \pm 0.12$ |
| p-W (vide) | 200 | $1.03 \pm 0.14$ |
| S-U | 200 | $0.96 \pm 0.09$ |
| S-S* | 200 | $0.72 \pm 0.30$ |
| S-Cu* | 200 | $1.05 \pm 0.26$ |
| Pb-Pb | 158 | $1.07 \pm 0.05$ |

Tabella 6.4: Valori del rapporto D/S nella regione oltre il picco della $\psi'$. I valori contrassegnati da un asterisco sono relativi alle sezioni d'urto estrapolate (vedere il testo per i dettagli).

## 6.4 Analisi dei dati nella regione delle masse intermedie

Usiamo come riferimento i dati p-A per ricavare la sezione d'urto per la produzione di mesoni con charm, il cui contributo è significativo nella regione $1.5 < m < 2.5$ GeV.

Eseguiamo un fit dello spettro di massa per $m > 1.5$ GeV con due parametri liberi corrispondenti ai fattori di normalizzazione per due sorgenti: una è data dalla sovrapposizione di $J/\psi$, $\psi'$ e Drell-Yan, con le normalizzazioni relative determinate sulla base degli studi nella regione HMR, mentre l'altra è data dall'*open charm*. Mediante un fit, eseguito come per la regione HMR, minimizzando la (6.1), determiniamo il rapporto $D\bar{D}/DY$ tra il numero di eventi di *open charm* e il numero di eventi di Drell-Yan nell'intervallo di massa $1.5 < m < 2.5$ GeV, corretto per l'accettanza; sulla base della normalizzazione al picco della $J/\psi$, e del valore di $\sigma_{c\bar{c}}$ fornito da PYTHIA (tab. 6.3), ricaveremo inoltre il valore della sezione d'urto su $4\pi$ assumendo una dipendenza lineare da A.

I risultati del fit per le collisioni p-U e p-W nel *setup* 'dump' e nel *setup* 'vide' sono riportati in tab. (6.5).

Estrapoliamo ora i risultati alle collisioni nucleo-nucleo, fissando $\sigma_{c\bar{c}} = 6.4$ $\mu$b, ottenuto come media dei valori ricavati in p-U e p-W. A causa della dipendenza dall'isospin del processo di Drell-Yan, anche il rapporto $\frac{N^C_{D\bar{D}}}{N^C_{DY}}$ corretto per l'accettanza varierà al variare del contenuto relativo di protoni e neutroni nei

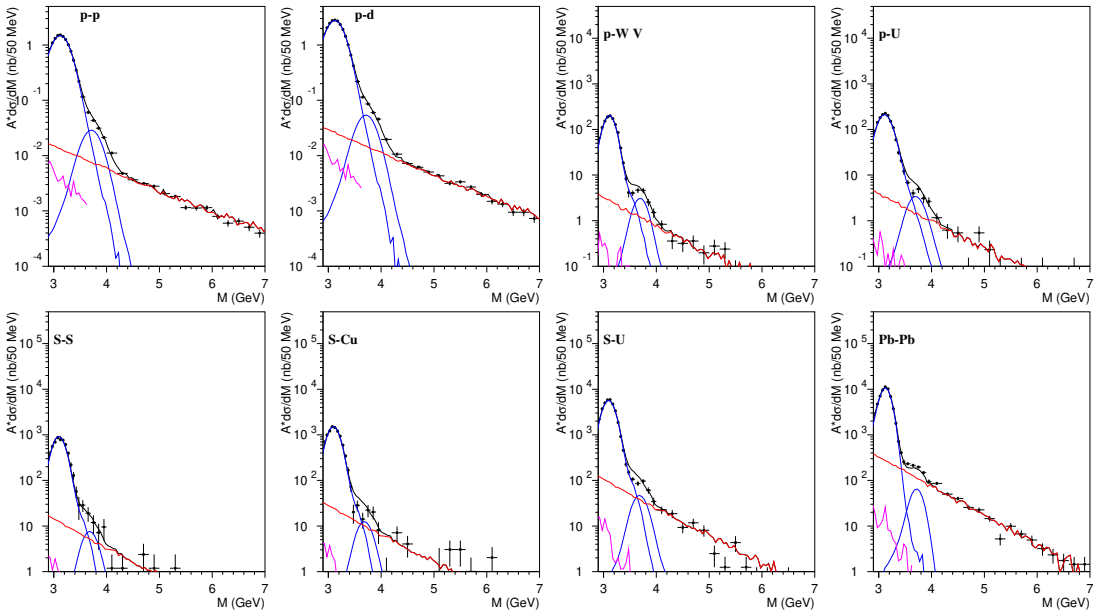


Figura 6.3: Spettro di massa invariante per $m > 2.9$ GeV normalizzato mediante la sezione d'urto della $J/\psi$.

nuclei proiettile e bersaglio. Prendendo come base per il calcolo i dati p-U, il rapporto $\frac{N^C_{D\bar{D}}}{N^C_{DY}}$ in collisioni S-U sarà dato dalla:

$$\left(\frac{N^C_{D\bar{D}}}{N^C_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{SU} = \left(\frac{N^C_{D\bar{D}}}{N^C_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{pU} \cdot \left.\frac{\left(\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{SU}}{\left(\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{pU}}\right|_{PYTHIA} \tag{6.7}$$

| Collisione | $\sigma_{c\bar{c}}(\ \mu\mathrm{b})$ | $\frac{D\bar{D}}{DY}$ | $D/S(1.5-2.5\ \mathrm{GeV})$ | $\chi^2/n.d.f.$ |
|---|---|---|---|---|
| p-U | $6.4 \pm 0.6$ | 0.83 | $1.00 \pm 0.04$ | 1.69 |
| p-W (dump) | $6.2 \pm 0.5$ | 0.79 | $1.00 \pm 0.03$ | 1.79 |
| p-W (vide) | $6.6 \pm 0.8$ | 0.82 | $0.99 \pm 0.05$ | 1.59 |

Tabella 6.5: Risultati del fit per $m > 1.5$ GeV in collisioni p-A. I rapporti $\frac{D\bar{D}}{DY}$ sono corretti per l'accettanza.

La correzione per l'isospin sarà pari a:

$$\left.\frac{\left(\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{SU}}{\left(\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{pU}}\right|_{PYTHIA} = 1.09;$$

$$\left.\frac{\left(\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{PbPb}}{\left(\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{pU}}\right|_{PYTHIA} = 1.11.$$

Nel caso delle collisioni fra ioni piombo, dobbiamo tenere conto anche della differente energia, che porta ad un fattore di correzione pari a:

$$\left.\frac{\left(\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}}\right)^{200\ \mathrm{GeV}}_{PbPb}}{\left(\frac{\sigma_{D\bar{D}}}{\sigma_{DY}}\right)^{160\ \mathrm{GeV}}_{PbPb}}\right|_{PYTHIA} = 0.80.$$

L'estrapolazione alle collisioni nucleo-nucleo porta a un eccesso del rapporto D/S nella regione IMR, il cui valore è dato da:

$$\left(\frac{D}{S}\right)^{SS}_{1.5-2.4\ \ \mathrm{GeV}} = 1.42 \pm 0.20 \tag{6.8}$$

$$\left(\frac{D}{S}\right)^{SCu}_{1.5-2.5\ \ \mathrm{GeV}} = 1.33 \pm 0.11 \tag{6.9}$$

$$\left(\frac{D}{S}\right)^{SU}_{1.5-2.5\ \ \mathrm{GeV}} = 1.49 \pm 0.06 \tag{6.10}$$

$$\left(\frac{D}{S}\right)^{PbPb}_{1.5-2.5\ \ \mathrm{GeV}} = 1.81 \pm 0.08 \tag{6.11}$$

Osserviamo che l'eccesso in S-S è calcolato per $1.5 < M < 2.4$ GeV e non fra 1.5 e 2.5 GeV, per evitare di tenere in conto i punti sperimentali precedenti il picco della $J/\psi$, affetti in questo campione da problemi nella ricostruzione.

Riportiamo in fig. (6.4) le distribuzioni in massa dei dimuoni per $m > 1.5$.

Una possibile sorgente di incertezza nel risultato consiste nella descrizione delle variabili cinematiche delle sorgenti nella regione IMR. In particolare, abbiamo visto in precedenza come la dipendenza da $\cos\theta$ per il processo di Drell-Yan generato da PYTHIA abbia la forma $(1 + \cos^2\theta)$ solo per masse superiori a 4.5 GeV, mentre nella regione delle masse intermedie assume la forma $(1 + \alpha\cos^2\theta)$ con $\alpha \sim 0.43$; qualora si usi, come in [Sco96], la forma $(1 + \cos^2\theta)$ per tutti i valori della massa, si ottiene una differenza dell'ordine del 10% nel rapporto dati/sorgenti in collisioni Pb-Pb. Anche per la distribuzione in $\cos\theta$ dei mesoni

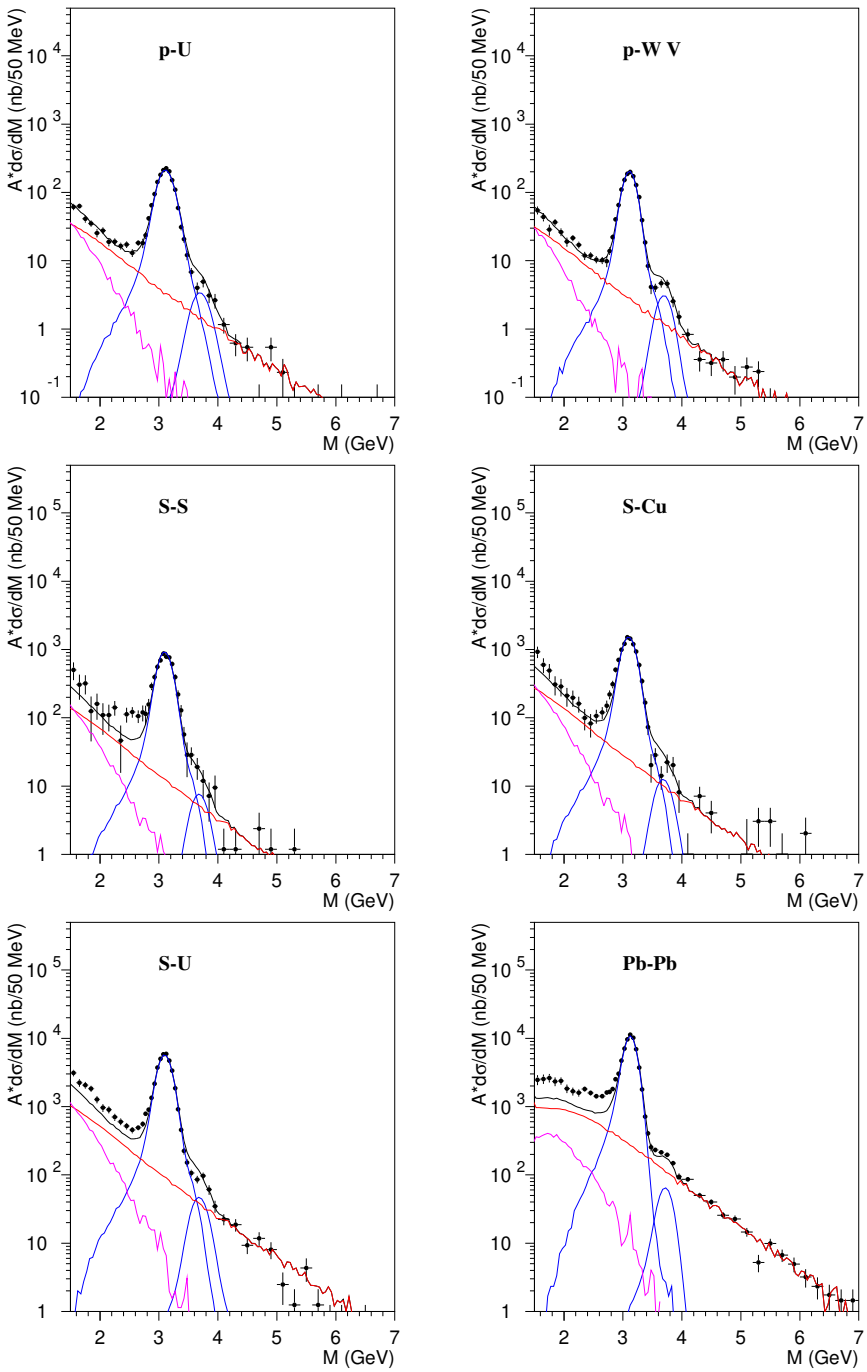


Figura 6.4: Distribuzione in massa dei dimuoni in collisioni protone-nucleo e nucleo-nucleo; sono riportate le misure sperimentali, confrontate con le sorgenti aspettate sulla base dei fit nelle collisioni p-A.

con *charm* dobbiamo rifarci alle previsioni del modello. Un confronto con i dati sperimentali, limitato alla regione $|\cos\theta| < 0.5$ e in cui si sovrappongono i contributi del *charm* e del Drell-Yan (cfr. fig. 4.2) appare difficilmente realizzabile, in particolare in presenza di un fondo combinatoriale superiore per più di un ordine di grandezza al segnale (fig. 5.9).

Un altro aspetto riguarda la dipendenza lineare da $A_P \times A_T$. Abbiamo trascurato in questa analisi gli effetti nucleari sulle funzioni di distribuzione dei partoni; un perfezionamento dell'analisi potrebbe essere ottenuto considerando questi effetti. Riteniamo comunque che questa correzione sia secondaria.

Quale è la causa dell'eccesso osservato nella regione IMR?

| Collisione | $\sigma_{c\bar{c}}/(AB)(\ \mu\text{b})$ | Prob. | $\chi^2/N.D.F.$ |
|---|---|---|---|
| p-U | $6.4 \pm 0.6$ | 0.9767 | 1.69 |
| p-W (dump) | $6.2 \pm 0.5$ | 0.5693 | 1.79 |
| p-W (vide) | $6.6 \pm 0.8$ | 0.3015 | 1.58 |
| S-S | $16.9 \pm 3.0$ | 0.003 | 1.30 |
| S-Cu | $11.7 \pm 1.8$ | $< 10^{-5}$ | 1.64 |
| S-U | $15.2 \pm 1.0$ | $< 10^{-5}$ | 2.11 |
| Pb-Pb | $25.7 \pm 1.3$ | $< 10^{-5}$ | 2.99 |

Tabella 6.6: Sezione d'urto $\sigma_{c\bar{c}}$ divisa per il numero di nulceoni del bersaglio e del proiettile su tutto lo spazio delle fasi ottenuta dal fit; probabilità che la distribuzione degli eventi reali e degli eventi simulati provengano dalla stessa distribuzione generatrice ottenuta mediante il test di Kolmogorov e $\chi^2$ del fit.

Una possibile spiegazione che non richiede l'intervento di effetti non convenzionali consiste in un possibile cambiamento della distribuzione in $\cos\theta$ per il contributo dei mesoni con *charm*. Non è da escludersi che nella materia adronica ad alta densità questa distribuzione possa cambiare, presentando dei picchi meno pronunciati per $\cos\theta \sim 1$.

In alternativa possiamo pensare a un aumento della sezione d'urto per i mesoni $D\bar{D}$. In questo caso eseguendo un fit dello spettro di massa lasciando libero il fattore di normalizzazione dell'*open charm*, dovremmo ottenere una buona descrizione dello spettro di massa nella regione IMR. Le sezioni d'urto $\sigma_{c\bar{c}}$ divise per il numero di nucleoni AB estrapolate su tutto lo spazio delle fasi, risultanti dal fit nelle collisioni fra nulcei sono riportate in tab. (6.6).

Abbiamo quindi determinato, per ciascuna delle reazioni, la distribuzione in massa delle sorgenti utilizzando il valore di $\sigma_{c\bar{c}}$ ottenuto dal fit, e quindi confrontato l'istogramma dei dati con quello delle sorgenti mediante il test di Kol-

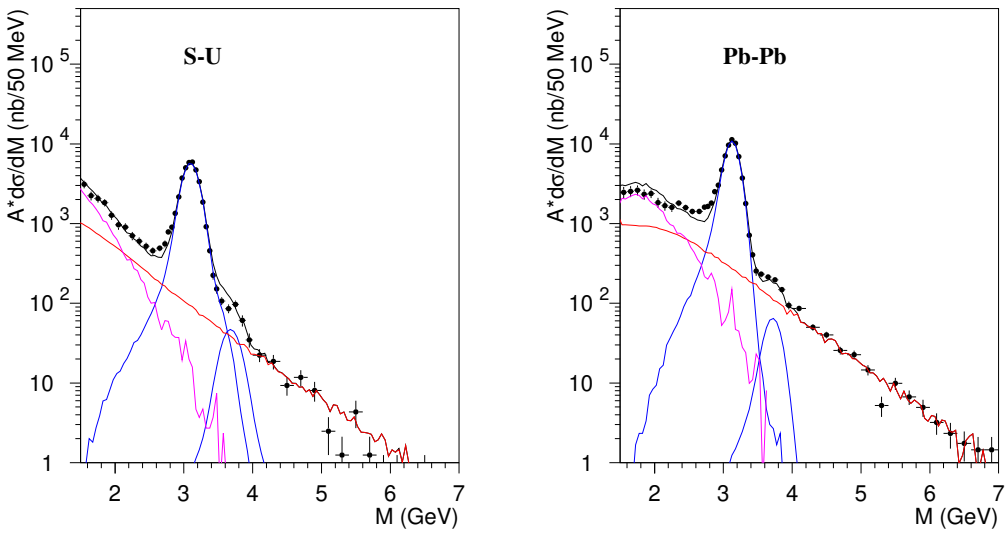


Figura 6.5: Distribuzione in massa per collisioni S-U e Pb-Pb confrontata con lo spettro simulato utilizzando rispettivamente $\sigma_{c\bar{c}}/(AB) = 15.2$ $\mu$b e $\sigma_{c\bar{c}}/(AB) = 25.7$ $\mu$b (vedere il testo per dettagli).

mogorov applicato nella regione $1.5 < m < 2.5$ GeV. Abbiamo infine confrontato i risultati di questo test con quelli ottenuti mediante il più usuale test del $\chi^2$.

I risultati, riportati in tab. (6.6), mostrano che mentre nelle reazioni p-A l'accordo è soddisfacente, nelle collisioni Pb-Pb lo spettro di massa misurato non è ben descritto mediante una semplice sovrapposizione del processo di Drell-Yan e dell'*open charm*. Nelle collisioni indotte da ioni S i due test danno risultati discordanti. La fig. (6.5) evidenzia nel caso delle collisioni Pb-Pb un'incompatibilità tra il profilo della curva delle sorgenti aspettate e i dati; per le collisioni S-U non osserviamo una differenza così marcata; possiamo però notare che le sorgenti superano i dati per $1.5 < m < 2.1$ GeV, ovvero nella regione in cui il contributo dell'*open charm* è dominante; mentre per $2.1 < m < 2.5$ GeV la situazione è invertita. Ricordiamo che, a differenza del test del $\chi^2$, il test di Kolmogorov tiene conto non solo del valore assoluto della differenza fra i dati sperimentali e le curve teoriche, ma anche del segno di questa differenza.

Un'altra possibile interpretazione consiste nella presenza di dimuoni termici. In questo caso dovremmo osservare un aumento quadratico con la molteplicità, ovvero con l'energia trasversa. Un aumento di questo genere non risulta evidente nè nelle collisioni S-U nè in Pb-Pb, come possiamo vedere in fig. (6.6).

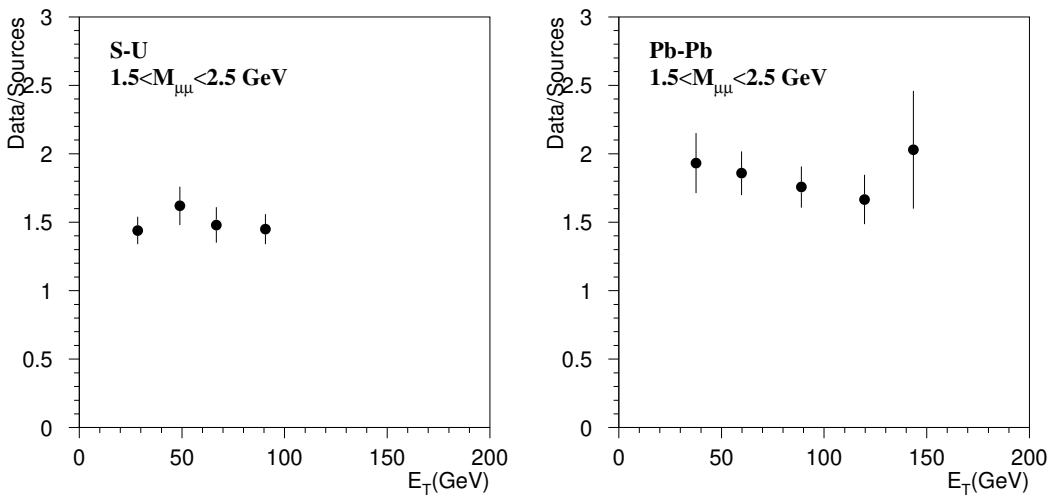


Figura 6.6: Rapporto dati/sorgenti aspettate nella regione IMR in funzione dell'energia trasversa in collisioni S-U e Pb-Pb.

## 6.5 Analisi dei dati nella regione LMR

Studieremo nel seguito lo spettro di massa dei dimuoni nella regione delle basse masse. Il primo passo -obbligato- consiste nel riprodurre lo spettro di massa in collisioni p-U; eseguiremo questo studio assumendo che tutte le distribuzioni in $y_{CM}$ abbiano valore medio pari a 0. Questa ipotesi è sicuramente vera in collisioni in cui il numero di nucleoni del proiettile è simile al numero di nucleoni del bersaglio, ed è vera in ogni caso per i processi più 'duri', come il processo di Drell-Yan, l'*open charm* e la $J/\psi$.

Analizzeremo nel seguito i dati in collisioni fra nuclei secondo due ipotesi: trascurando gli spostamenti nelle distribuzioni in rapidità ovvero tenendone conto sulla base di alcune semplici considerazioni.

### 6.5.1 Collisioni p-U

Abbiamo determinato lo spettro di massa aspettato nella regione delle basse masse sulla base dell'analisi di CERES, includendo esclusivamente i decadimenti delle risonanze. Per descrivere lo spettro di massa in corrispondenza dei picchi della $\rho + \omega$ e della $\phi$ abbiamo fissato opportunamente il valore del parametro $\alpha$ che tiene conto della dipendenza delle sezioni d'urto dal numero di massa secondo la forma $\sigma(A) = \sigma_0 A^\alpha$: i valori che abbiamo imposto sono $\alpha_\omega = 0.76$, $\alpha_\phi = 0.77$;

per le altre risonanze alle basse masse abbiamo usato $\alpha = \alpha_\omega$. I valori udati sono in accordo, entro l'errore sperimentale, con le misure di FNAL-CP r E672/706, riportate in tab. (3.6). Riportiamo il risultato che si ottiene in collisioni p-U nella fig. (6.7): risulta evidente che il *cocktail plot* con le sole risonanze non è in grado di descrivere i dati di NA38, né per masse superiori a 1 GeV né sotto 0.7 GeV. In particolare, osserviamo nella regione compresa tra 0.4 e 0.6 GeV, un eccesso dei dati rispetto alle sorgenti pari a 2.88. D'altra parte lo spettro di massa dei dielettroni misurato da CERES in p-Be è ben descritto da questo modello, come possiamo vedere sempre in fig. (6.7).

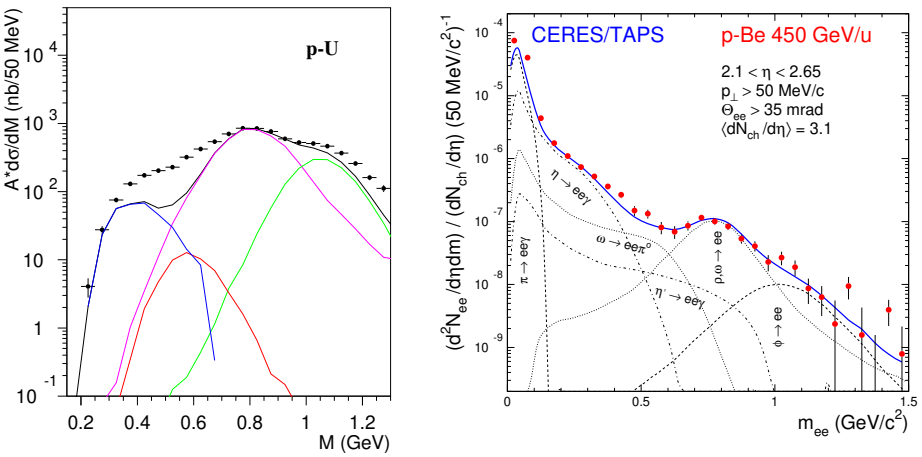


Figura 6.7: A sinistra: confronto tra lo spettro di massa misurato da NA38 in collisioni p-U nella regione LMR, e lo spettro aspettato includendo i contributi delle sole risonanze. Le cinque curve ottenute rappresentano i decadimenti Dalitz, il decadimento $\eta \to \mu^+\mu^-$, i decadimenti $\rho \to \mu^+\mu^-$ e $\omega \to \mu^+\mu^-$ sommati e tracciati con un'unica curva, il contributo dato da $\phi \to \mu^+\mu^-$, e la sovrapposizione di tutti i contributi. A destra: risultati di CERES/TAPS nelle collisioni p-Be a 450 GeV per nucleone.

Possiamo però osservare che:

- anche se i dati di CERES sono complessivamente ben descritti dal *cocktail plot* comprendente le sole risonanze, nella regione di massa $0.4 < M < 0.6$ GeV è visibile un piccolo eccesso anche nei dati p-Be di CERES;
- il bersaglio nel caso di CERES è un nucleo leggero; un migliore confronto coi dati p-U di NA38 si potrebbe avere usando i dati p-Au di CERES, che però hanno una statistica troppo limitata;

- il dominio di NA38 è limitato a masse trasverse maggiori di $\sim 1$ GeV; ciò significa che NA38 è più sensibile alle code ad alti $p_T$. Un effetto correlato può consistere in una diversa dipendenza delle sezioni d'urto da $\alpha$ in funzione dell'impulso trasverso. D'altra parte, abbiamo determinato il valore di $\alpha$ in modo da sovrapporre i dati alle sorgenti in corrispondenza dei picchi della $\rho + \omega$ e della $\phi$; ciò ci permette di utilizzare il valore corretto di $\alpha$ nel nostro dominio di spazio delle fasi.

- i decadimenti dei mesoni $D\bar{D}$ non sono stati inclusi nell'analisi di CERES. Poichè $\alpha_{D\bar{D}} = 1$, mentre per le risonanze alle basse masse $\alpha \sim 0.76$, l'importanza relativa di questo contributo è maggiore in collisioni p-U che non in p-Be. Il contributo dell'*open charm* è stato comunque tenuto in conto nell'analisi dei dati p-Be a 450 GeV effettuata da HELIOS-1 [Vee93].

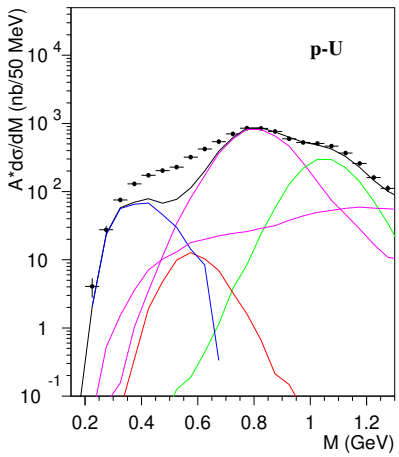


Figura 6.8: Spettro di massa per collisioni p-U con l'aggiunta del contributo dei mesoni $D\bar{D}$, confrontato coi dati di NA38.

Con l'aggiunta del contributo dovuto ai mesoni $D\bar{D}$ (fig. 6.8) otteniamo un accordo accettabile nella regione di massa oltre il picco della $\phi$, ma non siamo ancora in grado di descrivere i dati di NA38 fra 0.4 e 0.6 GeV.

Un ulteriore contributo, finora trascurato, può essere dato dal processo di Drell-Yan a basse masse. Abbiamo estrapolato il contributo di questo processo eseguendo una produzione mediante PYTHIA a partire dalla soglia di produzione dei dimuoni; non pretendiamo con ciò di descrivere in maniera del tutto corretta questo contributo a energie così basse, utilizzando ancora i metodi propri della QCD perturbativa, ma riteniamo che comunque questa estrapolazione sia già

abbastanza ragionevole da render conto della presenza di un processo che viene solitamente trascurato nelle analisi delle basse masse.

La distribuzione in massa per gli eventi generati su tutto lo spazio delle fasi in collisioni p-U, e non sottoposti al programma di simulazione dell'apparato, è presentata in fig. (6.9), dove l'ascissa è tracciata in scala lineare e logaritmica, in modo da evidenziare la regione LMR. Abbiamo introdotto per motivi di presentazione un effetto di risoluzione fittizia, aggiungendo evento per evento alla massa invariante dei dimuoni una variabile casuale con distribuzione gaussiana avente una larghezza pari al 2% del valore della massa. Abbiamo inoltre prodotto tre distribuzioni, senza alcun taglio in massa trasversa, con la richiesta $m_T > 0.5$ GeV e con $m_T > 1$ GeV.

Notiamo in particolare che nella regione sotto 0.5 GeV il contributo del processo di Drell-Yan è decisamente inferiore rispetto a quello delle altre sorgenti; la situazione cambia drasticamente quando viene introdotto un taglio sulla massa trasversa: infatti il taglio riduce notevolmente il contributo dei decadimenti Dalitz (che sono dei processi molto *soft*), mentre influisce molto più debolmente sul processo di Drell-Yan, che viene così a pesare quanto i decadimenti Dalitz in questa regione. Questa differenza giustifica l'approssimazione che viene fatta nell'analisi di CERES, in cui il contributo del processo di Drell-Yan a basse masse viene trascurato; CERES, infatti, copre l'intero spettro di impulso trasverso, e risulta dominato dai bassi valori di $p_T$. Se CERES avesse una statistica sufficiente, selezionando gli eventi con $m_T > 0.5$ GeV potrebbe eventualmente osservare un eccesso significativo. L'accettanza di NA38/50 è invece limitata alle masse trasverse superiori a $\sim 1$ GeV, nella regione in cui il contributo del processo di Drell-Yan non può essere trascurato.

Inserendo il processo di Drell-Yan a basse masse e imponendo $\alpha_\omega = 0.76$, $\alpha_\phi = 0.77$, abbiamo un accordo più soddisfacente (fig. 6.10). Nella regione $0.4 < M < 0.6$ GeV un eccesso è ancora presente, ma è ridotto a 1.46. Ulteriori tentativi di spiegare quest'eccesso sulla base del contributo $\rho \to \pi\pi \to \mu^+\mu^-$ hanno dato esiti infruttuosi; tale contributo è risultato trascurabile a causa dell'assorbimento dei pioni sul preassorbitore prima del decadimento in muoni.

Il modello riproduce bene i dati per masse superiori a 0.6 GeV.

### 6.5.2 Collisioni fra nuclei

Possiamo ora estrapolare lo spettro di massa nella regione LMR alle collisioni S-S, S-Cu, S-U. I risultati, mostrati nelle figg. (6.11, 6.12), evidenziano che l'eccesso già osservato nella regione IMR si estende anche alle basse masse. Possiamo esprimere l'eccesso in termini del rapporto fra i dati e le sorgenti nella regione in cui i dati p-U descrivono in maniera soddisfacente lo spettro di massa, ovvero per $0.7 < M < 1.5$ GeV: nelle collisioni S-S questo rapporto è pari a $1.82 \pm 0.06$, in S-

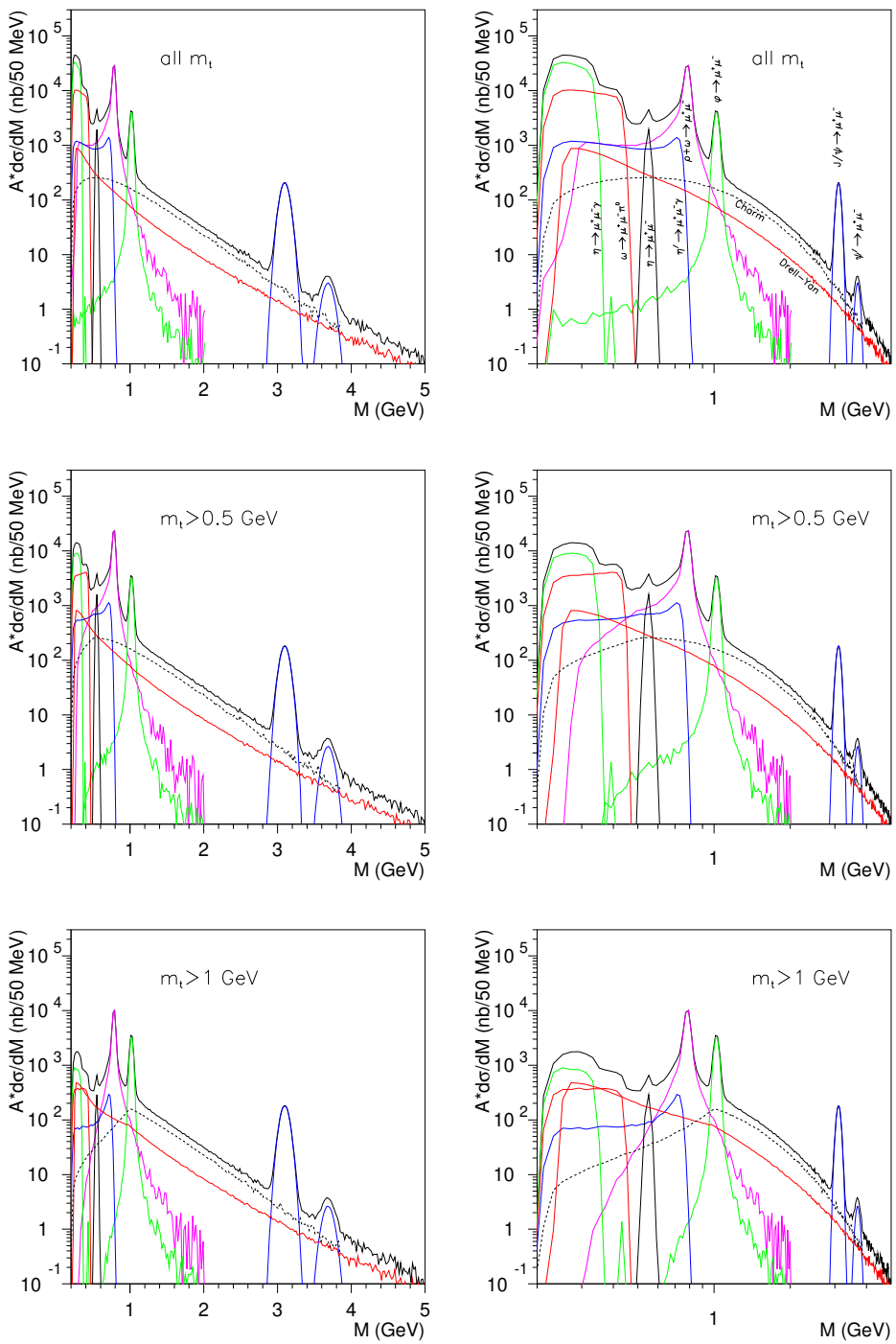


Figura 6.9: *Cocktail plot* per gli eventi generati in collisioni p-U sull'intero spazio delle fasi, per $m_T > 0$, $m_T > 0.5$ GeV e $m_T > 1$ GeV, con l'ascissa in scala lineare (a sinistra) e logaritmica (a destra).

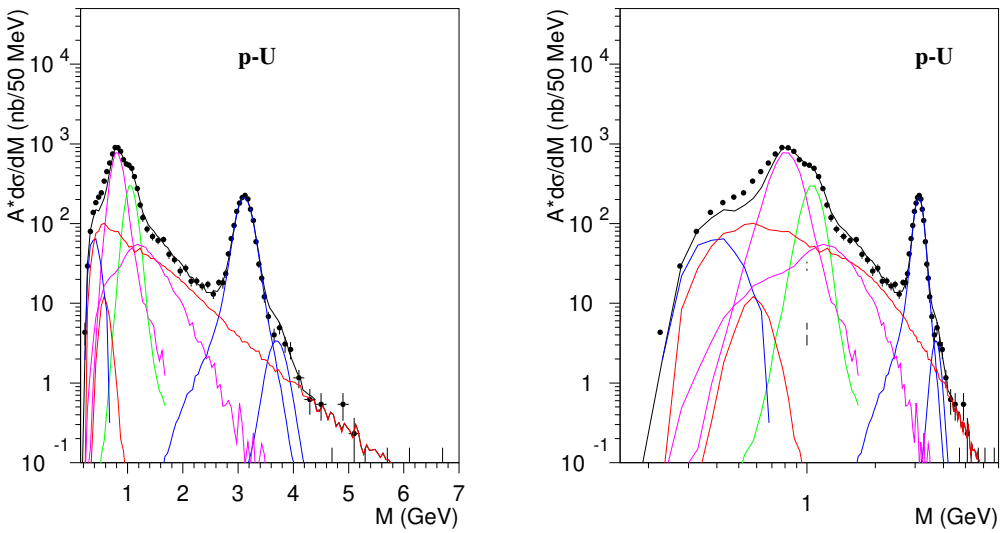


Figura 6.10: Spettro di massa per collisioni p-U confrontato coi dati di NA38 con l'ascissa in scala lineare e logaritmica.

Cu abbiamo $1.61 \pm 0.04$, in S-U $2.18 \pm 0.02$, dove abbiamo incluso esclusivamente gli errori statistici.

Riportiamo infine in fig. (6.13) lo spettro di massa per le collisioni Pb-Pb; a causa della bassa accettanza nella regione LMR, questa distribuzione va considerata con la dovuta cautela; in particolare la regione sotto 0.6 GeV, dominata dai decadimenti Dalitz, non può essere ben descritta dalla simulazione Monte Carlo, per cui il confronto con le sorgenti perde di significato. Un risultato affidabile nelle collisioni Pb-Pb potrà essere ottenuto solo con un *setup* ottimizzato allo studio della regione LMR, pianificato per il 1997.

Possiamo anche osservare che il picco della $\phi$ aumenta rispetto alla $\rho + \omega$. Un'analisi quantitativa del rapporto $\phi/(\rho + \omega)$ viene svolta di solito dando una descrizione empirica dello spettro di massa IMR, mediante delle gaussiane (o distribuzioni di Breit-Wigner) che descrivono le risonanze, e un esponenziale per il contributo nel continuo; un simile approccio è però differente da quello adottato in questo lavoro, che si propone di determinare lo spettro di massa sulla base dei processi fisici che vi contribuiscono. Possiamo comunque calcolare il rapporto D/S in diversi intervalli di massa, scelti in modo da render conto del differente incremento del rapporto D/S nel continuo, per la $\rho/\omega$ e per la $\phi$; il risultato è riportato in fig. (6.14), dove usiamo due bins per il continuo per isolare la regione fra 0.4 e 0.6 GeV, in cui osserviamo un eccesso dei dati rispetto alle sorgenti anche in collisioni p-U: possiamo chiaramente notare che il picco della $\phi$

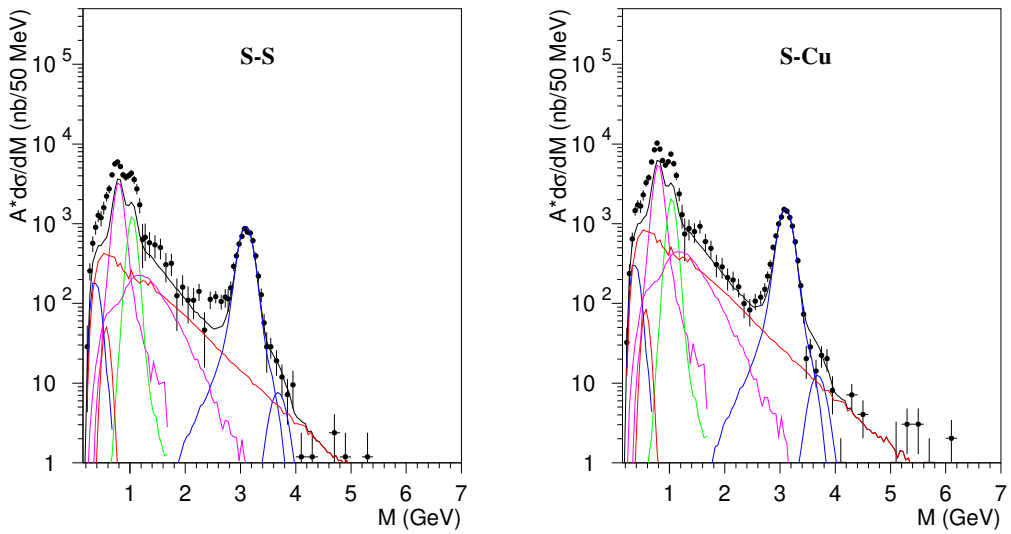


Figura 6.11: Spettro di massa per collisioni S-S e S-Cu confrontato coi dati di NA38.

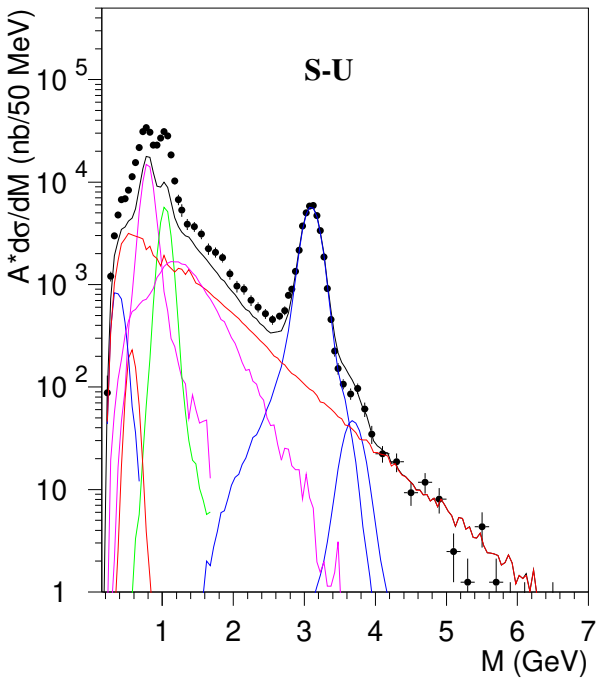


Figura 6.12: Spettro di massa per collisioni S-U confrontato coi dati di NA38.

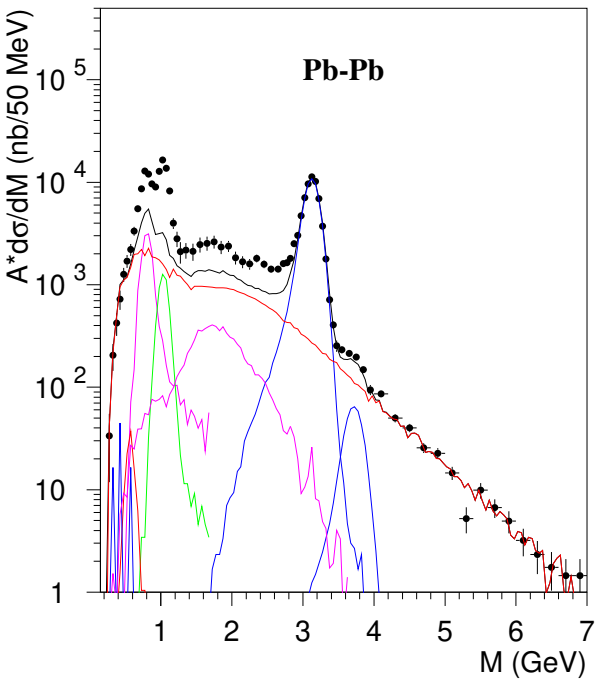


Figura 6.13: Spettro di massa per collisioni Pb-Pb confrontato coi dati di NA50.

cresce più rapidamente di quello della $\rho/\omega$ in collisioni S-U e in Pb-Pb. Notiamo che in quest'ultimo caso abbiamo calcolato l'eccesso solo in corrispondenza dei picchi della $\rho/\omega$ e della $\phi$ per le ragioni che abbiamo spiegato in precedenza.

### 6.5.3 Collisioni fra nuclei con spostamento di rapidità

Abbiamo finora assunto che tutte le distribuzioni di rapidità nel centro di massa avessero come valore medio $y_{CM} = 0$. È però un fatto sperimentalmente assodato che le distribuzioni in rapidità dei pioni presentano uno spostamento all'indietro del valore centrale della distribuzione di rapidità in collisioni in cui il numero di nucleoni del proiettile è molto minore del numero di nucleoni del bersaglio; in particolare, è stato osservato uno spostamento di una unità nel valore centrale delle distribuzioni in rapidità dei pioni in collisioni p-Pb rispetto alle collisioni p-p [Bus88]. Un analogo effetto, con $\Delta y = 0.5$ è osservato in collisioni S-Au [Fok95]. Un simile spostamento, dovuto chiaramente a un effetto collettivo sui nuclei, non è invece osservato per processi più 'duri', come la $J/\psi$, il processo di Drell-Yan e i mesoni $D\bar{D}$, che non sono influenzati (o lo sono debolmente) dalla materia nucleare circostante. Lo spostamento in rapidità è inoltre assente nel caso di

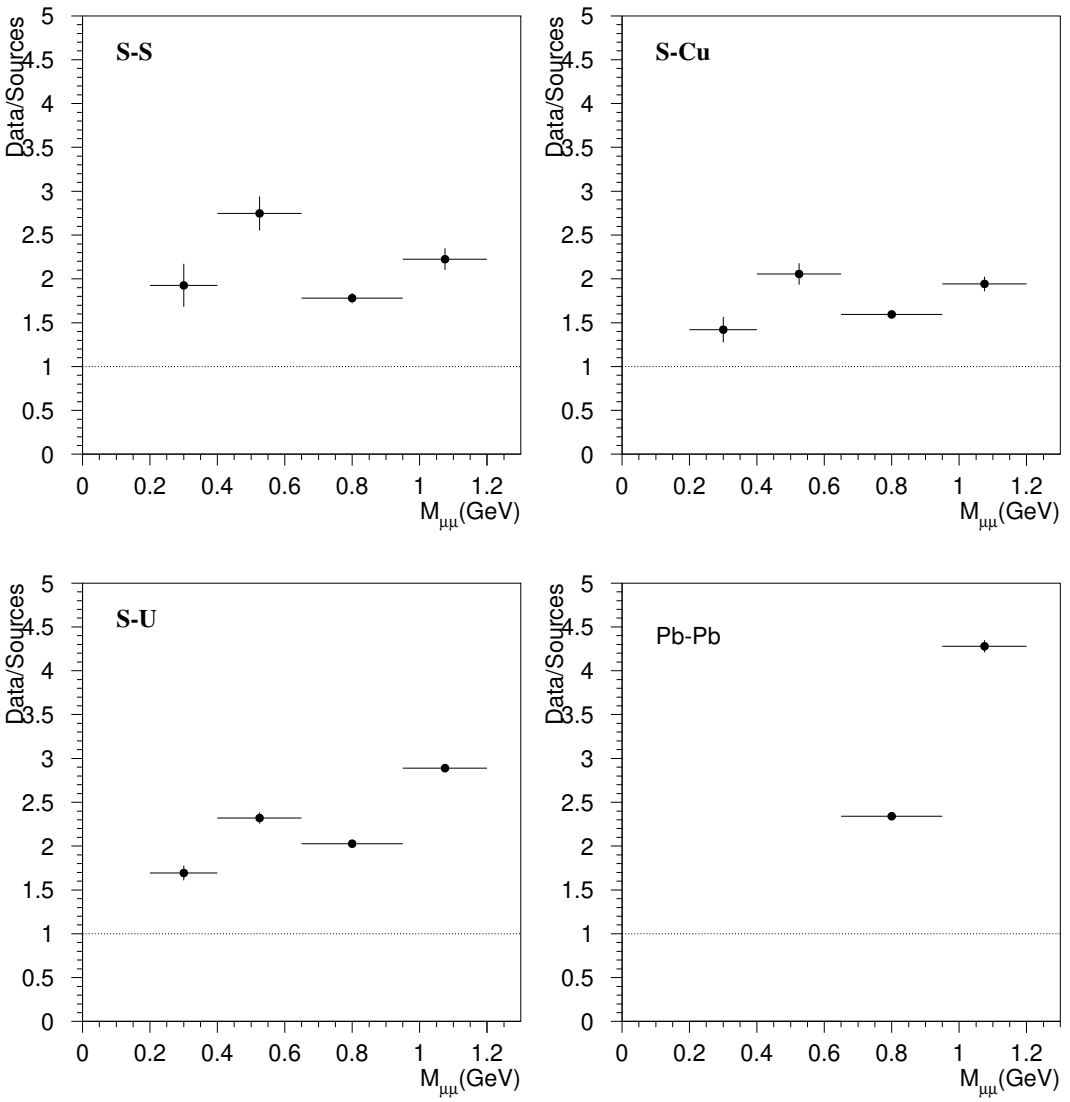


Figura 6.14: Rapporto D/S in diversi intervalli di massa nella regione LMR, per collisioni S-S, S-Cu, S-U, Pb-Pb.

collisioni tra due nuclei identici perchè, per qualunque valore del parametro di impatto, i numeri di nulceoni del proiettile e del bersaglio coinvolti nella reazione sono uguali.

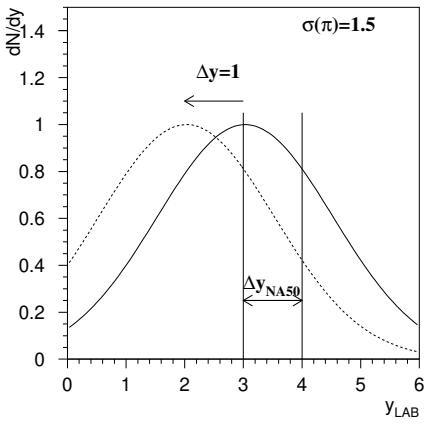


Figura 6.15: Distribuzione teorica in rapidità per i pioni per collisioni a 200 GeV di protoni su protoni (linea a tratto continuo) e su nuclei pesanti (tratteggiata).

L'accettanza in rapidità di NA50 è limitata all'intervallo $3 < y_{LAB} < 4$; si tratta dunque di una regione stretta, pari a una sola unità a ridosso del valore massimo; come conseguenza, uno spostamento nella distribuzione di rapidità causerebbe la produzione di una frazione del numero di particelle in $3 < y_{LAB} < 4$ diversa nela caso di collisioni p-p e p-U. Per fissare le idee, consideriamo la fig. (6.15), in cui tracciamo la distribuzione in rapidità per i pioni come una gaussiana con $\sigma = 1.5$; nel caso delle collisioni p-p, in cui non si osserva uno spostamento della distribuzione in rapidità, abbiamo $\mu = 3.03$, e il numero di pioni generati nella regione compresa tra $y_{LAB} = 3$ e $y_{LAB} = 4$ risulta il 25% del totale; con uno spostamento all'indietro di un'unità, osservato in collisioni p-Pb, la frazione di pioni che cadono nel dominio di NA50 è pari al 16% del totale.

Non esistono misure sugli spostamenti delle distribuzioni in rapidità per le risonanze nella regione delle basse masse; nonostante ciò è naturale supporre che un tale effetto possa essere presente. La ripercussione sui risultati, qualora si trascuri lo spostamento in rapidità, consiste in una sovrastima del numero di eventi generati nel dominio $\Delta$ in reazioni p-U; questa sovrastima viene compensata -solo nelle reazioni p-U- fissando un valore di $\alpha_\omega$ per cui la distribuzione degli eventi simulati si sovrappone a quella degli eventi reali in corrispondenza del picco della $\omega$; in questa maniera sottostimiamo il valore di $\alpha_\omega$ e, utilizzando

lo stesso valore in collisioni in cui lo spostamento in rapidità è assente o ridotto, otteniamo un picco della $\rho + \omega$ più basso.

Una comprensione adeguata del fenomeno può essere raggiunta solo disponendo di dati con fasci di protoni su nuclei leggeri e in diverse regioni di rapidità; sulla base dei dati di cui attualmente disponiamo, possiamo soltanto svolgere un calcolo che si basa su alcuni assunti ragionevoli e le conseguenti deduzioni:

- determiniamo il valore di $\alpha_\omega$ in modo che la curva teorica si sovrapponga ai dati S-S, in cui non sono presenti spostamenti di rapidità: otteniamo in questa maniera $\alpha_\omega = 0.825$; un valore più alto di $\alpha$ potrebbe essere giustificato in base alla dipendenza di $\alpha$ da $p_T$: NA38 è infatti limitato a masse trasverse $m_T > 0.9$ GeV a valori centrali di rapidità, e ci aspettiamo valori più alti di $\alpha_\omega$ in queste regioni di $p_T$.

- lo spostamento in rapidità per la $\rho/\omega$ in collisioni p-U deve avere un valore compreso tra 0 (come per la $J/\psi$) e 1 (come per i pioni). Assumiamo che il valore sia tale da compensare il difetto nel rapporto dati/sorgenti che si osserverebbe imponendo $\alpha_\omega = 0.825$: il valore corrispondente è $\Delta y_\omega = 0.54$, che causa una diminuzione del numero di $\omega$ generate in $3 < y_{LAB} < 4$ pari a 0.744;

- lo spostamento in rapidità per la $\phi$ in collisioni p-U avrà un valore compreso fra 0 e quello della $\omega$; assumiamo che $\Delta y_\phi = \Delta y_\omega$. Tale ipotesi è conservativa, nel senso che ci porta al più a sottostimare l'eccesso in corrispondenza della $\phi$;

- tenendo conto del fatto che la larghezza della distribuzione in rapidità è differente per la $\omega$ e per la $\phi$ ($\sigma_\omega = 1.1$, $\sigma_\phi = 0.96$), ricaviamo il valore di $\alpha_\phi$ a partire dal valore stimato in p-U, considerando che lo spostamento $\Delta y = 0.54$ causa una riduzione nel numero di $\phi$ per un fattore 0.681: otteniamo $\alpha_\phi = 0.84$.

- ricordiamo che lo spostamento in rapidità in collisioni S-U è la metà di quello in collisioni p-U.

Come conclusione, ricalcoliamo lo spettro di massa aspettato usando i seguenti parametri:

$$\begin{aligned} \alpha_\omega &= 0.825, \qquad \alpha_\phi = 0.84; \\ f_\omega^{pU} &= 0.744, \qquad f_\phi^{pU} = 0.681; \\ f_\omega^{SU} &= 0.892, \qquad f_\phi^{SU} = 0.861; \end{aligned}$$

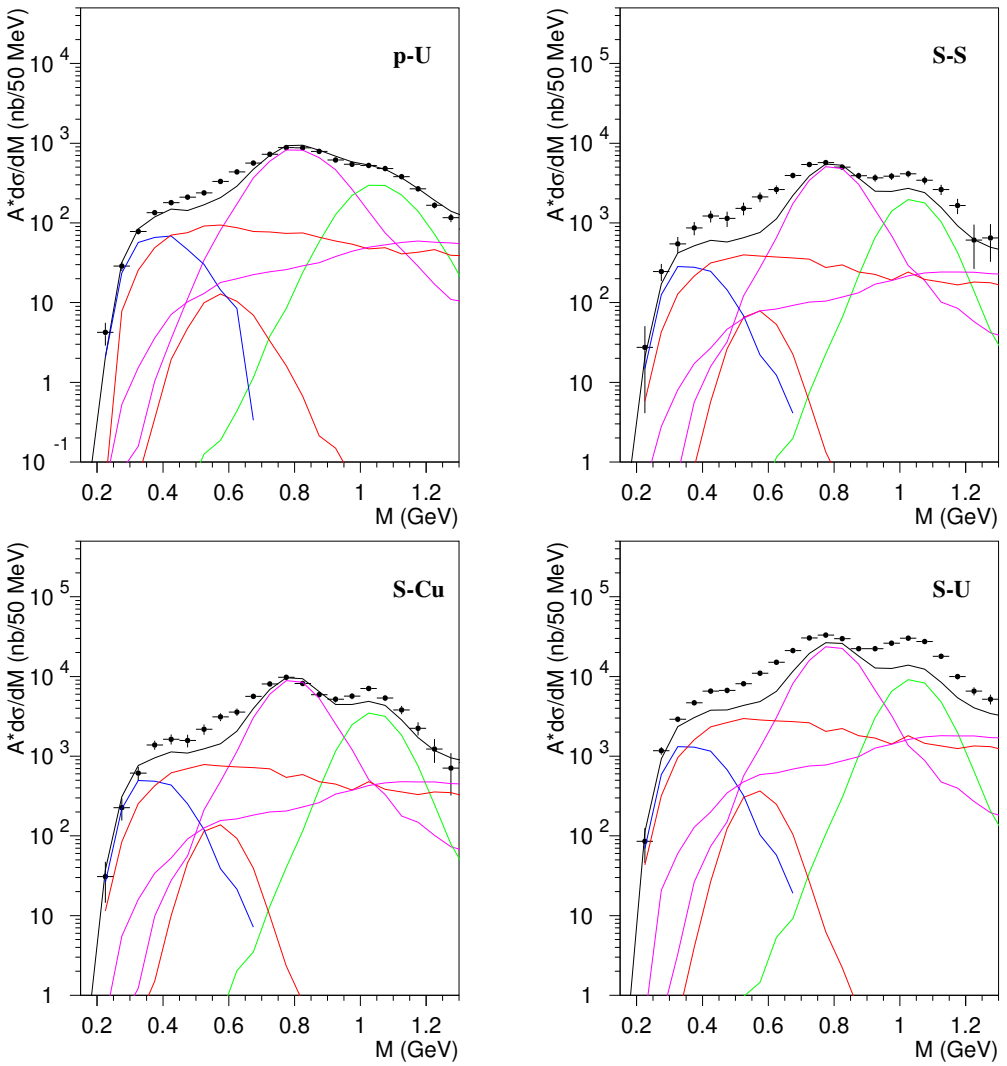


Figura 6.16: Distribuzione in massa per i dimuoni nella regione LMR in collisioni p-U, S-S, S-Cu e S-U e delle sorgenti assumendo la presenza di un effetto di *shift* in rapidità (vedere il testo per i dettagli).

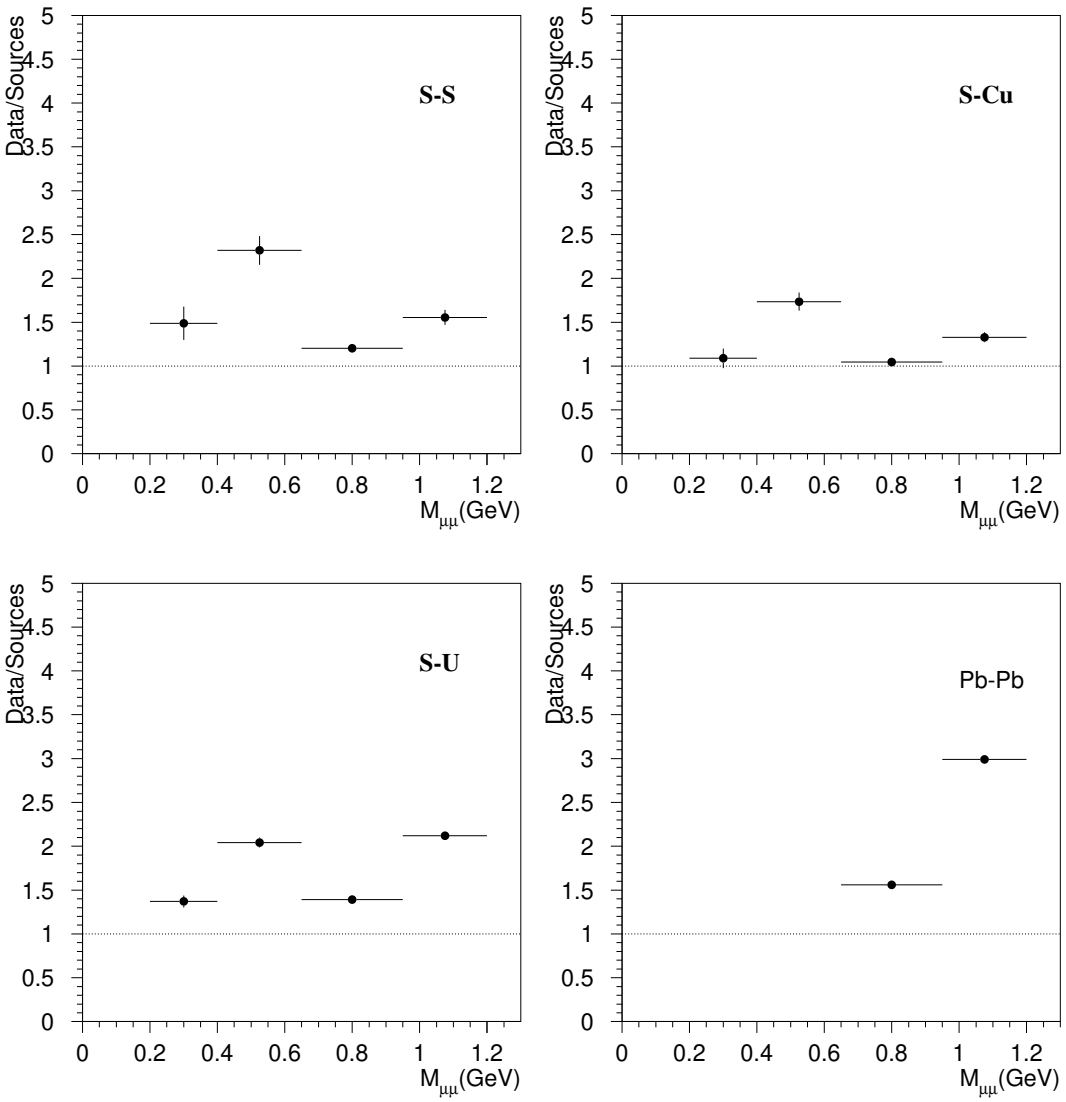


Figura 6.17: Rapporto D/S in diversi intervalli di massa nella regione LMR, per collisioni S-S, S-Cu, S-U, Pb-Pb, assumendo la presenza di un effetto di *shift* in rapidità (vedere il testo per i dettagli).

dove con $f$ indichiamo il fattore correttivo che moltiplica le sezioni d'urto della $\rho/\omega$ e della $\phi$:

$$f = \frac{\int_3^4 dy_{LAB} \frac{dN(y_{LAB}-\Delta y)}{dy_{LAB}}}{\int_3^4 dy_{LAB} \frac{dN(y_{LAB})}{dy_{LAB}}} \tag{6.12}$$

questo fattore è pari a 1 per S-S e Pb-Pb; trascuriamo gli spostamenti in rapidità nelle collisioni S-Cu, per cui anche in questo caso assumiamo $f_\omega = f_\phi = 1$.

La regione delle basse masse viene così descritta dalle curve che riportiamo in fig. (6.16). Ricalcolando l'eccesso in collisioni fra ioni otteniamo il risultato riportato in fig. (6.17).

### 6.5.4 Discussione dei risultati nella regione LMR e sviluppi futuri

I risultati degli studi nella regione delle basse masse possono essere sintetizzati in questa maniera:

- abbiamo mostrato che il *cocktail plot* che include le sole risonanze non è sufficiente a descrivere lo spettro di massa misurato in collisioni p-U da NA38; otteniamo un accordo migliore coi dati quando vengono inclusi i contributi di processi più 'duri' quali il contributo dei mesoni $D\bar{D}$ e il processo di Drell-Yan estrapolato a basse masse, ma osserviamo ancora un disaccordo tra dati e modello sotto i 0.6 GeV;

- estrapolando i risultati ottenuti in collisioni p-U ai dati S-S, S-Cu, S-U, Pb-Pb, osserviamo un eccesso esteso a tutto lo spettro di massa nella regione LMR; questo eccesso è più pronunciato in corrispondenza del picco della $\phi$ in collisioni S-U e Pb-Pb;

- se introduciamo un effetto dovuto agli spostamenti del valore centrale delle distribuzioni in rapidità, sulla base di alcune ipotesi ragionevoli, osserviamo un eccesso più ridotto nel continuo e che aumenta per la $\phi$, passando dalle collisioni S-S a S-U e Pb-Pb.

L'ultimo punto è parzialmente basato sulle misure in collisioni S-S, che abbiamo utilizzato per determinare la dipendenza da $\alpha$ della $\omega$; una conoscenza più approfondita dell'argomento richiederebbe delle buone misure di $\alpha$ in funzione dell'impulso trasverso e la conoscenza degli effetti degli spostamenti in rapidità per i mesoni neutri: non è infatti la soluzione ideale basarsi sulle collisioni fra nuclei, seppure -come nel caso delle collisioni S-S- in condizioni termodinamiche

sfavorevoli alla formazione del QGP, per ricavare uno dei parametri che influiscono sui risultati. D'altra parte, trascurare un effetto di cui si conosce l'esistenza perchè non si è in grado di calcolarne con precisione la portata non è probabilmente una soluzione migliore. Abbiamo dunque preferito presentare i risultati in entrambe le ipotesi, sia per poter ottenere dei risultati confrontabili con quelli di altre analisi, sia per cercare di tener conto, seppure in maniera approssimata, di alcuni effetti di cui è più che lecito supporre l'esistenza.

Un'ultima nota riguarda i possibili sviluppi del lavoro nella regione LMR: una più profonda conoscenza dello spettro di massa in collisioni con fasci di protoni su protoni o nuclei leggeri, come ad esempio il berillio, è necessaria per capire la fisica della produzione della $\rho/\omega$ e della $\phi$; a tale scopo sono di fondamentale importanza delle misure dedicate, con un'accettanza e una risoluzione in massa migliori di quelle attuali. Le collisioni p-A sono la base indispensabile per capire quali sono gli effetti convenzionali, e quali invece gli effetti specifici degli ioni. Così una determinazione della dipendenza da A per le varie sorgenti nel dominio di spazio delle fasi di NA50 fornirebbe una base più solida per l'interpretazione dei risultati nelle collisioni fra ioni. Una simile linea è stata seguita per lo studio della $J/\psi$, e ha portato alla comprensione della soppressione di questa risonanza in collisioni S-U, e dato un maggiore spessore alla soppressione anomala osservata in collisioni Pb-Pb.

Mediante una conoscenza della regione LMR paragonabile a quella che si possiede alle alte masse potremmo così stabilire quanto dell'aumento osservato per la $\phi$ è dovuto a caratteristiche specifiche delle collisioni fra ioni e quanto a un differente comportamento della $\phi$ rispetto alla $\rho/\omega$ già in collisioni p-A. Un aspetto banale, ad esempio, consiste in una differente dipendenza da $\alpha$ per le risonanze. Abbiamo visto come una possibile modificazione delle distribuzioni in rapidità in collisioni che coinvolgono un numero di nucleoni proiettile molto inferiore a quello dei nucleoni bersaglio potrebbe causare delle differenze fra i contributi delle risonanze in p-U e S-U o Pb-Pb e, nella stessa collisione, fra risonanza e risonanza. Anche una distinzione fra l'aumento della $\phi$ e l'eccesso nel continuo al di sotto della $\phi$ trarrebbe un notevole vantaggio da uno studio sistematico in collisioni p-A, con una risoluzione tale da distinguerne chiaramente il picco.

Per quanto riguarda l'eccesso esteso a tutta la regione LMR, una possibile soluzione che potrebbe render conto almeno parzialmente dell'eccesso osservato è la presenza di un contributo, finora ignorato, e che dovrebbe essere trascurabile nelle collisioni p-A, e avere un peso maggiore nelle collisioni tra ioni. In questo senso, il processo di annichilazione di una coppia $\pi^+\pi^-$ in muoni è un ottimo candidato.

Una comprensione migliore del continuo al di sotto dei picchi della $\rho$, della $\omega$ e della $\phi$ richiederà probabilmente lo sviluppo di un'analisi bidimensionale,

nella massa a nell'impulso trasverso. In questo senso, uno studio dedicato e con una statistica maggiore da parte della collaborazione CERES potrebbe portare ad un interessante studio in diversi intervalli di impulso trasverso; un passo nella stessa direzione potrebbe essere compiuto da NA50 mediante un aumento dell'accettanza a bassi valori della massa trasversa.

# Bibliografia

[Bra96] P. Braun-Munzinger, D. Miŝkowiec, *A note on the level of charm expected in the CERES data*, GSI, Darmstadt, Germania (15 Nov. 1996).

[Bus88] W. Busza and R. Ledoux, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988) 119

[Gon96] M. Gonin et al., (NA50 coll.), proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996) 404c

[Sco96] E. Scomparin, NA50 collaboration, proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996) 331c

[Ull96] T. Ullrich, CERES coll., proceedings Quark Matter 96, Nucl. Phys. A 610 (1996) 317c

[Vee93] R. J. Veenhof, Universiteit van Amsterdam, tesi di dottorato, 1993

[Fok95] Y. Foka, (NA35 coll.), tesi di dottorato, 1995

# Conclusioni

I risultati che sono stati ottenuti in questo lavoro possono essere riassunti in alcuni punti.

Sono stati studiati i dati relativi a 9 campioni, in diverse collisioni protone-nucleo e nucleo-nucleo, alle energie proprie dell'SPS. I dati p-A sono stati descritti sulla base delle sorgenti convenzionali su tutto lo spettro di massa di NA50.

In collisioni fra ioni osserviamo un eccesso nella regione IMR ($1.5 < M < 2.5$ GeV) pari a 1.49 nelle collisioni S-U e 1.81 nelle collisioni Pb-Pb. La natura di questo eccesso non è chiara; in particolare in collisioni Pb-Pb una spiegazione dell'eccesso nei termini dell'aumento anomalo della sezione d'urto per i mesoni $D\bar{D}$ non è adatta a descrivere i dati nella regione IMR. Non si nota, d'altra parte, la dipendenza quadratica dall'energia trasversa che caratterizza lo spettro dei dimuoni termici.

Nella regione LMR osserviamo che i contributi delle sole risonanze, calcolati in analogia con l'analisi di CERES, non sono in grado di descrivere la distribuzione in massa per collisioni p-U; il contributo dei mesoni $D\bar{D}$ è necessario per masse maggiori di 1 GeV, oltre il picco della $\phi$, mentre nella regione tra 0.4 e 0.6 GeV otteniamo un accordo migliore se introduciamo un contributo dato dall'estrapolazione del processo di Drell-Yan. L'estrapolazione alle collisioni tra ioni evidenzia un eccesso esteso a tutta la regione LMR, e che risulta più pronunciato in corrispondenza del picco della $\phi$. L'eccesso su tutta la regione LMR risulta ridotto nell'ipotesi in cui sia presente uno spostamento del valore centrale delle distribuzioni in rapidità, mentre permane l'aumento della $\phi$ rispetto al continuo. Un'analisi conclusiva richiede maggiori conoscenze delle collisioni p-A, in una più ampia regione di accettanza. È inoltre necessaria una disposizione sperimentale ottimizzata allo studio delle basse masse nelle collisioni Pb-Pb.

# Ringraziamenti

È con grande piacere e una punta di orgoglio che voglio ringraziare le persone con cui ho avuto la fortuna di collaborare, a cominciare dal prof. Sergio Serci che ha svolto il suo ruolo fondamentale di guida onorandomi della sua stima e fiducia; e dagli altri elementi del gruppo di Cagliari, Corrado Cicalò, Paola Macciotta, Alberto Masoni, Piotr Temnikov, Gianluca Usai e Giovanna Puddu, costante riferimento durante questi anni.

Un ringraziamento particolare va a Carlos Lourenço, con cui ho instaurato una proficua collaborazione che ha portato alla realizzazione di questa analisi, e che ha messo in evidenza, oltre alle sue notevoli conoscenze, anche delle capacità di insegnamento e di trascinamento che hanno creato delle condizioni di lavoro ideali; e a Fairouz Ohlsson-Malek, preziosa e instancabile collaboratrice.

Vorrei inoltre ringraziare Louis Kluberg, Enrico Scomparin, Frederic Fleuret, Albert Romana e i fisici della collaborazione NA50, con cui ho avuto modo di scambiare idee e informazioni.

Un ultimo ringraziamento va ai colleghi e amici dell'INFN e in particolare a Maurizio.

Cagliari, 20-2-1997