



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA  
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di laurea in Fisica

TESI DI LAUREA

Dipendenza dalla centralità della produzione di  
stranezza in collisioni nucleo-nucleo ad energie  
ultra-relativistiche

**Relatore:** Prof. MAURIZIO MORANDO

**Laureando:** ANDREA DAINESE

ANNO ACCADEMICO 1999 - 2000



Dipendenza dalla centralità della produzione di  
stranezza in collisioni nucleo-nucleo ad energie  
ultra-relativistiche

Andrea Dainese

Università degli Studi di Padova

28 Giugno 2000



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 Fenomenologia del Quark-Gluon Plasma</b>	<b>9</b>
1.1 Il diagramma di fase della materia adronica . . . . .	10
1.2 La transizione di fase al Quark-Gluon Plasma . . . . .	11
1.2.1 Richiami di QCD . . . . .	11
1.2.2 Trattazione termodinamica . . . . .	13
1.2.3 Risultati della QCD su reticolo . . . . .	14
1.2.4 Requisiti per la formazione del plasma in interazioni di ioni pesanti . . . . .	16
1.3 Segnali di QGP . . . . .	18
1.4 Produzione di stranezza in collisioni di ioni pesanti . . . . .	19
1.4.1 Produzione di coppie $s\bar{s}$ nel plasma . . . . .	20
1.4.2 Produzione di coppie $s\bar{s}$ in un sistema adronico . . . . .	23
<b>2 La sperimentazione con le collisioni tra ioni pesanti</b>	<b>27</b>
2.1 Il problema della centralità nella fisica degli ioni pesanti . . . . .	28
2.1.1 Importanza della centralità . . . . .	29
2.1.2 Stima della densità di energia . . . . .	30
2.1.3 Osservabili legati alla centralità . . . . .	33
2.2 L'esperimento WA97 . . . . .	34
2.2.1 Il fascio, il bersaglio e il magnete . . . . .	34
2.2.2 I rivelatori . . . . .	36
2.2.3 Il trigger . . . . .	37
2.2.4 Rivelazione degli iperoni prodotti nella collisione . . . . .	38

2.2.5	Misura della centralità in WA97: il Wounded Nucleon Model	39
2.3	La centralità in altri esperimenti del programma Heavy Ion . . . .	43
2.3.1	Misura dell'energia trasversa e dell'energia in avanti: l'esperimento NA50 . . . . .	43
2.3.2	Misura diretta del numero dei partecipanti: l'esperimento NA49 . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Scale di centralità</b>	<b>47</b>
3.1	Dalla molteplicità al numero di partecipanti . . . . .	47
3.1.1	Modello di Glauber . . . . .	47
3.1.2	Fit sui dati sperimentali . . . . .	54
3.1.3	Risultati di WA97 . . . . .	56
3.2	Densità dei partecipanti . . . . .	60
3.2.1	Collisioni piombo-piombo . . . . .	61
3.2.2	Collisioni protone-nucleo . . . . .	72
3.2.3	Altri sistemi nucleo-nucleo . . . . .	82
3.2.4	Confronto tra le due scale di centralità . . . . .	88
3.3	Confronto tra i risultati sperimentali di WA97 e NA49 . . . . .	92
	<b>Conclusioni</b>	<b>95</b>
<b>4</b>	<b>Spettro di molteplicità nell'esperimento NA57</b>	<b>97</b>
4.1	Estrazione dello spettro di molteplicità dai dati . . . . .	99
4.2	Correzioni per effetti sistematici e normalizzazione dello spettro .	102
4.2.1	Sottrazione del contributo di $\delta$ ray e tracce di fondo . . . .	102
4.2.2	Correzione per accettazione e clustering . . . . .	103
4.2.3	Sottrazione del contributo di <i>empty target</i> . . . . .	103
4.2.4	Normalizzazione alla sezione d'urto di trigger . . . . .	104
4.3	Fit sullo spettro di molteplicità di NA57 . . . . .	106
<b>A</b>	<b>Calcolo della sezione d'urto di trigger</b>	<b>111</b>

# Introduzione

Nelle collisioni tra ioni pesanti ad energie ultra-relativistiche si crea un sistema in cui la materia adronica è portata a condizioni di temperatura e pressione estreme rispetto a quelle in cui si trova normalmente all'interno dei nuclei. Si stima [1] che, in un volume dell'ordine di quello dei nuclei incidenti, si abbiano densità di energia  $\varepsilon \sim 1 \div 3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ , cioè circa 10–20 volte quella della materia nucleare ordinaria. Condizioni simili sono, invece, comuni nell'ambito della cosmologia e dell'astrofisica; infatti, si suppone che tali valori di densità di energia abbiano caratterizzato l'Universo primordiale qualche microsecondo dopo il *Big Bang* e che siano presenti ancor oggi nel nocciolo delle stelle di neutroni.

La teoria delle interazioni forti (cromodinamica quantistica (QCD)) prevede [1] che queste condizioni estreme permettano la transizione verso uno stato della materia, in cui i quark e i gluoni, normalmente confinati all'interno degli adroni (protoni e neutroni nel caso specifico della materia nucleare), sono liberi di muoversi in tutto il volume della *fireball* (così è denominata la materia fortemente eccitata che si crea in seguito alla collisione), trovandosi quindi in uno stato deconfinato. Questo nuovo stato della materia viene chiamato *Quark-Gluon Plasma (QGP)* e le collisioni di ioni pesanti ad energie molto elevate sono probabilmente l'unico modo per produrlo in laboratorio e studiarne le proprietà.

Questa è la ragione per cui da circa 15 anni due dei più importanti laboratori per la fisica delle alte energie, il CERN di Ginevra e il laboratorio nazionale di Brookhaven negli Stati Uniti, hanno avviato dei programmi di fisica degli ioni pesanti, che hanno già dato risultati significativi<sup>1</sup>. Finora si sono studiate collisioni di fasci su bersaglio fisso, ma sono in preparazione collisori di ioni pesanti:

---

<sup>1</sup>nel febbraio 2000 gli esperimenti del programma Heavy Ion del CERN hanno presentato evidenze importanti dell'esistenza del QGP.

il collisore RHIC di Brookhaven (che ha iniziato a prendere dati nel giugno 2000 con Au+Au a  $100 + 100$  GeV/ $c$  per nucleone) e LHC del CERN, in cui l'esperimento ALICE studierà interazioni tra fasci di ioni piombo a  $2.8 + 2.8$  TeV/ $c$  per nucleone.

L'esperimento WA97/NA57 del CERN, nel cui ambito è stata svolta questa tesi, riguarda collisioni di nuclei di piombo, accelerati a un momento di  $158$  GeV/ $c$  per nucleone, su un bersaglio di piombo. Esso è focalizzato sullo studio di una delle segnature caratteristiche della transizione alla fase di plasma: l'eccesso nella produzione di *stranezza* (vedi sezione 1.4). I calcoli teorici indicano, infatti, che la creazione di coppie di quark  $s\bar{s}$  sarebbe favorita se nell'interazione il sistema passasse attraverso una fase di QGP rispetto a quanto avviene in interazioni puramente adroniche.

Dato che la formazione del plasma richiede densità di energia elevata in un volume esteso, la situazione più favorevole è quella di una collisione centrale tra nuclei pesanti, dove per centrale si intende una collisione in cui quasi tutti i nucleoni di proiettile e bersaglio interagiscono inelasticamente. La variabile ottimale per discriminare tra collisioni centrali e collisioni periferiche è il parametro d'impatto (distanza tra i centri dei due nuclei nel piano trasverso alla direzione del fascio). E' quindi importante trovare degli osservabili che permettano di ottenere una sua stima e di definire la *centralità* della collisione. In funzione di essa vanno studiati i segnali della transizione alla fase di plasma.

Il problema della centralità, comune a tutti gli esperimenti di fisica degli ioni pesanti, e il confronto tra diverse *scale di centralità* è l'argomento principale di questa tesi.

Nel primo capitolo viene introdotto il diagramma di fase della materia adronica e sono illustrate le basi teoriche che portano, attraverso la QCD, alla predizione della transizione al *Quark-Gluon Plasma*. Vengono inoltre esposti i segnali rivelatori della transizione di fase, dando particolare rilievo alla produzione di *stranezza*.

Il capitolo secondo riguarda la sperimentazione con gli ioni pesanti, con particolare riferimento al problema della centralità. Viene descritto l'apparato dell'esperimento WA97 e i metodi per misurare la centralità delle collisioni e le



abbondanze di particelle strane. La parte finale riguarda le misure di centralità svolte da altri esperimenti del programma Heavy Ion del CERN.

Nel terzo capitolo è presentato lo studio su una nuova scala di centralità, proposta di recente da un gruppo di teorici che si occupano di questi temi. Viene inoltre messa in luce, attraverso il confronto con un altro esperimento, la dipendenza dei risultati sperimentali dalla scelta della scala di centralità.

Vista l'importanza dell'estensione delle misure ad un intervallo più ampio di centralità, l'ultima parte di questo lavoro comprende l'analisi preliminare dei dati sulla centralità dell'esperimento NA57.



# Capitolo 1

## Fenomenologia del Quark-Gluon Plasma

La fisica delle collisioni tra ioni pesanti ad alte energie ha come scopo lo studio di sistemi di particelle con interazione forte (adroni, quark e gluoni) in situazioni di alta densità spaziale di materia ed energia. Queste particelle e le loro interazioni, nell'ambito della fisica subnucleare, vengono trattate usando la cromodinamica quantistica che, con buona approssimazione, permette di descrivere i singoli processi elementari e disegnare, per esempio, diagrammi di Feynman che li schematizzano. Un simile approccio non è possibile nello scenario estremamente complesso che si produce in seguito alla collisione di due nuclei pesanti ed è necessario affiancare alla visione microscopica, rivolta alla singola particella o alla singola interazione, una trattazione macroscopica del sistema nel suo insieme.

Nell'ipotesi che il sistema formatosi nella collisione sia abbastanza esteso e viva abbastanza a lungo da termalizzarsi, esso può essere descritto da un punto di vista termodinamico in termini di variabili quali temperatura, densità ed entropia. Da questa trattazione termodinamica viene il termine *transizione di fase* usato per indicare la formazione del plasma di quark e gluoni a partire dalla materia adronica che costituisce i nuclei incidenti.

## 1.1 Il diagramma di fase della materia adronica

Unendo considerazioni termodinamiche a calcoli di cromodinamica quantistica, si prevede [1] che la materia adronica possa presentarsi in vari stati. Il suo comportamento, al variare della densità barionica (numero di barioni meno numero di anti-barioni per unità di volume) e della temperatura, è rappresentato nel diagramma di fase riportato in questa pagina. Nella figura 1.1 questo diagramma è mostrato nel piano  $(\rho, T)$ , dove  $\rho$  è la densità barionica del sistema rapportata a quella della materia nucleare ordinaria e  $T$  la sua temperatura<sup>1</sup>. A basse temperature e per  $\rho \simeq 1$  si ha la materia ordinaria. Aumentando la densità di energia del sistema, per compressione (verso destra) o per riscaldamento (verso l'alto), si raggiunge la fase di *gas adronico* in cui i nucleoni interagiscono e possono formare pioni, stati eccitati del protone e del neutrone ( $\Delta^+$  e  $\Delta^0$ ) e altri adroni. Crescendo ulteriormente con l'energia si ha la transizione di fase al QGP: la densità di

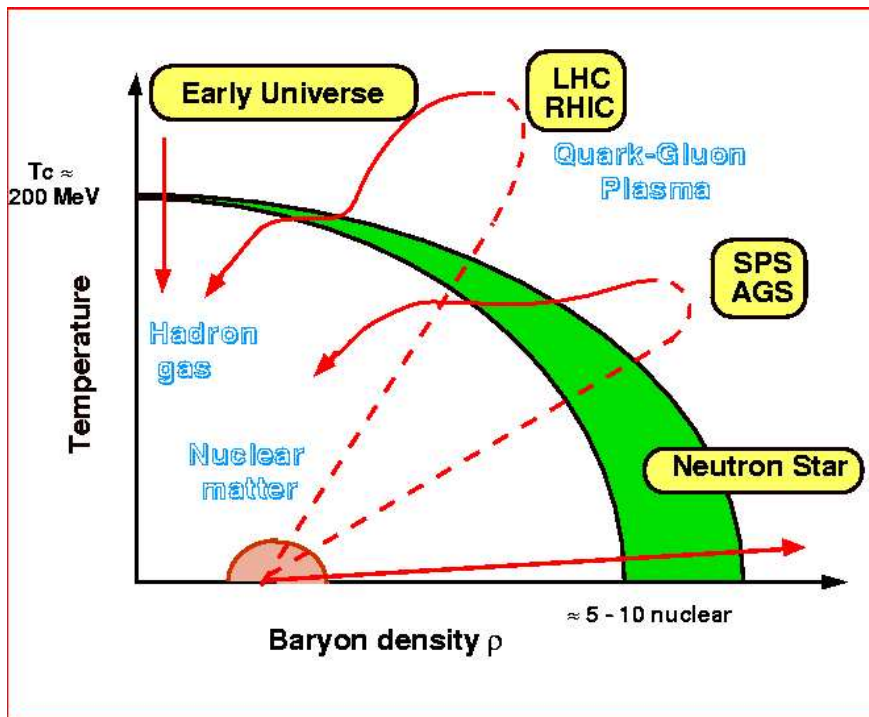


Figura 1.1: *Rappresentazione schematica del diagramma di fase della materia adronica nel piano  $(\rho, T)$ .*

<sup>1</sup>in realtà è usata  $kT$  (in MeV), essendo  $k$  la costante di Boltzmann.

partoni (quark e gluoni), prodotti attraverso i meccanismi della QCD, è talmente alta che non ha più senso il concetto di appartenenza di un quark ad un adrone. Si raggiunge, cioè, la fase di deconfinamento. Si vede, dunque, che la transizione di fase può essere realizzata seguendo vari “cammini” nel piano  $(\rho, T)$ .

Come detto nell’introduzione, circa  $10^{-5}$  secondi dopo il Big Bang l’Universo era formato da quark e gluoni deconfinati; la transizione QGP-adroni è avvenuta a densità barionica molto bassa in seguito all’espansione dell’Universo e al suo conseguente raffreddamento [2]. Invece, nella formazione delle stelle di neutroni, il collasso gravitazionale fa aumentare la densità della materia a temperatura molto vicina allo zero assoluto [2].

Nelle collisioni di ioni pesanti ultra-relativistici la temperatura e la densità crescono entrambe, portando eventualmente alla fase di plasma; dopodiché il sistema va incontro a raffreddamento e adronizzazione. Nel diagramma sono mostrati i cammini stimati per gli esperimenti presenti (SPS, AGS) e futuri (LHC, RHIC).

## 1.2 La transizione di fase al Quark-Gluon Plasma

A livello fondamentale, il comportamento della materia adronica è descritto dalla cromodinamica quantistica. Nei prossimi paragrafi verranno richiamate le caratteristiche principali di questa teoria rilevanti per lo studio del QGP e saranno presentati i risultati della QCD su reticolo riguardo la transizione di fase. Infine, saranno riassunte le condizioni necessarie per la “produzione in laboratorio” del nuovo stato deconfinato.

### 1.2.1 Richiami di QCD

La cromodinamica quantistica [4] deve il suo nome all’interazione di *colore*. La carica di colore, presente nei tre “valori” rosso, blu e verde, è l’analogo della carica elettrica per le interazioni forti e, così come i fotoni mediano le interazioni elettromagnetiche, i mediatori delle interazioni forti tra quark sono i *gluoni*. A differenza dei fotoni, che non hanno carica elettrica, i gluoni portano carica di colore e, di conseguenza, possono interagire tra loro. Questo implica che le linee

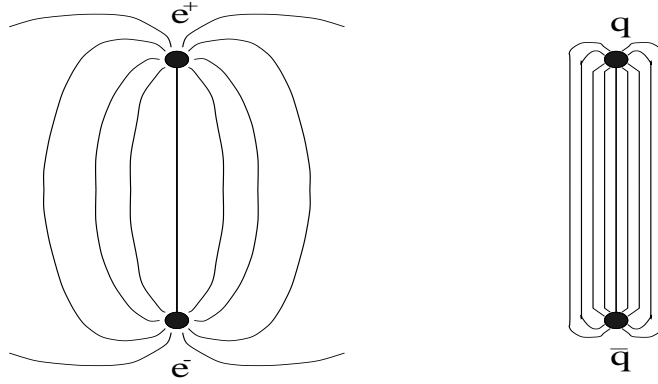


Figura 1.2: Le linee di forza del campo elettrico si estendono in tutto lo spazio, mentre quelle del campo di colore si dispongono lungo un tubo.

di forza del campo di colore tra una coppia quark anti-quark non si estendono in tutto lo spazio, come accade per il campo elettromagnetico, ma sono contenute entro un tubo, o *stringa* (figura 1.2). All'aumentare della distanza tra i due quark, per valori oltre le dimensioni caratteristiche degli adroni ( $\sim 1$  fm), la forza di colore cresce linearmente con la distanza tra il quark e l'anti-quark. Ciò porta alla seguente parametrizzazione per il potenziale di QCD:

$$V_{QCD}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad (1.1)$$

dove  $\alpha_s$  è la costante di accoppiamento dell'interazione forte,  $k$  è la *tensione della stringa* e  $r$  è la distanza tra il quark e l'anti-quark.

All'aumentare di  $r$ , la densità di energia all'interno della stringa di colore cresce, fino a quando essa diventa sufficiente a creare una nuova coppia  $q\bar{q}$ . I quark non possono quindi trovarsi isolati, ma sussistono solo in stati con carica di colore nulla: gli adroni. Questo aspetto dell'interazione forte è detto *confinamento*.

A piccole distanze (dell'ordine delle dimensioni degli adroni), l'interazione è praticamente nulla e i quark si comportano come particelle libere (*libertà asintotica*).

E' possibile spiegare, in maniera intuitiva, attraverso una analogia con la fisica classica, come in ambiente ad alta densità partonica venga meno il confinamento. In elettromagnetismo classico si ha l'effetto di *Debye screening*, per cui in un ambiente ad alta densità di carica elettrica il potenziale che lega un elettrone

all'atomo a cui appartiene viene schermato dalle cariche circostanti, cioè diminuito di un fattore  $e^{-r/r_D}$ , dove il raggio di Debye  $r_D$  è inversamente proporzionale alla densità di carica del sistema. Se questa densità è abbastanza grande da far scendere il raggio di Debye al di sotto del raggio dell'atomo, l'elettrone non è più legato al suo ione. In modo analogo, se si produce un sistema ad alta densità di carica di colore, ci si aspetta che questa possa schermare il potenziale (1.1), che diventa:

$$V_{QCD}(r) \approx \left( -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \right) e^{-\frac{r}{r_D}}. \quad (1.2)$$

Ora il potenziale si annulla rapidamente per  $r > r_D$ , permettendo così il deconfinamento dei quark.

L'alta densità di carica di colore richiesta può essere raggiunta a partire dalla materia nucleare per *compressione* (aumento della densità barionica), per *riscaldamento* (creazione di coppie  $q\bar{q}$ ) o combinando i due effetti, come avviene nelle collisioni di ioni pesanti.

## 1.2.2 Trattazione termodinamica

Come detto, possiamo usare variabili macroscopiche, come temperatura o densità di energia, per una descrizione "collettiva" di un sistema esteso di molte particelle. Questo approccio richiede che il sistema raggiunga l'equilibrio termodinamico locale. Nelle collisioni centrali di ioni pesanti questa condizione è soddisfatta, dato che il numero di particelle coinvolte è molto elevato e che si ritiene che ciascuna possa interagire mediamente più di una volta; questo garantisce la riequilibrio delle energie.

In meccanica statistica la relazione tra gli stati microscopici e le quantità macroscopiche è realizzata attraverso la definizione di variabili quali l'*entropia*  $S$  o la *funzione di partizione*  $Z$ .

In un sistema quantistico descritto dall'operatore Hamiltoniano  $H$ , ad uno stato di energia  $E$  è associata una probabilità  $e^{-E/kT}$ , dove  $k$  è la costante di Boltzmann e  $T$  la temperatura. La funzione di partizione è la somma di queste probabilità su tutti gli stati possibili del sistema. Per un insieme completo di autostati  $|\psi_a\rangle$ , la funzione di partizione è:

$$Z = \sum_a \langle \psi_a | e^{-\frac{H}{kT}} | \psi_a \rangle. \quad (1.3)$$

La funzione  $Z$  determina completamente le proprietà macroscopiche del sistema, in particolare la pressione e la densità di energia al variare di temperatura e volume possono essere espresse con le seguenti formule:

$$P = T \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial V} \right)_T \quad (1.4)$$

$$\varepsilon = \frac{T^2}{V} \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_V . \quad (1.5)$$

Nel caso di sistemi di particelle dotate di interazione forte, il calcolo di  $Z$  non può essere affrontato in modo perturbativo. Bisogna fare ricorso alla QCD su reticolo.

### 1.2.3 Risultati della QCD su reticolo

La teoria delle interazioni di gauge su reticolo fornisce un approccio non perturbativo della QCD che fa uso della discretizzazione dello spazio-tempo in punti situati su un reticolo. Questo tipo di trattazione fornisce un metodo di regolarizzazione delle divergenze ultraviolette<sup>2</sup> attraverso una opportuna scelta del passo del reticolo; infatti vengono trascurate le distanze minori del passo del reticolo, corrispondenti ai valori elevati di momento che portano alle divergenze.

La funzione di partizione può essere espressa come integrale sui cammini. Dal calcolo [3] si ottiene che la (1.3) diventa:

$$Z = \sum_a \langle \psi_a | e^{-\frac{H}{kT}} | \psi_a \rangle = \int d^3x e^{-S(x)}. \quad (1.6)$$

Nel linguaggio degli integrali sui cammini di Feynman la funzione di partizione si scrive in termini dell'azione  $S(x)$  associata a un certo cammino in cui però il tempo è immaginario ( $t = i\tau$ ):

$$S(x) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} L(x, t) d\tau, \quad (1.7)$$

dove  $L$  è la Lagrangiana di QCD [4]. L'ampiezza di probabilità per un dato cammino è  $e^{-S}$ .

A partire dalla funzione di partizione, si possono calcolare [6] la densità di energia e la pressione per un gas ideale di quark e gluoni, usando le relazioni (1.5) e (1.4).

---

<sup>2</sup>integrali che divergono per alti valori del momento trasferito nell'interazione ( $q^2$ ).



In figura 1.3 si vede una chiara transizione di fase nella variabile  $\varepsilon/T^4$  alla temperatura critica  $T_C$  ( $\sim 150$  MeV). La densità di energia cresce improvvisamente dal piccolo valore proprio della fase adronica ad un valore vicino a quello previsto per un gas ideale di quark e gluoni. Questo riflette l'aumento dei gradi di libertà tra la fase adronica e il QGP, dovuto al deconfinamento della carica di colore. Per un gas ideale di particelle di massa nulla dovrebbe valere [5] la relazione:

$$P = \frac{\varepsilon}{3}. \quad (1.8)$$

In figura 1.4 è riportato il valore di  $(\varepsilon - 3P)/T^4$  in funzione della temperatura. Questa quantità indica in che misura il sistema può essere considerato un gas ideale. Esso non è nullo, ma ha un picco per  $T_C < T < 2T_C$  e poi va lentamente a zero. Quindi, per temperature dell'ordine della temperatura critica il sistema non può essere descritto come un gas ideale.

I calcoli di QCD su reticolo sono utili anche per studiare l'*ordine* della transizione di fase. L'aumento del numero di gradi di libertà nel passaggio dalla materia adronica al plasma determina una variazione dell'energia libera  $F$  del sistema, definita come:

$$F = -kT \ln Z. \quad (1.9)$$

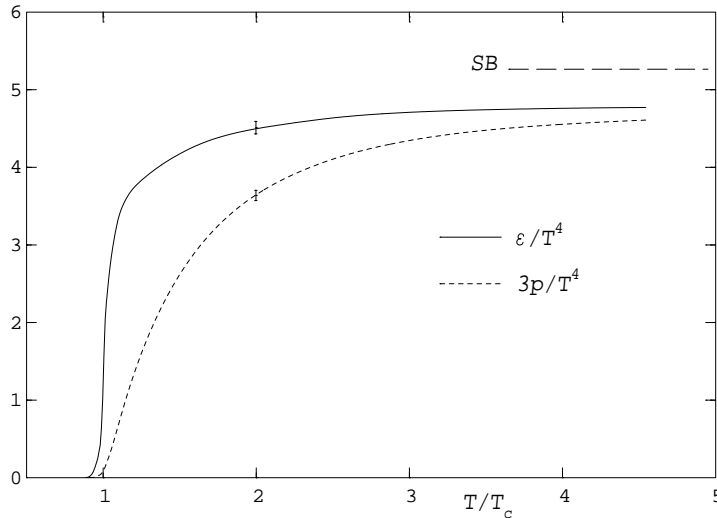


Figura 1.3: Risultati di QCD su reticolo per la densità di energia e la pressione in funzione della temperatura [6]. La linea tratteggiata rappresenta il limite statistico di Boltzman. L'asse delle ordinate è in unità adimensionali.

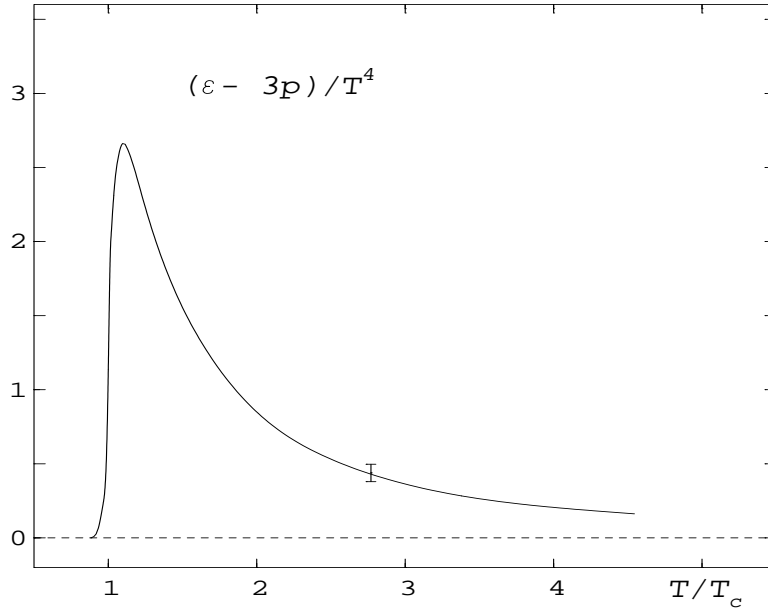


Figura 1.4: Risultati di QCD su reticolo per  $(\varepsilon - 3P)/T^4$  in funzione della temperatura [6]. L'asse delle ordinate è in unità adimensionali.

La transizione si dice di ordine  $n$  se  $\partial^n F/\partial T^n$  è discontinua per  $T = T_C$  e tutte le derivate fino all'ordine  $n - 1$  sono continue in tale punto.

Dato che la densità di energia  $\varepsilon$  è legata all'energia libera  $F$  dalla relazione:

$$\varepsilon = \frac{E}{V} = \frac{F + T \frac{\partial F}{\partial T}}{V}, \quad (1.10)$$

in una transizione del primo ordine ( $\partial F/\partial T$  discontinua) la densità di energia è discontinua in corrispondenza della temperatura critica, mentre è continua in una transizione del secondo ordine ( $\partial F/\partial T$  continua). Tuttavia i risultati della QCD su reticolo sull'ordine della transizione non sono ancora conclusivi, perché dipendono dal numero di sapori inclusi nel modello e dai valori assegnati alle masse dei quark.

### 1.2.4 Requisiti per la formazione del plasma in interazioni di ioni pesanti

Concludiamo questo paragrafo sugli studi teorici che prevedono la transizione di fase al QGP riassumendo quelli che sono i requisiti essenziali, emersi nel corso

della trattazione, che permettono di produrre tale transizione attraverso collisioni di ioni pesanti ultra-relativistici.

- Per poter usare variabili macroscopiche, come la pressione e la densità di energia, il sistema deve essere costituito da molte particelle ed essere esteso, cioè deve avere dimensioni molto maggiori del raggio d'azione delle interazioni forti ( $\sim 1$  fm). I nuclei pesanti appaiono come il modo migliore per produrre sistemi estesi di particelle con interazione forte.
- L'utilizzo di argomenti termodinamici richiede, inoltre, che il sistema raggiunga uno stato di equilibrio, almeno a livello locale. Ciò è verificato se il sistema vive per un tempo lungo nella scala delle interazioni forti ( $\tau \gg 1$  fm/c  $\simeq 3 \cdot 10^{-24}$  s), in modo che le collisioni tra le particelle possano portare alla termalizzazione. Anche in questo caso la fisica degli ioni pesanti appare appropriata, dato che la vita media della *fireball*, che si forma nella collisione, è stimato essere dell'ordine di 10 fm/c [9].
- I modelli fenomenologici su cui si basa la costruzione del diagramma di fase della materia adronica e i calcoli di QCD su reticolo prevedono che la densità di energia necessaria alla formazione del QGP sia dell'ordine di  $1 - 3$  GeV/fm<sup>3</sup>, equivalente ad una temperatura critica  $T_C \approx 150 - 200$  MeV. La stima fatta in base al modello di Bjørken (paragrafo 2.1.2) per gli esperimenti di ioni pesanti, mostra che tali condizioni possono essere raggiunte.

Si suppone che queste condizioni non siano raggiunte per sistemi aventi un protone come proiettile; quindi, i risultati di collisioni tra ioni pesanti ( $^{208}\text{Pb}+\text{Pb}$ , nel caso dell'esperimento WA97) sono sempre confrontati con quelli di interazioni protone-protone e protone-nucleo, per individuare evidenze della transizione di fase. In WA97, in particolare, il confronto è fatto con i sistemi p+Pb e p+<sup>9</sup>Be. Viene usato il bersaglio di berillio, oltre a quello di piombo, perchè protone-berillio, si avvicina molto ad essere un sistema simmetrico (come lo è Pb-Pb) ed è molto simile a protone-protone.

Come anticipato nell'introduzione, è necessario individuare degli osservabili che

siano caratterizzanti dello stato di Quark-Gluon Plasma, ma che sopravvivano alla successiva fase di espansione e adronizzazione della *fireball*, in modo da poter essere misurati. Questo è l'argomento del prossimo paragrafo.

### 1.3 Segnali di QGP

Il processo di adronizzazione, che porta dall'eventuale stato deconfinato a uno stato costituito da adroni privi di colore, è dominato dall'interazione forte; ne consegue che i segnali della fase di plasma che emergono più facilmente dall'adronizzazione sono quelli legati a **particelle che non interagiscono fortemente** o a **numeri quantici conservati dall'interazione forte**.

#### Sonde elettromagnetiche

Ai segnali del primo tipo appartengono *fotoni e dileptoni diretti*. Si tratta di particelle prodotte in processi del tipo:

$$q\bar{q} \longrightarrow g\gamma$$

$$qg \longrightarrow q\gamma$$

e

$$q\bar{q} \longrightarrow g\gamma^* \longrightarrow g l^+l^-$$

$$qg \longrightarrow q\gamma^* \longrightarrow q l^+l^-$$

rispettivamente.

In un ambiente ad alta densità di partoni, queste reazioni sono molto frequenti; inoltre, fotoni e leptoni non sono alterati dall'adronizzazione. Questo farebbe di essi un buon segnale, se non fosse per il notevole fondo di tipo adronico, dovuto soprattutto a decadimenti  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ , che ne ha reso finora molto difficile la misura.

#### Charm e Stranezza

I numeri quantici C ed S sono conservati nelle interazioni forti. Secondo i modelli teorici la transizione al QGP determina effetti caratteristici ed importanti su questi numeri quantici:

- *soppressione del bosone  $J/\psi$* . Le coppie  $c\bar{c}$  sono create nelle interazioni inelastiche tra i nucleoni degli ioni incidenti. Nella fase di plasma l'alta densità di carica di colore scherma l'interazione tra i due quark, che non possono legarsi e formare la  $J/\psi$ . Il passaggio ad una fase deconfinata determinerebbe dunque la soppressione del charmonio [7]. Evidenze della soppressione sono state trovate in collisioni Pb+Pb centrali dall'esperimento NA50 [8] del CERN (cfr. sezione 2.3.1).
- *aumento della produzione di adroni con stranezza*. Questo è il segnale usato dall'esperimento WA97 per studiare la transizione al Quark-Gluon Plasma in collisioni Pb+Pb, quindi verrà trattato in modo più approfondito.

## 1.4 Produzione di stranezza in collisioni di ioni pesanti

La stranezza  $S$  è il numero quantico associato al quark  $s$  ( $S(s) = -1$ ,  $S(\bar{s}) = +1$ ). Viene prodotta nelle interazioni forti in “associazione”, cioè attraverso la produzione di coppie  $s\bar{s}$ , mantenendo nullo il contenuto totale di stranezza del sistema.

Fin da quando furono mosse le prime ipotesi sulla possibile formazione del Quark-Gluon Plasma in collisioni di ioni pesanti, la stranezza è stata indicata come uno dei segnali migliori per l'individuazione della transizione di fase [10]. Gli argomenti su cui ci si basa sono essenzialmente tre:

1. Nel plasma vi è una grande abbondanza di gluoni, che producono coppie quark anti-quark attraverso il processo  $gg \rightarrow q\bar{q}$ .
2. In un sistema deconfinato la soglia per la produzione di una coppia  $s\bar{s}$  è pari al doppio della massa del quark  $s$ ,  $2m_s \simeq 300$  MeV, che è meno della metà dell'energia minima per produrre degli iperoni in interazioni adroniche ( $E_{min} = 671$  MeV in  $p + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + n$ ).
3. In un plasma ad alta densità barionica prodotto da collisioni di nuclei la produzione di coppie  $s\bar{s}$  è favorita rispetto a quella di coppie  $u\bar{u}$  o  $d\bar{d}$  in virtù del principio di esclusione di Pauli. Infatti, i livelli energetici più bassi

per i quark *up* e *down* sono già occupati dai quark di valenza dei nuclei incidenti. Questo effetto va sotto il nome di *Pauli blocking*.

Tuttavia, studi successivi [11] hanno mostrato che un incremento nella produzione di stranezza nelle reazioni nucleari si può avere anche in un sistema adronico fortemente interagente, anche senza ricorrere al passaggio alla fase di plasma. E' significativo quello che si legge in [11]: "... concludiamo dunque che non vi è una grande differenza nella composizione in sapore tra il quark-gluon plasma e un gas adronico all'equilibrio."

Divenne dunque chiaro che se il gas adronico e il Quark-Gluon Plasma sono entrambi in equilibrio chimico, la quantità di stranezza è simile per i due sistemi. Fu comunque messo in evidenza che, a causa di possibili effetti di non-equilibrio, ci si poteva aspettare una differenza tra i due casi e un grande incremento di stranezza nel caso del plasma.

Per seguire questa strada è necessario vedere più in dettaglio i meccanismi di produzione di stranezza nel plasma e nel gas adronico.

### 1.4.1 Produzione di coppie $s\bar{s}$ nel plasma

La produzione avviene principalmente attraverso i due processi:

$$q\bar{q} \longrightarrow s\bar{s} \tag{1.11}$$

$$gg \longrightarrow s\bar{s} \tag{1.12}$$

In figura 1.5 sono mostrati i grafici di Feynman all'ordine più basso per queste interazioni. I calcoli completi di QCD perturbativa sono svolti in [9]. Sono usati i valori  $\alpha_s = 0.6$  e  $m_s = 160$  MeV per la costante di accoppiamento forte e per la massa del quark *s*. Vengono calcolate le sezioni d'urto relative ai due processi (1.11) e (1.12) di cui è riportato l'andamento in figura 1.6; come si vede le fusioni gluoniche contribuiscono in modo maggiore rispetto alle annichilazioni quark anti-quark.

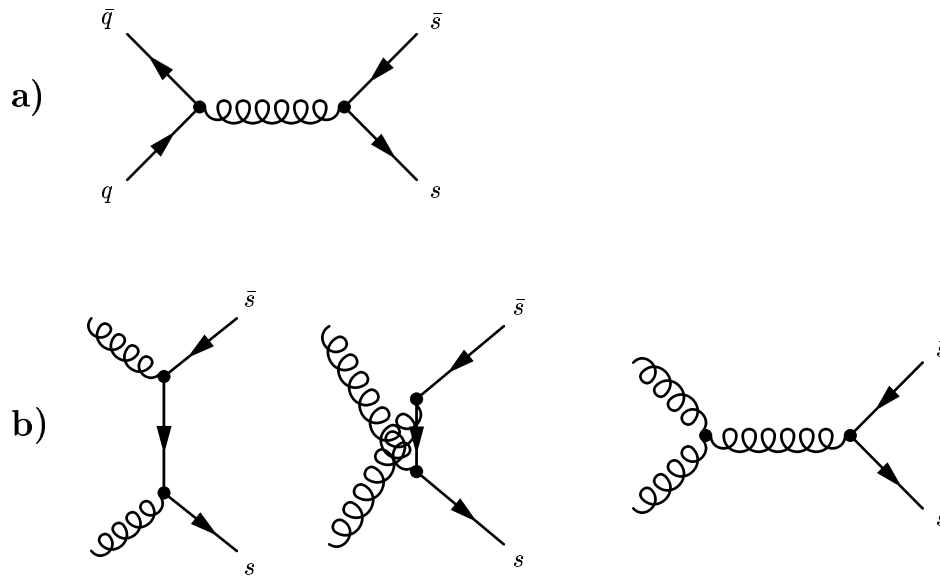


Figura 1.5: Diagrammi di Feynman all'ordine più basso per i processi  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$  (a) e  $gg \rightarrow s\bar{s}$  (b).

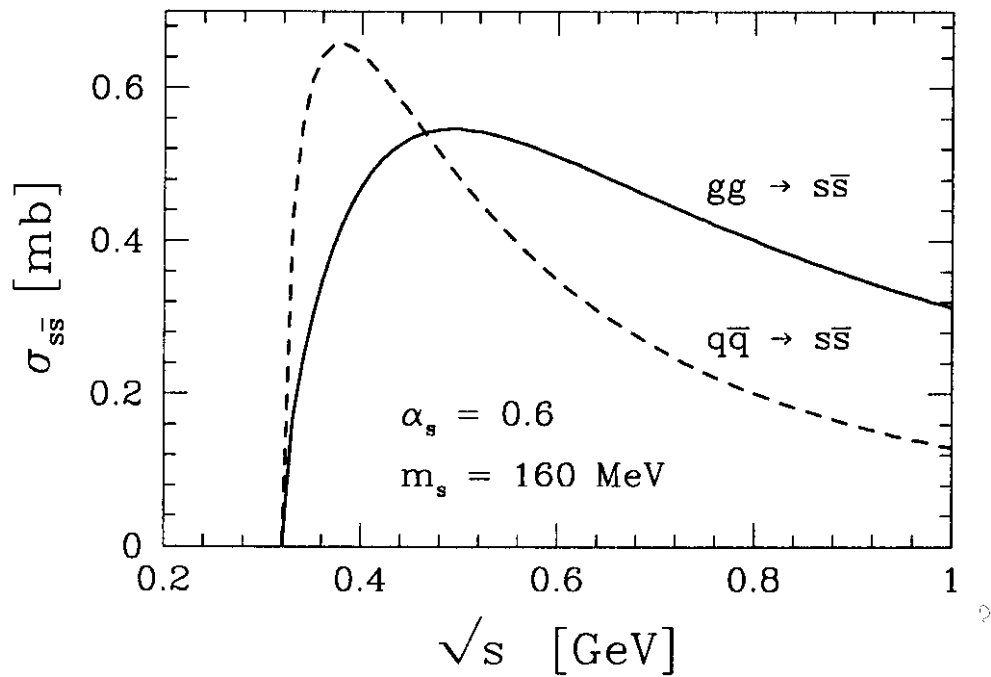


Figura 1.6: Sezione d'urto di produzione di stranezza in funzione di  $\sqrt{s}$ .

Viene calcolata poi l'evoluzione nel tempo della densità di stranezza sotto l'azione dei due processi concorrenziali di produzione e annichilazione di coppie  $s\bar{s}$ :

$$\rho_s(t) = \rho_s^\infty(1 - 2e^{-t/\tau}), \quad (1.13)$$

dove  $\rho_s^\infty$  è la densità all'equilibrio e  $\tau$  è il tempo di rilassamento.

L'incremento di stranezza in plasmi di temperatura elevata è ben visibile nella figura 1.7, che riporta l'abbondanza relativa di quark strani in funzione del tempo e per vari valori della temperatura.

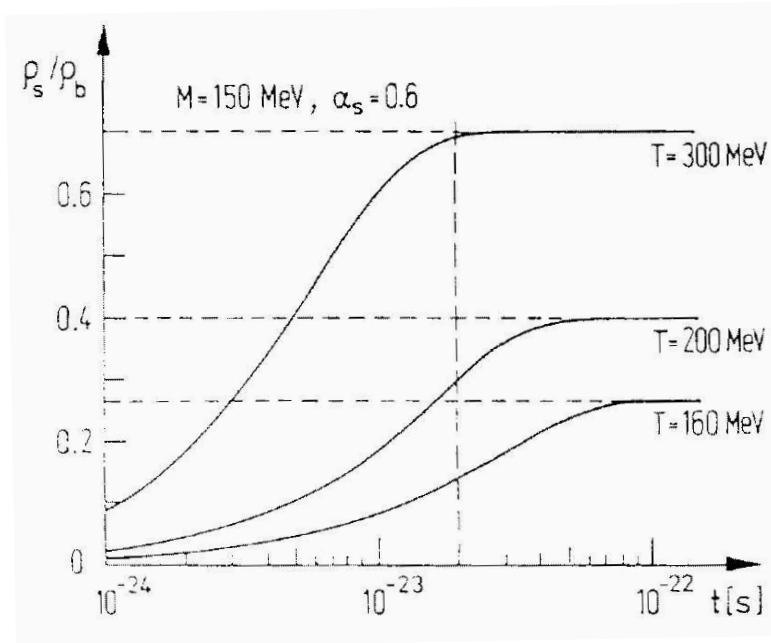


Figura 1.7: *Evoluzione temporale dell'abbondanza relativa di stranezza rispetto a quella barionica nel plasma per varie temperature.* [9].

In figura 1.8 è mostrato l'andamento del tempo di rilassamento  $\tau$  in funzione della temperatura del sistema: si vede che *l'equilibrio viene raggiunto in un tempo paragonabile alla vita media della fireball.*



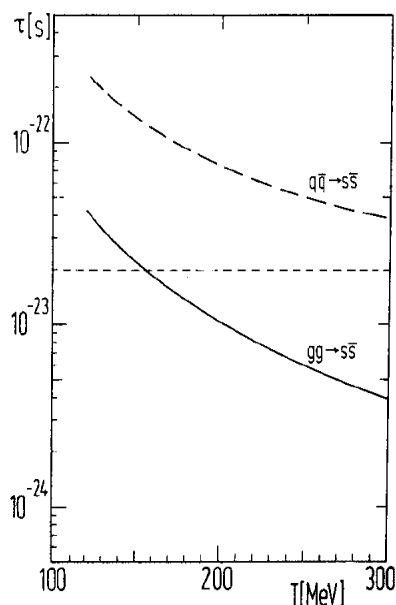


Figura 1.8: Andamento del tempo di rilassamento, in funzione della temperatura del sistema, per la densità di stranezza in una fase di QGP. La linea tratteggiata indica la vita media della fireball [9].

### 1.4.2 Produzione di coppie $s\bar{s}$ in un sistema adronico

In questo caso gli iperoni sono prodotti attraverso interazioni di adroni. I processi che coinvolgono solo i nucleoni originari hanno sezione d'urto molto piccola, dato che hanno soglie elevate ( $> 670$  MeV) rispetto alla temperatura del sistema.

Dunque la stranezza viene prodotta soprattutto per interazioni di pioni, prodotti nella collisione, con barioni: pioni su nucleoni danno i  $K$ , le  $\Lambda$  e le  $\Sigma$ ; pioni su  $\Lambda$  o  $\Sigma$  danno le  $\Xi$ ; pioni su  $\Xi$  danno le  $\Omega$ .

In generale, la conservazione del numero barionico fa sì che le reazioni in cui sono prodotti anti-barioni strani abbiano soglie più elevate e, quindi, sezioni d'urto più basse rispetto a quelle che danno barioni strani. Ad esempio, per le  $\Lambda$ , si ha:

$$\pi^- + p \longrightarrow \Lambda^0 + K^0 \quad (E_\pi)_{min} \simeq 0.9 \text{ GeV}$$

$$\pi^- + p \longrightarrow \bar{\Lambda}^0 + K^- + p + n \quad (E_\pi)_{min} \simeq 6 \text{ GeV}$$

se il  $p$  è a riposo.

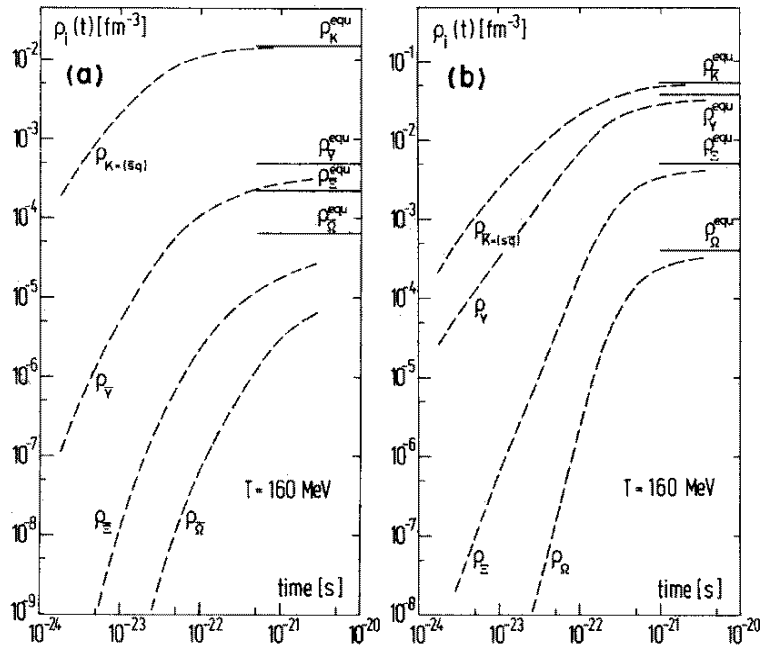


Figura 1.9: *Densità delle particelle anti-strane (a) e strane (b) in funzione del tempo, in materia adronica con temperatura di 160 MeV [9].*

Questo effetto non si presenta nel caso del QGP, dato che si ha produzione diretta di coppie  $s\bar{s}$ .

I grafici [9] in figura 1.9 mostrano le densità degli iperoni in funzione del tempo. Si vede che i tempi di saturazione per gli anti-iperoni sono più elevati che per gli iperoni. Ma, più in generale, si hanno *tempi di raggiungimento dell'equilibrio dell'ordine di  $10^{-21}$  s, cioè circa 10 ÷ 100 volte maggiori della vita media della fireball.*

## Conclusioni

Quello che emerge è che, nel tempo medio di vita della *fireball* ( $\sim 10^{-23}$  s), l'equilibrio chimico per le particelle con stranezza viene raggiunto in un plasma di quark e gluoni, ma non in un sistema adronico. Nella fase di Quark-Gluon Plasma il tempo di termalizzazione per i quark strani è basso perchè la massa del quark strano è paragonabile alla temperatura del sistema. Invece, in un sistema adronico l'equilibrio è raggiunto più lentamente perchè le masse coinvolte sono

più elevate. Ne consegue che la produzione di stranezza è molto più marcata se nella *fireball* ha luogo la transizione di fase.

Quindi, l'incremento nella produzione di iperoni è un buon segnale della formazione del QGP e lo è, in particolare, l'incremento degli anti-barioni con più di una unità di stranezza ( $\bar{\Xi}$  e  $\bar{\Omega}$ ), la cui produzione è soppressa nelle interazioni adroniche a causa della conservazione del numero barionico (vedi esempi a pag.23).



# Capitolo 2

## La sperimentazione con le collisioni tra ioni pesanti

Questo capitolo è suddiviso in tre parti: la prima introduce il concetto di centralità nelle collisioni tra nuclei pesanti, la seconda descrive l'apparato di misura dell'esperimento WA97 e il modo in cui in esso viene misurata la centralità; infine, sono descritti in breve alcuni degli altri esperimenti di fisica degli ioni pesanti, dando particolare rilievo alle scale di centralità adottate.

### Variabili cinematiche

Nella trattazione di collisioni ad energia ultra-relativistica su bersaglio fisso è necessario applicare le trasformazioni di Lorentz per passare da un sistema di riferimento ad un altro, ad esempio da quello del centro di massa a quello del laboratorio. E', quindi, opportuno descrivere il processo in termini di variabili che siano invarianti per queste trasformazioni.

Nel seguito sono usate le unità di misura naturali ( $c = \hbar = 1$ ), facendo eccezione per la quantità di moto delle particelle del fascio, indicata in  $\text{GeV}/c$ .

Il sistema di riferimento adottato nell'esperimento WA97 ha l'asse  $\hat{x}$  nella direzione del fascio, l'asse  $\hat{z}$  verticale e orientato verso l'alto e l'asse  $\hat{y}$  tale da formare una terna destrorsa con gli altri due. La direzione  $\hat{x}$  è quella a cui vanno applicate le trasformazioni di Lorentz e il piano  $(\hat{y}, \hat{z})$ , detto *piano trasverso*, è caratterizzato dal fatto che le componenti dei vettori posizione e quantità di moto contenute in esso sono invarianti.

La *rapidità*  $y$  descrive il moto nella direzione parallela al fascio ed è definita come:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_x}{E - p_x} \right), \quad (2.1)$$

essendo  $E$  l'energia e  $p_x$  la componente della quantità di moto parallela al fascio. La rapidità, a differenza del momento e dell'energia, trasforma in modo molto semplice, nel passaggio da un sistema ad un altro, acquistando un termine additivo costante, pari alla rapidità relativa dei due sistemi:

$$y_{rel} = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta_{rel}}{1 - \beta_{rel}} \right). \quad (2.2)$$

Quindi, anche se  $y$  non è invariante per trasformazioni di Lorentz, tutte le *distribuzioni di rapidità* del tipo  $dN/dy$  mantengono la stessa forma nel passaggio da un sistema di riferimento all'altro e vengono soltanto traslate della quantità costante  $y_{rel}$ .

Viene chiamata regione a *rapidità centrale* quella che corrisponde alla rapidità del centro di massa del sistema. Per collisioni Pb-Pb a 158 GeV/ $c$  per nucleone su bersaglio fisso, la rapidità del proiettile è 5.8, quella del bersaglio è nulla e quella del centro di massa è  $y_{CM} = 2.9$ .

Nel limite ultra-relativistico, in cui il momento è molto maggiore della massa, la rapidità è approssimativamente uguale alla *pseudorapidità*  $\eta$ , data da:

$$\eta = - \ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (2.3)$$

dove  $\theta$  è l'angolo tra il momento  $\mathbf{p}$  e l'asse  $\hat{x}$ .

Si definisce come *momento trasverso*  $p_T$  di una particella la componente della sua quantità di moto (detta anche momento) nel piano trasverso ( $\hat{y}, \hat{z}$ ). La *massa trasversa* è data da:

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}, \quad (2.4)$$

dove  $m_0$  è la massa della particella.

## 2.1 Il problema della centralità nella fisica degli ioni pesanti

Nelle reazioni di ioni pesanti la centralità della collisione, a cui si è già accennato nell'introduzione di questa tesi, è un parametro della massima importanza, visto

che, per un dato sistema in collisione ad energia fissata, essa regola il volume e la densità di energia della *fireball*.

### 2.1.1 Importanza della centralità

Il parametro che caratterizza in maniera univoca la collisione da questo punto di vista è il *parametro d'impatto*  $\mathbf{b}$  (figura 2.1), definito come il vettore nel piano trasverso ( $\hat{y}, \hat{z}$ ), che ha origine nel centro del nucleo bersaglio e vertice nel centro del nucleo proiettile (questo vettore è un invariante relativistico). Nel caso di nuclei non deformi o, comunque, non polarizzati, tutte le caratteristiche della reazione sono determinate dal modulo  $b$  del parametro d'impatto. Una collisione si dice *centrale* se  $b \simeq 0$ , *periferica* se  $b$  è dell'ordine della somma dei raggi dei due nuclei incidenti.

Per collisioni di ioni pesanti ad energie ultra-relativistiche è possibile fare una

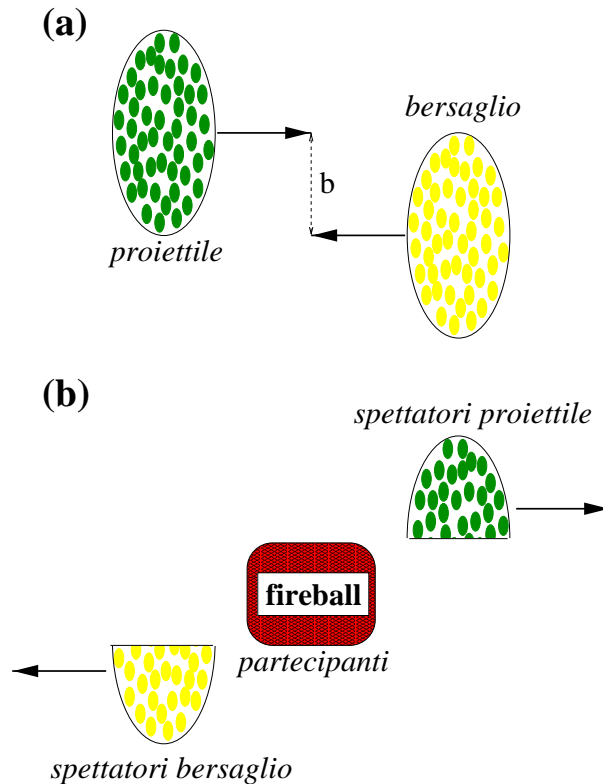


Figura 2.1: *Rappresentazione schematica della geometria di una collisione tra ioni pesanti. E' rappresentata la contrazione relativistica.*

distinzione abbastanza netta dei nucleoni in *partecipanti* o *spettatori* a seconda del loro ruolo nella collisione. I primi sono quelli che, trovandosi nella regione geometrica di sovrapposizione dei due nuclei, subiscono interazione inelastica e formano la *fireball*; i secondi non interagiscono inelasticamente e proseguono lungo la loro traiettoria originaria (vedi figura 2.1).

Il parametro d'impatto è dunque legato direttamente alle dimensioni della *fireball*, ovvero della regione ad alta densità di energia in cui ci si aspetta che abbia luogo la formazione del QGP. Come messo in luce nel capitolo precedente, uno dei requisiti necessari per la transizione di fase è quello di avere un sistema *esteso*; questo è necessario per il raggiungimento dell'equilibrio e per poter usare grandezze termodinamiche, come la funzione di partizione e la pressione, per descrivere il sistema.

### 2.1.2 Stima della densità di energia

La densità di energia nella *fireball* è un parametro importante, dato che ci si aspetta della nuova fisica per valori  $\varepsilon \approx 3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Le stime che si possono fare della densità  $\varepsilon$  sono basate su modelli collettivi (in cui cioè i nuclei sono visti come distribuzioni continue di materia). Nei prossimi due paragrafi sono trattati i due modelli principali.

#### Il modello di Landau

In questo modello [12], proposto nel 1953 e mostrato qui per due nuclei uguali, si suppone che i nuclei, in seguito alla collisione, si fermino nel centro di massa del sistema (figura 2.2, al centro) e che tutta la loro energia  $E_{CM}$  nel sistema del centro di massa diventi energia della *fireball*. Il volume della *fireball* si ottiene contraendo nella direzione del moto il volume  $V_0$  dei nuclei per un fattore  $1/\gamma = m/E_{CM}$ , dove  $m$  è la massa dei nuclei a riposo. Si ha perciò:

$$\varepsilon = \frac{2E_{CM}}{V_0/\gamma} = \frac{2E_{CM}^2}{mV_0}. \quad (2.5)$$

Nel caso di collisioni non centrali i termini  $E_{CM}$  e  $V_0$  vanno opportunamente scallati in modo da rappresentare solo i nucleoni *partecipanti*.

I valori di densità che si ottengono dal modello di Landau sono però del tutto



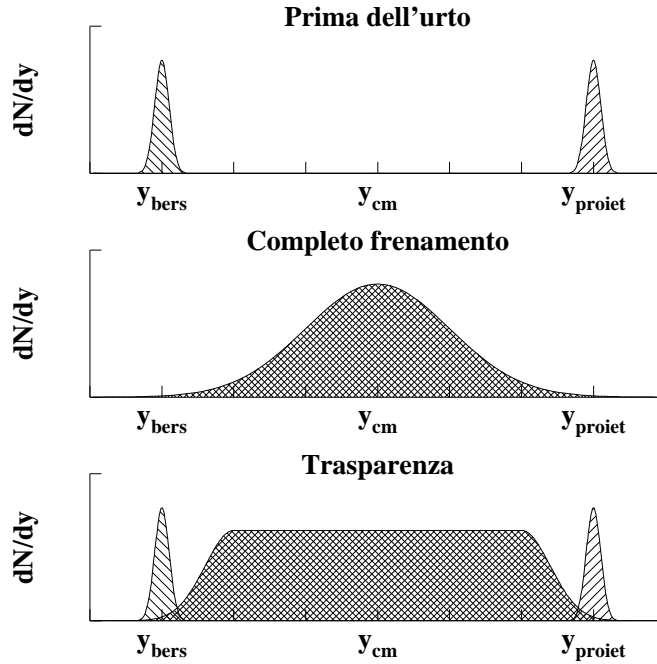


Figura 2.2: *Distribuzione di particelle in funzione della rapidità prima dell'urto (in alto), secondo il modello di Landau (al centro) e secondo il modello di Bjørken (in basso).*

irrealistici (centinaia di volte la densità di energia della materia nucleare ordinaria). Non è quindi corretta l'ipotesi che tutta l'energia sia dissipata nell'urto.

### Il modello di Bjørken

In questo modello [13] i due nuclei, fortemente contratti secondo Lorentz, sono reciprocamente trasparenti; i nucleoni conservano quasi tutta la loro energia e proseguono lungo le loro traiettorie (figura 2.2, in basso). L'energia depositata nella regione a rapidità centrale può essere stimata a partire dalle distribuzioni degli adroni prodotti in seguito alla collisione. In un intervallo di rapidità  $\Delta y$  è contenuta l'energia:

$$E = N \frac{d\langle E \rangle}{dy} \Delta y \quad (2.6)$$

dove  $N$  è il numero di particelle in questo intervallo e  $\langle E \rangle$  è la loro energia media. Nella regione centrale, ad un intervallo di rapidità  $\Delta y$  corrisponde una sezione trasversale della zona di interazione di spessore  $c\tau_0\Delta y$ , dove  $\tau_0$  è il “tempo di formazione” degli adroni, e un volume  $V = c\tau_0\Delta y A$ , essendo  $A$  l’area efficace per gli ioni incidenti. Dunque la densità di energia è scritta come:

$$\varepsilon = \frac{E}{V} = N \frac{d\langle E \rangle}{dy} \frac{1}{c\tau_0 A} . \quad (2.7)$$

Le distribuzioni di rapidità misurate dall’esperimento NA49 [28] per i protoni netti ( $p - \bar{p}$ ) (figura 2.3) mostrano che la situazione è intermedia tra quelle proposte nei due modelli. Infatti, se sussistesse il regime di Landau la distribuzione dovrebbe essere piccata a rapidità centrale, mentre secondo il modello di Bjørken a rapidità centrali il contenuto barionico netto dovrebbe essere nullo. La stima della densità di energia fatta da NA49 sulla base del modello di Bjørken dà  $\varepsilon \simeq 3.2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  [14].

In ogni caso si nota che, indipendentemente dal modello usato, il calcolo della densità di energia passa attraverso la stima dell’area su cui si estende la *fireball* nel piano trasverso.

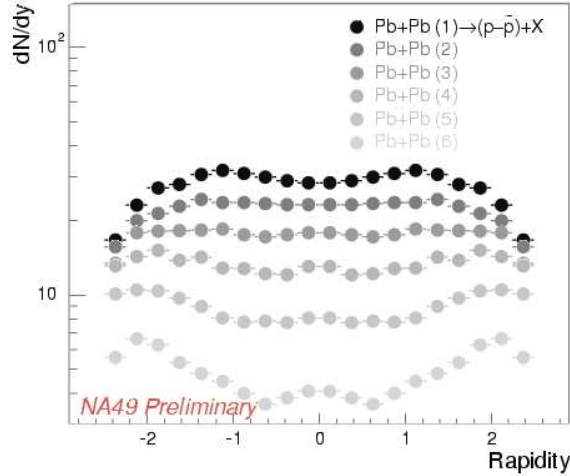


Figura 2.3: Distribuzioni di rapidità per i protoni netti misurate da NA49 in  $Pb+Pb$ , da periferico (6) a centrale (1) [28]. La rapidità è misurata nel sistema di riferimento del centro di massa.

### 2.1.3 Osservabili legati alla centralità

Dalle considerazioni fatte fin qui, è evidente che è necessario trovare degli osservabili che permettano di selezionare le collisioni in base alla centralità, cioè in base al parametro d'impatto, per determinare se il sistema è abbastanza esteso da raggiungere l'equilibrio e se la sua densità di energia è sufficientemente alta da portare alla fase deconfinata.

Negli esperimenti di ioni pesanti la centralità è stimata misurando almeno uno dei seguenti osservabili: molteplicità di particelle cariche, energia trasversa e energia depositata in un calorimetro a zero gradi, cioè lungo la linea di fascio a valle del bersaglio.

#### Molteplicità di particelle cariche

I nucleoni che partecipano alla collisione facendo interazione inelastica frammentano dando quasi esclusivamente adroni nello stato finale. La misura della molteplicità di adroni carichi dà una buona indicazione della molteplicità adronica totale prodotta che cresce al crescere del numero di *partecipanti* della collisione. Si tratta, dunque, di un modo indiretto di misurare la centralità evento per evento e necessita di un modello che permetta di correlare la molteplicità carica al numero di *partecipanti*.

Questo punto sarà sviluppato più diffusamente nel seguito, dato che nell'esperimento WA97 è proprio a partire dalla molteplicità che viene stimata la centralità delle collisioni.

#### Energia trasversa

L'energia trasversa è definita come:

$$E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i, \quad (2.8)$$

dove l'indice  $i$  somma su tutte le particelle prodotte nella collisione e  $\theta_i$  è l'angolo tra il momento della particella  $i$ -esima e la direzione del fascio. Come la molteplicità, anche l'energia trasversa cresce al crescere del numero di *partecipanti*.

Sperimentalmente l'energia trasversa è misurata mettendo un calorimetro attor-

no alla regione di interazione e facendo variare l'indice  $i$  sulle celle, ognuna delle quali sarà posta ad un certo angolo  $\theta_i$ .

### **Energia depositata in avanti**

Un calorimetro posto, lungo la linea del fascio, oltre il bersaglio (*Zero Degree Calorimeter*) e che copre un piccolo angolo solido misura l'energia dei frammenti del proiettile che continuano lungo la loro traiettoria dopo la collisione, cioè dei nucleoni *spettatori* del proiettile. Dato che il numero di *partecipanti* è complementare rispetto a quello degli *spettatori*, l'energia in avanti ( $E_{ZDC}$ ) è un modo molto diretto di misurare la centralità della collisione.

### **Barioni netti**

Il numero dei *partecipanti* può essere stimato anche attraverso la misura del contenuto barionico netto della *fireball* (vedi sezione 2.3.2 sull'esperimento NA49).

## **2.2 L'esperimento WA97**

Nell'esperimento WA97 vengono studiate collisioni tra nuclei di piombo. Il fascio di  $^{208}\text{Pb}$ , con un'energia di 158 GeV per nucleone, è fatto collidere su un bersaglio fisso (miscela isotopica con numero di massa medio 207.6) che si trova nella West Area del CERN. Lo scopo dell'esperimento è quello di misurare le abbondanze e le distribuzioni cinematiche di barioni e anti-barioni strani ( $\Lambda^0, \Xi^-, \Omega^-$  e loro anti-particelle) per individuare nel canale stranezza eventuali segnali della transizione di fase al Quark-Gluon Plasma. In figura 2.4 si vede lo schema dell'apparato sperimentale [15].

### **2.2.1 Il fascio, il bersaglio e il magnete**

Viene utilizzato il fascio di piombo accelerato dal *Super Proton Synchrotron (SPS)* a un momento di 158 GeV/c per nucleone. Come riferimento (come detto in 1.2.4) vengono studiate collisioni protone-nucleo con un fascio di protoni con lo stesso momento e bersagli di piombo e berillio.

Gli atomi di piombo vengono sublimati da un campione di  $^{208}\text{Pb}$  e la prima fase

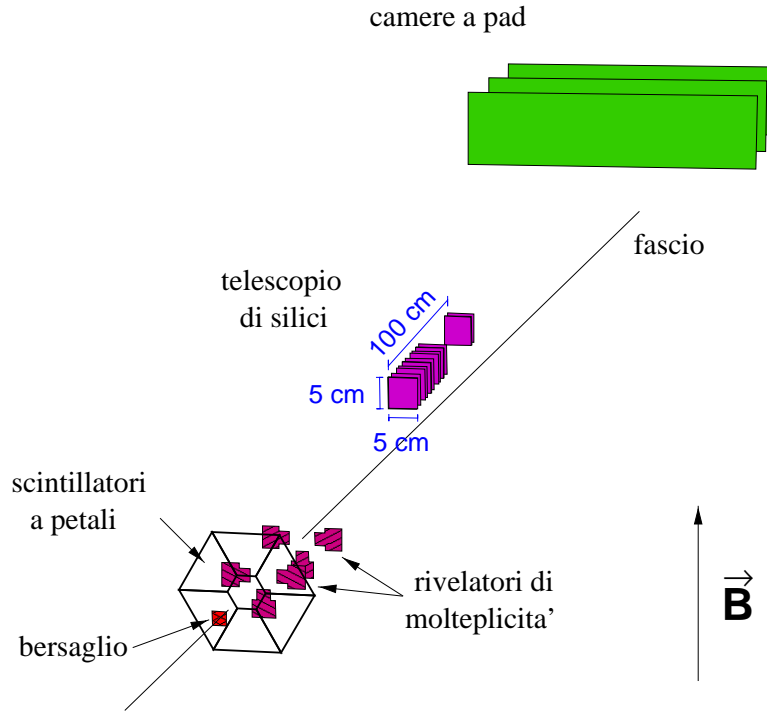


Figura 2.4: *Rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale di WA97.*

di ionizzazione avviene tramite elettroni accelerati; gli ioni sono poi preaccelerati attraverso un *LINAC*, il *PS Booster* e il protosincrotrone *PS*; nel frattempo la ionizzazione è completata con degli *stripper* di carbonio; infine gli ioni con carica elettrica  $+82e$  entrano nel *SPS* per essere portati a un'energia di quasi 33 TeV.

Con il fascio di piombo si è usato un bersaglio di piombo dello spessore di 400  $\mu\text{m}$  corrispondente all'1% della lunghezza di interazione inelastica Pb+Pb. Per il fascio di protoni, invece, la lamina di piombo usata come bersaglio ha uno spessore di 11.3 mm ( $\approx 6.6\%$  della lunghezza di interazione p+Pb). Come detto, è stato usato anche un bersaglio di  $^9\text{Be}$ .

L'apparato sperimentale è immerso nel campo magnetico verticale di 1.8 Tesla prodotto dal magnete *Omega*. Il campo è uniforme in un cilindro di 4 m di diametro e 1.5 m di altezza e può essere orientato verso l'alto o verso il basso cambiando il verso della corrente nelle bobine del magnete.

## 2.2.2 I rivelatori

I sei scintillatori a petali, posti 10 cm dietro al bersaglio, coprono la regione di pseudorapidità  $1 < \eta < 2$ . Dato che le particelle provenienti dall'interazione sono in gran parte particelle al minimo di ionizzazione (MIP), il segnale in uscita da questi scintillatori è proporzionale al numero di particelle che li hanno attraversati. La risposta dei petali è estremamente rapida ( $< 200$  ns), quindi essi permettono di avere una misura della molteplicità, utilizzata a livello di trigger.

Sei rivelatori a *microstrip* di silicio (*Microstrips Silicon Detectors*, MSD), disposti su due piani, sono utilizzati per la misura della molteplicità di particelle cariche prodotte nella collisione. Per ogni rivelatore il passo tra le *strip* è variabile ed è stato studiato in maniera tale che l'occupazione delle *strip* sia uniforme se il flusso di particelle per unità di pseudorapidità è costante.

I due piani coprono intervalli di pseudorapidità corrispondenti rispettivamente a  $1.88 < \eta < 2.99$  e  $2.87 < \eta < 4.00$  (quindi globalmente è coperto l'intervallo di pseudorapidità che va da 1.88 a 4.00, cioè circa  $\eta_{CM} \pm 1$ , essendo  $\eta_{CM} = 2.9$ ). La disposizione geometrica è mostrata in figura 2.5. Le MSD danno informazioni usate in fase di analisi per uno studio più dettagliato della centralità.

Il nucleo dell'apparato di WA97 è un telescopio di rivelatori al silicio formato da 7 piani di *rivelatori a pixel* [15], con una dimensione dei *pixel* di  $75 \times 500 \mu\text{m}^2$ , e da 10 piani di *microstrip* con uno spessore di  $300 \mu\text{m}$  e un passo di  $50 \mu\text{m}$  tra le *strip*. Il telescopio, lungo in totale circa un metro, ha una sezione di  $5 \times 5 \text{cm}^2$  e contiene  $\simeq 0.5 \times 10^6$  elementi di rivelazione; esso funziona come *camera di tracciamento a pixel*. Il primo piano di pixel è posto 60 cm oltre il bersaglio leggermente al di sopra della linea di fascio e inclinato di  $\simeq 48$  mrad, in modo da puntare verso il bersaglio, e accetta i prodotti di decadimento degli iperoni a rapidità centrale ( $|y - y_{CM}| < 0.5$ ).

Per la ricostruzione delle tracce è utilizzata la parte compatta del telescopio dove 11 piani di rivelatori al silicio sono posti molto ravvicinati tra loro su una lunghezza di circa 30 cm. La risoluzione nella misura del momento per le tracce veloci (che hanno curvatura minore in campo magnetico) è migliorata attraverso la parte del telescopio più lontana dal bersaglio, denominata *lever arm*, che con-

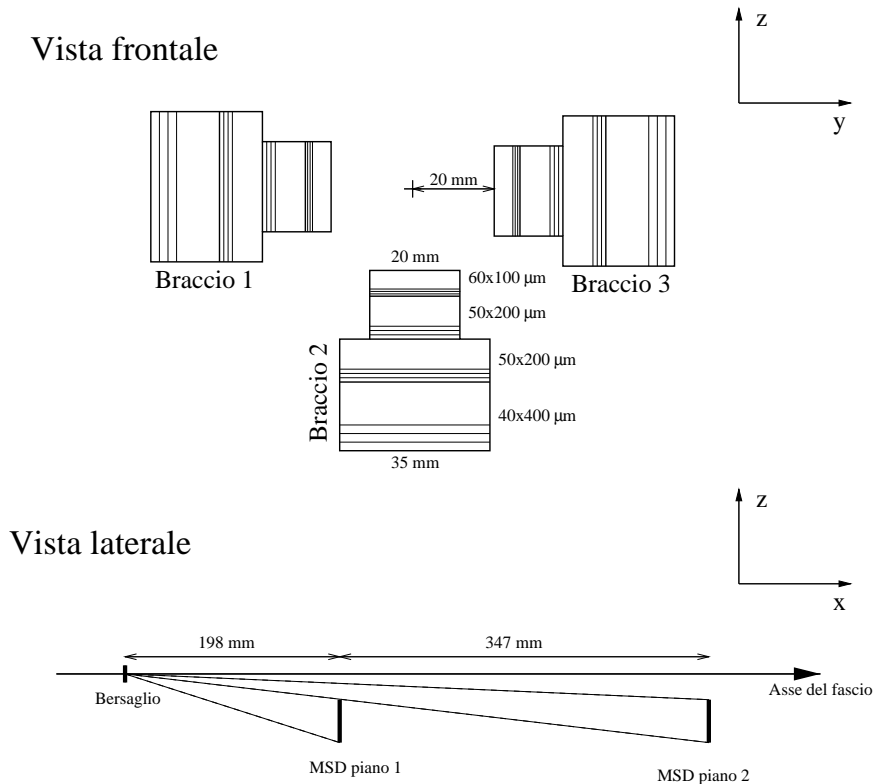


Figura 2.5: I rivelatori di molteplicità a microstrips (MSD). In alto è mostrata la vista frontale di uno dei due piani. L'asse del fascio è entrante nel foglio. In basso, la vista laterale, mostra la disposizione delle MSD lungo la linea del fascio. Per chiarezza è stato mostrato solo il braccio inferiore di ogni piano.

siste di piani di *pixel* e *microstrip* addizionali e di tre camere proporzionali a fili (MWPC) con lettura catodica a *pad* per una migliore risoluzione spaziale.

### 2.2.3 Il trigger

La funzione del trigger è quella di stabilire in un tempo dell'ordine di qualche centinaio di nanosecondi se l'evento deve essere registrato.

In WA97 la logica di trigger svolge tre compiti principali:

1. *identificazione del proiettile incidente*: vengono usati un rivelatore Čerenkov al quarzo, posto sulla linea di fascio prima del bersaglio, e uno scintillatore

anulare, posto subito dopo il *Čerenkov*. Nel *Čerenkov* il segnale rilasciato è proporzionale al quadrato della carica della particella che lo ha prodotto e, quindi, vengono identificati gli ioni piombo; lo scintillatore è usato in veto per eliminare gli ioni appartenenti all'alone del fascio;

2. *selezione degli eventi con collisione inelastica*: un rivelatore *Čerenkov*, posto a valle del bersaglio, riconosce gli ioni che non hanno interagito sul bersaglio e i grossi frammenti nucleari prodotti in collisioni molto periferiche: è usato in veto;
3. *selezione delle collisioni più centrali*: a questo scopo vengono usati i rivelatori a petali; si richiede che almeno cinque dei sei segnali dei petali siano superiori ad una certa soglia, fissata in modo tale da selezionare circa il 40% della sezione d'urto inelastica Pb+Pb.

## 2.2.4 Rivelazione degli iperoni prodotti nella collisione

I mesoni  $K_S^0$ , gli iperoni  $\Lambda^0, \Xi^-, \Omega^-$  e le loro anti-particelle sono identificati ricostruendo i loro decadimenti in stati finali contenenti solo particelle cariche:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$$

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$$

Viene analizzato anche un campione di particelle di carica negativa, come riferimento. I dettagli dell'analisi (estrazione dei segnali delle varie particelle e correzione per accettazione ed efficienza) sono presentati in [16][17][18].

Per le varie particelle viene calcolata la *massa trasversa* (2.4) a partire dal momento trasverso  $p_T$ , ricostruito dalla cinematica di decadimento.

Le distribuzioni differenziali del numero di particelle per evento, per ogni tipo di particella, vengono interpolate con l'espressione:

$$\frac{d^2 N}{dm_T dy} = f(y) (m_T)^{(1.5)} \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right), \quad (2.9)$$



dove  $y$  è la rapidità e la funzione  $f(y)$  è assunta essere costante nell'intervallo di rapidità considerato.

Usando i risultati del fit con (2.9), vengono estrapolati gli *yield* (produzioni) per le varie particelle nella regione di rapidità  $\Delta y$  a cui si riferiscono i dati e per tutti i valori del momento trasverso  $p_T$ :

$$Y = \int_0^{+\infty} dp_T \int_{\Delta y} dy \frac{d^2 N}{dm_T dy} \quad (2.10)$$

## 2.2.5 Misura della centralità in WA97: il Wounded Nucleon Model

Nella descrizione dell'apparato sperimentale è stato anticipato che l'osservabile usato per stimare la centralità delle collisioni è la molteplicità di particelle cariche, misurata dai petali scintillatori, che danno una risposta rapida da usare nel trigger *on line*, e dalle MSD, su cui è basata l'analisi *off line*.

La scelta di questo osservabile e la sua interpretazione in termini di centralità è fondata sul *Wounded Nucleon Model* (WNM), il cui assunto principale è che la molteplicità media di particelle cariche sia proporzionale al numero dei nucleoni *partecipanti*, introdotti nel paragrafo 2.1.1. Nei paragrafi seguenti verranno espone le basi teoriche [19] e sperimentali [20] del modello.

### Costruzione teorica del WNM

Nel caso delle collisioni nucleone-nucleo un ruolo fondamentale è giocato dal numero di collisioni ( $N_{coll}$ ) del nucleone incidente con i nucleoni del bersaglio.

In [19] è stato proposto di descrivere la collisione nucleo-nucleo in termini del numero di *wounded nucleon* ( $N_W$ ), cioè il numero di nucleoni che hanno almeno una interazione inelastica con un altro nucleone nel processo<sup>1</sup>. Ad esempio, nel caso di una collisione nucleone-nucleo, ci sono  $N_{coll}$  *wounded nucleon* nel nucleo bersaglio e un *wounded nucleon* proiettile. Di conseguenza, in questo caso, vale la semplice relazione:

$$N_W = N_{coll} + 1. \quad (2.11)$$

---

<sup>1</sup>in questa tesi i termini *partecipanti* e *wounded nucleons* verranno usati come sinonimi.

Per collisioni nucleo-nucleo non c'è una relazione univoca tra  $N_W$  e  $N_{coll}$ . L'analisi dei dati sulle collisioni protone-nucleo [21] disponibili nel 1976 (anno in cui è stato proposto il WNM) suggeriva che la variabile più rilevante dal punto di vista fisico fosse  $N_W$ . Infatti, le molteplicità medie di particelle cariche  $\langle N_{ch}(NA) \rangle$  misurate per collisioni su un nucleo di numero di massa  $A$  seguivano approssimativamente la formula:

$$\langle N_{ch}(NA) \rangle = \frac{1}{2}(\langle N_{coll} \rangle + 1) \langle N_{ch}(NN) \rangle = \frac{1}{2} \langle N_W \rangle \langle N_{ch}(NN) \rangle, \quad (2.12)$$

dove  $\langle N_{ch}(NN) \rangle$  è la molteplicità media in nucleone-nucleone.

Questa formula suggerisce che il contributo del nucleone incidente a  $\langle N_{ch}(NA) \rangle$  sia uguale a quello di ogni nucleone del bersaglio e uguale a  $\frac{1}{2} \langle N_{ch}(NN) \rangle$ . Quindi, non ha importanza se un nucleone è colpito una o più volte e la variabile significativa è  $N_W$ .

Per una collisione nucleo-nucleo, questo implica che la molteplicità media per nuclei incidenti con numeri di massa  $A$  e  $B$  sia:

$$\langle N_{ch}(AB) \rangle = \frac{1}{2} \langle N_W \rangle \langle N_{ch}(NN) \rangle; \quad (2.13)$$

mentre per nucleone-nucleo si poteva usare anche  $N_{coll}$ , qui non è più possibile.

Si ottiene l'assunto centrale del WNM:

$$\langle N_{ch} \rangle \propto N_W. \quad (2.14)$$

### Conferme sperimentali del WNM

Questa ipotesi di proporzionalità è stata verificata dall'esperimento NA35 [20], che ha mostrato come, a partire dalle collisioni nucleone-nucleone (N+N) fino a quelle protone-nucleo (p+A) e nucleo-nucleo (A+B) fino a S+Ag, la molteplicità di particelle negative sia proporzionale al numero di *partecipanti*. Le particelle negative, indicate con  $h^-$ , sono per lo più  $\pi^-$ ; dato che le particelle prodotte nelle collisioni sono in gran parte pioni e che essi si ripartiscono equamente nei tre stati di carica ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ), il numero dei pioni negativi è in buona approssimazione proporzionale alla molteplicità carica totale.

E' stato studiato, in funzione del numero di *wounded nucleon*<sup>2</sup>, l'andamento del

---

<sup>2</sup>stimato in base al *modello di Glauber*, di cui si parlerà diffusamente nel prossimo capitolo.

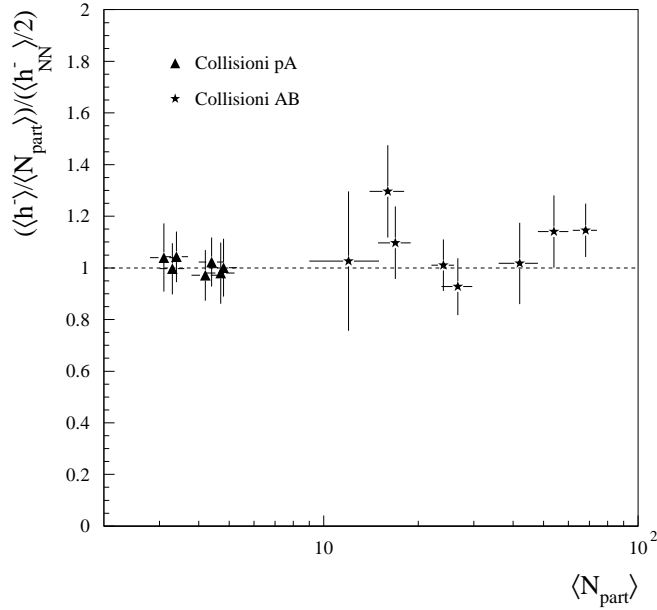


Figura 2.6: *Rapporto tra la molteplicità di adroni negativi in collisioni protone-nucleo o nucleo-nucleo (fino a S+Ag) e quella in collisioni nucleone-nucleone in funzione del numero di partecipanti.*

rapporto

$$R = \frac{\langle h^- \rangle}{\frac{1}{2} \langle N_W \rangle \langle h_{NN}^- \rangle}. \quad (2.15)$$

Se valgono le ipotesi fatte in (2.12) e (2.13), si dovrebbe trovare  $R = 1$  sia in nucleone-nucleo, che in nucleo-nucleo. Per normalizzare correttamente rispetto alla molteplicità di  $h^-$  in interazioni tra nucleoni bisogna tenere conto che per collisioni p+A si hanno soltanto urti che coinvolgono il protone incidente, mentre in interazioni A+B si possono avere i tre tipi di collisioni: p+p, p+n e n+n. Per tenere conto di questo fatto, il numero di adroni negativi per evento in collisioni nucleone-nucleone è stato calcolato in maniera differente nella normalizzazione delle reazioni p+A:

$$h_{NN}^-(p+A) = \frac{1}{2} h_{pp}^- + \frac{1}{2} h_{pn}^- \quad (2.16)$$

e per quella delle reazioni A+B:

$$h_{NN}^-(A+B) = \frac{1}{4}h_{pp}^- + \frac{1}{4}h_{nn}^- + \frac{1}{2}h_{pn}^-; \quad (2.17)$$

queste relazioni valgono nell'ipotesi che il numero di protoni nel nucleo sia uguale a quello dei neutroni.

I dati (figura 2.6) sono compatibili con  $R = 1$ . Questo conferma l'ipotesi in (2.14).

Nel capitolo successivo verrà mostrato come il *Wounded Nucleon Model* permetta di descrivere in modo accurato lo spettro di molteplicità di WA97, riportato in figura 2.7. La forma dello spettro è caratteristica e riflette la geometria della collisione. A basse molteplicità si ha una grande sezione d'urto (*collo*), qui in parte tagliata dal trigger, che corrisponde a collisioni periferiche. Il successivo intervallo (chiamato *plateau*), corrisponde a valori del parametro d'impatto minori della somma dei raggi dei due nuclei incidenti. Per parametro d'impatto uguale

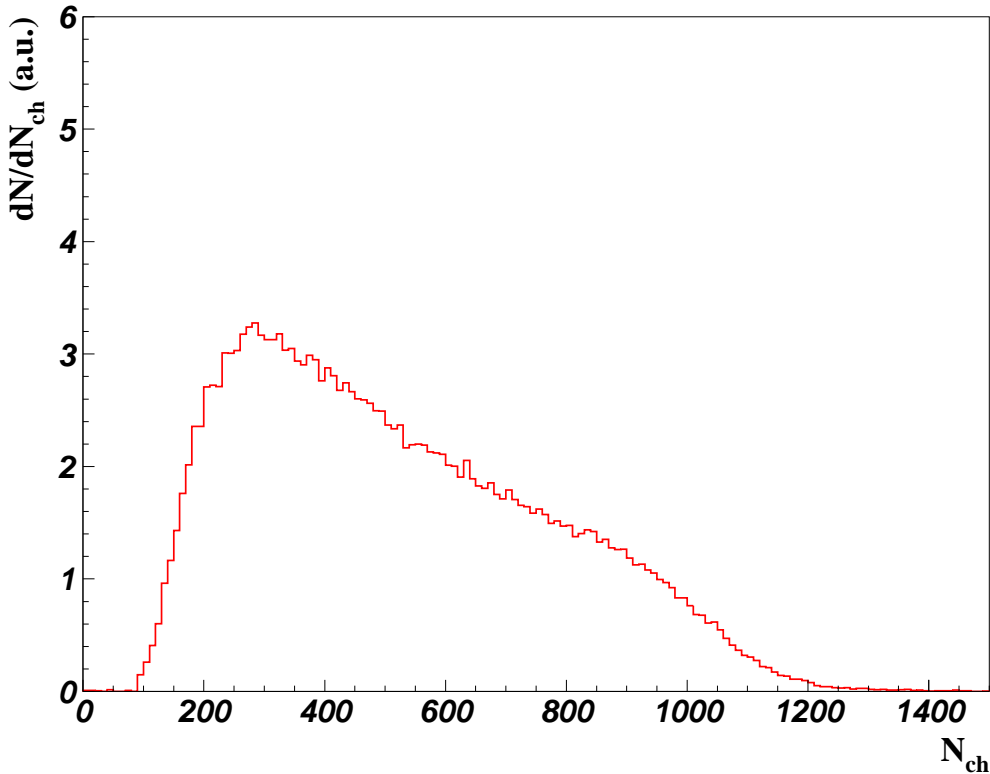


Figura 2.7: *Distribuzione della molteplicità media di particelle cariche nei due piani di MSD di WA97.*

a zero, si ha il *ginocchio* della distribuzione, dopodiché le fluttuazioni statistiche del numero di particelle cariche per  $b = 0$  sono responsabili della *coda*.

## 2.3 La centralità in altri esperimenti del programma Heavy Ion

In questa sezione sono discussi in breve alcuni degli altri esperimenti del CERN dando particolare rilievo al modo in cui viene stimata la centralità della collisione attraverso gli osservabili descritti in 2.1.3.

### 2.3.1 Misura dell'energia trasversa e dell'energia in avanti: l'esperimento NA50

L'esperimento NA50 studia la soppressione del  $J/\psi$  in collisioni Pb-Pb a 158 GeV/ $c$  per nucleone [8].

Un calorimetro adronico posto a valle del bersaglio (*Zero Degree Calorimeter*) misura l'energia,  $E_{ZDC}$ , dei nucleoni *spettatori* del proiettile e viene usato in anti-coincidenza per selezionare *on line* gli eventi centrali. La centralità della collisione viene stimata *off line* attraverso un calorimetro elettromagnetico che misura l'energia trasversa  $E_T$  nell'intervallo di pseudorapidità  $1.1 < \eta < 2.3$ . In figura 2.8 è mostrato lo spettro di energia trasversa [22]; l'energia depositata nel calorimetro a zero gradi ( $E_{ZDC}$ ) è anti-correlata all'energia trasversa, come ben evidenziato dal grafico in figura 2.9 (un esempio di spettro di  $E_{ZDC}$  è dato per l'esperimento NA49 in figura 2.10). A questo punto, si può notare come l'andamento della distribuzione sia molto simile per i tre osservabili legati alla centralità ( $N_{ch}$  (figura 2.7),  $E_T$  e  $E_{ZDC}$ ).

In NA50, la distribuzione di  $E_T$  viene descritta [26] ipotizzando la relazione di proporzionalità

$$\frac{dN}{dE_T} \propto \int P(E_T, b) b db, \quad (2.18)$$

dove  $P(E_T, b)$  è la probabilità che l'energia trasversa  $E_T$  sia misurata per una collisione a parametro d'impatto  $b$ . L'espressione analitica di  $P(E_T, b)$  è ricavata nell'ambito del modello di Glauber (vedi 3.1.1) nell'ipotesi di proporzionalità

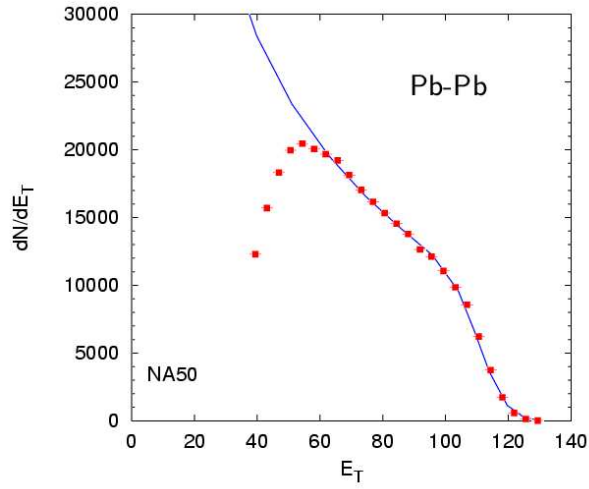


Figura 2.8: Spettro di energia trasversa misurato da NA50, fittato secondo la relazione (2.18).

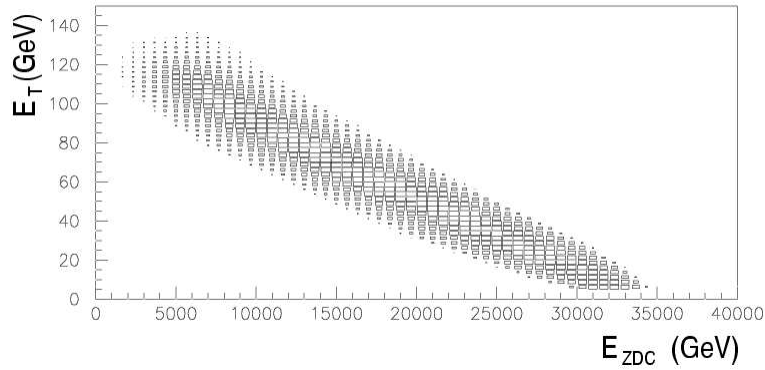


Figura 2.9: Correlazione tra energia trasversa  $E_T$  ed energia depositata nel calorimetro a zero gradi  $E_{ZDC}$  misurate da NA50 [26].

dell'energia trasversa al numero di *partecipanti*. Gli eventi sono suddivisi in intervalli di centralità: per ognuno viene calcolata l'energia trasversa media  $\langle E_T \rangle$  e, attraverso la funzione  $P(E_T, b)$ , il parametro d'impatto medio  $\langle b \rangle$ . Attraverso la relazione tra  $\langle E_T \rangle$  e  $\langle b \rangle$ , si stima che la soppressione anomala del bosone  $J/\psi$ , e quindi la transizione alla fase di QGP, si verifichi per collisioni con parametro d'impatto minore di circa 8 fm [26].

### 2.3.2 Misura diretta del numero dei partecipanti: l'esperimento NA49

Nell'esperimento NA49 vengono analizzate in funzione del parametro d'impatto le abbondanze di particelle strane (bosoni K in particolare) e delle varie specie adroniche prodotte in collisioni Pb-Pb.

La caratteristica principale dell'apparato sperimentale è la presenza di *camere a proiezione temporale (TPC)* che rendono possibile l'identificazione dei prodotti di collisione con una grande accettazione spaziale (è coperto un angolo solido di quasi  $4\pi$  sterad).

Per quanto riguarda la centralità, NA49 presenta una differenza fondamentale rispetto agli altri esperimenti descritti. Oltre alla misura degli osservabili più volte citati come indicatori di centralità ( $N_{ch}$ ,  $E_T$  e  $E_{ZDC}$ ), viene fatta una misura diretta del numero di *partecipanti*, definiti come *barioni netti* prodotti nella collisione. Infatti, la conservazione del numero barionico garantisce che il numero netto di barioni rivelati nei prodotti della collisione (ottenuto sottraendo il numero di anti-barioni a quello dei barioni) sia uguale al numero di nucleoni che interagiscono inelasticamente.

La centralità è selezionata da un calorimetro a zero gradi, che accetta particelle cariche e neutre emesse entro un angolo di  $0.3^\circ$  dal fascio. La misura di  $E_{ZDC}$  è ben correlata con l'energia trasversa e con la molteplicità e fornisce una prima stima del parametro d'impatto con un errore relativo del 15%. Le collisioni sono suddivise in sei classi di centralità usando soltanto l'energia a zero gradi (figura 2.10). Il valor medio del parametro d'impatto in ogni classe è ottenuto attraverso il modello di Glauber a partire dalla misura della sezione d'urto.

Le particelle cariche vengono identificate a partire dall'energia ceduta per unità di cammino ( $dE/dx$ ) nelle *TPC*. In ogni classe di centralità, viene fatta una misura *diretta* del numero di *partecipanti*, resa possibile dalla grande accettazione dell'apparato, attraverso la stima del numero barionico netto portato dalle particelle prodotte. Il numero barionico netto è portato essenzialmente dai protoni netti ( $p - \bar{p}$ ), dai neutroni netti ( $n - \bar{n}$ ) e dagli iperoni netti ( $Y - \bar{Y}$ ). Il numero di neutroni netti prodotti nella collisione è assunto essere proporzionale al numero dei protoni netti (misurato). Il numero totale di iperoni netti è stimato bilanciando

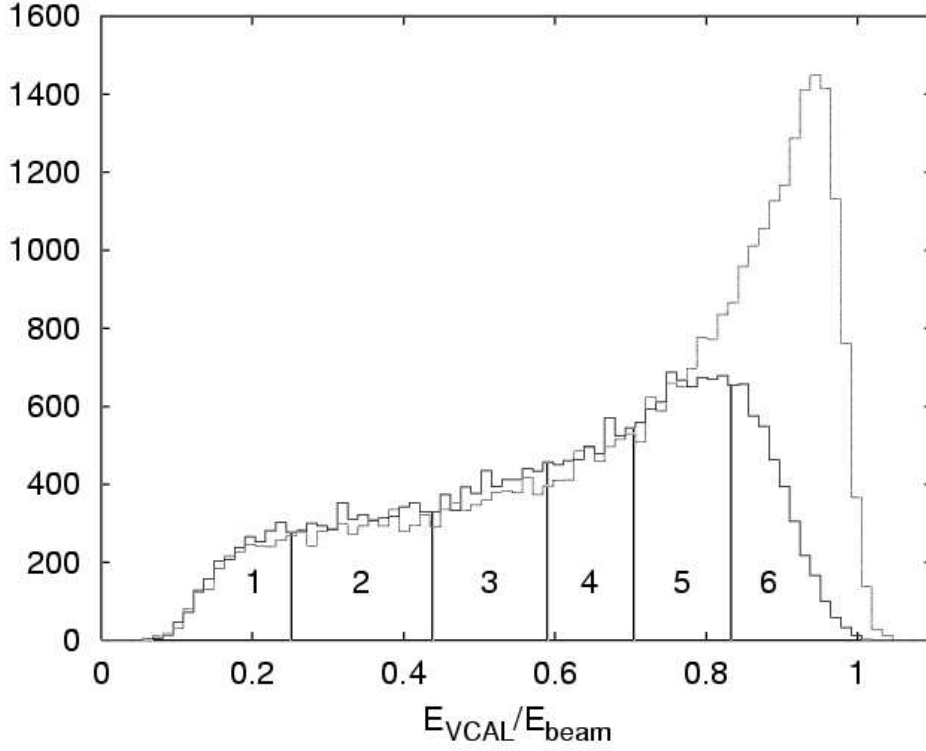


Figura 2.10: *Spettro di energia depositata nel calorimetro a zero gradi (qui indicata con  $E_{VCAL}$ ), normalizzato all'energia del fascio, per NA49. Le due curve sono relative a diversi tipi di trigger. Sono indicate le sei classi di centralità [28].*

la stranezza netta portata dai mesoni strani  $K$ . Per la conservazione dell'isospin, la stranezza netta portata sia da  $K$  carichi che da  $K$  neutri è assunta essere il doppio di quella dei  $K$  carichi netti ( $K^+ - K^-$ ). Di conseguenza [28]:

$$N_{net\ baryons} = (1 + \alpha)(p - \bar{p}) + 2\frac{1 + \beta}{1 + 2\beta}(K^+ - K^-), \quad (2.19)$$

dove i parametri  $\alpha = (n - \bar{n})/(p - \bar{p}) \approx 1.07$  e  $\beta = (Y - \bar{Y})_{s=2}/(Y - \bar{Y})_{s=1} \approx 0.1$  sono determinati attraverso un modello microscopico.



# Capitolo 3

## Scale di centralità

Nella prima parte del capitolo è presentato il modello di Glauber, usato per ricavare una scala di centralità dai dati sperimentali sulla molteplicità di particelle cariche, e sono esposti i risultati finora ottenuti in WA97 dallo studio della produzione di stranezza in funzione della centralità nelle collisioni Pb+Pb a 158 GeV/ $c$  per nucleone.

A partire dalla sezione 3.2 è presentato il mio lavoro sul problema della centralità: lo studio di una nuova scala, sviluppata sulla base del modello di Glauber e la sua applicazione a diversi sistemi proiettile-bersaglio. Chiude il capitolo il confronto tra i risultati degli esperimenti WA97 e NA49 (cfr. 2.3.2).

### 3.1 Dalla molteplicità al numero di partecipanti

#### 3.1.1 Modello di Glauber

Il modello di Glauber [3][22] è un modello geometrico delle collisioni nucleari basato sull'ipotesi che i nucleoni di ciascun nucleo possano subire più di una collisione inelastica con i nucleoni dell'altro nucleo, senza che venga modificata la sezione d'urto nucleone-nucleone. E' lecito considerare sempre la stessa sezione d'urto per ogni collisione, anche plurima, poiché, ad alte energie, un nucleone del proiettile attraversa l'intero nucleo bersaglio in un tempo molto minore di quello necessario per trasferire l'informazione di una avvenuta interazione inelastica attraverso la sua stessa estensione spaziale. Infatti, dopo la collisione inelastica il nucleone vie-

ne eccitato e frammenta in adroni dopo un tempo cosiddetto ‘di produzione’  $\tau_0$  stimato in  $0.4 \div 1.2 \text{ fm}/c$  [3]. Durante questo tempo il nucleone eccitato (*wounded nucleon*) può subire altre interazioni inelastiche. Nel modello di Glauber si assume che il nucleone eccitato prosegua lungo la sua traiettoria originaria e continui a interagire con la sezione d’urto inelastica nucleone-nucleone  $\sigma_0$ , che vale circa 30 mb per energie nel centro di massa  $\sqrt{s} > 3 \text{ GeV}$  [23].

Le assunzioni fondamentali del modello possono essere così riassunte:

- i nucleoni di un nucleo sono indipendenti;
- il *range* di interazione tra i nucleoni incidenti è molto minore del raggio del nucleo;
- non viene fatta distinzione tra protoni e neutroni;
- i gradi di libertà dovuti allo *spin* sono trascurati;
- le dimensioni del nucleone sono molto minori delle dimensioni del nucleo;
- la collisione nucleo-nucleo è ottenuta come sovrapposizione di collisioni nucleone-nucleone indipendenti;
- si trascura il fenomeno di *rescattering*: un nucleone diventa *partecipante*, o *wounded nucleon*, se e solo se collide inelasticamente con *almeno* un nucleone appartenente all’altro nucleo; non è considerato, invece, *partecipante* se collide inelasticamente *solo* con una particella secondaria prodotta nell’interazione, come un pione (*rescattering*).

## Collisioni nucleone-nucleone

Definiamo la probabilità di collisione tra due nucleoni a parametro d’impatto  $\mathbf{b}^1$ :

$$\tau(\mathbf{b}) = \sigma_0 t(\mathbf{b}), \quad (3.1)$$

dove  $t(\mathbf{b})$  è chiamata *funzione di spessore del nucleone* ed è normalizzata all’unità:

$$\int d\mathbf{b} t(\mathbf{b}) = 1. \quad (3.2)$$

---

<sup>1</sup>ricordiamo che  $\mathbf{b}$  è il vettore di posizione del proiettile rispetto al bersaglio e  $b$  è il suo modulo.

Una approssimazione frequente è quella di usare una  $\delta$  di *Dirac* 2-dimensionale, ponendo  $t(\mathbf{b}) = \delta(\mathbf{b})$ , che equivale a considerare il nucleone puntiforme. Nel caso di nucleoni non polarizzati si ha  $t(\mathbf{b}) = t(b)$ .

### Collisioni nucleo-nucleo

Una configurazione nucleare è definita dall'insieme delle coordinate dei nucleoni costituenti. Ad esempio, per un nucleo di numero di massa  $A$  (cfr. figura 3.1):

$$\{(\mathbf{s}^A, x^A)\} = \{(\mathbf{s}_1^A, x_1^A), \dots, (\mathbf{s}_i^A, x_i^A), \dots, (\mathbf{s}_A^A, x_A^A)\}, \quad (3.3)$$

dove  $x$  è la coordinata nella direzione del fascio e  $\mathbf{s}$  è il vettore di posizione del nucleone nel piano trasverso ( $\hat{y}, \hat{z}$ ) ( $s = |\mathbf{s}| = \sqrt{y^2 + z^2}$ ); la probabilità di trovare un nucleone nell'elemento di volume  $d\mathbf{s}^A dx^A$  nella posizione  $(\mathbf{s}^A, x^A)$  è:

$$\rho_A(\mathbf{s}^A, x^A) d\mathbf{s}^A dx^A, \quad (3.4)$$

normalizzata all'unità:

$$\int \rho_A(\mathbf{s}^A, x^A) d\mathbf{s}^A dx^A = 1. \quad (3.5)$$

$\rho$  è la distribuzione di densità della materia nel nucleo.

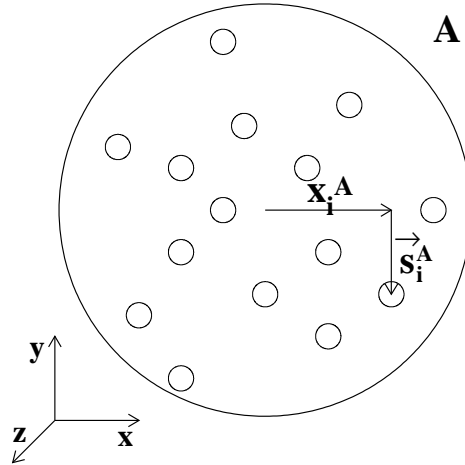


Figura 3.1: Definizione delle variabili che individuano la configurazione di un nucleo  $A$ .

Nella trattazione della collisione si fanno le ipotesi che le coordinate trasverse  $\{\mathbf{s}_i^A\}$  non cambino dopo l'interazione e si integra sulle coordinate longitudinali  $\{x_i^A\}$ . Quindi, la configurazione nucleare è determinata semplicemente dalle coordinate trasverse  $\{\mathbf{s}_i^A\}$ .

Si definisce come *funzione di spessore nucleare* la:

$$T_A(\mathbf{s}^A) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx^A \rho_A(\mathbf{s}^A, x^A), \quad (3.6)$$

che è la densità di probabilità di trovare un nucleone nel nucleo  $A$  alla coordinata trasversa  $\mathbf{s}^A$ . Tale funzione è normalizzata all'unità:

$$\int d\mathbf{s}^A T_A(\mathbf{s}^A) = 1. \quad (3.7)$$

Per due nuclei  $A$  e  $B$ , con riferimento alla figura 3.2, la *funzione di sovrapposizione nucleare* è definita come:

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int d\mathbf{s} T_A(\mathbf{s})T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}), \quad (3.8)$$

dove, come si vede in figura,  $\mathbf{s}$  è un vettore di posizione nel piano trasverso con origine nel centro del nucleo bersaglio. Riportiamo l'andamento della funzione di spessore del piombo (figura 3.3a) e della funzione di sovrapposizione di due nuclei, sempre di piombo (figura 3.3b).

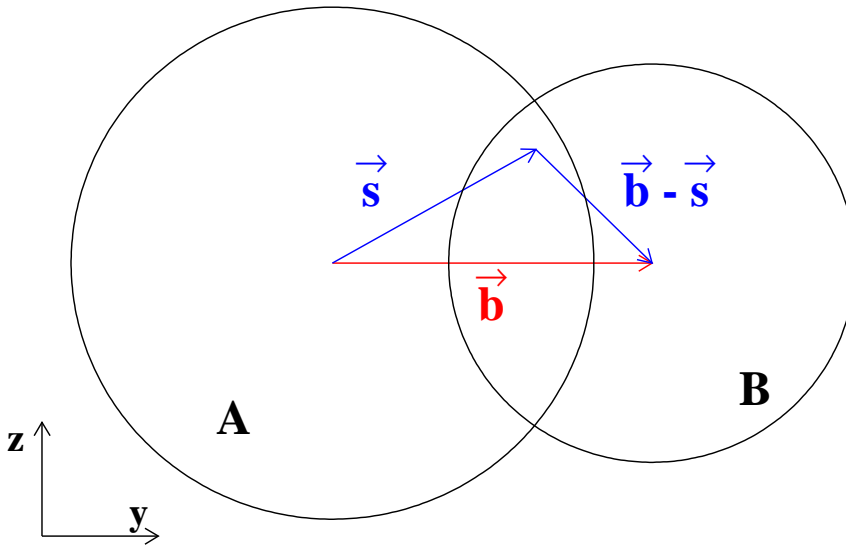


Figura 3.2: Definizione dei vettori nel piano trasverso alla direzione del fascio.

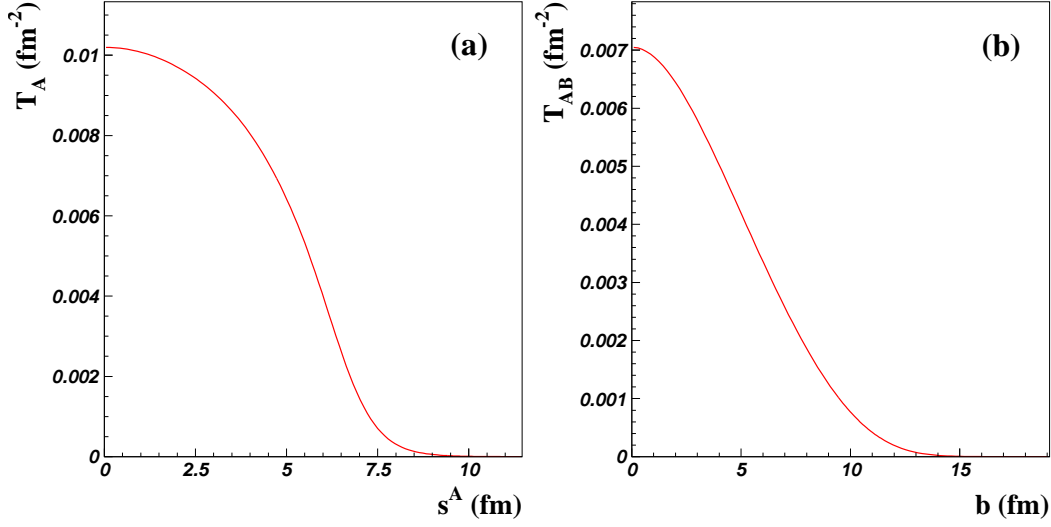


Figura 3.3: Funzione di spessore di un nucleo di piombo (a) e funzione di sovrapposizione di due nuclei di piombo (b).

### Calcolo del numero di collisioni elementari

La probabilità di avere una collisione inelastica nucleone-nucleone tra due nucleoni fissati quando i nuclei  $A$  e  $B$  collidono con parametro d'impatto  $\mathbf{b}$  è:

$$\mathcal{P}(\mathbf{b}) = \int ds^A dx^A \rho_A(\mathbf{s}^A, x^A) ds^B dx^B \rho_B(\mathbf{s}^B, x^B) \tau(\mathbf{b} + \mathbf{s}^A - \mathbf{s}^B) = \quad (3.9)$$

usando (3.6) e (3.1)

$$= \int ds^A ds^B T_A(\mathbf{s}^A) T_B(\mathbf{s}^B) \sigma_0 t(\mathbf{b} + \mathbf{s}^A - \mathbf{s}^B) = \quad (3.10)$$

con  $t = \delta$ , integrando in  $ds^B$  e indicando  $\mathbf{s}^A = \mathbf{s}$

$$= \sigma_0 \int ds T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = \sigma_0 T_{AB}(\mathbf{b}). \quad (3.11)$$

La probabilità di avere esattamente  $\nu$  collisioni inelastiche nucleone-nucleone è:

$$P_\nu(\mathbf{b}) = \binom{AB}{\nu} [\sigma_0 T_{AB}(\mathbf{b})]^\nu [1 - \sigma_0 T_{AB}(\mathbf{b})]^{AB-\nu}, \quad (3.12)$$

dove  $\binom{AB}{\nu}$  è il numero delle combinazioni di  $\nu$  coppie di nucleoni che si possono estrarre da un insieme di  $AB$  coppie (tante quante se ne ottengono combinando gli  $A$  nucleoni del bersaglio con i  $B$  nucleoni del proiettile);  $[\sigma_0 T_{AB}(\mathbf{b})]^\nu$  è la probabilità di avere  $\nu$  coppie nucleone-nucleone fissate che collidono e  $[1 - \sigma_0 T_{AB}(\mathbf{b})]^{AB-\nu}$

è la probabilità di avere  $AB - \nu$  coppie fissate che non collidono.

Sommando le  $P_\nu$  su tutti i possibili valori di  $\nu$  si ottiene la probabilità di avere collisione inelastica tra i due nuclei a parametro d'impatto  $\mathbf{b}$ , che corrisponde alla *sezione d'urto inelastica differenziale*:

$$\sigma_{AB}(\mathbf{b}) \equiv \frac{d\sigma_{AB}}{d\mathbf{b}} = \sum_{\nu=1}^{AB} P_\nu(\mathbf{b}) = 1 - [1 - \sigma_0 T_{AB}(\mathbf{b})]^{AB}, \quad (3.13)$$

il cui integrale dà la *sezione d'urto inelastica totale*:

$$\sigma_{AB} = \int d\mathbf{b} \left\{ 1 - [1 - \sigma_0 T_{AB}(\mathbf{b})]^{AB} \right\}. \quad (3.14)$$

Il *numero medio di collisioni inelastiche nucleone-nucleone* è, invece:

$$\langle N_{coll}(\mathbf{b}) \rangle = \sum_{\nu=1}^{AB} \nu P_\nu(\mathbf{b}) = \sigma_0 AB T_{AB}(\mathbf{b}). \quad (3.15)$$

### Calcolo del numero di partecipanti

Ricordiamo che indichiamo come *partecipante*, o *wounded nucleon*, un nucleone che abbia subito almeno una interazione inelastica con un altro nucleone durante la collisione nucleare.

Fissiamo la configurazione di  $A$   $\{\mathbf{s}_i^A\}$ , quella di  $B$   $\{\mathbf{s}_i^B\}$  e il parametro d'impatto  $\mathbf{b}$ . La probabilità di collisione del nucleone  $j$  del nucleo  $B$  con un nucleone qualsiasi del nucleo  $A$  è:

$$p_A(\mathbf{s}_j^B) = 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \tau(\mathbf{b} + \mathbf{s}_i^A - \mathbf{s}_j^B)]. \quad (3.16)$$

La probabilità che i nucleoni  $1, \dots, w_B$  collidano e  $w_B + 1, \dots, B$  non collidano è:

$$p_A(\mathbf{s}_1^B) \dots p_A(\mathbf{s}_{w_B}^B) [1 - p_A(\mathbf{s}_{w_B+1}^B)] \dots [1 - p_A(\mathbf{s}_B^B)] \quad (3.17)$$

La probabilità di avere esattamente  $w_B$  *partecipanti* in  $B$ , con configurazione generica di  $B$  e configurazione  $\{\mathbf{s}_i^A\}$  di  $A$  è:

$$P^{w_B}(\mathbf{b}, \{\mathbf{s}_i^A\}) = \binom{B}{w_B} [\bar{p}_A]^{w_B} [1 - \bar{p}_A]^{B-w_B}, \quad (3.18)$$

dove

$$\bar{p}_A = \int d\mathbf{s}^B T_B(\mathbf{s}^B) p_A(\mathbf{s}^B) \quad (3.19)$$

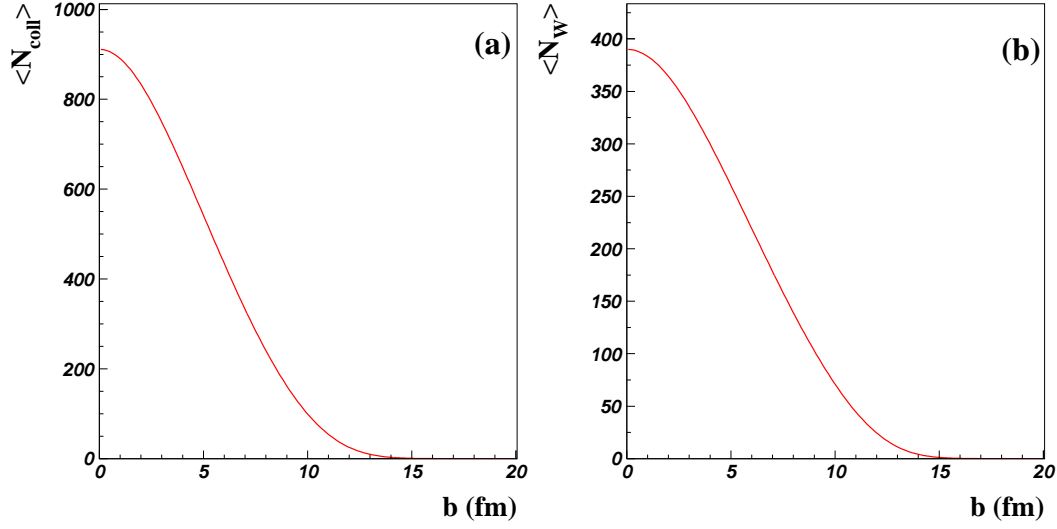


Figura 3.4: Numero medio di collisioni inelastiche nucleone-nucleone (a) e numero medio di partecipanti (b), in funzione del parametro d'impatto, in collisioni  $Pb+Pb$ .

è la probabilità che un nucleone fissato del nucleo  $B$  sia *partecipante*, ottenuta integrando su tutte le configurazioni di  $B$ .

Rimane da integrare sulle configurazioni di  $A$ :

$$P^{w_B}(\mathbf{b}) = \int ds_1^A \dots ds_A^A T_A(\mathbf{s}_1^A) \dots T_A(\mathbf{s}_A^A) P^{w_B}(\mathbf{b}, \{\mathbf{s}_i^A\}). \quad (3.20)$$

Il numero medio di *partecipanti*, a fissato  $\mathbf{b}$ , è definito come la somma dei *partecipanti* medi di proiettile e bersaglio:

$$\langle N_W \rangle \equiv \langle w_A \rangle + \langle w_B \rangle, \quad (3.21)$$

dove:

$$\langle w_B \rangle = \sum_{w_B=1}^B w_B P^{w_B}(\mathbf{b}) = \quad (3.22)$$

(in [3])

$$= B \int ds T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}) \left\{ 1 - [1 - \sigma_0 T_A(\mathbf{s})]^A \right\} \quad (3.23)$$

e, analogamente:

$$\langle w_A \rangle = A \int ds T_A(\mathbf{s}) \left\{ 1 - [1 - \sigma_0 T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s})]^B \right\}. \quad (3.24)$$

Alla fine si ottiene l'espressione del *numero medio di partecipanti* in funzione del parametro d'impatto:

$$\begin{aligned} \langle N_W(\mathbf{b}) \rangle = & A \int d\mathbf{s} T_A(\mathbf{s}) \left\{ 1 - [1 - \sigma_0 T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s})]^B \right\} + \\ & + B \int d\mathbf{s} T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}) \left\{ 1 - [1 - \sigma_0 T_A(\mathbf{s})]^A \right\}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

In figura 3.4 sono riportati il numero medio di collisioni e il numero medio di *partecipanti* in funzione del parametro d'impatto per Pb+Pb.

### 3.1.2 Fit sui dati sperimentali

La sezione d'urto differenziale in funzione del numero di *partecipanti* viene scritta:

$$\frac{d\sigma_{in}^{AB}}{dN_W} = \int_0^\infty db [1 - P_0(b)] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{N_W}(b)} \exp \left\{ - \frac{(N_W - \langle N_W(b) \rangle)^2}{2 \sigma_{N_W}^2(b)} \right\}. \quad (3.26)$$

Si tratta di una convoluzione di distribuzioni gaussiane pesate dal fattore  $[1 - P_0(b)]$ , che rappresenta la probabilità di avere almeno una collisione inelastica per parametro d'impatto  $b$  (cfr. (3.12)). La funzione  $\sigma_{N_W}(b)$ , che dà la deviazione standard in funzione del parametro d'impatto per la distribuzione di  $N_W$ , è stimata con un metodo Monte Carlo, come esposto in 3.2.1.

Nel paragrafo 2.2.5 abbiamo visto che la molteplicità media  $\langle N_{ch} \rangle$  è proporzionale al numero di *partecipanti*  $N_W$  (per sistemi fino a S+Ag). Si assume<sup>2</sup> anche per Pb+Pb la relazione:

$$\langle N_{ch} \rangle = q \cdot N_W, \quad (3.27)$$

essendo  $q$  la costante di proporzionalità.

In base a (3.26) e (3.27) la sezione d'urto differenziale in funzione di  $N_{ch}$  si scrive:

$$\frac{d\sigma_{in}^{AB}}{dN_{ch}} = \int_0^\infty db [1 - P_0(b)] \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{N_{ch}}} \exp \left\{ - \frac{(N_{ch} - q \langle N_W(b) \rangle)^2}{2 \sigma_{N_{ch}}^2} \right\}. \quad (3.28)$$

L'errore sulla molteplicità è ottenuto sommando quadraticamente l'errore sperimentale sulla molteplicità di particelle cariche, la dispersione del numero dei partecipanti a fissato parametro d'impatto e la dispersione del numero di particelle

---

<sup>2</sup>La validità di tale ipotesi per il range di molteplicità coperto da WA97 è dimostrata a posteriori dai buoni risultati del fit in figura 3.5.



cariche per un fissato numero di partecipanti:

$$\sigma_{N_{ch}}^2 = (\sigma_{N_{ch}}^{exp})^2 + q^2 \sigma_{N_W}^2 + N_W \sigma_q^2. \quad (3.29)$$

La (3.28) è stata interpolata alla distribuzione sperimentale di molteplicità lasciando come parametri liberi la costante di proporzionalità  $q$  e una costante di normalizzazione.

Come si vede in figura 3.5, il modello riproduce bene i dati per molteplicità mag-

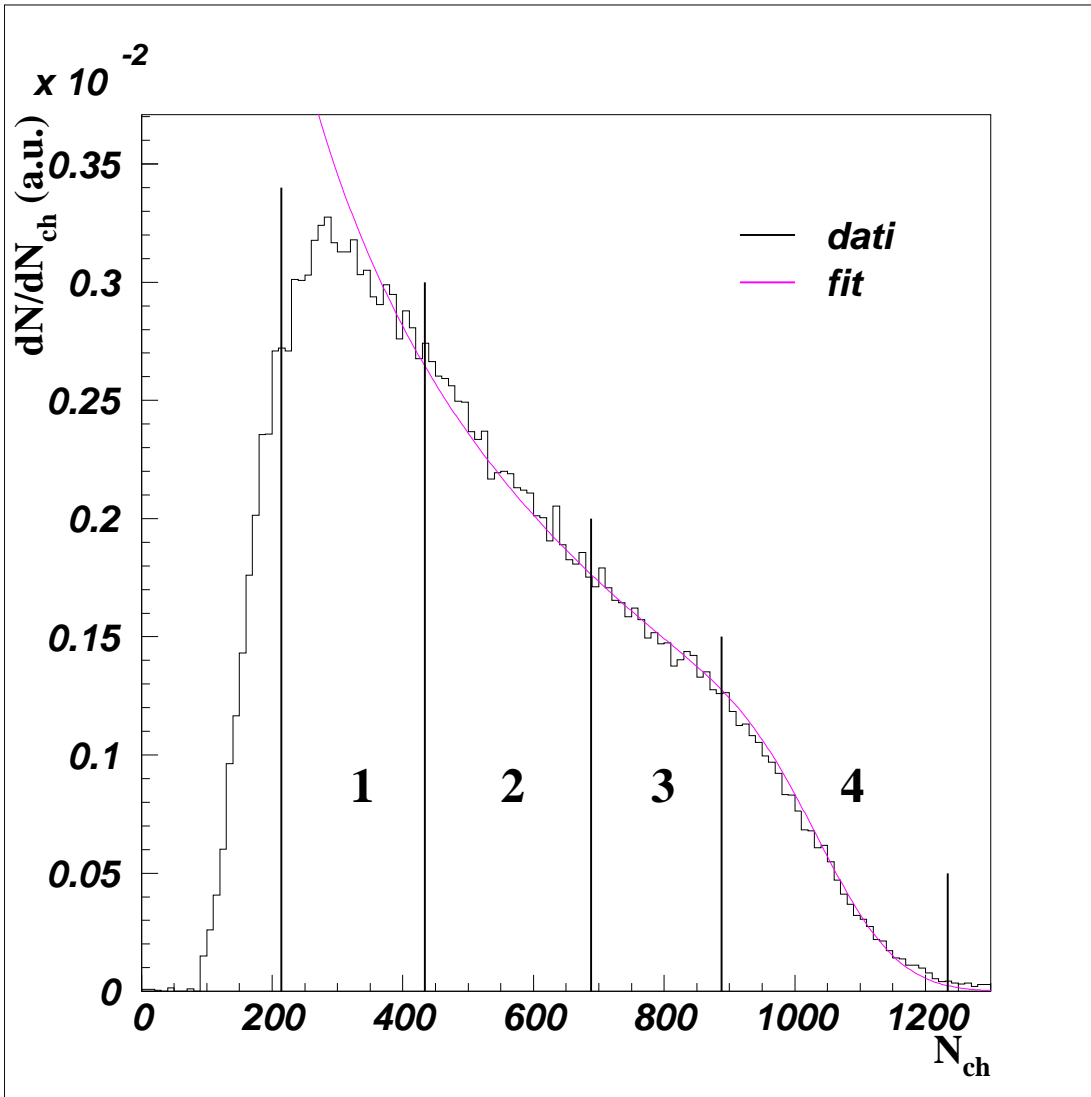


Figura 3.5: *Fit sullo spettro di molteplicità di WA97: sono segnate le 4 classi di centralità in cui è stato suddiviso lo spettro.*

giori di 400. Gli eventi con  $N_{ch} < 400$  risentono del taglio operato dal trigger di centralità (paragrafo 2.2.3).

Lo spettro in figura 3.5 è stato suddiviso in 4 classi di centralità, determinate in modo da contenere lo stesso numero di  $\Omega$ , le particelle con statistica più bassa. Il numero medio di partecipanti per ogni classe e per le collisioni p+Be e p+Pb è stato calcolato utilizzando il modello di Glauber (la procedura è descritta in dettaglio nel paragrafo 3.2.2). In tabella sono riportati i valori trovati [24] [36]:

p+Be	p+Pb	Pb+Pb 1	Pb+Pb 2	Pb+Pb 3	Pb+Pb 4
2.5	4.75	$120.1^{+5.7}_{-6.1}$	$204.6^{+4.1}_{-4.4}$	$289.0^{+2.5}_{-2.9}$	$350.6^{+0.9}_{-1.1}$

### 3.1.3 Risultati di WA97

La figura 3.6 mostra il numero di particelle per evento (definito in (2.10)) per p+Pb e Pb+Pb in funzione del numero di *partecipanti*  $\langle N_W \rangle$ . Le particelle sono divise in due gruppi: nella figura 3.6a ci sono le particelle con almeno un quark di valenza in comune con il nucleone ( $\Xi^-$ ,  $\Lambda^0$ ,  $h^-$ ) e i  $K_S^0$ , che ricevono contributi da  $d\bar{s}$  e  $\bar{d}s$  e in 3.6b sono mostrate le particelle che non hanno quark di valenza in comune con il nucleone:  $\bar{\Lambda}^0$ ,  $\bar{\Xi}^+$  e  $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ . I due gruppi sono mantenuti separati dato che vi sono evidenze sperimentali che essi possano mostrare differenti caratteristiche di produzione (ad esempio  $\Lambda^0$  e  $\bar{\Lambda}^0$  hanno spettri di rapidità diversi sia in p+S che in S+S [30]).

In figura 3.7 gli *yield* sono normalizzati al numero di *partecipanti* e allo *yield* in p+Pb. Dato che lo *yield* per *partecipante* è costante in Pb+Pb, per ogni particella è calcolato un incremento globale  $E$  (da *enhancement*), definito come:

$$E = \left( \frac{\langle Y \rangle}{\langle N_W \rangle} \right)_{Pb+Pb} / \left( \frac{\langle Y \rangle}{\langle N_W \rangle} \right)_{p+Pb}, \quad (3.30)$$

dove  $\langle Y \rangle$  e  $\langle N_W \rangle$  sono mediati su tutto il range di centralità coperto dall'esperimento.  $E$  misura l'incremento a rapidità centrale per le varie specie di adroni. I valori di  $E$  sono presentati in figura 3.8. Si nota che l'incremento  $E$  cresce con il contenuto di stranezza:

$$E(\Omega^- + \bar{\Omega}^+) > E(\bar{\Xi}^+) > E(\bar{\Lambda}^0) \quad (3.31)$$

e

$$E(\Xi^-) > E(\Lambda^0) \approx E(K_S^0). \quad (3.32)$$

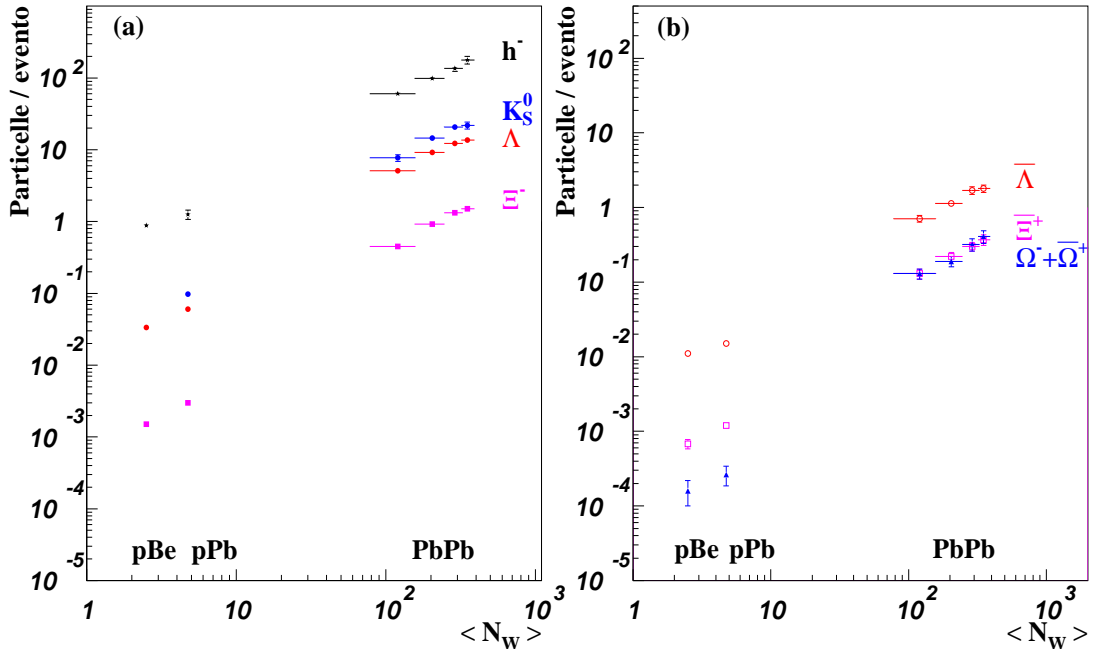


Figura 3.6: Yield in funzione del numero di partecipanti nell'intervallo di rapidità  $|y| < 0.5$ : particelle che hanno quark di valenza in comune con i nucleoni (a) e particelle non ne hanno (b) [24].

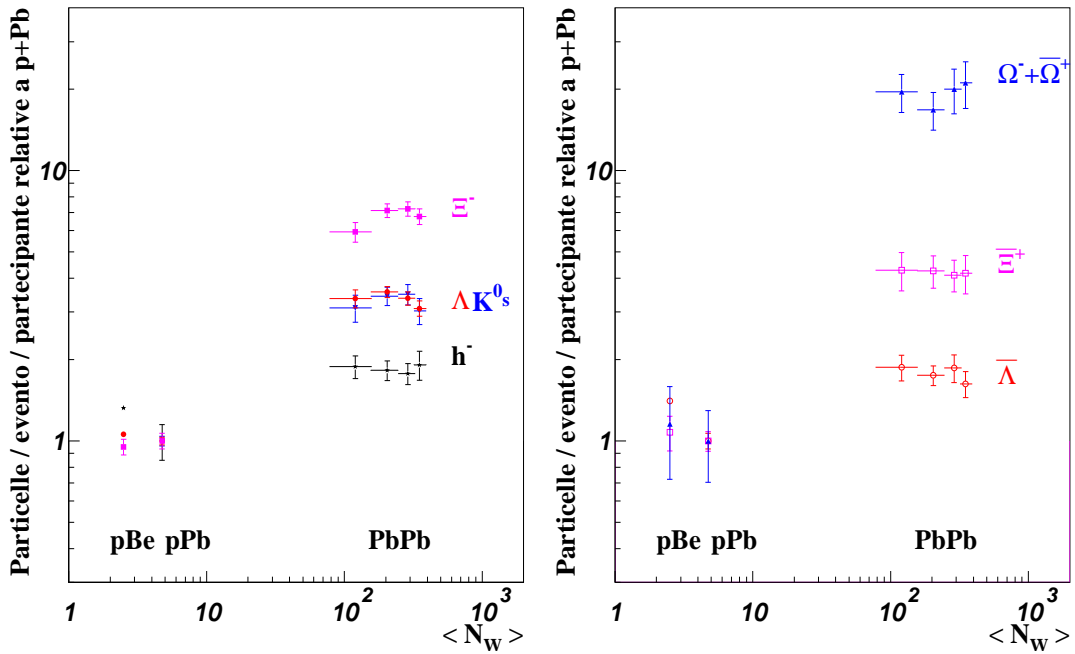


Figura 3.7: Yield per partecipante normalizzati a p+Pb [24].

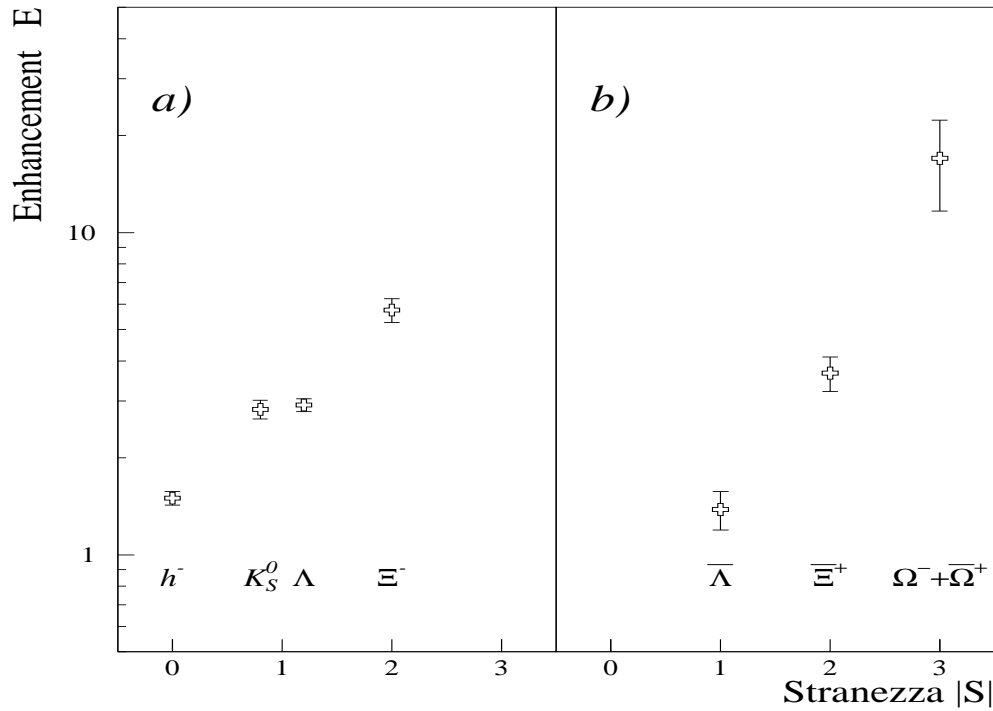


Figura 3.8: *Incremento della produzione di particelle da p+Pb a Pb+Pb in funzione del contenuto di stranezza.*

Si possono trarre le seguenti conclusioni:

- la produzione di particelle strane per partecipante a rapidità centrale cresce da p+Pb a Pb+Pb;
- l'incremento è più pronunciato per particelle con più di una unità di stranezza ed è di più di un ordine di grandezza nel caso della  $\Omega$ .
- entro il range  $N_W > 100$ , tutti gli *yield* crescono proporzionalmente al numero di partecipanti  $N_W$ .

Il comportamento delle  $\Xi$  e delle  $\Omega$  contraddice le previsioni dei modelli a gas adronico, in cui la produzione di (anti)barioni multi-strani è soppressa dalle basse sezioni d'urto e il fatto che nelle quattro classi di Pb+Pb vi sia proporzionalità

degli *yield* ai *partecipanti* corrisponde a ciò che ci si aspetterebbe se i quark strani fossero in equilibrio in un stato deconfinato di Quark-Gluon Plasma.

Il grafico 3.7 mette in luce l'importanza della scala di centralità (asse orizzontale nei grafici degli *yield*) soprattutto nel passaggio tra sistemi proiettile-bersaglio diversi (protone-nucleo e piombo-piombo). Dato che lo scopo della sperimentazione con gli ioni pesanti ultra-relativistici è quello di mettere in evidenza la transizione di fase dalla materia adronica al plasma di quark e gluoni, è importante lo studio e il confronto di scale di centralità diverse per cercare di studiare quali siano i parametri opportuni per descrivere lo stato del sistema.

## 3.2 Densità dei partecipanti

Nel capitolo introduttivo sul QGP, attraverso l'integrazione tra i risultati della QCD su reticolo e considerazioni di natura termodinamica, sono state messe in evidenza le caratteristiche del sistema che portano alla transizione di fase:

1. elevata densità di energia della *fireball*;
2. estensione della regione ad alta densità energetica sufficiente a consentire il raggiungimento dell'equilibrio termodinamico del sistema.

La prima caratteristica è di tipo *intensivo*, infatti la densità di energia è una proprietà locale del sistema e può essere definita punto per punto; la seconda è, invece, una variabile *estensiva* e caratterizza la *fireball* nel suo complesso.

Il numero di *partecipanti* è una variabile estensiva legata più direttamente alle dimensioni della *fireball* e alla sua energia totale che alla densità di energia.

E' stata proposta [29] di recente una nuova scala di centralità: la **densità media di partecipanti nel piano trasverso alla direzione del fascio**. Si tratta dunque del numero di *partecipanti* per unità di superficie in quello che è stato chiamato piano  $(\hat{y}, \hat{z})$  nella convenzione adottata in WA97. La nuova variabile, essendo una densità, è a carattere intensivo e ci si aspetta che sia legata alla densità di energia  $\varepsilon$  più direttamente del numero di *partecipanti*: infatti, si è visto che entrambi i modelli su cui ci si basa per stimare  $\varepsilon$  (modello di Landau e modello di Bjørken) normalizzano l'energia della *fireball* rispetto all'area di sovrapposizione dei nuclei nel piano trasverso oltre che sulla coordinata lungo il fascio. Dato che, nel sistema di riferimento del centro di massa, i due nuclei incidenti sono fortemente contratti nella direzione del fascio ( $\gamma \simeq 9$ ), la definizione di una densità di *partecipanti* superficiale è preferita ad una densità volumetrica.

Nel seguito è descritto lo studio della densità dei *partecipanti* per i sistemi proiettile-bersaglio di WA97 e la determinazione della densità a partire dallo spettro di molteplicità misurato. Lo scopo dell'analisi è quello di verificare se la nuova scala sia pertinente dal punto di vista fisico e se il confronto tra il numero di *partecipanti*  $N_W$  e la densità possa dare indicazioni per la scelta della scala di centralità più significativa.

### 3.2.1 Collisioni piombo-piombo

Nel formalismo del modello di Glauber, la *densità locale di partecipanti* per una collisione di un proiettile B su un bersaglio A è definita in modo molto diretto differenziando rispetto all'elemento di superficie  $ds$  nel piano trasverso l'espressione (3.25) che dà il numero medio di *partecipanti* a fissato  $\mathbf{b}$ :

$$\rho_W(\mathbf{b}, \mathbf{s}) = \frac{d \langle N_W(\mathbf{b}) \rangle}{ds} = A T_A(\mathbf{s}) \left\{ 1 - [1 - \sigma_0 T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s})]^B \right\} + B T_B(\mathbf{b} - \mathbf{s}) \left\{ 1 - [1 - \sigma_0 T_A(\mathbf{s})]^A \right\}; \quad (3.33)$$

la densità locale dipende dal parametro d'impatto  $\mathbf{b}$  e dalla posizione nel piano trasverso  $\mathbf{s}$  (cfr. figura 3.2) (ricordiamo che  $\sigma_0$  è la sezione d'urto inelastica nucleone-nucleone e  $T_i$  è la funzione di spessore del bersaglio ( $i = A$ ) o del proiettile ( $i = B$ )).

Per quanto riguarda, invece, la *densità media*, il modo più semplice per definirla sarebbe:

$$\langle \rho_W(\mathbf{b}) \rangle = \frac{\langle N_W(\mathbf{b}) \rangle}{A_{overlap}}, \quad (3.34)$$

dove  $A_{overlap}$  è l'*area geometrica di sovrapposizione* dei due nuclei incidenti.

Utilizzando la distribuzione di densità della materia nucleare (parametrizzata con una distribuzione di Wood-Saxon [31]), si può calcolare tale area approssimando i due nuclei di piombo a due sfere di raggio  $R = 6.62$  fm, pari alla "larghezza a mezza altezza" della distribuzione (figura 3.9). In funzione del parametro d'impatto  $b$ , si ottiene  $A_{overlap} = 2R^2 \arccos\left(\frac{b}{2R}\right) - b\sqrt{R^2 - \left(\frac{b}{2}\right)^2}$ . Questa espressione tende rapidamente a zero quando  $b \rightarrow 2R$ , mentre, come si vede in figura 3.4b, il numero medio di *partecipanti* va a zero per  $b \simeq 15$  fm (nel calcolo alla Glauber si tiene conto della *diffuseness* della regione periferica del nucleo). Nel seguito si vedrà come l'area effettiva di sovrapposizione sia ben diversa da quella stimata da un così semplice modello geometrico e sia comunque molto difficile da quantificare.

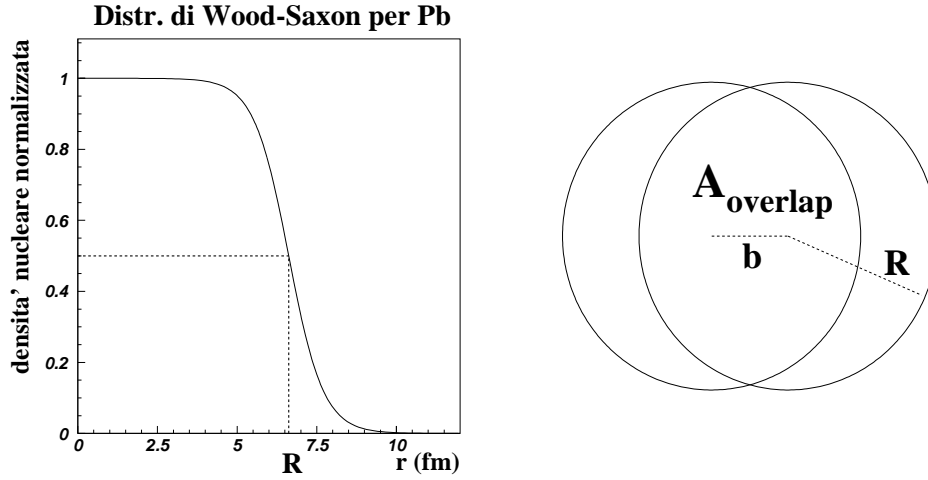


Figura 3.9: Per due nuclei di piombo, prendendo come raggio la “larghezza a mezza altezza della distribuzione di Wood-Saxon”, l’area di sovrapposizione è facilmente calcolabile.

La definizione alternativa adottata è ottenuta a partire dalla definizione abituale di media pesata di una funzione e fa uso della densità locale stessa come funzione di peso:

$$\langle \rho_W(\mathbf{b}) \rangle = \frac{\int d\mathbf{s} [\rho_W(\mathbf{b}, \mathbf{s})]^2}{\int d\mathbf{s} \rho_W(\mathbf{b}, \mathbf{s})}. \quad (3.35)$$

Questa definizione ha anche il vantaggio che la regione più centrale (dove la fisica è più interessante) ha un peso maggiore, visto che la densità locale vi raggiunge i valori più elevati.

### Calcolo analitico

Il calcolo analitico della densità media di *wounded nucleon* in funzione del parametro d’impatto della collisione è stato effettuato integrando numericamente. Per tale calcolo mi sono servito ancora del formalismo del modello di Glauber, scegliendo dalla letteratura i parametri della distribuzione di Wood-Saxon dei nuclei [31] e la sezione d’urto inelastica nucleone-nucleone ( $\sigma_0 = 30$  mb [23]). La figura 3.10 riporta la curva ottenuta. La prima osservazione è che, nel campo di misura dell’esperimento WA97, il numero di *partecipanti* decresce più rapidamente della densità al crescere del parametro d’impatto, soprattutto per collisioni



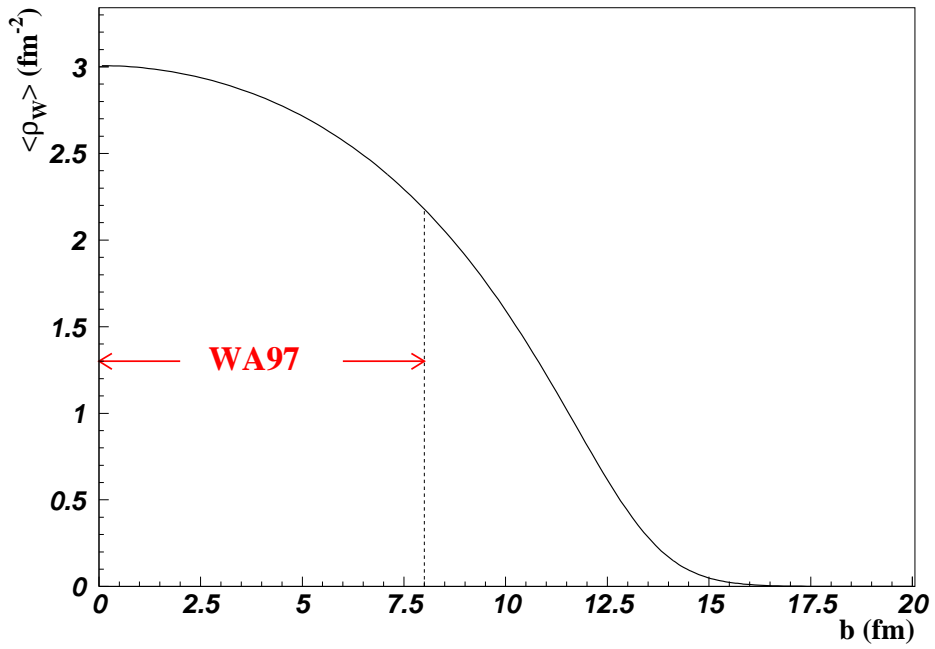


Figura 3.10: Andamento della densità (nucleoni per  $\text{fm}^2$ ) in funzione del parametro d'impatto (è riportato l'intervallo coperto da WA97).

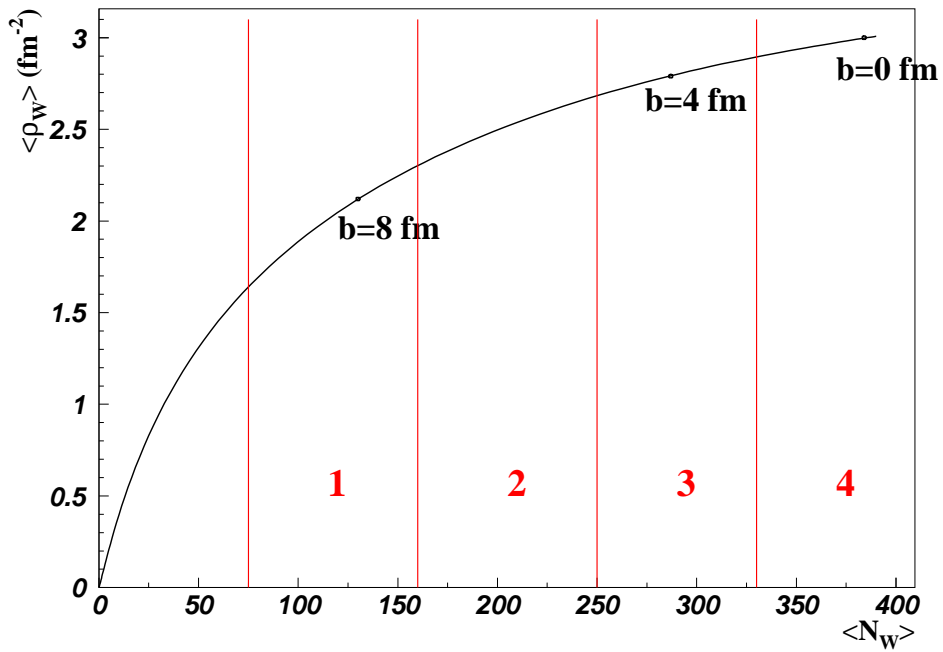


Figura 3.11: Confronto tra densità  $\rho_W$  e numero di partecipanti  $N_W$  nelle classi di centralità, indicate dai numeri.

molto centrali, come evidenziato dal grafico 3.11 che riporta al variare del parametro d’impatto  $b$  il valore  $\langle N_W \rangle$  in ascissa e  $\langle \rho_W \rangle$  in ordinata. La suddivisione in quattro classi di centralità dello spettro di molteplicità misurato da WA97 può essere estesa ai *partecipanti*, attraverso la relazione di proporzionalità  $N_{ch} = q \cdot N_W$ . Come si vede, la densità si mantiene quasi costante nelle due classi più centrali (la 3 e la 4). In tale intervallo, corrispondente a  $b < 5$  fm, il numero dei *partecipanti* varia del 30 % circa, mentre la densità ha una variazione più contenuta ( $\approx 10$  %).

### Simulazione Monte Carlo

Nel modello di Glauber analitico la materia nucleare è trattata come un mezzo continuo e non come un insieme discreto di nucleoni; le informazioni che se ne possono trarre sono solo di tipo probabilistico. I risultati analitici non possono essere applicati direttamente ai dati sperimentali (per la costruzione della scala di centralità) in quanto è necessario tenere conto della dispersione delle diverse variabili attorno al loro valor medio. Questa informazione viene introdotta attraverso la simulazione delle collisioni mediante il metodo di Monte Carlo. Nel caso specifico le finalità della simulazione sono:

1. studio della distribuzione dei *wounded nucleon* nel piano trasverso;
2. controllo dei risultati del calcolo analitico riguardo la densità dei *partecipanti*;
3. determinazione della dispersione della variabile  $N_W$  rispetto al valor medio  $\langle N_W \rangle$ .

Il programma utilizzato per simulare collisioni nucleo-nucleo e protone-nucleo è FRITIOF 7, che fa parte del pacchetto di simulazioni sviluppato all’università di Lund e tratta il processo in modo completo: dalla collisione alla produzione degli adroni nello stato finale. La parte che ho usato è quella che genera la collisione: l’approccio è sostanzialmente geometrico ed è basato sul modello di Glauber.

La simulazione della collisione procede secondo i seguenti passi:

1. generazione del parametro d’impatto  $b$  secondo una distribuzione  $dN/db \propto b$ ;

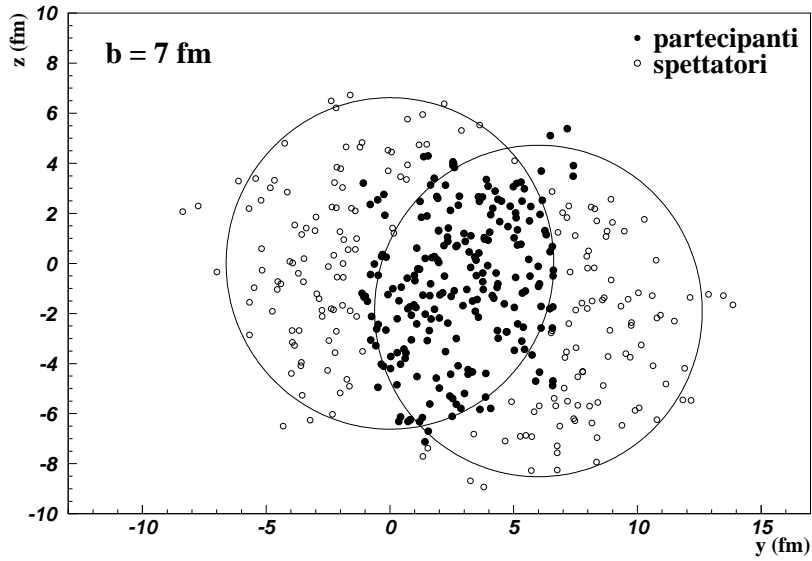


Figura 3.12: *Collisione Pb+Pb con parametro d'impatto di 7 fm, vista nel piano trasverso. Il sistema di riferimento ha origine nel centro del bersaglio.*

2. generazione dei nuclei bersaglio e proiettile con nucleoni puntiformi e distribuiti secondo la distribuzione di Wood-Saxon;
3. calcolo del numero di collisioni inelastiche nucleone-nucleone: vengono considerate tutte le coppie nucleone-nucleone e la probabilità di collisione è pesata dalla sezione d'urto inelastica nucleone-nucleone;
4. calcolo del numero di *partecipanti* <sup>3</sup>.

Come il modello di Glauber, il programma non tiene conto del *rescattering*. I parametri che si possono inserire nel programma sono:

- parametri delle distribuzioni di Wood-Saxon del proiettile e del bersaglio;
- intervallo di variazione del parametro d'impatto;
- sezione d'urto inelastica nucleone-nucleone.

Per la Wood-Saxon e la sezione d'urto ho usato gli stessi valori impostati per il calcolo analitico. Il primo test fatto con il programma Monte Carlo è la verifica

<sup>3</sup>la definizione di partecipante è la stessa che è usata nel *Wounded Nucleon Model*.

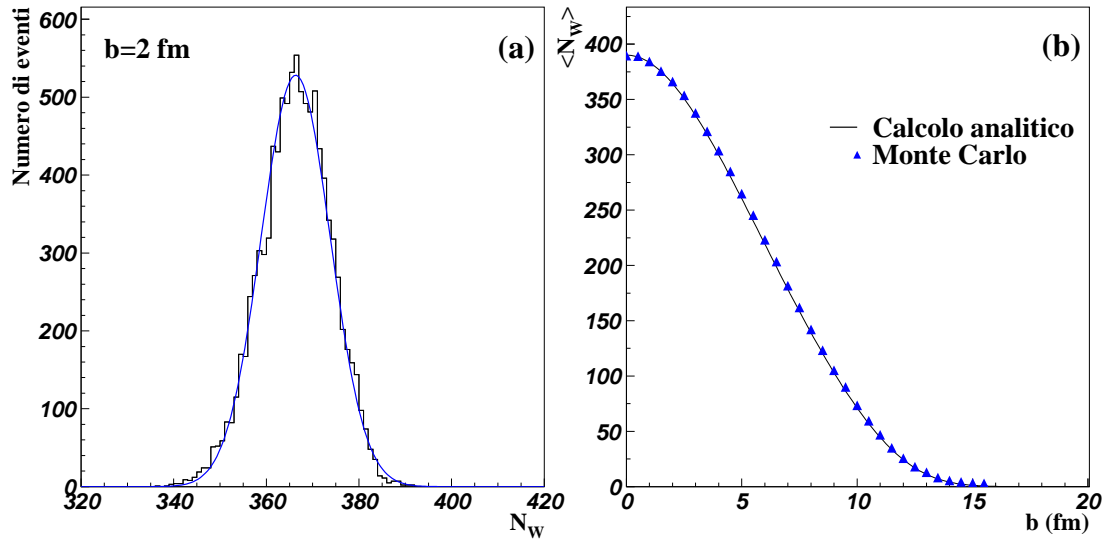


Figura 3.13: *Distribuzione dei partecipanti per diecimila collisioni a  $b = 2$  fm con sovrapposto il risultato del fit gaussiano (a) e confronto tra il calcolo analitico e la simulazione di  $\langle N_W(b) \rangle$  (b).*

che esso riproduca i risultati del calcolo analitico per quanto riguarda la distribuzione del numero medio di *partecipanti* in funzione del parametro d'impatto. A tale scopo ho generato dei campioni di collisioni a parametro d'impatto fissato. Per ogni campione la distribuzione del numero di *partecipanti* è con ottima approssimazione gaussiana (fig. 3.13a); la figura 3.13b mostra i punti  $(b, \langle N_W \rangle)$  sovrapposti alla curva data dal calcolo analitico. Come si vede, la compatibilità è molto buona.

Tutte le informazioni sulla geometria della collisione possono essere ricavate dal programma. La proiezione sul piano trasverso della distribuzione dei nucleoni per un evento tipico è riportata in figura 3.12.

Il passo successivo per studiare la distribuzione dei *wounded nucleon* è quello di sovrapporre molte collisioni a  $b$  fissato (figura 3.14a). Si può osservare che l'approssimazione dei nuclei a sfere rigide non dà una stima corretta dell'area di sovrapposizione  $A_{overlap}$ . Si ottiene la distribuzione della densità locale  $\rho_W$  nel piano trasverso suddividendo la superficie del piano  $(\hat{y}, \hat{z})$  mediante un reticolo con celle di  $0.5 \times 0.5$  fm<sup>2</sup> e calcolando il numero di *partecipanti* per ogni cella (fig. 3.14b).

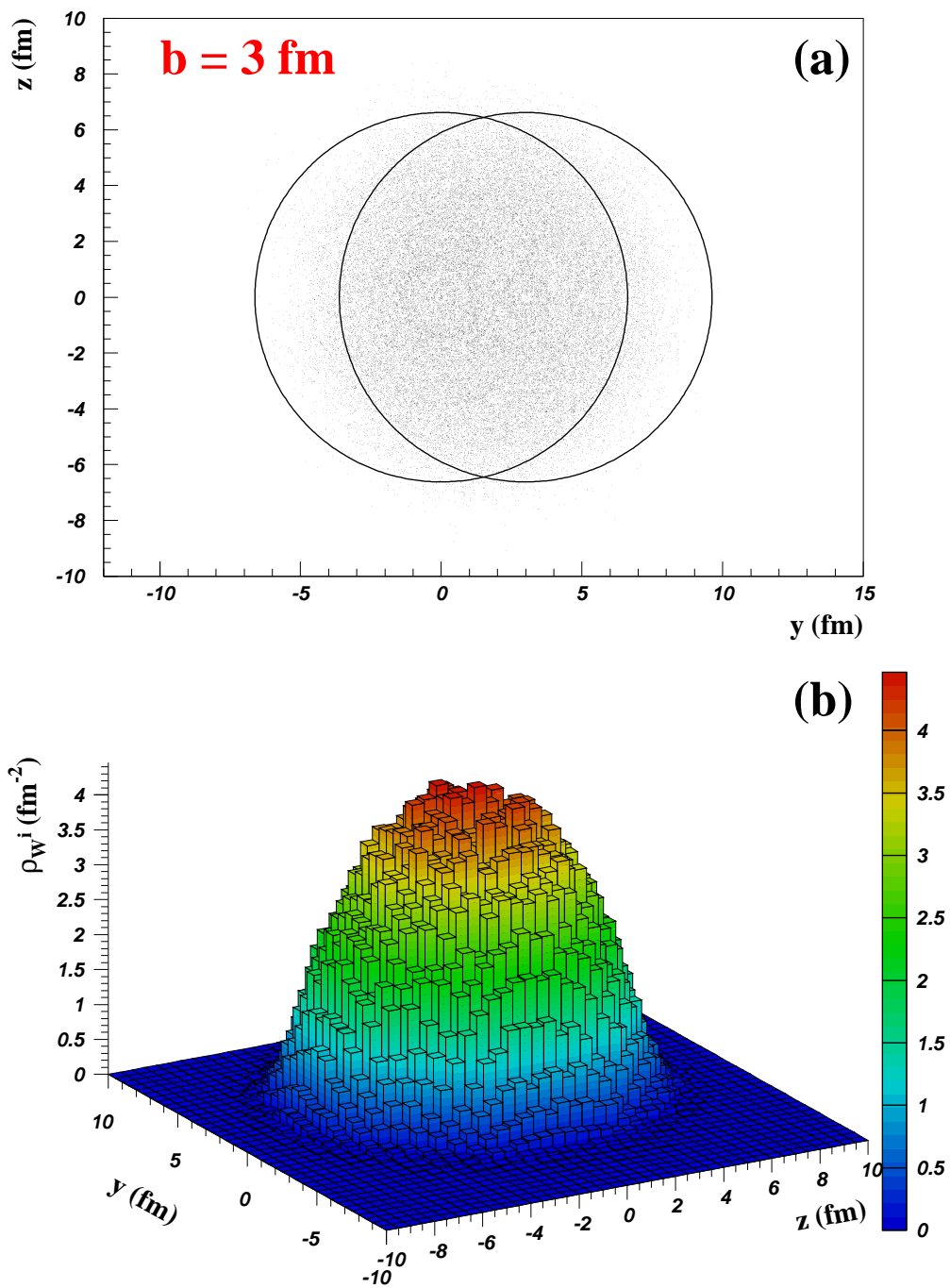


Figura 3.14: Sovrapposizione di 1000 collisioni (a) e grafico della distribuzione di densità locale nel piano trasverso (b).

A questo punto è possibile effettuare il controllo del calcolo analitico della densità media attraverso una discretizzazione degli integrali che compaiono nella (3.35); infatti una integrazione sull'elemento infinitesimo di area  $ds$  diventa una sommatoria sulle celle del reticolo:

$$\langle \rho_W(\mathbf{b}) \rangle = \frac{\int ds [\rho_W(\mathbf{b}, \mathbf{s})]^2}{\int ds \rho_W(\mathbf{b}, \mathbf{s})} \longrightarrow \frac{\sum_i [\rho_W^i]^2}{\sum_i \rho_W^i}, \quad (3.36)$$

dove  $\rho_W^i = \text{numero di partecipanti per collisione nella cella } i\text{-esima} / (0.25 \text{ fm}^2)$ . E' possibile confrontare anche i valori della *densità locale massima* nel piano trasverso in funzione del parametro d'impatto. Il valore analitico si ottiene dalla (3.33) con  $\mathbf{s} = \mathbf{b}/2$ ; il valore Monte Carlo è uguale al  $\rho_W^i$  per la cella "centrale" del grafico 3.14b.

I grafici in figura 3.15 mostrano che c'è un buon accordo tra il calcolo analitico e la simulazione Monte Carlo.

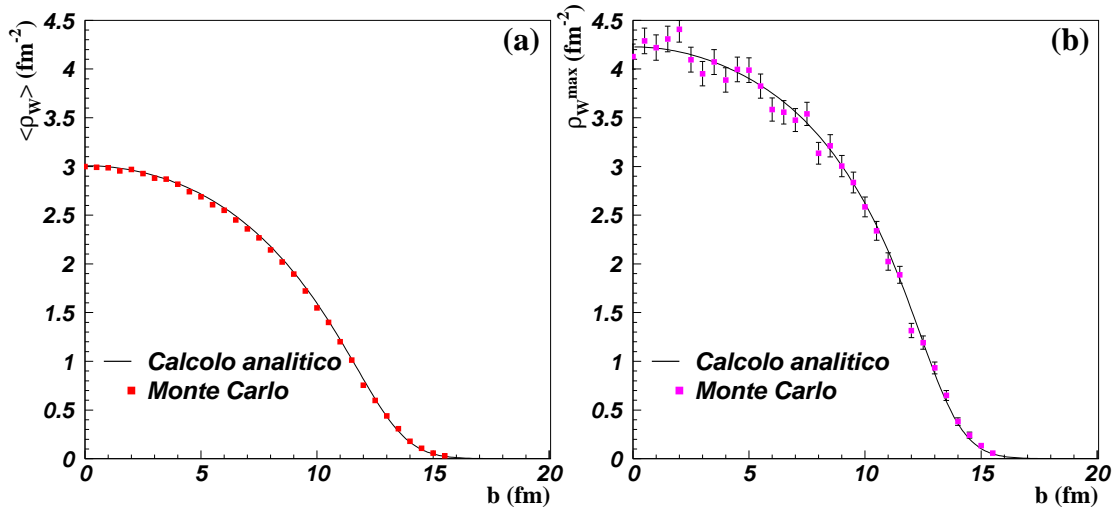


Figura 3.15: Confronto tra calcolo analitico e calcolo Monte Carlo per la densità media (a) e la densità massima (b).

### La densità di partecipanti come scala di centralità per WA97

Una volta verificata la consistenza tra i risultati analitici e quelli della simulazione per quanto riguarda la densità, è possibile applicare la nuova variabile ai dati

sperimentali, utilizzando il Monte Carlo per introdurre le dispersioni sperimentali, che il calcolo analitico non dà. Per avere la densità media di *partecipanti* come scala di centralità, è necessario calcolare il valor medio di  $\langle \rho_W \rangle$  nelle quattro classi di centralità. Il metodo seguito è derivato direttamente da quello usato per il numero di *partecipanti*. I limiti delle classi sono fissati attraverso la variabile molteplicità  $N_{ch}$  e il fit sullo spettro di molteplicità fornisce la costante di proporzionalità  $q$  tra numero di particelle cariche e numero di *partecipanti*. Il metodo è di tipo Monte Carlo e si sviluppa nel modo seguente:

- generazione del parametro d'impatto  $b$  secondo la distribuzione  $dN/db \propto b$ ;
- controllo del verificarsi di collisione inelastica attraverso la probabilità di collisione (3.12);
- calcolo secondo il modello di Glauber di:
  1. numero medio di *partecipanti*  $\langle N_W(b) \rangle$ ;
  2. densità media di *partecipanti*  $\langle \rho_W(b) \rangle$ ;
- *smearing* del numero di *partecipanti*: abbiamo visto (figura 3.13a) che, per  $b$  fissato, la distribuzione del numero di *partecipanti* è gaussiana. Per tenere

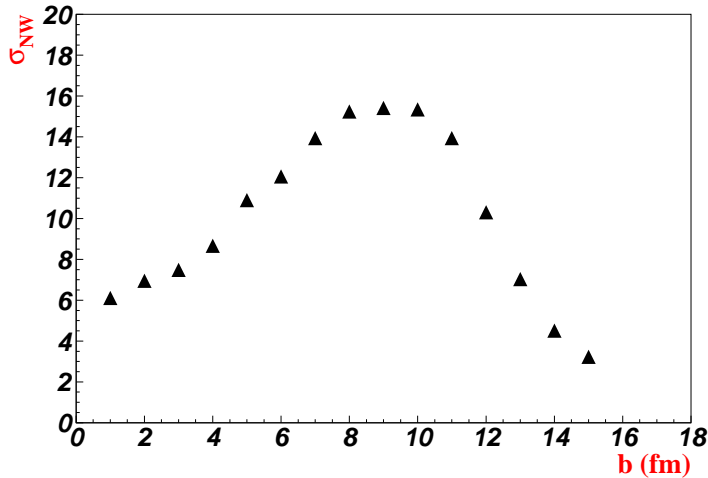


Figura 3.16: *Scarto quadratico medio della distribuzione di  $N_W$  in funzione del parametro d'impatto.*

conto di questo, al valore calcolato  $\langle N_W(b) \rangle$  viene aggiunto uno scarto casuale estratto da una distribuzione normale con deviazione standard  $\sigma_{N_W}(b)$ . La curva  $\sigma_{N_W}(b)$ , in figura 3.16, è ottenuta per punti a partire dalle distribuzioni a  $b$  fissato generate con FRITIOF; i valori per i punti intermedi sono ricavati per interpolazione. Il nuovo valore per il numero di *partecipanti* è indicato con  $N_W(b)'$ ;

- *smearing* della densità: viene ipotizzata correlazione totale tra le distribuzioni delle variabili  $\langle N_W \rangle$  e  $\langle \rho_W \rangle$  (ciò equivale a considerare costante il valore dell'area di sovrapposizione dei due nuclei per collisioni a  $b$  fissato) e la propagazione diretta dello *smearing* del numero di *partecipanti* alla densità dà:

$$\langle \rho_W(b) \rangle' = \langle \rho_W(b) \rangle \cdot \frac{N_W(b)'}{\langle N_W(b) \rangle}; \quad (3.37)$$

- calcolo del numero di particelle cariche  $N_{ch} = q \cdot N_W(b)'$ ;
- individuazione della classe di centralità a cui appartiene l'evento;
- attribuzione del valore  $\langle \rho_W(b) \rangle'$  alla classe trovata.

Con la simulazione di un milione di eventi si ottengono le distribuzioni di densità media di *partecipanti* nelle quattro classi riportate in figura 3.17.

In tabella è riportato il valor medio di  $\langle \rho_W \rangle$  nelle quattro classi con l'errore sistematico, stimato in base alle correzioni portate allo spettro sperimentale di molteplicità, di cui dirò nel capitolo 4, dedicato all'analisi della molteplicità per l'esperimento NA57. L'errore statistico (errore della media) è trascurato, dato che è inferiore di un ordine di grandezza a quello sistematico.



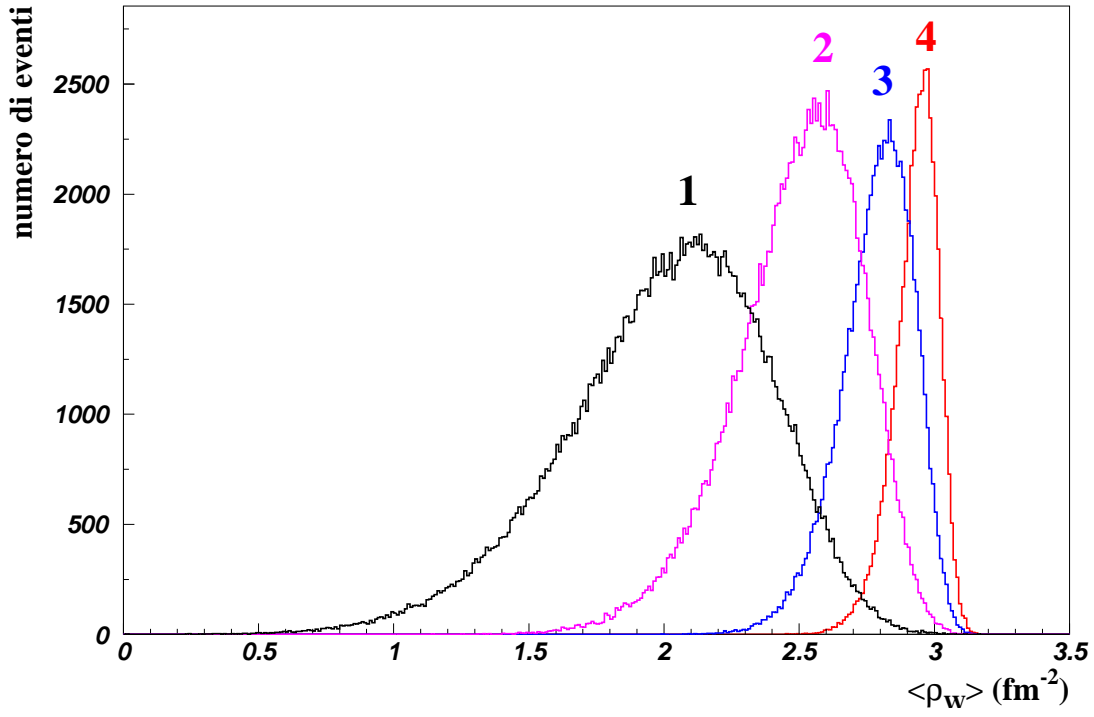


Figura 3.17: *Distribuzioni di  $\langle \rho_W \rangle$  nelle classi di centralità di WA97.*

classe	$\langle \rho_W \rangle$ (nucleoni/fm <sup>2</sup> )
1	$2.002 \pm 0.047$
2	$2.493 \pm 0.021$
3	$2.786 \pm 0.008$
4	$2.931 \pm 0.002$

### 3.2.2 Collisioni protone-nucleo

Come detto in 1.2.4, gli esperimenti con gli ioni pesanti usano i dati relativi a collisioni protone-nucleo come riferimento; è, quindi, necessario ottenere una stima del valore della densità dei *partecipanti* per i sistemi protone-piombo e protone-berillio, utilizzati in WA97.

Il caso di interazioni in cui il proiettile è un protone si presenta, con i nostri strumenti, molto più complesso e difficile da trattare del caso nucleo-nucleo, visto che nel modello di Glauber i nucleoni sono considerati puntiformi (cioè di dimensioni molto minori di quelle dell'intero nucleo); questa ipotesi è verificata in maniera minore per nuclei piccoli e, in particolare, nel caso di protone-nucleo.

Il problema principale è l'assegnazione di una distribuzione di densità del protone, analoga a quella che è la distribuzione di Wood-Saxon per i nuclei, utilizzata nel formalismo del modello di Glauber per il calcolo delle funzioni di spessore (cfr. eq. (3.6)).

Il problema risulta in parte semplificato se si definisce la funzione di spessore  $T_p$  in modo diretto, cioè senza passare attraverso una distribuzione di densità, ma assumendo la funzione di spessore del nucleone uguale a una  $\delta$  di *Dirac* 2-dimensionale (questo equivale a considerare il nucleone come una particella puntiforme):

$$T_p(\mathbf{s}) = \delta(\mathbf{s}). \quad (3.38)$$

A parametro d'impatto  $b$ , la densità locale di *partecipanti*, nel punto del piano trasverso individuato dal vettore  $\mathbf{s}$ , si ottiene dalla (3.33) con  $B = 1$  e  $T_B = T_p = \delta$ :

$$\rho_W(\mathbf{b}, \mathbf{s}) = \delta(\mathbf{b} - \mathbf{s}) \cdot (\sigma_0 A T_A(\mathbf{s}) + \{1 - [1 - \sigma_0 T_A(\mathbf{s})]^A\}). \quad (3.39)$$

Posto:

$$F_A(\mathbf{s}) = \sigma_0 A T_A(\mathbf{s}) + \{1 - [1 - \sigma_0 T_A(\mathbf{s})]^A\}, \quad (3.40)$$

il numero di *partecipanti* è:

$$\begin{aligned} \langle N_W(\mathbf{b}) \rangle &= \int d\mathbf{s} \delta(\mathbf{b} - \mathbf{s}) F_A(\mathbf{s}) = F_A(\mathbf{b}) = \\ &= \sigma_0 A T_A(\mathbf{b}) + \{1 - [1 - \sigma_0 T_A(\mathbf{b})]^A\}. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Per collisioni protone-nucleo, il numero di partecipanti è uguale al numero di collisioni inelastiche nucleone-nucleone a cui va aggiunto uno per contare anche

il protone incidente. Ho quindi verificato se questo risultato è ritrovato con la approssimazione introdotta (protone puntiforme). Il numero di collisioni è dato dalla (3.15) e per il caso protone-nucleo si ha:

$$\langle N_{coll}(\mathbf{b}) \rangle = \sigma_0 A \int d\mathbf{s} T_A(\mathbf{s}) \delta(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = \sigma_0 A T_A(\mathbf{b}); \quad (3.42)$$

la differenza:

$$\langle N_W(\mathbf{b}) \rangle - \langle N_{coll}(\mathbf{b}) \rangle = 1 - [1 - \sigma_0 T_A(\mathbf{b})]^A = 1 - P_0(\mathbf{b}) \quad (3.43)$$

è uguale alla probabilità di avere almeno una collisione inelastica nucleone-nucleone ( $P_0(\mathbf{b})$ , data dalla (3.12) è la probabilità di avere 0 collisioni inelastiche nucleone-nucleone), quindi vale sempre 1 (il protone) quando c'è collisione. Si conclude, perciò, che l'approssimazione fatta non porta contraddizioni interne al modello.

La densità media di *partecipanti* è data dall'espressione:

$$\langle \rho_W(\mathbf{b}) \rangle = \frac{\int d\mathbf{s} \delta^2(\mathbf{b} - \mathbf{s}) F_A^2(\mathbf{s})}{F_A(\mathbf{b})}. \quad (3.44)$$

La presenza del termine  $\delta^2$  rende difficoltoso il calcolo. Inoltre, per la stima della densità dei *partecipanti* nel piano trasverso in collisioni protone-nucleo, l'approssimazione del proiettile ad una particella puntiforme non consente di tenere conto dell'estensione della *fireball*. Abbiamo, quindi, preferito dare una espressione fenomenologica alla funzione di spessore del protone:

$$T'_p(\mathbf{s}) \equiv \begin{cases} \text{costante} & \text{per } |\mathbf{s}| \leq \sqrt{\sigma_0/\pi} \\ 0 & \text{per } |\mathbf{s}| > \sqrt{\sigma_0/\pi} \end{cases}, \quad (3.45)$$

dove la *costante* è tale che  $T'_p$  sia normalizzata all'unità. In questo modo la funzione di spessore del protone è assunta uguale a un cilindro di area pari alla sezione d'urto inelastica nucleone-nucleone  $\sigma_0 = 30$  mb, che è interpretata come "area efficace" del protone al fine dell'interazione con i nucleoni del nucleo bersaglio.

La liceità di questa assunzione può essere verificata attraverso il calcolo del numero dei nucleoni *partecipanti*, che può essere effettuato in modo numerico sia usando la  $\delta$  (eq. (3.41)) che usando la  $T'_p$  (eq. (3.25)).

Il programma FRITIOF permette di simulare anche collisioni protone-nucleo; la probabilità di collisione tra il protone incidente e i nucleoni del bersaglio è pesata attraverso la sezione d'urto  $\sigma_0$ . I grafici in figura 3.18 presentano i risultati del

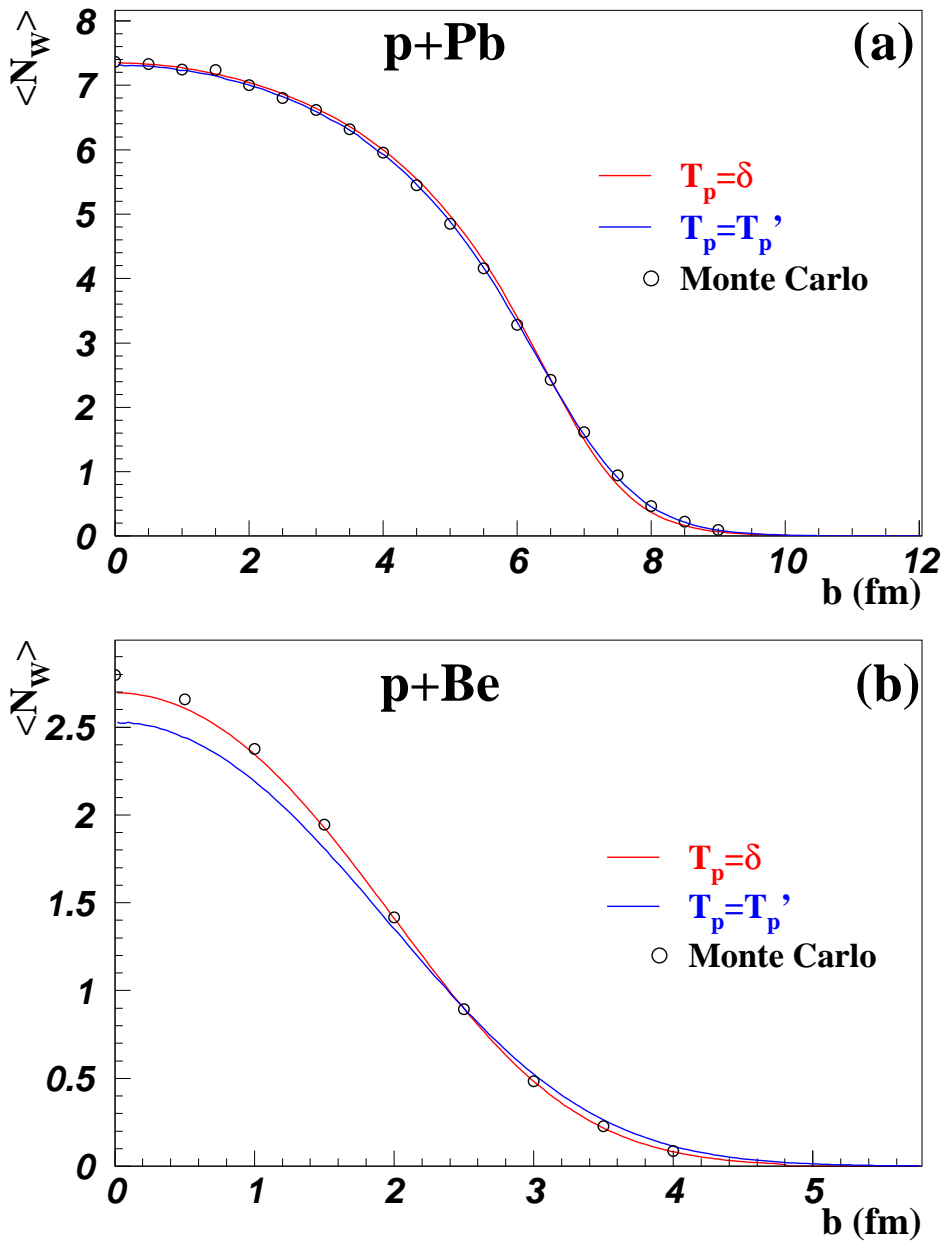


Figura 3.18: Calcolo del numero medio di partecipanti in funzione del parametro d'impatto:  $p+Pb$  (a) e  $p+Be$  (b).

calcolo numerico (eseguito con le due funzioni di spessore) e della simulazione Monte Carlo per  $p+Pb$  e  $p+Be$ .

Nel caso di collisione protone-piombo il risultato è lo stesso con i due tipi di fun-

zione di spessore del protone (le due curve  $\langle N_W(\mathbf{b}) \rangle$  coincidono) e la simulazione mostra ottima compatibilità con il calcolo numerico.

Per protone-berillio, invece, si ha una discrepanza tra le due curve e i punti ottenuti dal Monte Carlo si dispongono sulla curva relativa all'assunzione di una  $\delta$  di *Dirac* come funzione di spessore del protone. L'origine del disaccordo sta nel fatto che la funzione di spessore del nucleo di berillio (numero di massa  $A=9$ ) è molto più stretta di quella del nucleo di piombo ( $A=208$ ): in figura 3.19 sono riportate le due funzioni di spessore e la funzione di spessore “a cilindro” del protone. Si vede chiaramente che, a parametro d'impatto prossimo a zero, mentre per p+Pb la funzione di spessore del piombo è circa costante entro il cilindro di base uguale a 30 mb, per p+Be la funzione di spessore del berillio inizia a decrescere già entro il cilindro che rappresenta il protone: ne deriva una diminuzione della probabilità di collisione e, di conseguenza, del numero di *wounded nucleon*, rispetto al caso in cui si usi una  $\delta$  di *Dirac*. Questo è il motivo della sottostima di  $N_W$  in p+Be, quando si usa la funzione di spessore “a cilindro”  $T'_p$ .

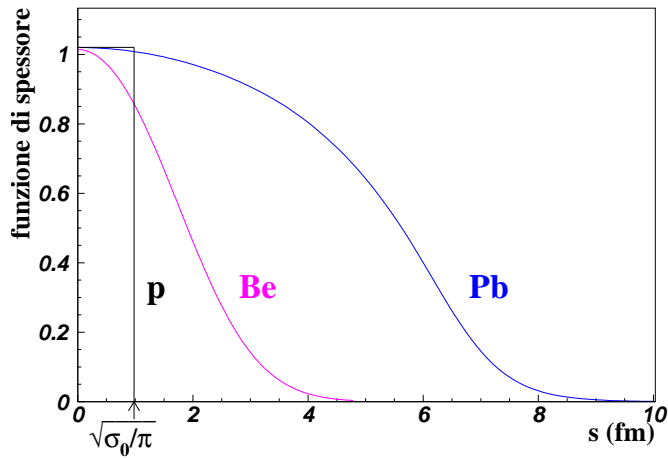


Figura 3.19: *Funzioni di spessore di nuclei di Pb e di Be (riscalate lungo l'asse delle ordinate) a confronto con la funzione di spessore “a cilindro” del protone.*

I risultati di questi calcoli possono essere così sintetizzati:

- per il calcolo del numero di *partecipanti*, una buona approssimazione della funzione di spessore del protone è una  $\delta$  di *Dirac* nel piano; essa dà risultati in accordo con il programma di simulazione per quanto riguarda il numero

di *partecipanti*, sia per p+Pb che per p+Be; **ma:**  
non è possibile calcolare in modo diretto la densità utilizzando questa approssimazione;

- l'approssimazione della funzione di spessore del protone con una funzione  $T'_p$  “a cilindro”, con il vincolo fisico che l'area di base sia uguale alla sezione d'urto inelastica nucleone-nucleone  $\sigma_0$ , dà una stima di  $N_W$  in p+Pb compatibile con quella ottenuta dal Monte Carlo;
- per quanto riguarda il caso p+Be vi è un disaccordo, minore del 10%, per collisioni centrali imputabile alle dimensioni molto ridotte del nucleo di berillio.

La figura 3.20 presenta la densità per i sistemi protone-nucleo di interesse per WA97, stimata utilizzando la parametrizzazione  $T'_p$ , anche se ciò non è del tutto soddisfacente per il caso protone-berillio. L'osservazione più importante da fare è che la densità di *partecipanti* raggiunge un valore molto elevato per collisioni centrali protone-piombo ( $\simeq 2.5$  nucleoni per  $\text{fm}^2$ ) ed è inferiore a quella di piombo-piombo centrale solo del 16%, mentre la differenza nella scala del numero di *partecipanti* è estremamente più elevata (8 *partecipanti* per p+Pb e 390 per Pb+Pb, a  $b = 0$ ). Un'altra cosa che si osserva è che, sia per protone-piombo che per protone-berillio, a parametro d'impatto molto piccolo, il numero di *wounded nucleon* per fermi quadrato è circa uguale a un terzo del numero totale di *wounded nucleon*; visto che si ha  $\sigma_0 = 30 \text{ mb} = 3 \text{ fm}^2$  e che  $\sigma_0$  è assunta come “area efficace” del protone attraverso la scelta della funzione di spessore  $T'_p$ , si ha che, per collisioni centrali, la densità è proporzionale al numero di *partecipanti* e vale:

$$\langle \rho_W \rangle = \frac{\langle N_W \rangle}{\sigma_0}. \quad (3.46)$$

I grafici in figura 3.21 mostrano che il rapporto  $\langle N_W \rangle / \langle \rho_W \rangle$  è uguale a 30 mb fino a  $b \simeq 6$  fm in p+Pb (poi si ha l'effetto di *diffuseness* del bordo del nucleo di piombo); per protone-berillio gli effetti di bordo sono molto più accentuati, ma per  $b \simeq 0$  il rapporto vale 30 mb.

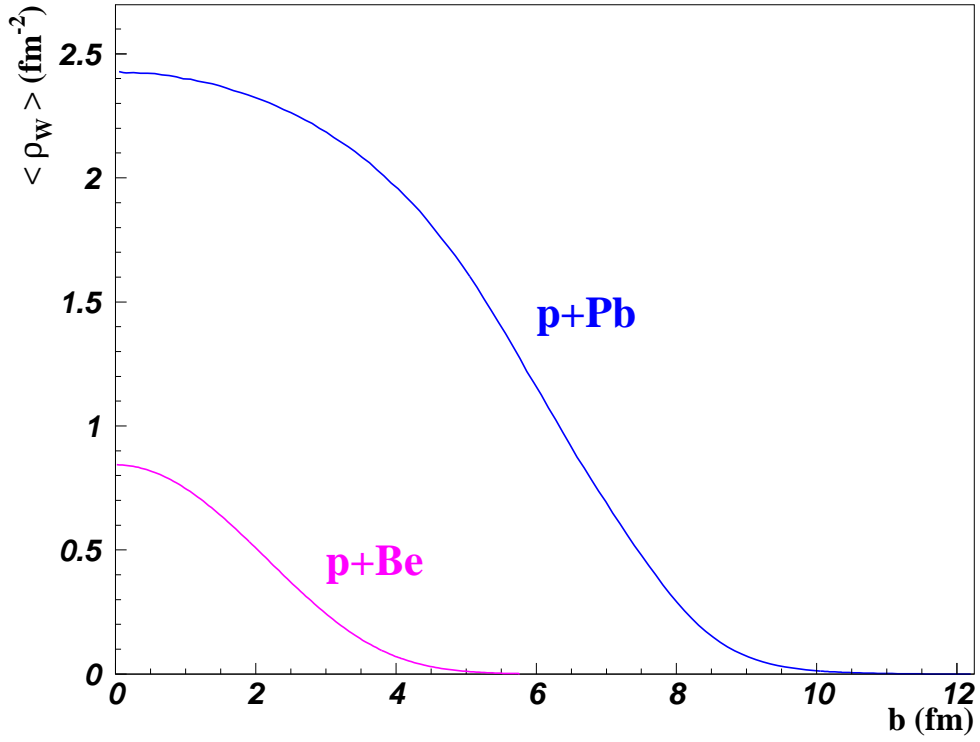


Figura 3.20: *Densità media di partecipanti nel piano trasverso in collisioni protone-nucleo.*

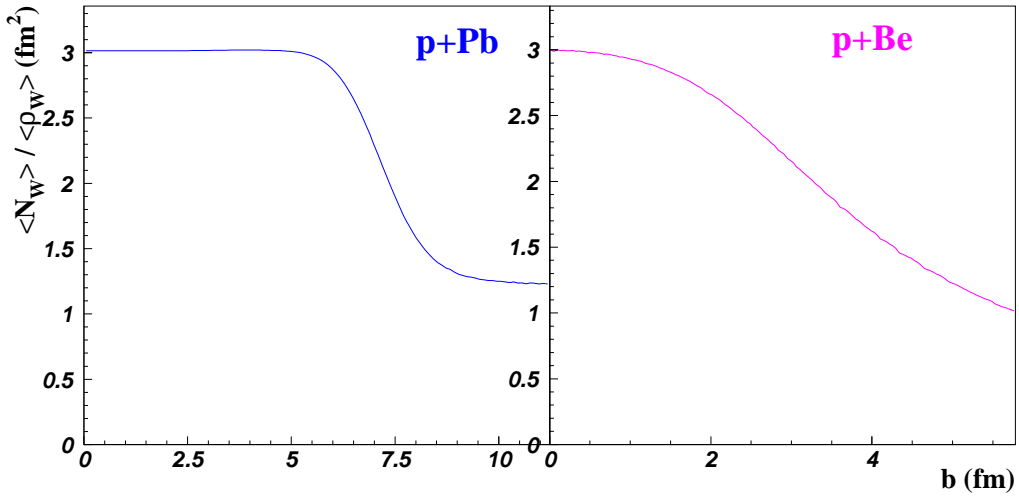


Figura 3.21: *Rapporto tra il numero medio di partecipanti e la densità media.*

Per calcolare il valor medio della densità in p+Pb e p+Be è necessario (come sarà chiaro nel seguito) studiare la distribuzione del numero di collisioni nucleone-nucleone in interazioni a parametro d'impatto fissato. Si è fatta l'ipotesi che tale distribuzione segua la statistica di Poisson, cioè che, se per un certo valore del parametro d'impatto il numero medio di collisioni è  $\langle N_{coll} \rangle$ , la probabilità che in un singolo evento vi siano  $\mathcal{N}$  collisioni valga:

$$\mathcal{P}(\mathcal{N}, \langle N_{coll} \rangle) = \frac{1}{\mathcal{N}!} \langle N_{coll} \rangle^{\mathcal{N}} e^{-\langle N_{coll} \rangle}. \quad (3.47)$$

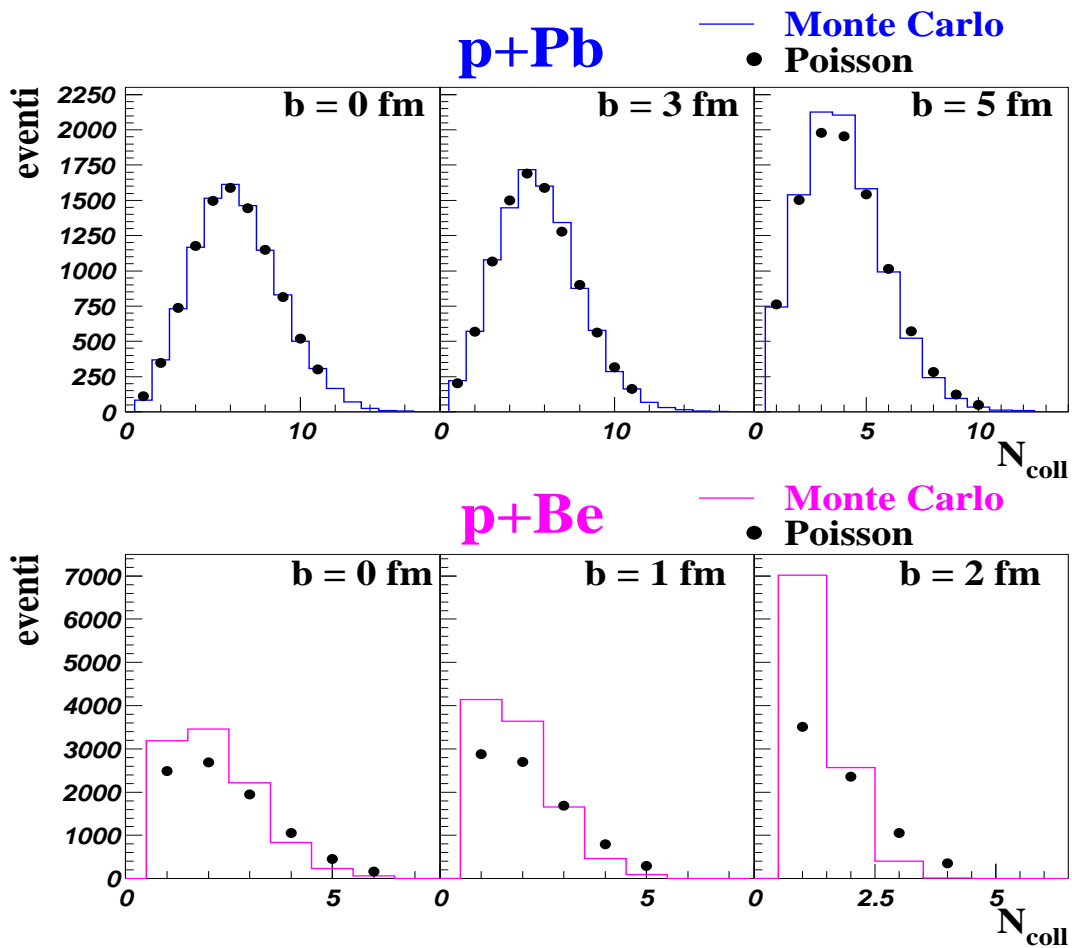


Figura 3.22: *Distribuzioni Monte Carlo del numero di collisioni inelastiche nucleone-nucleone in protone-nucleo (p+Pb e p+Be) confrontate con distribuzioni di Poisson.*



Questa ipotesi è stata verificata, attraverso il programma di simulazione, generando campioni di collisioni a  $b$  fissato e confrontando le distribuzioni del numero di collisioni con delle distribuzioni di Poisson con la stessa media (cfr. figura 3.22). Il metodo seguito per la determinazione della densità media di *partecipanti* in collisioni *minimum bias* (almeno 2 *partecipanti*) è molto simile a quello usato per le classi di Pb+Pb:

- viene generato il parametro d'impatto  $b$ , si verifica che avvenga la collisione e sono calcolati:  $\langle N_{coll}(b) \rangle$ ,  $\langle N_W(b) \rangle$ ,  $\langle \rho_W(b) \rangle$ .
- viene applicato uno *smearing* poissoniano al numero di collisioni nucleone-nucleone ottenendo un numero di collisioni  $N'_{coll}$  intero estratto da una distribuzione di Poisson con media  $\langle N_{coll}(b) \rangle$ ;
- il numero di *partecipanti* è ottenuto come  $N'_W = N'_{coll} + 1$ ;
- la densità è calcolata come:

$$\langle \rho_W \rangle' = \langle \rho_W(b) \rangle \cdot \frac{N'_{coll} + 1}{\langle N_W(b) \rangle}. \quad (3.48)$$

Il valor medio delle distribuzioni così ottenuto per p+Pb e p+Be è:

- $p + Pb$        $\langle \rho_W \rangle = 1.52 \text{ nucleoni/fm}^2$
- $p + Be$        $\langle \rho_W \rangle = 0.80 \text{ nucleoni/fm}^2$

Il valore calcolato per p+Be è qui riportato per completezza; tuttavia, a causa delle difficoltà nella sua stima, citate in precedenza, non verrà più preso in considerazione in quanto segue.

A questo punto si hanno tutte le informazioni per applicare la nuova scala di centralità ai risultati di WA97: la 3.23 riporta gli *yield* per *partecipante*, normalizzati a quelli di p+Pb, con la densità.

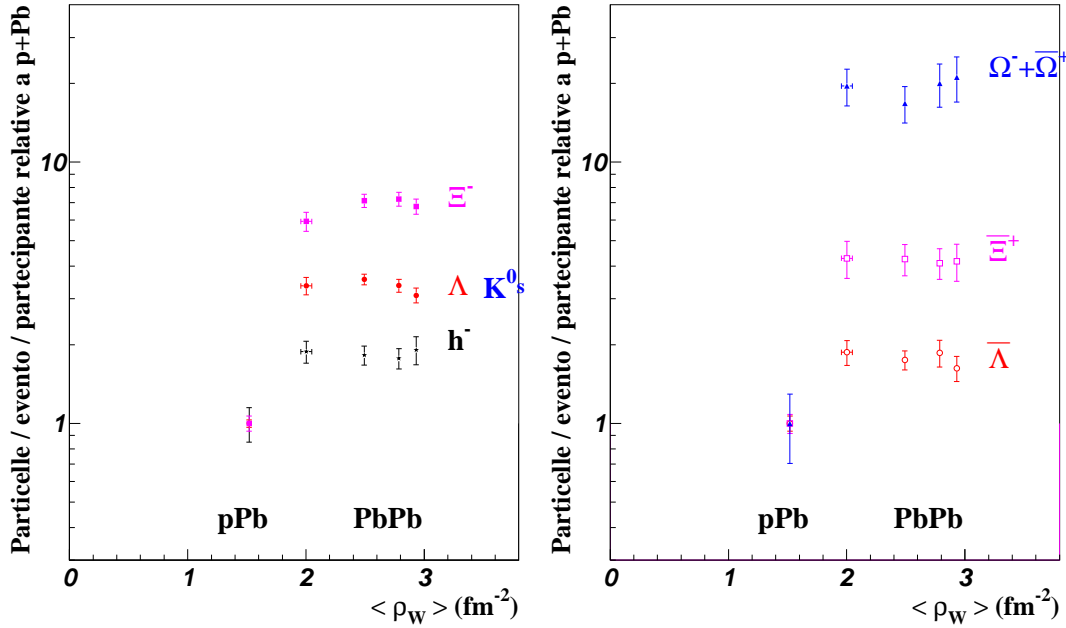


Figura 3.23: *Yield per partecipante, normalizzati rispetto allo yield di p+Pb, in funzione della densità media di partecipanti.*

Le conclusioni che si possono trarre a questo punto sono:

1. Gli andamenti sono sostanzialmente conservati e le conclusioni ottenute con la scala data dal numero di *partecipanti* (pag.58) sono ancora valide.
2. L'effetto principale della nuova scala è quello di comprimere le quattro classi di Pb-Pb (in cui il numero dei *partecipanti* varia da 120 a 350) in una regione di densità compresa tra 2 e 3 nucleoni per fm<sup>2</sup>.
3. Risulta molto ridotta la separazione tra i sistemi protone-nucleo (p-Pb in particolare) e la classe più periferica di Pb-Pb:

$$\frac{\rho_W(PbPb_{periferico})}{\rho_W(pPb)} = 0.05 \cdot \frac{N_W(PbPb_{periferico})}{N_W(pPb)}.$$

Se ne deduce che i sistemi protone-piombo e piombo-piombo sono confrontabili dal punto di vista della densità di *partecipanti*, mentre sono molto differenziati per quel che riguarda l'estensione spaziale della *fireball*.

4. In conseguenza di quanto detto al punto precedente, lo studio di sistemi intermedi tra p-Pb e Pb-Pb può dare informazioni utili sulla zona della transizione e, in particolare, potrebbe chiarire ulteriormente il diverso significato delle due scale di centralità studiate.

### 3.2.3 Altri sistemi nucleo-nucleo

Due tra i primi esperimenti del programma Heavy Ion del CERN hanno studiato collisioni di nuclei di zolfo ( $^{32}\text{S}$ ), con momento di 200 GeV/ $c$  per nucleone, su bersaglio fisso: WA85, con bersaglio di tungsteno ( $^{184}\text{W}$ ), e WA94, con bersaglio di zolfo.

Dato che le masse dei nuclei usati sono minori di quella del  $^{208}\text{Pb}$ , i sistemi zolfo-zolfo e zolfo-tungsteno si prestano allo studio della regione di centralità intermedia tra quella di p+Pb e quella di Pb+Pb. Ho, dunque, ritenuto opportuno, viste le conclusioni dell'analisi sulla densità dei *partecipanti* in WA97, estendere la trattazione a questi sistemi, anche se, per il momento, non sono disponibili dati degli esperimenti citati che possano essere confrontati direttamente con gli *yield* misurati da WA97. Infatti, lo scopo di WA85 e WA94 era la misura dei *rapporti* tra le varie specie di particelle prodotte nella collisione e non quella delle loro abbondanze assolute; queste potranno essere estratte in futuro attraverso un ri-processamento dei dati originari.

Le due scale di centralità ( $N_W$  e  $\rho_W$ ) sono dapprima studiate per questi sistemi in modo generale, usando un approccio alla Glauber; in seguito vengono calcolati i valori medi delle due variabili per l'intervallo di centralità accettato dai due esperimenti.

Negli esperimenti WA85 e WA94 il trigger era impostato in modo da operare un taglio in centralità tale che la sezione d'urto di trigger  $\sigma_{trigger}$  (appendice A) fosse circa uguale al 30% della sezione d'urto inelastica  $\sigma_{inel}$  di S+W e S+S rispettivamente. La sezione d'urto inelastica tra due nuclei di numeri di massa A e B era calcolata dalla relazione empirica [33]:

$$\sigma_{inel}^{AB} = 68.8 \cdot (A^{1/3} + B^{1/3} - 1.32)^2 \text{ mb.} \quad (3.49)$$

Se si trascurano gli effetti di dispersione sperimentale, l'effetto del trigger è quello di escludere tutti gli eventi con parametro d'impatto maggiore di un certo  $b_{trigger}$ ; con ragionamento puramente geometrico si ricava la relazione:

$$\sigma_{trigger} = \pi b_{trigger}^2. \quad (3.50)$$

Da questa, con  $\sigma_{trigger} = 0.3 \cdot \sigma_{inel}$ , è possibile la stima del parametro d'impatto massimo:

sistema	$\sigma_{inel}$	$b_{trigger}$
S+S	1740 mb	4.08 fm
S+W	3914 mb	6.11 fm

La linea seguita è la stessa che per il caso piombo-piombo: gli andamenti del numero di *partecipanti* e della densità sono calcolati in modo analitico e il programma di simulazione FRITIOF è utilizzato come riscontro. Ricordiamo che nel modello di Glauber la caratterizzazione di un nucleo è data dal numero di massa e dalla distribuzione di densità Wood-Saxon. Per lo zolfo, come per il piombo, i parametri della Wood-Saxon sono stimati [31] attraverso misure di scattering elastico elettrone-nucleo. Il tungsteno presenta, invece, una complicazione, in quanto è classificato come nucleo non sferico.

La deformazione di un nucleo viene stimata attraverso la misura dei suoi momenti di multipolo magnetici. La superficie del nucleo è descritta in un sistema con coordinate cilindriche con origine nel suo centro dall'espressione parametrizzata in termini di armoniche sferiche [32]:

$$\mathcal{R}(\vartheta) = R_0 \left[ 1 + \sum_{l=2,4} \beta_l Y_l^0(\vartheta) \right], \quad (3.51)$$

dove  $R_0$  è calcolato in modo da conservare il volume del nucleo e i coefficienti  $\beta_2$  e  $\beta_4$  descrivono rispettivamente le deformazioni di quadrupolo e esadecapolo, che sono le più significative. I valori tabulati [32] per i nuclei di piombo, zolfo e tungsteno sono:

nucleo	$\beta_2$	$\beta_4$
$^{208}\text{Pb}_{82}$	-0.008	0
$^{32}\text{S}_{16}$	0	0
$^{184}\text{W}_{74}$	0.240	-0.095

Come si vede, i nuclei di piombo e zolfo sono sferici.

Dato che nel modello di Glauber è contemplato solo il caso di nuclei incidenti sferici e che in [31] si trova una parametrizzazione della distribuzione di densità di carica alla Wood-Saxon anche per  $^{184}\text{W}$ , ho usato questa distribuzione, facendo cioè l'approssimazione che il nucleo di tungsteno sia sferico. E' possibile controllare l'effetto di questa approssimazione sul risultato finale, che è la stima

del numero di *partecipanti* (e della loro densità) per le condizioni sperimentali di WA85, simulando interazioni S+W con il programma FRITIOF.

### Dipendenza dalla asfericità del nucleo di tungsteno del numero di *partecipanti* in collisioni S+W

Il Monte Carlo permette di tenere conto della deformazione e usa la parametrizzazione (3.51) per generare la geometria del nucleo.

Il test è stato svolto generando un milione di collisioni S+W con nucleo di tungsteno “sferico” (parametrizzazione alla Wood-Saxon) e altrettante con nucleo di tungsteno “deformato” (parametrizzazione (3.51) con i coefficienti riportati in tabella). Sono state poi confrontate le ditribuzioni di  $N_W$  ottenute nei due casi per collisioni *minimum bias* (almeno 2 *partecipanti* ) e le distribuzioni relative all'accettanza di trigger di WA85 ( $0 \leq b \leq b_{trigger} = 6.11$  fm).

In figura 3.24 si vede che la deformazione del nucleo di tungsteno determina un allargamento della “coda” della distribuzione del numero di *partecipanti* rispetto al caso in cui lo si consideri sferico; di conseguenza si ha un aumento del valor medio  $\langle N_W \rangle$  di circa l'1.4%. Nel range di centralità coperto da WA85 (figura 3.25)

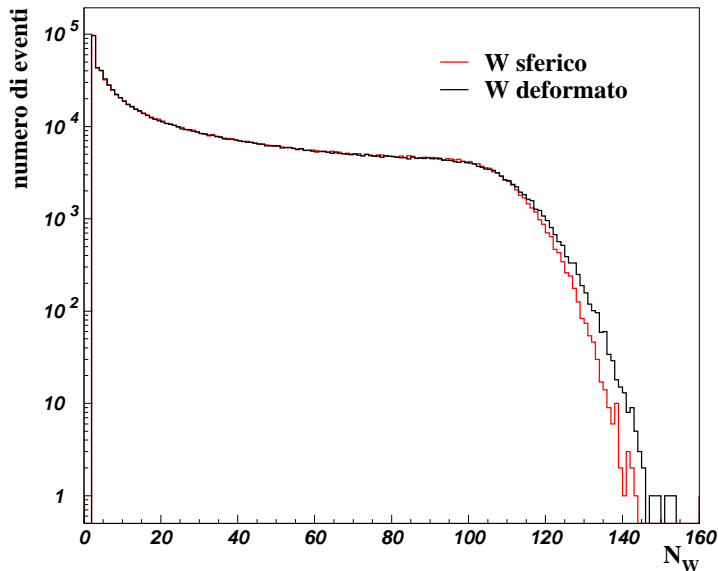


Figura 3.24: *Distribuzione del numero di partecipanti in S+W minimum bias.*

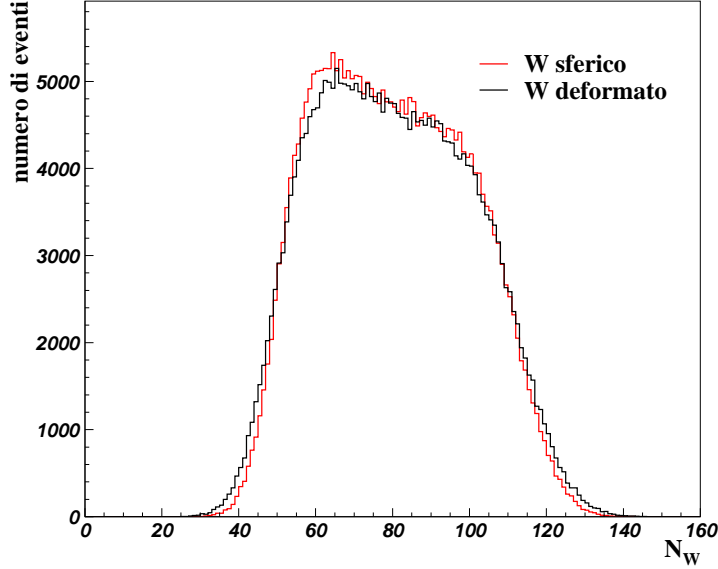


Figura 3.25: *Distribuzione del numero di partecipanti in S+W nella finestra di WA85 ( $b \leq 6.11$  fm).*

la distribuzione di  $N_W$  risulta allargata a causa della deformazione (lo scarto quadratico medio aumenta del 4%), ma il suo valor medio rimane sostanzialmente invariato (aumenta dello 0.2%). L'aumento della dispersione della distribuzione di  $N_W$  è dovuto al fatto che l'asimmetria del nucleo deformato incrementa il numero delle possibili configurazioni dei due nuclei al momento dell'interazione facendo allargare il range di *partecipanti* accessibili alla reazione.

Si può concludere che anche per la densità non vi siano effetti di rilievo e che si possa dunque trascurare la non-sfericità del tungsteno.

### Stima delle variabili di centralità

Il numero di *partecipanti* e la densità sono stati calcolati in modo analitico, usando le formule (3.25) e (3.35). Le stime Monte Carlo sono state fatte come nel caso Pb+Pb. I grafici in figura 3.26 presentano gli andamenti in funzione del parametro d'impatto: l'accordo tra calcolo analitico e simulazione è buono sia per S+S che per S+W.

La stima del valor medio di  $\langle N_W \rangle$  e di quello di  $\langle \rho_W \rangle$  è ottenuta in modo analogo a quanto fatto per Pb+Pb, ma usando il limite superiore sul parametro d'impatto,

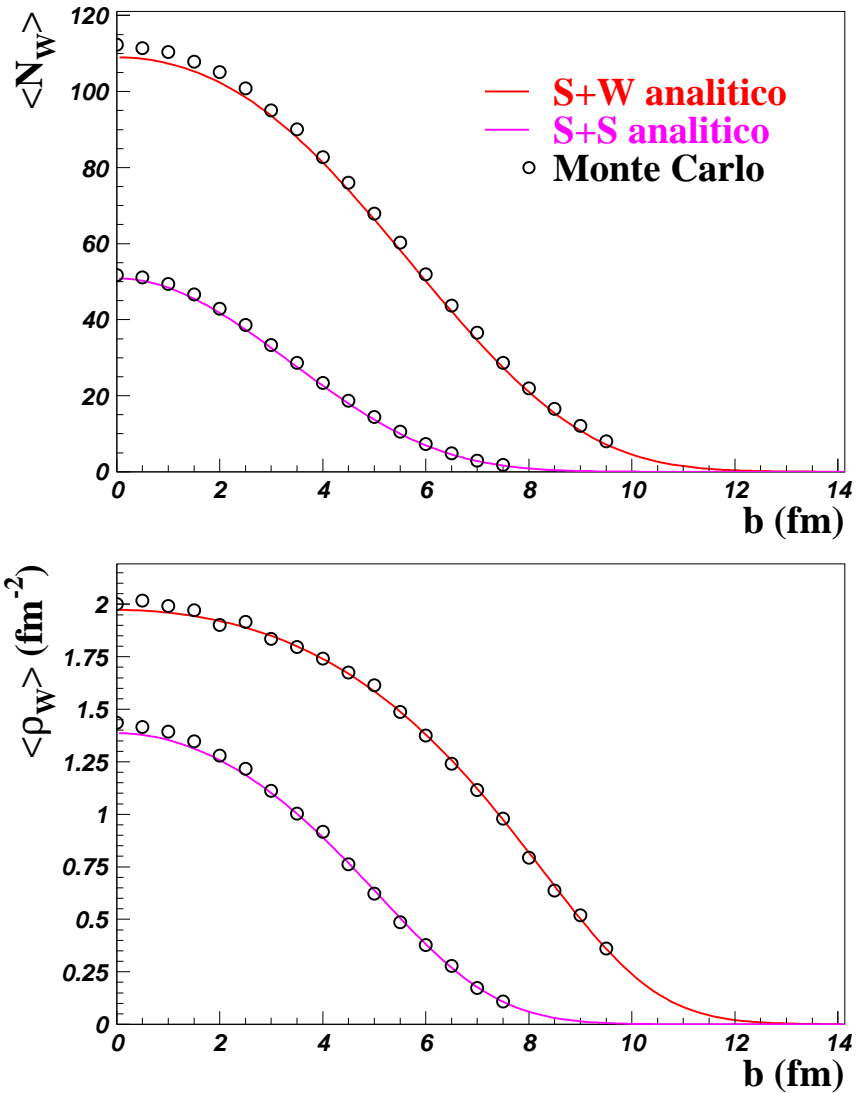


Figura 3.26: Numero di partecipanti e densità di partecipanti in funzione del parametro d'impatto.

anziché la molteplicità di particelle cariche, come vincolo sulla centralità:

- generazione del parametro d'impatto con  $dN/db \propto b$  e:
  1.  $b \leq 4.08$  fm per S+S;
  2.  $b \leq 6.11$  fm per S+W;
- calcolo alla Glauber di  $\langle N_W \rangle$  e  $\langle \rho_W \rangle$ ;



- *smearing* gaussiano: l'andamento della deviazione standard in funzione di  $b$  è ricavato dalla simulazione con FRITIOF.

I valori così ottenuti sono:

◇ **S + S**

$$\langle N_W \rangle = 34.6$$

$$\langle \rho_W \rangle = 1.13 \text{ nucleoni/fm}^2$$

◇ **S + W**

$$\langle N_W \rangle = 77.5$$

$$\langle \rho_W \rangle = 1.68 \text{ nucleoni/fm}^2.$$

### 3.2.4 Confronto tra le due scale di centralità

A questo punto è possibile confrontare in modo completo la nuova scala studiata con quella finora usata in WA97. I grafici in figura 3.27 presentano gli andamenti del numero e della densità di *partecipanti* in funzione del parametro d'impatto per i vari sistemi analizzati. Il fatto più notevole è che per collisioni centrali la

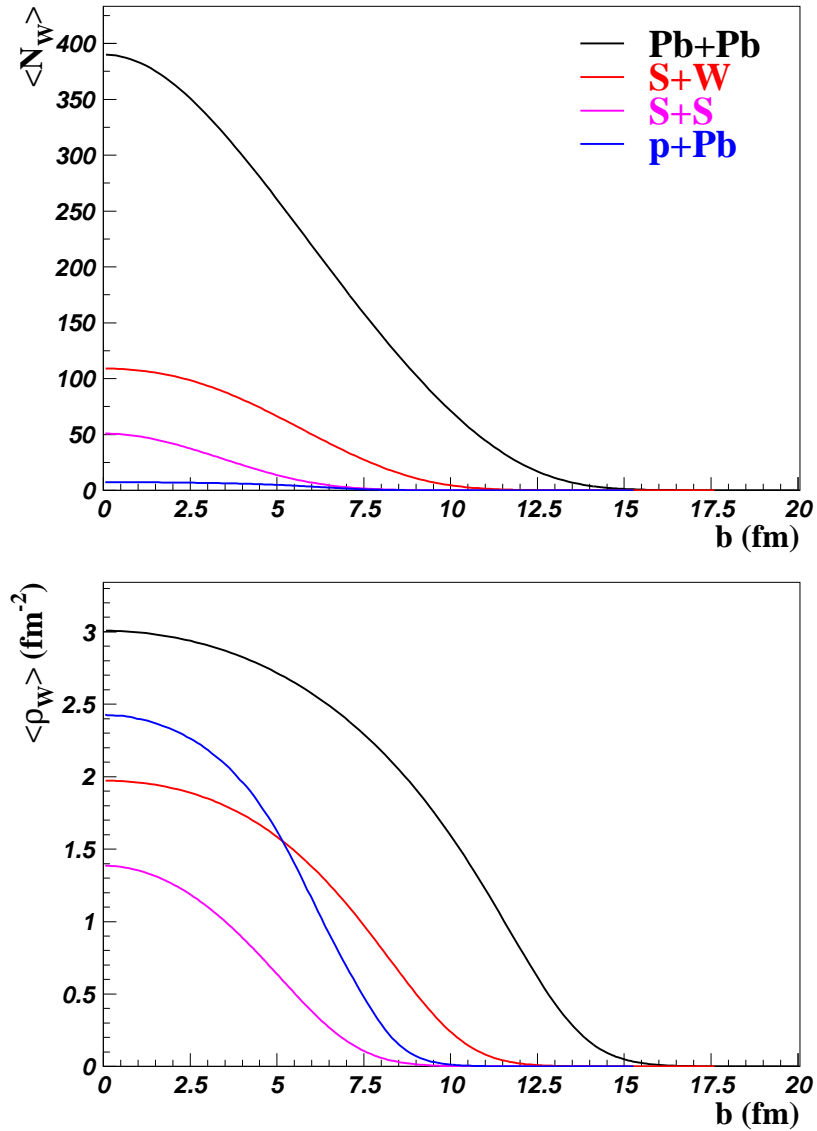


Figura 3.27: Andamento di  $\langle N_W \rangle$  e di  $\langle \rho_W \rangle$  in funzione del parametro d'impatto per i vari sistemi proiettile-bersaglio studiati.

densità in p+Pb è maggiore che in S+W ed maggiore di quella di S+S per tutti i valori di  $b$ . In figura 3.28, dove sono riportati nel piano  $(\langle N_W \rangle, \langle \rho_W \rangle)$  i punti corrispondenti alle quattro classi di Pb+Pb e a p+Pb per WA97 e quelli stimati per gli esperimenti WA85 (S+W) e WA94 (S+S), si vede che per i tre sistemi nucleo-nucleo la relazione tra le due variabili di centralità è la stessa; infatti, i punti di zolfo-zolfo e zolfo-tungsteno si dispongono sulla curva individuata da piombo-piombo (linea continua). Quindi, per collisioni nucleo-nucleo, la densità non porta variazioni nei risultati finali, se non la compressione della scala, di cui si è detto.

In protone-piombo il numero di partecipanti è molto esiguo, ma la loro densità nel piano trasverso è elevata, in conseguenza delle ridotte dimensioni della regione interessata dalla collisione inelastica (dell'ordine della sezione d'urto nucleone-nucleone).

Nelle figure 3.29 e 3.30 le posizioni stimate per i sistemi S+S e S+W nelle due scale di centralità sono indicate con delle frecce: l'uso della scala data dalla densità porta allo scambio dei sistemi p+Pb e S+S. Il fatto che il numero di *partecipanti* sia

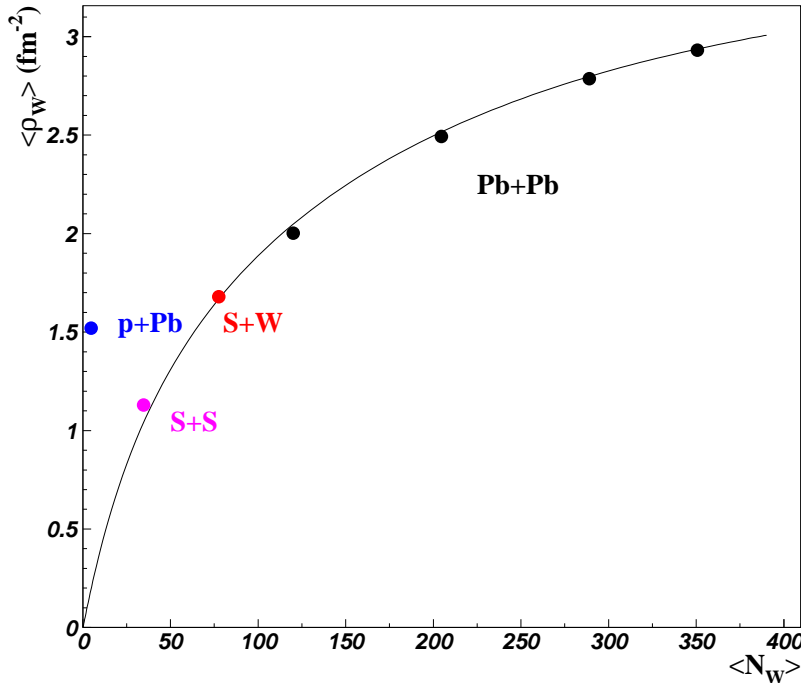


Figura 3.28: Collocazione dei vari sistemi nel piano  $(\langle N_W \rangle, \langle \rho_W \rangle)$ .

maggiore indica chiaramente che la *fireball* è più estesa in collisioni zolfo-zolfo che in collisioni protone-piombo. La densità di nucleoni per fermi quadrato, legata più direttamente alla densità di energia, sembra, invece, essere più elevata in seguito ad una collisione protone-piombo.

Visto che l'alta densità di energia della *fireball* e la sua estensione spaziale sono le due caratteristiche del sistema che permettono la transizione di fase, un confronto tra gli *yield* dei barioni strani in p+Pb e quelli in S+S, una volta disponibili, ci consentirà di migliorare la comprensione dell'importanza relativa di queste due caratteristiche.

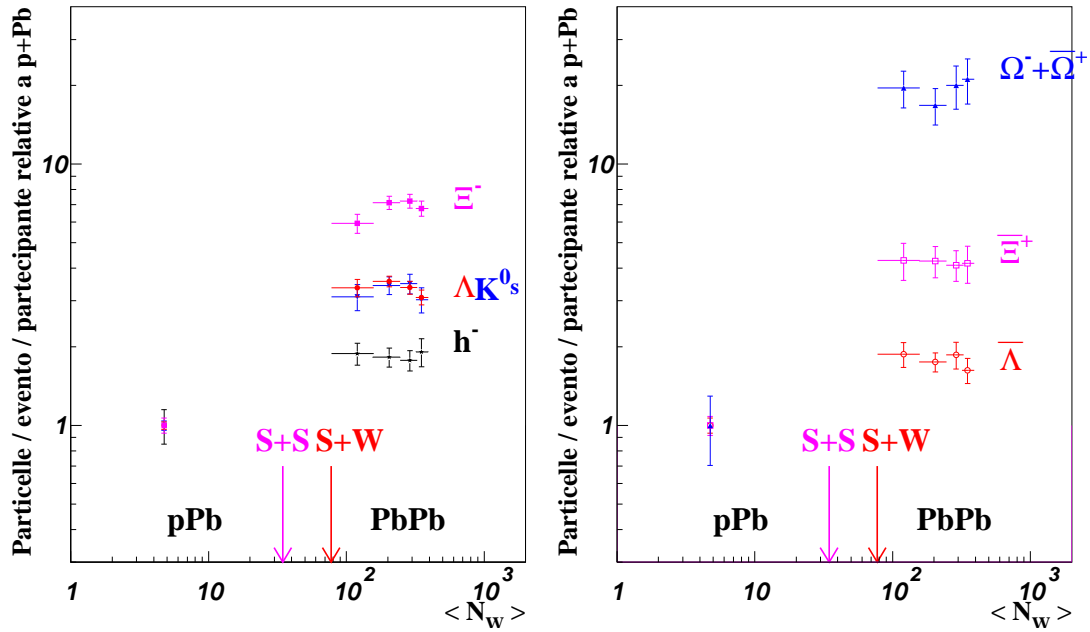


Figura 3.29: Yield per partecipante, normalizzati a  $p+Pb$ , in funzione del numero di partecipanti. Le frecce indicano le posizioni di  $S+S$  e  $S+W$  nella scala di centralità.

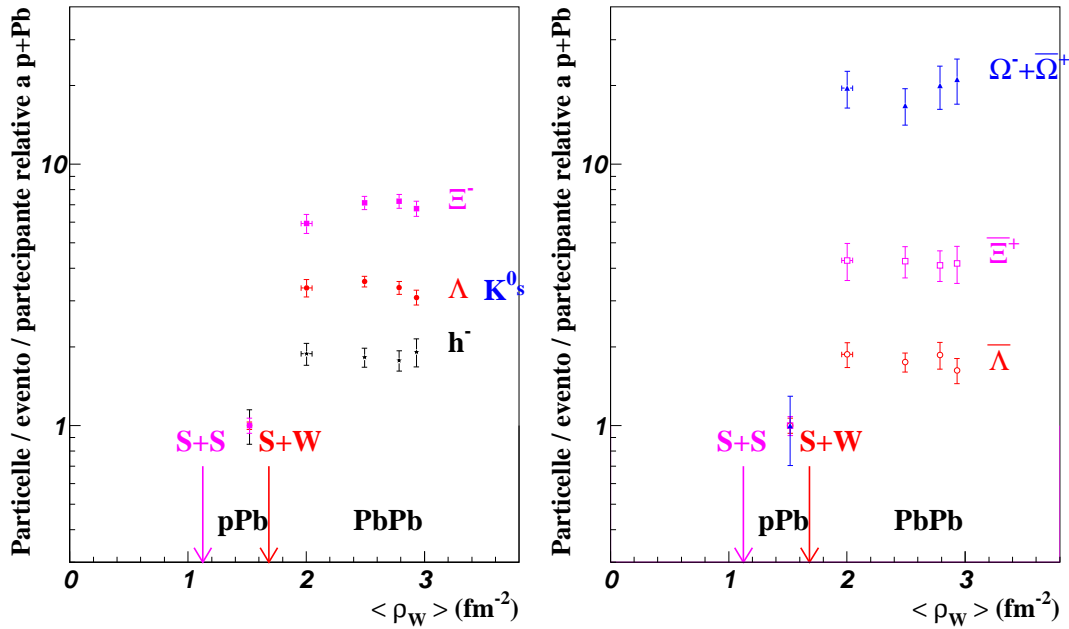


Figura 3.30: Yield per partecipante, normalizzati a  $p+Pb$ , in funzione della densità di partecipanti. Le frecce indicano le posizioni di  $S+S$  e  $S+W$  nella scala di centralità.

### 3.3 Confronto tra i risultati sperimentali di WA97 e NA49

Il problema della determinazione della scala di centralità più opportuna in fisica degli ioni pesanti emerge anche quando si vogliono confrontare tra di loro i risultati ottenuti da esperimenti diversi. Per quanto riguarda l'incremento nella produzione di stranezza, è evidente che l'assegnazione di un numero medio di *partecipanti* ad ogni classe di centralità e la normalizzazione degli *yield* a questo numero rendono importante la definizione e la misura dei *partecipanti*.

In NA49, la misura dei *barioni netti* prodotti nella collisione, descritta in 2.3.2, costituisce un altro modo per stimare il numero di nucleoni che danno origine alla *fireball* rispetto a quello usato in WA97. Trattandosi di due “definizioni sperimentali” diverse della stessa variabile, il confronto è particolarmente interessante.

Oltre a quanto detto, dobbiamo ricordare che NA49 misura l'incremento nella produzione dei  $K^+$  e dei  $K^-$ , mentre WA97 misura i  $K_S^0$ , tuttavia la conservazione dell'isospin nelle interazioni forti impone la relazione:

$$Y(K_S^0) = \frac{Y(K^+) + Y(K^-)}{2}; \quad (3.52)$$

infatti, dato che  $K^+$  e  $\bar{K}^0$  hanno terza componente dell'isospin  $I_3 = +1/2$  e  $K^0$  e  $K^-$  hanno  $I_3 = -1/2$ , deve valere  $Y(K^+) + Y(K^-) = Y(K_S^0) + Y(K_L^0)$ ; poi, da  $Y(K_S^0) = Y(K_L^0)$ , si ottiene la (3.52).

In figura 3.31a si vede come vi sia una differenza netta tra l'andamento dei dati dei due esperimenti in funzione della centralità: NA49 trova che lo *yield* per *barione netto* cresce linearmente con il numero di *barioni netti*, mentre in WA97 lo *yield* per *partecipante* è costante in funzione del numero di *partecipanti*.

NA49 ha stimato il numero di *partecipanti* secondo il modello di Glauber: per ogni classe di centralità, a partire dalla misura della sezione d'urto (calorimetro a zero gradi), si risale all'intervallo di parametri d'impatto che caratterizza la classe e il numero medio di *partecipanti* è ottenuto integrando su tale intervallo la formula di Glauber per  $\langle N_W(b) \rangle$  (eq. (3.25)) [34]. In questo modo il numero di *partecipanti* è definito esattamente come lo è in WA97, ma l'osservabile sperimentale a partire da cui è fatta la stima non è lo stesso (molteplicità di particelle cariche ( $N_{ch}$ ) per WA97, energia depositata nel calorimetro a zero gradi ( $E_{ZDC}$ ))

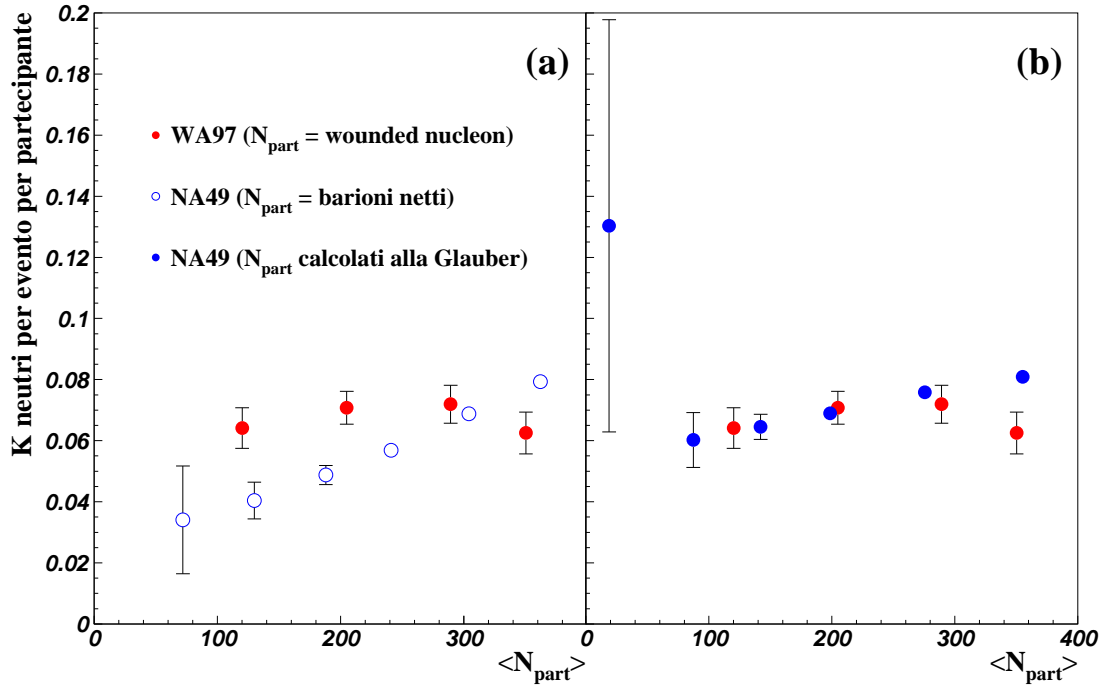


Figura 3.31: Confronto tra i dati relativi ai  $K$  di WA97 e NA49: (a) barioni netti per NA49; (b) partecipanti alla Glauber per NA49 (vedi testo). I dati di NA49 hanno in ordinata la media tra gli yield di  $K^+$  e  $K^-$  [34].

per NA49).

I risultati dei due esperimenti, rappresentati ora con la medesima scala di centralità, sono in accordo molto migliore che nel caso precedente (se si esclude il punto corrispondente alla classe più periferica di NA49, che è dato come preliminare) (figura 3.31b). Questo è un valido riscontro della correttezza delle misure effettuate per gli *yield* e un ottimo test della coerenza interna del modello di Glauber: i *partecipanti* stimati a partire dalla molteplicità o dall'energia a zero gradi costituiscono la stessa scala di centralità. D'altra parte, con tutta probabilità, i *partecipanti* (definiti come *wounded nucleon*) e i *barioni netti* non sono la stessa scala di centralità. Per lo stesso parametro d'impatto il numero dei *barioni netti* è maggiore del numero dei *wounded nucleon* e ciò è coerente col fatto che nei *wounded nucleon* non sono inclusi i nucleoni che hanno collisione inelastica *solo* con particelle secondarie nel fenomeno di *rescattering*; questi sono invece inclusi nel conteggio dei *barioni netti*.

Il risultato di questo confronto fa vedere come la scelta della scala di centralità possa modificare notevolmente l'andamento dei dati e come sia essenziale utilizzare la stessa scala per comparare dati di esperimenti diversi. Allo stato attuale non vi sono elementi che permettano di dire quale delle due scale abbia più significato fisico per lo studio della produzione del QGP.



# Conclusioni

La misura della centralità è un elemento essenziale per l'interpretazione dei dati sperimentali sulle collisioni di ioni pesanti. In particolare, la scelta della scala di centralità ha un ruolo importante per lo studio della dipendenza della transizione di fase dai parametri che caratterizzano il sistema.

La scala utilizzata finora dall'esperimento WA97 è quella data dal numero di nucleoni *partecipanti* ; in questo lavoro è stata calcolata e studiata una nuova scala di centralità: la densità dei *partecipanti* . La variabile  $\rho_W$ , per il modo in cui è definita, è legata alla densità di energia della *fireball* e il confronto con il numero dei *partecipanti* , che ne determina l'estensione, permette di descrivere in modo più completo la collisione.

Un risultato emerso dall'applicazione di questa scala ai sistemi nucleo-nucleo è che il numero di *partecipanti* e la loro densità nel piano trasverso sono due parametri legati in modo molto stretto da una relazione che è essenzialmente indipendente dal sistema proiettile-bersaglio. Il numero dei *partecipanti* determina anche la loro densità e ciò è stato verificato in modo diretto per i tre sistemi S-S, S-W e Pb-Pb. Questo risultato implica che le scale di centralità analizzate permettono il confronto diretto dei risultati relativi a diversi sistemi nucleo-nucleo su un intervallo di  $N_W$  e  $\rho_W$  maggiore di quello accessibile sperimentalmente alle singole reazioni.

Dall'analisi dell'andamento della relazione tra  $N_W$  e  $\rho_W$  per i sistemi nucleo-nucleo si osserva che, per parametro d'impatto minore del raggio dei nuclei incidenti, la densità dei *partecipanti* ha una variazione relativa minore rispetto a quella del numero dei *partecipanti* (che decresce quasi linearmente al crescere del parametro d'impatto). Essendo la densità dei *partecipanti* legata più direttamente alla densità di energia e il numero dei *partecipanti* al volume della *fireball*, si ha che, nel

range di centralità coperto dall'esperimento WA97 per il sistema Pb-Pb, quello che differenzia le diverse classi è l'estensione spaziale della *fireball*, più che la sua densità energetica. Ciò trova riscontro nel fatto che lo *yield* per *partecipante*, e quindi “per unità di volume” della *fireball*, sia costante: il volume varia di un fattore 3 tra la classe più centrale e quella più periferica, ma la densità varia soltanto di un fattore 1.5.

La nuova scala mostra che il sistema protone-piombo si discosta dai sistemi nucleo-nucleo a causa soprattutto delle dimensioni della *fireball*, più che per la sua densità energetica. Va però notato che, per sistemi protone-nucleo, è necessario un approfondimento sulla validità dell'applicazione del modello.

Le due scale comunque sono complementari: ciascuna è legata a caratteristiche diverse del sistema eccitato prodotto nella collisione. I dati sperimentali in fase di analisi potranno chiarire ulteriormente la validità delle diverse scale.

# Capitolo 4

## Spettro di molteplicità nell'esperimento NA57

I risultati sperimentali di WA97 evidenziano l'importanza di ottenere dei dati attraverso cui studiare la regione di centralità compresa tra quella di p+Pb e quella della classe più periferica di Pb+Pb. Infatti, con riferimento all'andamento misurato per il numero di particelle strane per *partecipante* per evento, è cruciale comprendere in che modo avviene il passaggio tra il valore in protone-nucleo e quello che si osserva in piombo-piombo.

L'esperimento NA57 si propone di aumentare l'accettanza dell'apparato per coprire un intervallo di centralità maggiore di quello dell'esperimento precedente (WA97).

### L'apparato sperimentale di NA57

Gli apparati dei due esperimenti sono molto simili (figura 4.1) e in particolare vengono usati gli stessi rivelatori di molteplicità (MSD). I cambiamenti di NA57, rispetto al predecessore, sono mirati alla riduzione delle sorgenti di eventi di fondo e, quindi, alla possibilità di abbassare la soglia del trigger di centralità (paragrafo 2.2.3). La maggior parte del fondo è costituita da segnali detti di *empty target*, dovuti alle interazioni degli ioni incidenti con l'aria e con gli altri materiali che si trovano lungo la linea di fascio. Per ridurre questo contributo si è diminuita la distanza tra il bersaglio e la fine del tubo a vuoto da cui arriva il fascio. Il rivelatore S2, usato per identificare gli ioni con carica  $+82e$ , è stato allontanato il

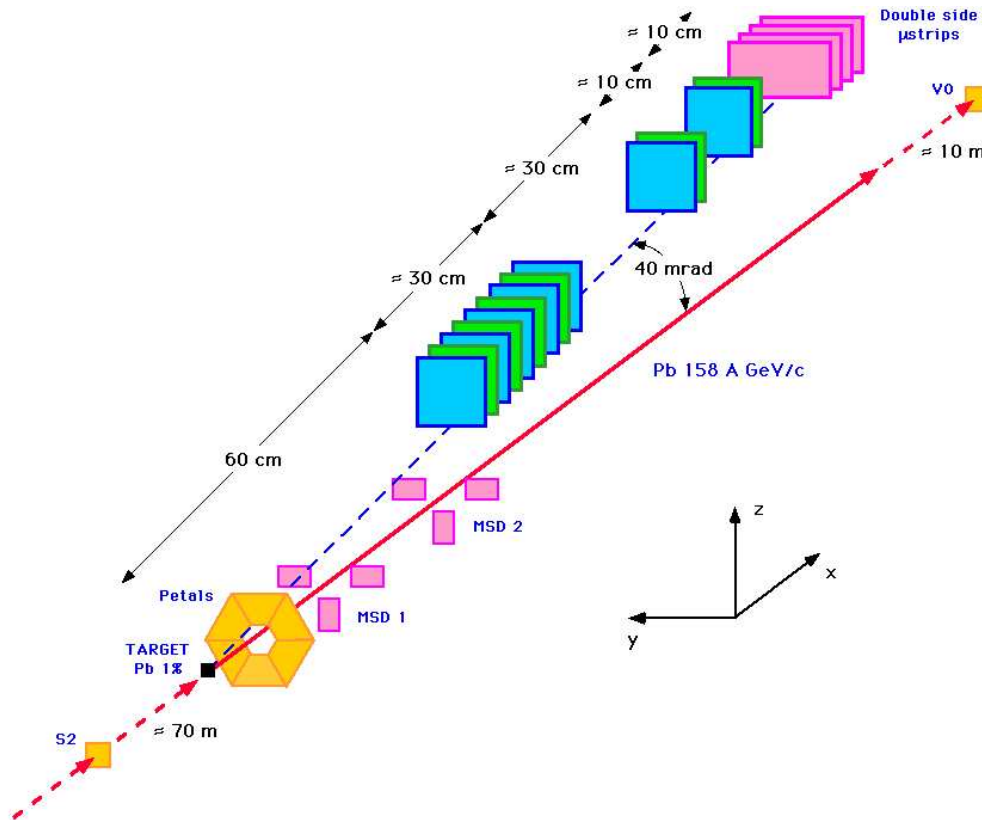


Figura 4.1: *Apparato sperimentale di NA57 nella North Area del CERN [36].*

più possibile dalla zona in cui sono collocati i rivelatori di centralità, per ridurre il fondo in molteplicità dovuto alle interazioni su di esso.

In questa ultima parte della tesi viene illustrata la procedura che permette di costruire la scala di centralità a partire dalla molteplicità di particelle cariche misurata. Ho svolto un'analisi preliminare sullo spettro di molteplicità relativo alla presa dati del 1998 dell'esperimento NA57 con il sistema proiettile-bersaglio Pb+Pb. Le fasi dell'analisi sono sostanzialmente tre:

1. estrazione della molteplicità;
2. correzioni allo spettro di molteplicità;
3. fit secondo il *Wounded Nucleon Model*.

## 4.1 Estrazione dello spettro di molteplicità dai dati

La presa dati è suddivisa in *run*, ciascuno dei quali raggruppa circa centocinquanta *eventi*, dove per *evento* si intende una collisione inelastica tra unione del fascio e un nucleo del bersaglio che venga accettata dal trigger. Il primo processamento del segnale delle MSD consiste in:

- **calibrazione:** una *strip* quando è colpita da una particella carica dà un segnale in tensione di ampiezza proporzionale all'energia  $\Delta E$  depositata dalla particella. Le particelle prodotte nella collisione sono per lo più particelle al minimo di ionizzazione, quindi i loro  $\frac{dE}{dx}$  sono circa costanti e distribuiti attorno al valor medio secondo una distribuzione di Landau. La calibrazione, che viene fatta *run per run*, consiste nello scalare per un certo fattore la distribuzione di Landau di ogni singola *strip*, in modo che il valor medio sia lo stesso per tutte le *strip*. Questa operazione è importante per poter confrontare direttamente i segnali delle *strip*.
- **prima correzione per clustering e determinazione della molteplicità:** il numero di particelle cariche per ogni braccio (ricordiamo che vi sono sei bracci, suddivisi nei due piani) per *evento* è determinato a partire dal numero di *strip* che danno segnale sopra una certa soglia. Se una *strip* isolata dà segnale, le si associa una particella carica. Si dice *cluster* un insieme di  $n$  *strip* contigue che danno segnale in un *evento*. Ai *cluster* viene apportata la seguente correzione: se l'ampiezza totale dei segnali delle  $n$  *strip* è minore di  $n$  volte il segnale medio per una particella si associano  $n - 1$  particelle al *cluster* (ipotizzando che una particella abbia dato segnale su 2 *strip* vicine), altrimenti se ne associano  $n$  (vengono associate  $n$  particelle al *cluster* anche se il segnale è maggiore di quello compatibile con  $n$  particelle, perchè la probabilità di avere un alto  $dE/dx$  per una particella (coda della Landau) è maggiore di quella di avere due particelle in una *strip* nello stesso *evento*). In questo modo viene ottenuta la molteplicità delle MSD.

L'analisi della molteplicità viene svolta su un campione rappresentativo del periodo di misura che costituisce lo 0.5% della statistica totale (circa 750 *even-*

ti per run ). Il numero totale degli *eventi* analizzati per la presa dati del 1998 è di circa  $1.1 \times 10^6$ .

Il primo passo dell'analisi è quello di studiare l'andamento del valor medio della molteplicità totale (somma delle molteplicità sui sei bracci di MSD) in funzione del numero di *run* , per identificare eventuali anomalie intervenute nel corso della presa dati. Tale andamento è riportato in figura 4.2, insieme all'indicazione del verso del campo magnetico (il campo è invertito periodicamente per individuare eventuali errori sistematici). Il *run* 5165, la cui molteplicità media è particolarmente bassa, è eliminato, dopo aver verificato che la logica di trigger in esso utilizzata non era quella standard.

Successivamente sono studiate separatamente le molteplicità sui quattro bracci laterali (numerati 1 e 3 nella figura a pag. 37) e sui due bracci inferiori (indicati dal numero 2). Questo permette di individuare eventuali variazioni nella posizione del *vertice primario* di interazione all'interno del bersaglio: gli spostamenti in orizzontale (lungo l'asse  $\hat{y}$ ) non danno effetti sulla molteplicità, perchè c'è com-

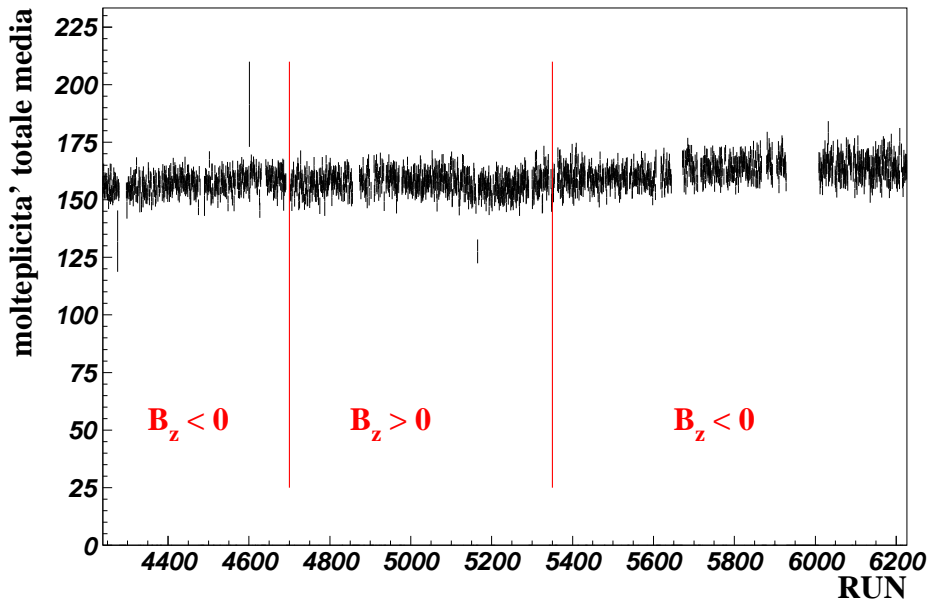


Figura 4.2: *Molteplicità totale media in funzione del numero di run . Le barre d'errore danno lo scarto quadratico medio dei valori all'interno del run . E' riportato il verso del campo magnetico.*

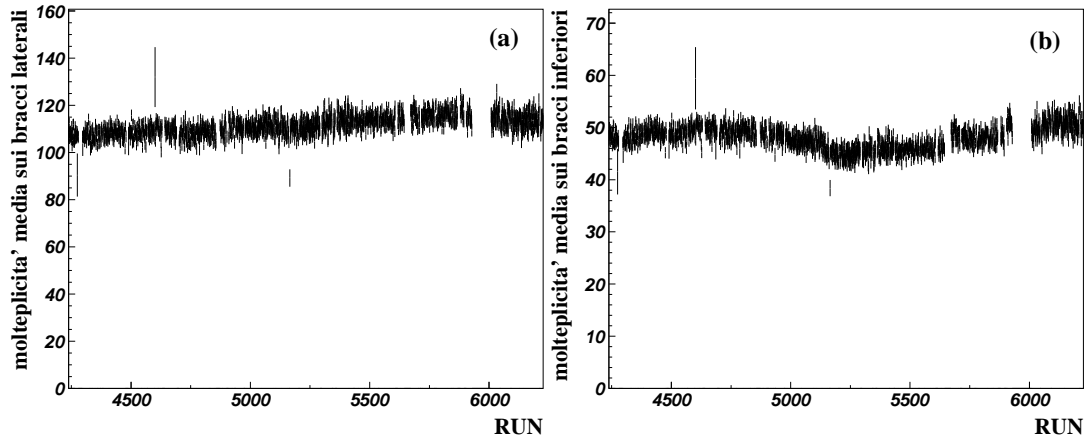


Figura 4.3: *Molteplicità media sui bracci laterali (a) e su quelli inferiori (b) del rivelatore a microstrip.*

pensazione tra i bracci laterali, mentre gli spostamenti in verticale (lungo l'asse  $\hat{z}$ ) portano in generale delle variazioni, perchè le MSD non sono simmetriche in questa direzione, visto che non vi è un braccio superiore. In figura 4.3 si vede come sui bracci inferiori la molteplicità media diminuisce notevolmente nell'intervallo di *run* (5100-5660). In figura 4.4, la distribuzione dei vertici primari (disponibile

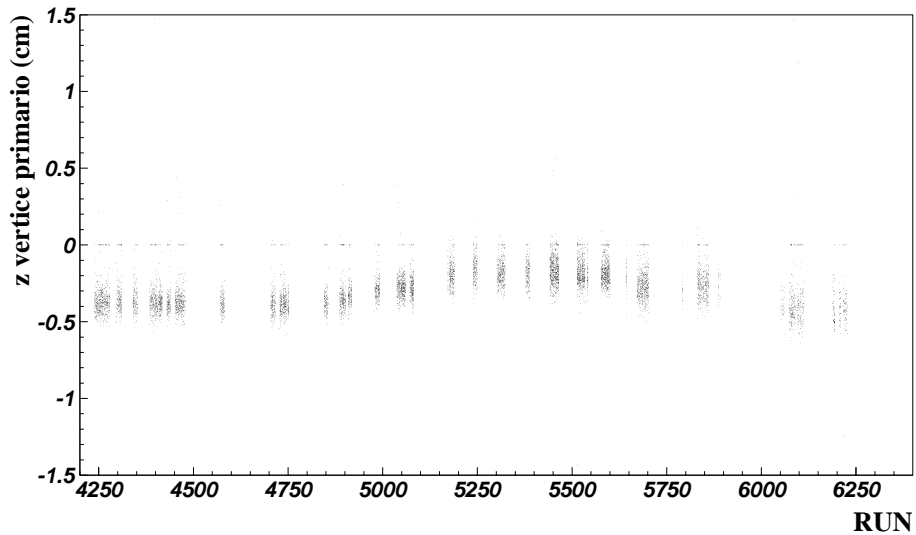


Figura 4.4: *Posizione verticale del vertice primario in funzione del numero di run .*

solo per un campione limitato di eventi) mostra chiaramente la deriva verso l'alto del vertice primario nell'intervallo di *run* di cui sopra.

In conseguenza delle osservazioni fatte, per questa analisi preliminare, ho escluso l'intervallo di *run* (5100-5660), la cui molteplicità dovrà essere in seguito corretta tenendo conto della posizione del vertice primario. I rimanenti *run* non presentano particolari anomalie e possono essere raggruppati in un unico campione.

## 4.2 Correzioni per effetti sistematici e normalizzazione dello spettro

Per ottenere lo spettro di molteplicità di particelle cariche prodotte dalla collisione tra due nuclei di piombo nell'intervallo di pseudorapidità  $2 < \eta < 4$  è necessario sottrarre allo spettro i contributi sistematici noti e correggerlo per l'*accettanza* spaziale dei rivelatori MSD.

### 4.2.1 Sottrazione del contributo di $\delta$ ray e tracce di fondo

I  $\delta$  ray sono la componente ad energia più elevata degli elettroni prodotti per ionizzazione da un particella carica che attraversa un mezzo e che perde energia secondo la formula di Bethe-Bloch.

Nel nostro caso gli elettroni prodotti nel bersaglio sono deviati dal campo magnetico, quindi i  $\delta$  ray che possono contribuire al segnale sono quelli prodotti nell'aria vicino alle MSD dagli ioni di piombo che passano immediatamente dopo uno ione che dà collisione inelastica nel bersaglio ed entro il tempo di integrazione delle MSD, che è dell'ordine del  $\mu s$ .

Per NA57, attraverso acquisizioni con il solo trigger di fascio, è stato stimato che i  $\delta$  ray e le altre tracce di fondo diano un contributo medio alla molteplicità totale pari a 3 *hit* per *evento*, con un intervallo di variazione compreso tra 0 e 10 *hit*. Lo spettro è quindi corretto sottraendo 3 alla molteplicità totale di ogni *evento*. In figura 4.5 è riportato lo spettro di molteplicità totale corretto per i  $\delta$  ray: l'effetto della correzione è una traslazione verso sinistra lungo l'asse orizzontale. Dato che il valore del contributo dei  $\delta$  ray è la fonte principale di errore sistematico per la molteplicità, gli spettri con sottrazione 0 e sottrazione 10 verranno utilizzati per



la propagazione di questo errore sistematico al risultato finale dell'analisi, cioè il numero medio di *partecipanti* nelle classi di centralità. In questo modo è ottenuto l'errore sistematico sui *partecipanti* per WA97: in quel caso il contributo dei  $\delta$  ray era più consistente (media di 10 *hit* per evento, con intervallo di variazione tra 0 e 20 *hit*).

### 4.2.2 Correzione per accettazione e clustering

Lo spettro di molteplicità misurato è ristretto all'angolo solido coperto dai sei bracci del rivelatore rispetto al bersaglio ed è corretto per *clustering* solo parzialmente. Occorre applicargli una funzione di correzione, calcolata attraverso una simulazione Monte Carlo, per ottenere lo spettro di molteplicità estrapolato all'intervallo  $2 < \eta < 4$  (corrispondente a un angolo solido circa triplo di quello coperto dalle MSD) e corretto per *clustering*.

### 4.2.3 Sottrazione del contributo di *empty target*

Come detto, gli *eventi* di *empty target* sono dovuti alle interazioni inelastiche che uno ione incidente può avere con gli atomi dell'aria e/o dei materiali che si trovano nei pressi del bersaglio.

Per stimare il contributo di *empty target* (che va poi sottratto allo spettro di molteplicità) vengono fatti usualmente dei *run* senza il bersaglio, in modo da ottenere lo spettro di molteplicità dovuto solo all'*empty target*; nella presa dati del 1998 sono stati fatti 5 *run* di questo tipo, distribuiti in modo uniforme nel tempo. La sottrazione va fatta su spettri normalizzati: bisogna sottrarre lo spettro di molteplicità di *empty target* per un singolo ione incidente dallo spettro di molteplicità totale per un singolo ione incidente. Il numero di ioni incidenti è ricavato dai cosiddetti *end of burst record*<sup>1</sup>, in cui sono registrati i conteggi dei vari rivelatori alla fine di ogni *burst*. Nei *run* con bersaglio si ha in media un evento ogni 180 ioni incidenti, mentre nei *run* di *empty target* solo uno ione su 4000 produce un evento che supera il trigger. Lo spettro di *empty target* deve essere anch'esso corretto per il contributo dovuto ai  $\delta$  ray, per accettazione e per *clustering*. In figura 4.5 sono riportati lo spettro totale e quello di *empty target*

---

<sup>1</sup>il *burst* è il ciclo di estrazione degli ioni accelerati dall'SPS.

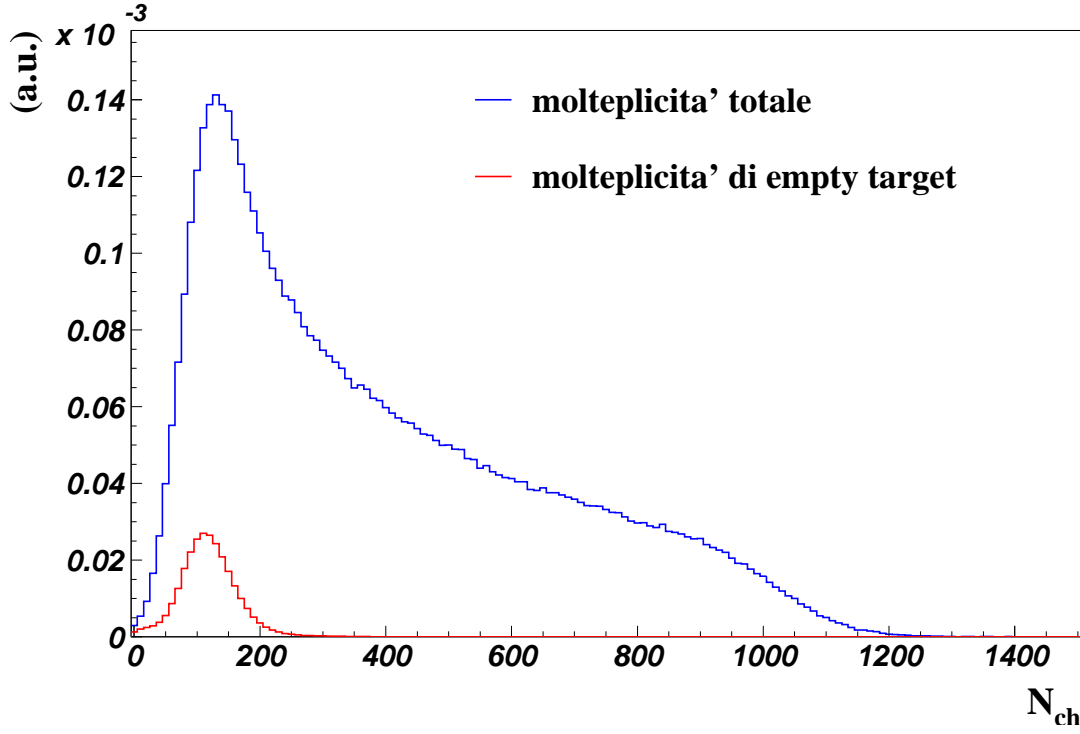


Figura 4.5: Spettri di molteplicità totale e di empty target corretti per  $\delta$  ray, per accettazione e per clustering e normalizzati al numero di ioni incidenti.

per un singolo ione incidente, con le correzioni descritte finora. Gli accorgimenti sperimentali descritti all'inizio del capitolo hanno permesso di ridurre al 5% il contributo di *empty target*, che era del 17% per WA97 [36].

#### 4.2.4 Normalizzazione alla sezione d'urto di trigger

Infine, lo spettro va normalizzato rispetto alla sezione d'urto di trigger  $\sigma_{trigger}$  in modo da ottenere la distribuzione  $d\sigma_{trigger}/dN_{ch}$  che, nella regione di molteplicità non affetta dal taglio del trigger, va confrontata con la curva  $d\sigma_{in}/dN_{ch}$ , parametrizzata in base al *Wounded Nucleon Model* (cfr. (3.26)) e usata per il fit.

Il calcolo della sezione d'urto di trigger per il campione di dati analizzato è mostrato in appendice A. Il valore ottenuto è:

$$\sigma_{trigger} = (4.14 \pm 0.14) \text{ barn},$$

corrispondente al 57% della sezione d'urto inelastica Pb-Pb.

In figura 4.6 lo spettro, con tutte le correzioni e normalizzato, è confrontato con quello di WA97 (che è stato normalizzato in modo da rendere agevole il confronto).

In base al confronto tra i due spettri si possono fare sostanzialmente due osservazioni:

1. Come era nelle sue finalità, NA57 estende, rispetto al predecessore, l'intervallo di centralità esplorato. Infatti, si vede che l'effetto del trigger modifica lo spettro per molteplicità  $N_{ch} < 200$ , mentre in WA97 questo effetto era già presente per  $N_{ch} \approx 400$ .
2. L'accordo tra i due spettri è molto buono nella regione che hanno in comune.

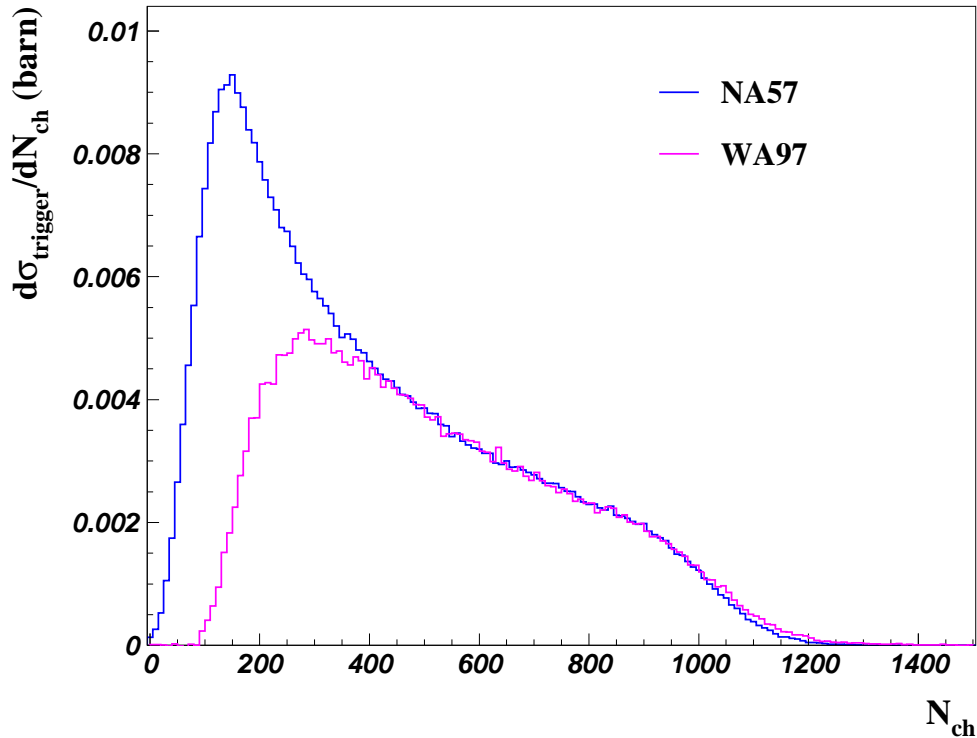


Figura 4.6: Spettri di molteplicità corretti di NA57 e WA97.

### 4.3 Fit sullo spettro di molteplicità di NA57

La procedura seguita per il fit è la stessa che è stata utilizzata per i dati di WA97 e che è descritta nel paragrafo 3.1.2. Come detto, le ipotesi che si fanno sono che valga la relazione di proporzionalità tra numero di *partecipanti* e molteplicità di particelle cariche (*Wounded Nucleon Model*) e che la distribuzione del numero di *partecipanti* a parametro d'impatto fissato sia gaussiana. La funzione usata per il fit è la  $d\sigma_{in}/dN_{ch}$  data in (3.27).

Il modo in cui la funzione di fit, e quindi il modello, riproduce lo spettro sperimentale è valutato in base al *chi quadro ridotto*  $\overline{\chi^2} = \chi^2/n.d.f.$ , che dà informazioni sull'accordo tra la *forma* della distribuzione sperimentale e quella della funzione di fit; infatti, nel fit la normalizzazione è lasciata libera, quindi  $\overline{\chi^2}$  è indipendente da essa.

Il grafico 4.7 presenta i risultati del fit nel *range*  $190 \leq N_{ch} \leq 1150$ . Il  $\overline{\chi^2}$  è elevato ed è evidente che il modello non riproduce bene i dati nella regione a molteplicità più bassa. Se limitiamo il fit alla parte di spettro comune a WA97, il  $\overline{\chi^2}$  migliora notevolmente (figura 4.8). Questo mette in luce come la descrizione dello spettro di molteplicità nel nuovo intervallo esplorato da NA57, sia più sensibile a eventuali differenze nella relazione tra numero di *partecipanti* e numero di particelle cariche prodotte, rispetto alla proporzionalità su cui è basato il *Wounded Nucleon Model*.

In analogia a quanto fatto in altri esperimenti (ad esempio WA98 [35]), si è cercato di ottenere una descrizione migliore dello spettro usando una proporzionalità diversa da quella diretta tra numero di *partecipanti* e numero di particelle cariche. Ciò è realizzato attraverso l'introduzione di un esponente  $\alpha$ :

$$\langle N_{ch} \rangle = q \cdot N_W^\alpha \quad (4.1)$$

Si crea però la necessità di studiare il valore più opportuno per il parametro  $\alpha$ . Preliminarmente usiamo il valore 1.07, indicato dall'esperimento WA98 [35]: come si vede in figura 4.9, il fit migliora rispetto al caso con  $\alpha = 1$ . Procediamo, quindi, ad una stima preliminare della suddivisione in classi di centralità, lasciando invariate le quattro classi più centrali (2, 3, 4, 5) rispetto a WA97 (ciò è necessario per un confronto diretto tra risultati dei due esperimenti) e ottenendo

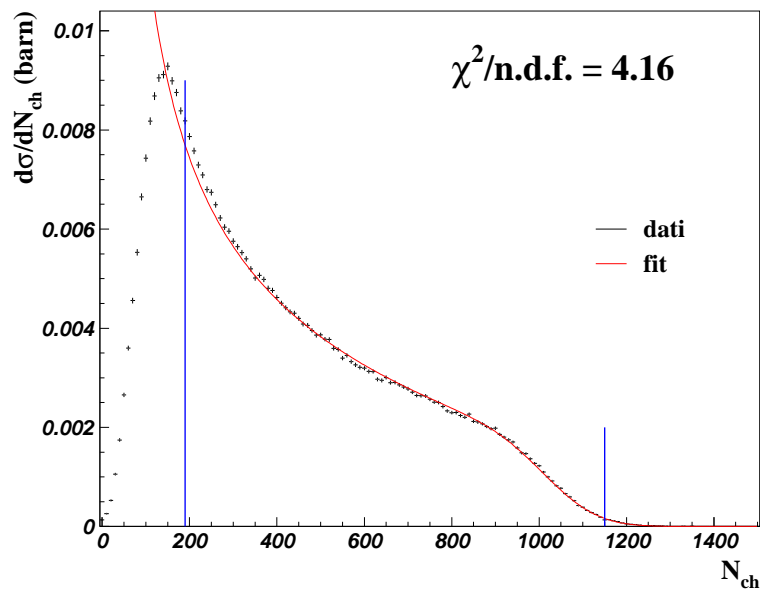


Figura 4.7: *Fit secondo il WNM nell'intervallo di molteplicità 190-1150, indicato dalle due linee verticali. In questo, come nei grafici successivi, la curva riportata è  $\mathcal{R} \cdot d\sigma_{in}/dN_{ch}$ , essendo  $\mathcal{R}$  la costante di normalizzazione.*

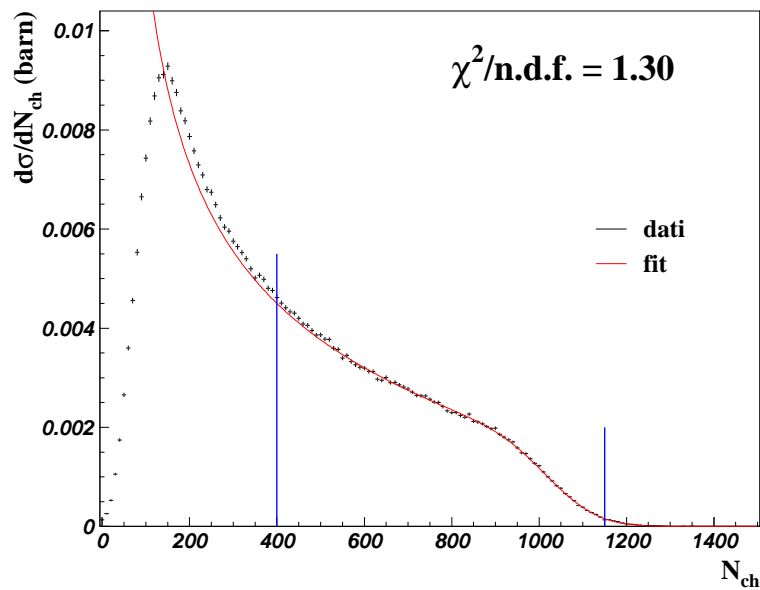


Figura 4.8: *Fit secondo il WNM nell'intervallo di molteplicità 400-1150, uguale a quello usato per WA97.*

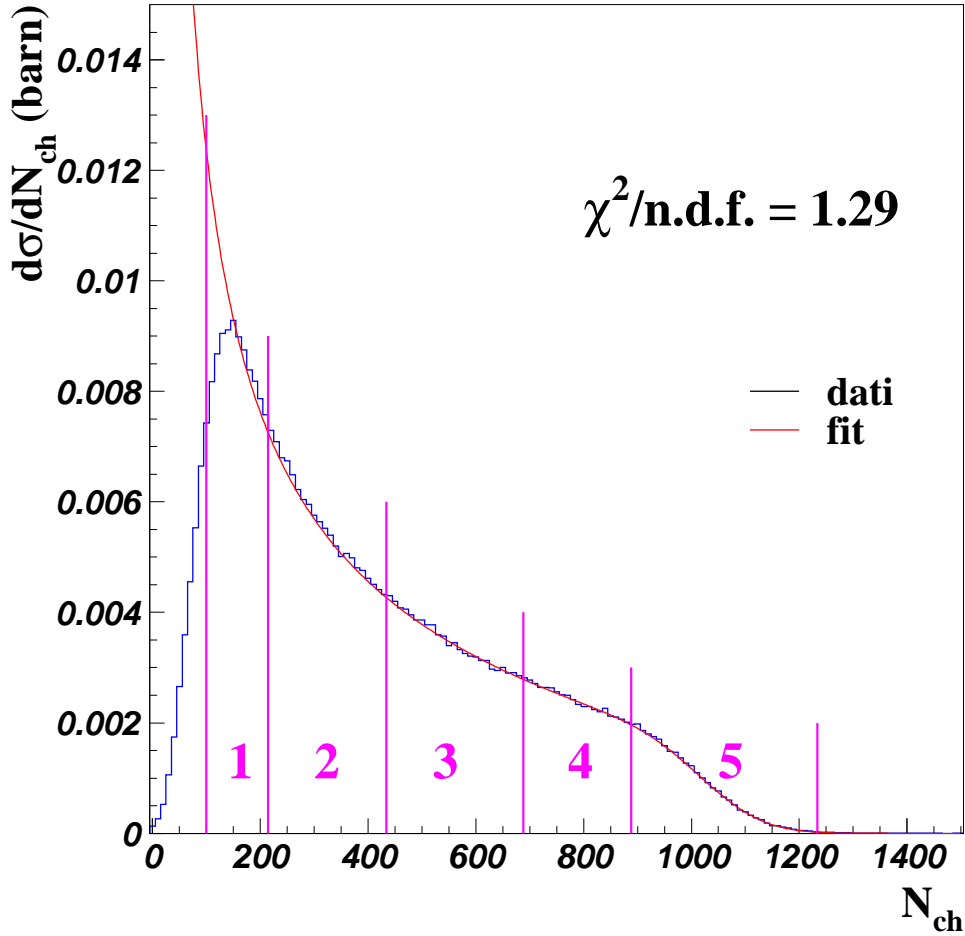


Figura 4.9: *Fit con  $\alpha = 1.07$  nell'intervallo  $190 \leq N_{ch} \leq 1150$ . Sono indicate le 5 classi di centralità.*

la possibilità di introdurre una classe più periferica.

La stima del valor medio del numero di *partecipanti* nella nuova classe è effettuata attraverso la procedura Monte Carlo descritta in 3.2.1; si tiene conto dell'effetto del trigger attribuendo ad ogni evento un *peso*, dato dal rapporto tra la distribuzione di molteplicità sperimentale  $d\sigma_{trigger}/dN_{ch}$  e la curva di fit  $d\sigma_{in}/dN_{ch}$  in corrispondenza del valore di molteplicità  $N_{ch}$  relativo all'evento. L'entità della correzione relativa al trigger è controllata attraverso il calcolo del valor medio del numero di *partecipanti* nella classe 1, con e senza i *pesi*; con il limite inferiore della classe a  $N_{ch} = 100$ , si ha:

peso di un evento con molteplicità $N_{ch}$	$\langle N_W \rangle$ nella classe 1
$\frac{d\sigma_{trigger}}{dN_{ch}}(N_{ch}) / \frac{d\sigma_{in}}{dN_{ch}}(N_{ch}) \leq 1$	68.97
1	67.27

Visto che la variazione è piccola (2.5%), si conclude che l'estrapolazione dell'andamento della sezione d'urto inelastica differenziale alla porzione di classe affetta dal taglio del trigger non può portare grossi errori sistematici nella stima di  $\langle N_W \rangle$ .

La misura della produzione di stranezza nella nuova classe consentirà di esplorare la regione che, nella scala di centralità "numero di *partecipanti*", è intermedia tra il sistema p+Pb e le classi di WA97 per Pb+Pb. Il valor medio del parametro d'impatto nella classe 1 è di circa 10 fm, che corrisponde a collisioni più periferiche di quelle per le quali NA50 osserva la soppressione della  $J/\psi$ . Nel grafico 4.10 è indicata la posizione preliminarmente stimata per la nuova classe.

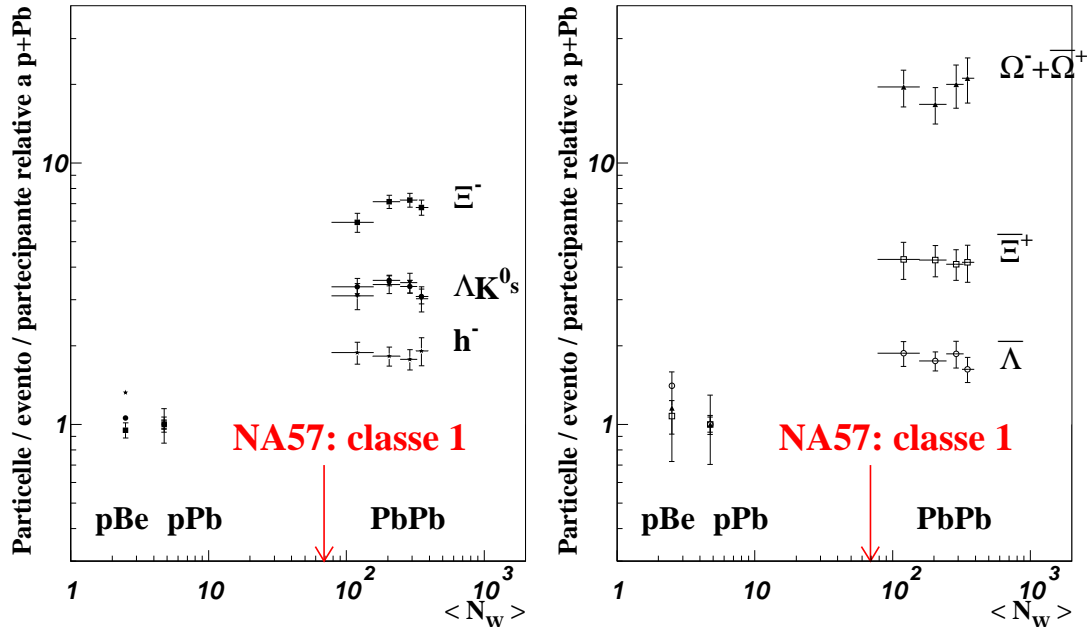


Figura 4.10: Posizione della nuova classe nella scala di centralità data da  $N_W$ .





# Appendice A

## Calcolo della sezione d'urto di trigger

La sezione d'urto di trigger  $\sigma_{trigger}$  è calcolata in base alla definizione sperimentale di sezione d'urto.

Per un fascio di ioni incidenti su un bersaglio, il numero di ioni che interagiscono inelasticamente nell'intervallo tra  $x$  e  $x + dx$  è:

$$dN_{int} = \frac{N(x)}{\lambda_I} dx; \quad (\text{A.1})$$

$\lambda_I$  è la lunghezza di interazione del proiettile nel bersaglio:

$$\lambda_I = \frac{A}{\rho N_A \sigma_{in}}, \quad (\text{A.2})$$

dove  $A$  è il numero di massa dei nuclei del bersaglio,  $\rho$  è la densità del bersaglio,  $N_A$  è il numero di Avogadro e  $\sigma_{in}$  è la sezione d'urto inelastica proiettile-bersaglio. Se vi è un trigger che opera un taglio in centralità, il numero di ioni che interagiscono, dando eventi che superano il trigger, è:

$$dN_{trigger} = \frac{N(x)}{\lambda_{trigger}} dx, \quad (\text{A.3})$$

con

$$\lambda_{trigger} = \frac{A}{\rho N_A \sigma_{trigger}}. \quad (\text{A.4})$$

Se il numero di ioni incidenti è  $N_0$ , il numero  $N(x)$  di ioni presenti nella posizione  $x$  all'interno del bersaglio è:

$$N(x) = N_0 e^{-x/\lambda_I}. \quad (\text{A.5})$$

Se lo spessore del bersaglio è  $L$ , il numero totale di ioni che danno *eventi* si ottiene integrando tra 0 e  $L$  la (A.3), con  $N(x)$  come da (A.5):

$$N_{trigger} = \frac{\lambda_I}{\lambda_{trigger}} \left(1 - e^{-L/\lambda_I}\right). \quad (\text{A.6})$$

Usando le definizioni di  $\lambda_I$  e  $\lambda_{trigger}$ , si ottiene l'espressione per il calcolo della sezione d'urto di trigger:

$$\sigma_{trigger} = \frac{N_{trigger}}{N_0} \frac{\sigma_{in}}{1 - e^{-\rho L \sigma_{in} N_A/A}}. \quad (\text{A.7})$$

Per il bersaglio di piombo usato in WA97 e NA57, che è ben approssimabile con un parallelepipedo, si è misurato:

$$\rho L = \frac{peso}{area} = 0.447282 \text{ g/cm}^2$$

con errore relativo  $\sigma(\rho L)/\rho L = 2.36\%$ .

La sezione d'urto inelastica Pb-Pb è calcolata secondo il modello di Glauber con la formula (3.14) e vale:

$$\sigma_{in} = 7.323 \text{ barn.}$$

I valori di  $N_{trigger}$  e  $N_0$  sono ricavati dagli *end of burst record*. Come lo spettro di moltelicità, anche il rapporto  $N_{trigger}/N_0$  va corretto sottraendo il contributo dovuto all'*empty target*:

$$\frac{N_{trigger}}{N_0} = \left(\frac{N_{trigger}}{N_0}\right)_{totale} - \left(\frac{N_{trigger}}{N_0}\right)_{empty\ target}.$$

L'errore su questa differenza è dominato da quello sul contributo di *empty target*, dato che esso è stimato solo su qualche *run*. Per i *run* di *empty target* utilizzati il rapporto  $N_{trigger}/N_0$  varia da  $2.22 \cdot 10^{-4}$  a  $3.57 \cdot 10^{-4}$ . L'errore è assunto pari alla differenza tra questi due valori estremi:

$$\sigma\left(\frac{N_{trigger}}{N_0}\right) = \sigma\left(\frac{N_{trigger}}{N_0}\right)_{empty\ target} = 1.35 \cdot 10^{-4}.$$

L'errore relativo risulta essere:

$$\frac{\sigma\left(\frac{N_{trigger}}{N_0}\right)}{\frac{N_{trigger}}{N_0}} = 2.54\%.$$

L'errore sulla sezione d'urto di trigger si ricava dalla propagazione quadratica degli errori su  $N_{trigger}/N_0$  e su  $\rho L$ :

$$\frac{\sigma(\sigma_{trigger})}{\sigma_{trigger}} \simeq \sqrt{\left(\frac{\sigma\left(\frac{N_{trigger}}{N_0}\right)}{\frac{N_{trigger}}{N_0}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\rho L)}{\rho L}\right)^2} = 3.47\%.$$



# Bibliografia

- [1] H.R. Schmidt and J. Schukraft. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 19, 1705-1795, 1993.
- [2] C. Alcock. *The Astrophysics and Cosmology of Quark-Gluon Plasma*, in *Quark-Gluon Plasma*. Springer-Verlag, 1990.
- [3] C.Y. Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, Singapore, 1994.
- [4] W.E. Burcham and M. Jobes. *Nuclear and Particle Physics*, pag. 525. Addison Wesley Longman, England, 1995.
- [5] W. Greiner et al. *Thermodynamics and statistical mechanics*. Springer-Verlag, New York, 1995.
- [6] H. Satz. *Colour deconfinement in hot and dense matter*. Preprint CERN-TH/96-172, 1996.
- [7] T. Matsui and H. Satz. *Phys. Lett., B*, 78:150, 1978.
- [8] M. C. Abreu et al. *Phys. Lett., B*, 410:327, 1997.
- [9] P. Koch et al. *Phys. Rep.*, 142:167, 1986.
- [10] J. Rafelski and B. Müller. *Phys. Rev. Lett.* 48, 1066, 1982.
- [11] K.S. Lee, M. Rhoades-Brown and U. Heinz. *Phys. Rev. C* 37, 1452, 1988.
- [12] L.D. Landau. *Izv. Akad. Nauk SSSR*, 17:51, 1953.
- [13] J.D. Björken. *Phys. Rev.*, D,27(1):40, 1983.

- [14] T. Alber et al. (NA49 Coll.) *Phys. Rev. Lett.* 75, 3814, 1995.
- [15] F. Antinori et al. *Nucl. Phys.*, A590, 139c, 1995.
- [16] E. Andersen et al. *Phys. Lett.*, B 433, 209, 1998.
- [17] R. Lietava et al. (WA97 Collaboration). *J. Phys. G:Nucl.Part.Phys.*, 25:181, 1999.
- [18] R. Caliandro et al. (WA97 Colaboration). *J. Phys. G:Nucl.Part.Phys.*, 25:171, 1999.
- [19] A. Bialas, M. Bleszyński, W. Czyż. *Nucl. Phys., B*, 111:461, 1976.
- [20] J. Bächler et al. *Z. Phys., C*, 51:157, 1991.
- [21] J.R. Florian et al. *Phys. Rev.* D13:558, 1976.
- [22] D. Kharzeev, C. Lourenco, M. Nardi and H. Satz. *Z. Phys., C*, 74:307, 1997.
- [23] *Phys. Rev. D*, pag. 193, Vol. 54, No.1, 1 July 1996.
- [24] F. Antinori et al. (WA97 and NA57 Coll.) *Nuc. Phys.*, A 661 357c:361c, 1999.
- [25] M.C. Abreu et al. (NA51 Coll.) *Phys. Lett.*, B 438, 35, 1998.  
M.C. Abreu et al. (NA38 Coll.) *Phys. Lett.*, B 444, 516, 1998.
- [26] NA50 Coll. *Preprint* CERN-EP/99-13, 1999.
- [27] S. Kabana et al. (NA52 Coll.) *Nuc. Phys.*, A 661 370c:373c, 1999.
- [28] G.E. Cooper et al. (NA49 Coll.) *Nuc. Phys.*, A 661 362c:365c, 1999.
- [29] M. Nardi, Università di Bielefeld. Comunicazione privata.
- [30] T. Alber et al. *Z. Phys.*, C46, 195, 1994.
- [31] H. de Vries et al. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 36, 495-536, 1987.
- [32] *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 59, No.2, 1995.

- [33] M. Sené. Comunicazione privata.
- [34] H. Bialkowska e W. Retyk (NA49 Coll.). Comunicazione privata.
- [35] T. Peitzmann et al. (WA98 Coll.) *Nuc. Phys.*, A 661 191c:197c, 1999.
- [36] F. Antinori et al. (WA97 and NA57 Coll.) in stampa su *European Journal of Physics*.





# Ringraziamenti

Sono estremamente grato a Nicola Carrer per tutto quello che mi ha insegnato in questi mesi, per il tempo che mi ha dedicato e per le utilissime discussioni.

Devo molto al professor Maurizio Morando, in particolare per la fiducia dimostrata nell'assegnarmi questo coinvolgente lavoro di tesi e nell'invitarmi a presentare i risultati del mio lavoro alla collaborazione dell'esperimento WA97/NA57.

Ringrazio il professor Emanuele Quercigh, mio tutore durante il periodo trascorso al CERN come *summer student*, e Federico Antinori, sempre prodighi di consigli utilissimi al progresso del mio lavoro.

Sono grato a Marzia Nardi per le indicazioni e i suggerimenti che mi ha fornito e a Helena Bialkowska della collaborazione dell'esperimento NA49 per la sua disponibilità. Il mio riconoscimento va inoltre a: Ken Knudson del CERN, Rosario Turrisi, Gianfranco Segato, Francesca Soramel e tutto il gruppo NA57/ALICE Padova, Luca Stanco e Giovanni Busetto.

Ringrazio e saluto tutti i miei amici di Padova e dintorni, tutti i “compagni di scuola” che ho avuto negli ultimi vent'anni.

I say hello to my friends all around Italy (the Family) and Europe (the Trenaki) and thank them for the wonderful summer spent at CERN together : )

Questa tesi è dedicata ai miei genitori.