

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Dottorato in Fisica



TESI DI DOTTORATO

**Produzione di particelle strane in
interazioni piombo–piombo e
protone–piombo a 160 GeV/c per
nucleone**

Rocco Caliandro

Undicesimo ciclo

Ringraziamenti

Desidero innanzitutto ringraziare il prof. B. Ghidini per la fiducia concessami e per l'attenzione prestata al mio operato.

Ringrazio inoltre la dott.ssa R.A. Fini per la sua pazienza e per le utilissime discussioni avute con lei riguardo il mio lavoro.

Ringrazio tutto il Gruppo degli ioni pesanti di Bari, per avermi permesso di lavorare in un clima stimolante, circondato di amicizia e considerazione, e l'intera Collaborazione WA97, per aver consentito e sostenuto la mia crescita professionale.

Un saluto particolare va a R. Loconsole, insostituibile *system manager* e vera anima del Gruppo ed a tutti i miei colleghi di dottorato, per aver condiviso con me il travagliato percorso di questi ultimi tre anni.

“Fatti non foste a viver come bruti,
ma per seguir virtute e canoscenza.”

Dante, Inferno XXVI, 119-120

Indice

Introduzione	5
1 Il plasma di Quarks e Gluoni e le collisioni nucleari ultrarelativistiche	9
1.1 Introduzione	9
1.2 Principali caratteristiche della cromodinamica quantistica	11
1.3 La transizione di fase di QCD	14
1.4 Il plasma di quarks e gluoni	19
1.5 Collisioni nucleari ultrarelativistiche	22
1.5.1 Dinamica delle collisioni tra nuclei pesanti	25
1.5.2 Modelli di collisione	27
1.5.3 Evoluzione spazio-temporale	30
1.6 Rivelazione del QGP	31
1.6.1 Esperimenti sugli ioni pesanti ultrarelativistici	33
1.6.2 Osservabili globali	34
1.6.3 Segnali elettromagnetici	42
1.6.4 Produzione della J/Ψ	47
1.6.5 Fenomeni nuovi	51
1.7 La produzione di stranezza come possibile segnale di QGP	52
2 L'esperimento WA97	59

2.1	Introduzione	59
2.2	Il fascio	61
2.3	Il bersaglio	62
2.4	L'apparato sperimentale	64
2.4.1	Il magnete	65
2.4.2	Gli scintillatori a petali	67
2.4.3	I rivelatori di molteplicità	68
2.4.4	Il telescopio	70
2.4.5	Le camere a pad	75
2.5	Selezione degli eventi	75
2.5.1	Condizioni di trigger in eventi p-Pb	75
2.5.2	Condizioni di trigger in eventi Pb-Pb	79
2.6	Il campione di dati	80
3	Ricostruzione e selezione delle particelle strane	83
3.1	Introduzione	83
3.2	Ricostruzione delle V^0	85
3.3	Selezione delle V^0	88
3.3.1	Selezioni generali	89
3.3.2	Identificazione di K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$	94
3.3.3	Fit degli spettri di massa	97
3.3.4	Analisi dei tagli	99
3.4	Ricostruzione e selezione di Ξ e Ω	102
3.5	Selezione delle particelle strane in interazioni Pb-Pb	106
4	Analisi dei dati	111
4.1	Introduzione	111
4.2	Caratteristiche dei segnali fisici	112

4.2.1	Segnali aggiuntivi	115
4.3	Correzione per accettanza ed efficienza	116
4.4	Calcolo della produzione di particelle strane	122
4.4.1	Errori sistematici nella determinazione del numero di Λ . . .	125
4.5	Distribuzioni di massa trasversa	127
4.6	Estrapolazione della produzione di particelle strane	132
4.6.1	Calcolo degli errori sistematici di estrapolazione	134
5	Risultati sperimentali e discussione	139
5.1	Introduzione	139
5.2	Temperature apparenti	140
5.3	Rapporti di produzione	150
5.4	Produzione di stranezza in funzione della centralità	159
6	Confronto con modelli di produzione adronica	167
6.1	Introduzione	167
6.2	I modelli VENUS e RQMD	169
6.3	Confronto con i risultati sperimentali	176
6.3.1	Confronto per le interazioni p-Pb	180
6.3.2	Confronto per le interazioni Pb-Pb	186
6.3.3	Confronto dell'incremento di stranezza	189
6.3.4	Confronto della produzione di stranezza in funzione della centralità	190
6.4	Discussione	195
	Conclusioni	199
A	Geometria del decadimento delle V^0	203
B	Produzione di pioni e protoni in interazioni p-W e S-W a 200 GeV/c per nucleone	203

Introduzione

La fisica degli ioni pesanti ad alta energia studia la materia adronica in condizioni di elevata densità di energia. La teoria più accreditata per la descrizione delle interazioni forti, la *CromoDinamica Quantistica* (QCD), prevede che, in condizioni estreme, la materia nucleare possa subire una trasformazione di fase verso lo stato di *Plasma di Quarks e Gluoni* (QGP). Nel QGP i quarks ed i gluoni non appaiono più confinati all'interno degli adroni costituenti il nucleo, ma sono liberi di muoversi entro il volume del plasma.

Si ritiene che l'intero universo fosse costituito da plasma di quarks e gluoni pochi istanti dopo il *Big Bang* primordiale. In seguito alla successiva espansione, dopo circa 10^{-5} sec dal *Big Bang*, il plasma si sarebbe adronizzato in materia nucleare, seguendo una trasformazione di fase inversa a quella suddetta. Nell'universo attuale lo stato di QGP potrebbe risiedere all'interno delle stelle di neutroni. Lo stato di QGP fornisce, inoltre, la possibilità di esplorare le interazioni a lunga distanza tra quarks e gluoni, con particolare riferimento ai meccanismi di confinamento e rottura di simmetria chirale. Questi fenomeni, sebbene appartengano alla scala naturale della QCD, risultano ancora di difficile comprensione, in quanto cadono nel dominio non perturbativo della teoria.

L'estremo interesse suscitato da questa nuova linea di ricerca si è concretizzato, a partire dalla metà degli anni '80, nella progettazione e realizzazione di esperimenti di interazione tra ioni pesanti agli acceleratori AGS (*Alternate Gra-*

dient Synchrotron) di Brookhaven (USA) e SPS (*Super Proton Synchrotron*) del CERN (Ginevra). Infatti, le condizioni per la formazione dello stato di plasma potrebbero essere raggiunte nella regione centrale del sistema interagente creatosi in seguito alla collisione tra due nuclei pesanti ad alta energia. La sopravvivenza del plasma sarebbe comunque limitata ai primi istanti successivi alla collisione ($\sim 10^{-22}$ sec). La sua rivelazione sarebbe, quindi, possibile in maniera indiretta, attraverso le particelle prodotte nello stato finale e cercando segnali caratteristici dell'avvenuta transizione di fase, capaci di sopravvivere alla transizione stessa ed alla successiva evoluzione del sistema collidente.

L'esperimento WA97, inserito in questa linea di ricerca, studia le collisioni su bersaglio fisso di nuclei di piombo accelerati fino a 160 GeV/c per nucleone nell'SPS del CERN e misura, come segnale di QGP, la produzione di stranezza. È stato infatti ipotizzato che una delle conseguenze della transizione di fase di QCD sia l'aumento della produzione di particelle strane e, in particolare, di barioni ed antibarioni multi-strani rispetto alle normali interazioni adroniche.

Il lavoro descritto in questa tesi riguarda l'analisi dei dati raccolti a partire dal 1995 dall'esperimento WA97, relativi a collisioni piombo-piombo e a collisioni protone-piombo a 160 GeV/c per nucleone.

Nel primo capitolo verrà presentata una introduzione alla fisica del QGP e delle interazioni nucleari di altissima energia. Verranno inoltre esaminati i diversi segnali finora proposti quali indicatori della fase di plasma ed i principali risultati sperimentali finora osservati.

L'esperimento WA97 sarà descritto nel secondo capitolo, soffermandosi in maniera particolare sull'apparato sperimentale impiegato.

Seguirà, nel terzo capitolo, la descrizione delle procedure usate per identificare le particelle strane studiate, isolandole dalla moltitudine di particelle prodotte in seguito alle collisioni piombo-piombo e protone-piombo.

Nel quarto capitolo verranno affrontati i problemi relativi all'analisi del segnale ottenuto, quali le correzioni per l'accettanza geometrica e per l'efficienza dei programmi di ricostruzione, nonché la procedura di estrapolazione dei risultati ottenuti.

I risultati sperimentali, riguardanti le distribuzioni di massa trasversa, i rapporti di produzione e la produzione di particelle strane in funzione della centralità, saranno presentati nel quinto capitolo e confrontati con i dati esistenti in letteratura.

Nel sesto capitolo l'interpretazione dei risultati sarà affrontata mediante il loro confronto con le previsioni di due dei più accreditati modelli di produzione adronica: VENUS ed RQMD.

Capitolo 1

Il plasma di Quarks e Gluoni e le collisioni nucleari ultrarelativistiche

1.1 Introduzione

L'evoluzione scientifica nel campo della fisica delle particelle è tradizionalmente avvenuta lungo l'asse dell'energia: la possibilità di accelerare particelle ad energie sempre maggiori ha permesso di raggiungere di volta in volta le soglie per la creazione di nuove particelle e per l'innescare di nuovi fenomeni. Solo recentemente, con la possibilità di accelerare ioni ad energie ultrarelativistiche ($E \gg m$) agli acceleratori di Brookhaven e del CERN, l'evoluzione scientifica ha potuto seguire un altro asse: quello delle dimensioni del sistema interagente. Lungo quest'asse, la possibilità di osservare nuovi fenomeni è legata alla creazione di sistemi contenenti un gran numero di costituenti elementari che interagiscono in maniera collettiva. Si passa così dalla fisica delle particelle alla fisica dei sistemi di particelle, il cui oggetto di studio è la materia nucleare nelle sue differenti fasi.

Questo nuovo approccio allo studio delle proprietà della materia si avvale di metodi e concetti propri sia della fisica delle particelle (tradizionalmente denominata “fisica delle alte energie”) che di quella nucleare. Mentre la prima porta alla descrizione delle interazioni tra oggetti elementari (adroni o quarks) derivandone le caratteristiche da principi primi (teorie di gauge), la seconda studia sistemi estesi aventi caratteristiche globali, descrivibili mediante modelli fenomenologici a base statistica. L’aspetto microscopico-elementare della fisica delle particelle e quello macroscopico-fenomenologico della fisica nucleare hanno portato ad affrontare lo studio delle collisioni tra ioni pesanti secondo la “termodinamica di QCD”, in cui stati complessi costituiti da molte particelle elementari interagenti fortemente sono descritti in termini di poche variabili macroscopiche. Le ipotesi necessarie per questo tipo di approccio sono che il sistema formatosi in seguito alla collisione tra nuclei sia esteso, cioè le sue dimensioni siano molto maggiori della tipica scala delle interazioni forti ($\gg 1 \text{ fm}$) ed in equilibrio termico, cioè la sua vita media ecceda i tipici tempi di rilassamento ($\gg 1 \text{ fm}/c$). In altri termini, è necessario che il sistema sia formato da un gran numero di particelle e che le loro interazioni siano sufficientemente intense da raggiungere l’equilibrio termico entro il tempo di vita del sistema stesso.

Nel seguito del capitolo si vedrà come la termodinamica di QCD porti a prevedere una transizione di fase della materia nucleare in corrispondenza di una temperatura critica $T_c = 150 \div 200 \text{ MeV}$ o di una densità barionica di $0.5 \div 1.5 \text{ nucleoni}/\text{fm}^3$. Saranno inoltre descritte le proprietà della nuova fase, detta Plasma di Quarks e Gluoni (QGP), e la possibilità di produrla mediante collisioni nucleari di altissima energia.

Seguirà una rassegna dei diversi segnali proposti come conferma sperimentale di un’avvenuta transizione di fase, con particolare riferimento al segnale di produzione di stranezza, e saranno esposti alcuni dei risultati più promettenti

ottenuti dagli esperimenti coinvolti in questa linea di ricerca.

1.2 Principali caratteristiche della cromodinamica quantistica

La prima completa teoria in grado di spiegare le principali caratteristiche dello spettro barionico in termini di quarks costituenti fu il “modello simmetrico a quark”, nel quale i barioni erano considerati come stati legati di quarks completamente simmetrici rispetto alle variabili di spin, flavour e spazio, secondo un gruppo di simmetria $SU(6) \otimes O(3)$ [Gre64]. L’antisimmetria totale della funzione d’onda descrivente tali stati, necessaria affinché i quarks rispettino la statistica di Fermi-Dirac, era garantita dall’introduzione del numero quantico interno di “colore”. I quarks erano così considerati triplette di colore e si combinavano negli adroni in modo da formare singoletti di colore, dato che il colore non è una proprietà osservata.

In seguito il colore fu interpretato come la carica forte responsabile delle interazioni tra quarks e si postulò l’invarianza di tali interazioni rispetto a rotazioni locali nello spazio di colore. Si sviluppò così la teoria quanto-meccanica delle interazioni tra quarks, chiamata CromoDinamica Quantistica (QCD), basata sul principio della invarianza di gauge per trasformazioni appartenenti al gruppo di simmetria $SU(3)$ nello spazio del colore. La richiesta di invarianza di gauge impose la presenza di 8 bosoni vettori di massa nulla, detti gluoni, che corrispondevano ai generatori del gruppo di simmetria e venivano interpretati come mediatori dell’interazione di colore tra i quarks.

Tale teoria fu sviluppata in analogia con la già affermata elettrodinamica quantistica (QED) che fa uso del gruppo di simmetria $U(1)$, e quindi di un solo bosone vettore: il fotone. La principale differenza tra le due teorie risiede nel

carattere non abeliano della QCD e nella conseguente presenza di un termine di auto-interazione tra i campi gluonici all'interno del suo lagrangiano. In altri termini, i gluoni, a differenza del fotone che non è carico elettricamente, possiedono una carica di colore, per cui possono interagire tra loro, oltre che con i quarks. La possibilità dell'accoppiamento tra gluoni si manifesta in un diverso andamento della costante di accoppiamento effettiva di QCD rispetto a quello caratteristico della QED, come mostrato in fig. 1.1.

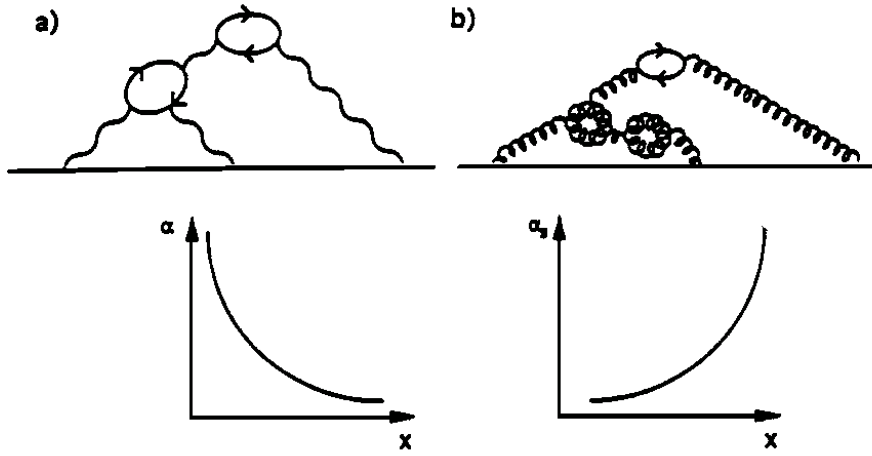


Figura 1.1: *Differente andamento della costante di accoppiamento effettiva in QED (a) e in QCD (b).*

Una carica elettrica posta nel vuoto di QED emette e riassorbe continuamente fotoni virtuali, i quali possono produrre temporaneamente coppie e^+e^- che hanno l'effetto di schermare la carica originariamente presente. L'effetto di schermaggio, simile al fenomeno di polarizzazione del vuoto, si manifesta in una decrescita della costante di accoppiamento di QED al crescere della distanza dalla carica originaria o, equivalentemente, al decrescere del momento trasferito nelle intera-

zioni. In maniera analoga, un quark posto nel vuoto di QCD emette e riassorbe continuamente gluoni i quali, però, possono produrre temporaneamente sia coppie $q\bar{q}$ che coppie gg , in virtù della loro auto-interazione. Poichè la probabilità di occorrenza di vertici gluonici è maggiore di quelli tra quarks, il contributo dominante delle coppie gg produrrà una distribuzione, nello spazio circostante, della carica di colore originariamente posseduta dal quark, secondo un effetto di anti-schermaggio. La costante di accoppiamento di QCD (α_s) mostra quindi una crescita all'aumentare della distanza dalla carica di colore originaria o, equivalentemente, al diminuire del momento trasferito. L'espressione di α_s in funzione del momento trasferito q , ottenuta in seguito alla procedura di rinormalizzazione e calcolata al primo ordine nello sviluppo perturbativo, risulta [Cheng]:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f)\ln(\frac{q^2}{\Lambda^2})} \quad (1.1)$$

dove n_f indica il numero di flavours e Λ è il parametro di scala di QCD, dell'ordine dei decimi di GeV. Pertanto, purchè n_f non superi 16, la costante di accoppiamento decresce al crescere di q^2 , secondo la proprietà nota come “libertà asintotica”. L'evidenza sperimentale di tale proprietà è stata ottenuta attraverso esperimenti di urti altamente inelastici leptone-nucleone, nei quali la misura del momento del leptone prima e dopo la collisione permette di sondare la distribuzione in momento dei quarks costituenti i nucleoni. Si è così verificato che per grandi momenti trasferiti, i quarks all'interno degli adroni possono essere considerati pressochè liberi.

Al contrario, per piccoli momenti trasferiti ($q \sim \Lambda$), corrispondenti a distanze superiori ad 1 fm , la costante di accoppiamento diventa molto grande ed il calcolo perturbativo, basato sull'espansione in serie di potenze della costante di accoppiamento, non è più applicabile. Questo comportamento viene interpretato con la proprietà del “confinamento” dei quarks e gluoni all'interno degli adroni,

dato che l'energia necessaria per separare due cariche di colore tende all'infinito a grandi distanze. Sperimentalmente non sono mai stati osservati quarks liberi, nè creati in seguito ad interazioni di alta energia innescate da acceleratori o da raggi cosmici, nè già esistenti in natura.

1.3 La transizione di fase di QCD

Nel paragrafo precedente si è visto che i quarks ed i gluoni appaiono confinati all'interno degli adroni. Se si considera ora un sistema esteso costituito di materia nucleare, ossia di nucleoni a loro volta contenenti quarks e gluoni, ci si può chiedere se tale sistema possa subire un cambiamento della propria fase in seguito a specifiche variazioni dell'ambiente circostante.

Per la materia ordinaria il fenomeno della transizione di fase è frequente ed è studiato mediante un approccio statistico-termodinamico. Nel caso specifico di materia nucleare, l'approccio statistico deve essere formulato all'interno della teoria che descrive le interazioni tra i suoi costituenti, vale a dire la cromodinamica quantistica. Sfortunatamente lo studio della transizione di fase riguarda le interazioni tra quarks e gluoni a grande distanza, per cui cade nel regime non perturbativo della QCD, lì dove si manifesta il fenomeno del confinamento.

Una trattazione non perturbativa della QCD statistica è possibile mediante la formulazione di una teoria di gauge su un reticolo rappresentante le coordinate spazio-temporali [Wil74]. La discretizzazione dello spazio-tempo permette di eliminare le divergenze che nascono nella QCD in seguito all'integrazione dei diagrammi di Feynman nella variabile momento (divergenze ultraviolette). In regime perturbativo tali divergenze sono eliminate mediante la procedura di normalizzazione, mentre nella QCD su reticolo il limite inferiore alla distanza tra i punti dello spazio-tempo limita superiormente la variabile momento, rendendo

finiti gli integrali. D'altro canto, la formulazione su reticolo consente di scrivere la funzione di partizione della meccanica statistica nella forma di integrale di cammino, rendendo così possibile l'utilizzo di metodi Monte Carlo nel calcolo delle variabili termodinamiche del sistema. In concreto, le limitazioni nella velocità e memoria dei computers impongono dei limiti alle dimensioni ed alla spaziatura del reticolo, per cui è necessario ripetere i calcoli per reticoli sempre più fitti finchè la relazione tra la costante di accoppiamento α_s ed i differenti passi dei reticoli risulta in accordo con quanto previsto dalla QCD perturbativa (c.f.r. eq. 1.1) [Won94].

Le transizioni di fase vengono generalmente esaminate per mezzo di “parametri d'ordine”, vale a dire di variabili termodinamiche che sono nulle in una fase del sistema e diverse da zero nell'altra. Nello studio della transizione di fase di QCD è utile usare, come parametro d'ordine, il valore di aspettazione dell'operatore di linea di Wilson $\langle L \rangle$ [Sat84]. Il valore di aspettazione è legato all'energia libera F indotta dalla presenza di un quark statico posto entro un bagno termico gluonico a temperatura T ($\langle L \rangle \sim e^{-F/T}$). In presenza di confinamento, la carica di colore del quark non può essere schermata, per cui la sua energia libera è infinita e $\langle L \rangle = 0$. Nella fase deconfinata, d'altra parte, il quark interagisce in maniera finita col mezzo gluonico, la sua energia libera risulta finita e $\langle L \rangle$ diventa diverso da zero [Kog83]. In fig. 1.2 è mostrato l'andamento del parametro d'ordine $\langle L \rangle$ in funzione della temperature T risultante da un calcolo di QCD su reticolo.

A bassa temperatura, il valore nullo del parametro indica che i quarks si trovano nella usuale fase confinata. Tuttavia, in corrispondenza di un valore critico di temperatura T_c (stimato pari a $\sim 150 \text{ MeV}$), il parametro subisce una repentina crescita ed il sistema si porta in una fase deconfinata, non prevista dalla QCD perturbativa.

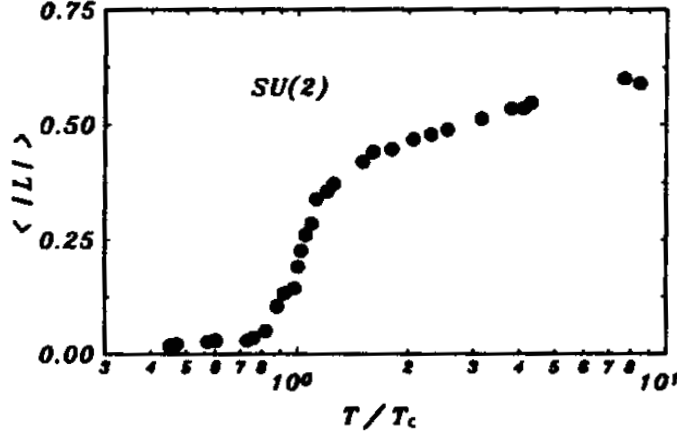


Figura 1.2: Andamento del parametro d'ordine $\langle L \rangle$ in funzione della temperatura T/T_c [Sat84].

Un secondo parametro d'ordine utile per studiare i cambiamenti nelle proprietà fisiche del vuoto di QCD è il valore di aspettazione $\langle \bar{q}q \rangle$, dove q è il campo dei quarks e \bar{q} quello degli antiquarks. Un valore nullo di tale parametro indica una esatta simmetria chirale della teoria, mentre un valore non nullo è legato alla rottura spontanea di tale simmetria nello stato di vuoto di QCD. Poichè nel lagrangiano di QCD la simmetria chirale è rotta dal termine di massa dei quarks, del tipo

$$L_{Massa}(n_f = 3) = -(m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d + m_s \bar{s}s)$$

il parametro $\langle \bar{q}q \rangle$ fornisce anche una misura della massa effettiva dei quarks. Simulazioni di QCD su reticolo indicano una rapida decrescita del parametro d'ordine $\langle \bar{q}q \rangle$ in corrispondenza della temperatura critica T_c (valutata intorno a $150 \div 200 \text{ MeV}$), come mostrato in fig. 1.3.

Per temperature inferiori a quella critica, il parametro d'ordine risulta diver-

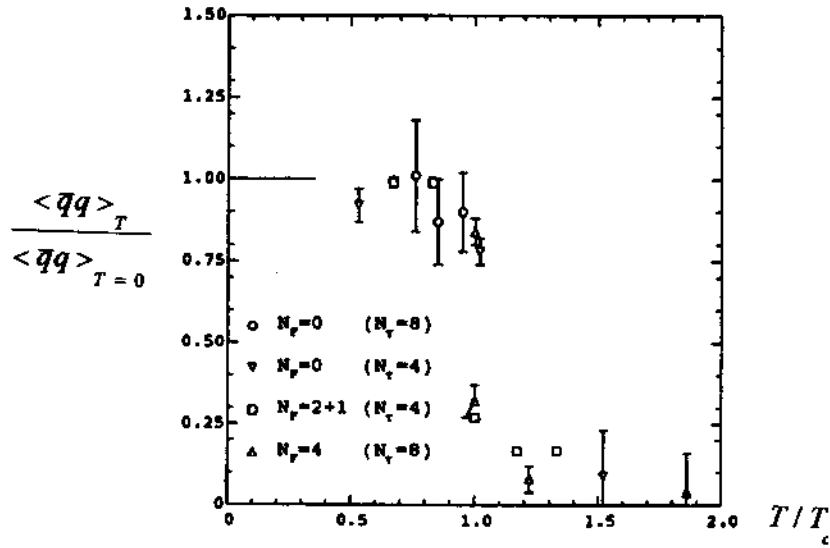


Figura 1.3: Andamento del parametro d'ordine $\langle \bar{q}q \rangle$ in funzione della temperatura T/T_c , per reticoli di diverse dimensioni [Wei96].

so da zero, i quarks possiedono una massa costituente effettiva ($m_u \sim m_d \sim 300 \text{ MeV}$, $m_s \sim 500 \text{ MeV}$) a causa delle interazioni tra di loro e col vuoto fisico circostante e la simmetria chirale è parzialmente rotta; per temperature superiori a quella critica il parametro d'ordine diventa quasi nullo, le masse dei quarks risultano ridotte ($m_u \sim m_d \sim 5 \text{ MeV}$, $m_s \sim 150 \text{ MeV}$), essendo trascurabili le interazioni col nuovo vuoto perturbativo di QCD, e la simmetria chirale è parzialmente ristabilita.

Pur non essendoci alcuna ragione fondamentale che giustifichi la coincidenza tra la transizione che porta al deconfinamento e quella che produce un ripristino della simmetria chirale, i due fenomeni risultano coincidere nelle simulazioni della QCD su reticolo.

Riassumendo, la nuova fase della materia nucleare, quale risulta dall'analisi delle variabili termodinamiche calcolate nell'ambito della QCD statistica, è costi-

tuita da quarks e gluoni deconfinati ed asintoticamente liberi. Le loro interazioni hanno una intensità ridotta e ciò produce un ripristino della simmetria chirale, con conseguente riduzione delle masse dei quarks. Questo stato di plasma di quarks e gluoni (QGP) si forma in corrispondenza di una temperatura critica compresa tra 150 e 200 MeV e di una densità di energia di $2 \div 3 \text{ GeV}/fm^3$.

L'ordine della transizione di fase dipende, così come il valore della temperatura critica, dal numero di *flavours* e dalle masse dei quarks usate nelle simulazioni. La transizione risulta del primo ordine se i calcoli sono effettuati con masse dei quarks infinite (limite di pura gauge) o nulle (limite chirale). L'uso di masse realistiche dei quarks ($m_u \sim m_d \sim 5 \text{ MeV}$, $m_s \sim 150 \text{ MeV}$) comporta una transizione del secondo ordine, come indicato dal cerchio tratteggiato in fig. 1.4. Tuttavia questo risultato necessita di una conferma ottenibile utilizzando reticoli di dimensioni maggiori.

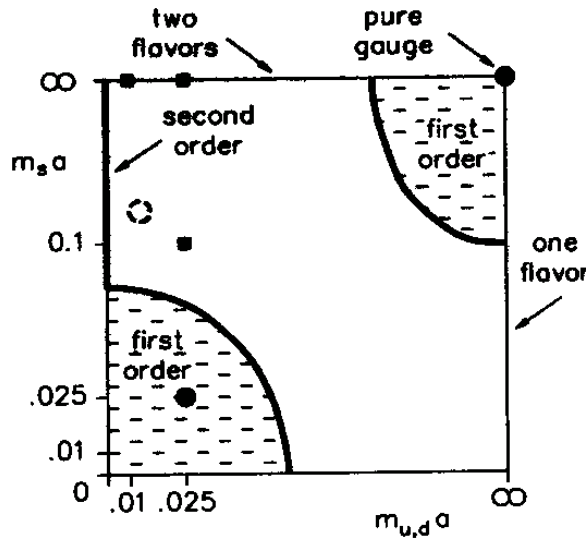


Figura 1.4: Le regioni della transizione di fase in funzione della massa dei quarks (a è il passo del reticolo usato) [Bro74].

1.4 Il plasma di quarks e gluoni

L'analisi di sistemi estesi di materia nucleare può essere condotta, oltre che per mezzo della QCD statistica, anche utilizzando modelli fenomenologici che, partendo da un certo numero di assunzioni fisiche semplificatrici, riescono a fare previsioni sulle diverse variabili termodinamiche, evitando laboriosi calcoli numerici. In questo paragrafo si farà uso del “modello a *bag*” del M.I.T. [Cho74] per ricavare un'equazione di stato approssimata del QGP.

Nel modello a *bag*, gli adroni sono considerati come “sacche” di falso vuoto, in cui quarks di massa nulla e gluoni si propagano liberamente. L'effetto non perturbativo del confinamento è rappresentato fenomenologicamente dalla presenza di una pressione esterna B che bilancia la pressione interna dovuta all'energia cinetica dei quarks. La pressione B può essere interpretata come la densità di energia necessaria per modificare la struttura del vuoto reale di QCD all'interno della sacca, dando origine ad una regione di vuoto perturbativo. La spettroscopia adronica fornisce per $B^{1/4}$ valori compresi tra $145 \text{ MeV}/fm^3$ [Hax80] e $235 \text{ MeV}/fm^3$ [Has81].

All'interno del modello è possibile prevedere l'esistenza di uno stato di plasma di quarks e gluoni liberi e deconfinati all'interno di una sacca estesa di falso vuoto. Le equazioni che regolano tale stato, caratterizzato dalla temperatura T e dal potenziale chimico dei quarks μ^1 , sono:

$$\epsilon = \epsilon_g(T, \mu) + \epsilon_q(T, \mu) + \epsilon_{\bar{q}}(T, \mu) + B \quad (1.2)$$

$$P = P_g(T, \mu) + P_q(T, \mu) + P_{\bar{q}}(T, \mu) - B \quad (1.3)$$

¹Il potenziale chimico μ indica l'energia minima necessaria per aggiungere un quark al sistema per $T = 0$. Gli antiquarks hanno potenziale chimico opposto a quello dei quarks. In generale il valore del potenziale chimico è differente al variare del *flavour* del quark considerato.

dove ϵ e P sono, rispettivamente, la densità di energia e la pressione dello stato di plasma, g, q e \bar{q} indicano, rispettivamente, i contributi dovuti al moto dei gluoni, dei quarks e degli antiquarks e B indica la densità di energia e la pressione dello stato di falso vuoto. Il suo segno negativo nell'equazione (1.3) è interpretabile come instabilità dello stato di vuoto nella sacca, la quale collassa se non è sostenuta dalla pressione dei costituenti del plasma che la occupano. Un limite inferiore alla stabilità dello stato di plasma è dunque ottenibile ponendo $P = 0$ nella eq. (1.3), per cui i valori critici di temperatura e potenziale chimico in corrispondenza dei quali ha luogo la transizione di fase si possono ottenere dall'equazione

$$P_g(T_c, \mu_c) + P_q(T_c, \mu_c) + P_{\bar{q}}(T_c, \mu_c) = B \quad (1.4)$$

Nell'ipotesi che le interazioni tra i costituenti del plasma e le loro masse siano trascurabili, le rispettive densità di energia risultano:

$$\epsilon_g = n_g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \cdot p \cdot \left(\frac{1}{e^{p/T} - 1} \right) = n_g \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_q + \epsilon_{\bar{q}} &= n_q \sum_f \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \cdot p \cdot \left(\frac{1}{e^{(p-\mu_f)/T} + 1} + \frac{1}{e^{(p+\mu_f)/T} + 1} \right) \\ &= n_q \sum_f \left(\frac{7\pi^2}{120} T^4 + \frac{1}{4} \mu_f^2 T^2 + \frac{1}{8\pi^2} \mu_f^4 \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

dove n_g ed n_q indicano rispettivamente il numero di gradi di libertà di colore e *spin* associati ai gluoni ed ai quarks: $n_g = 8 \cdot 2$ e $n_q = 3 \cdot 2$. La sommatoria è invece eseguita sul numero di *flavours* la cui massa può essere trascurata rispetto alla stato termico del plasma. L'equazione di stato (1.2) diventa:

$$\epsilon = \frac{8}{15} \pi^2 T^4 + 3 \sum_f \left(\frac{7}{60} \pi^2 T^4 + \frac{1}{2} \mu_f^2 T^2 + \frac{1}{4\pi^2} \mu_f^4 \right) + B \quad (1.7)$$

e, considerando che per particelle a massa nulla risulta $P = \epsilon/3$, la relazione di stabilità (1.4) si scrive:

$$\frac{8}{45}\pi^2 T^4 + \sum_f \left(\frac{7}{60}\pi^2 T^4 + \frac{1}{2}\mu_f^2 T^2 + \frac{1}{4\pi^2}\mu_f^4 \right) = B \quad (1.8)$$

In fig. 1.5 è mostrata la linea di stabilità (1.8) nel piano (μ, T) ottenuta per $B^{1/4} = 145 \text{ MeV}/fm^3$ e considerando due *flavours* (u e d).

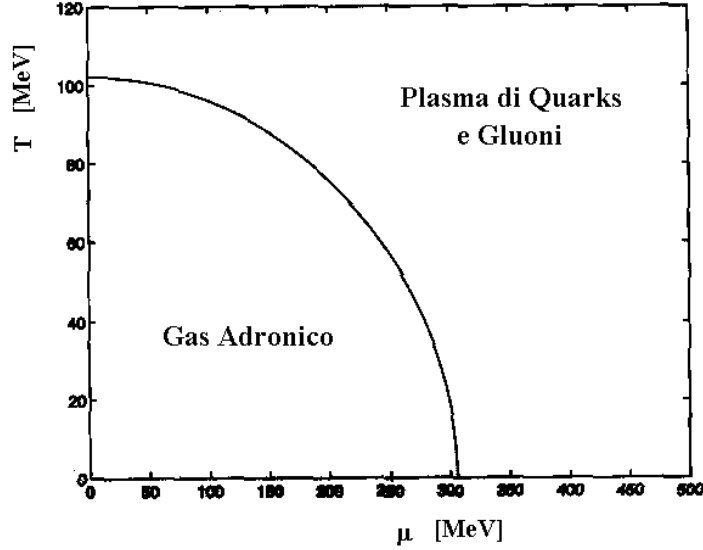


Figura 1.5: *Tipico risultato ottenuto dall'eq. (1.8), che mostra la relazione tra i valori critici della temperatura T e del potenziale chimico μ . Il calcolo è stato eseguito con $B^{1/4} = 145 \text{ MeV}/fm^3$ e con due *flavours* ($\mu = \mu_u = \mu_q$).*

È interessante notare come la transizione possa avvenire sia per riscaldamento che per compressione della materia nucleare. Nel primo caso, la pressione dei costituenti del plasma, necessaria per bilanciare la pressione B del vuoto, è fornita dal moto termico, nel secondo essa proviene dalla degenerazione del gas fermionico costituito dai quarks ed antiquarks compressi.

La densità barionica della materia nucleare è legata al valore del potenziale chimico μ dalla relazione:

$$\rho_B = \frac{1}{3}(N_q - N_{\bar{q}}) = \frac{n_q}{3} \sum_f \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \cdot \left(\frac{1}{e^{(p-\mu_f)/T} + 1} - \frac{1}{e^{(p+\mu_f)/T} + 1} \right) \quad (1.9)$$

dove N_q e $N_{\bar{q}}$ sono, rispettivamente, le densità di quarks ed antiquarks nel plasma e valgono le stesse considerazioni fatte per l'eq. (1.6). Svolgendo gli integrali, la (1.9) diventa:

$$\rho_B = \sum_f \left(\frac{\mu_f}{3} T^2 + \frac{\mu_f^3}{3\pi^2} \right). \quad (1.10)$$

Sostituendo la (1.10) nella (1.8), si ottiene la linea di stabilità nel piano (ρ_B, T) ed, in particolare, il valore critico di densità barionica necessario alla formazione dello stato di QGP per sola compressione (a $T = 0$) risulta da 5 a 10 volte maggiore della normale densità barionica della materia nucleare ($\rho_B = 0.14 \text{ nucleoni}/fm^3$).

1.5 Collisioni nucleari ultrarelativistiche

Le condizioni estreme di temperatura e densità che, come si è visto nel precedente paragrafo, possono portare alla formazione di uno stato di plasma di quarks e gluoni possono essere raggiunte in particolari sistemi astrofisici, quali l'Universo nei primi istanti di vita e la regione più interna delle stelle a neutroni, o in seguito a collisioni di alta energia tra ioni pesanti prodotte nei moderni acceleratori. Nel diagramma di fase, schematizzato in fig. 1.6 in funzione della temperatura T e della densità barionica ρ_B della materia nucleare, è riportato il percorso della transizione di fase che si pensa possa aver caratterizzato l'Universo dopo circa 10^{-5} sec dal *Big Bang*.

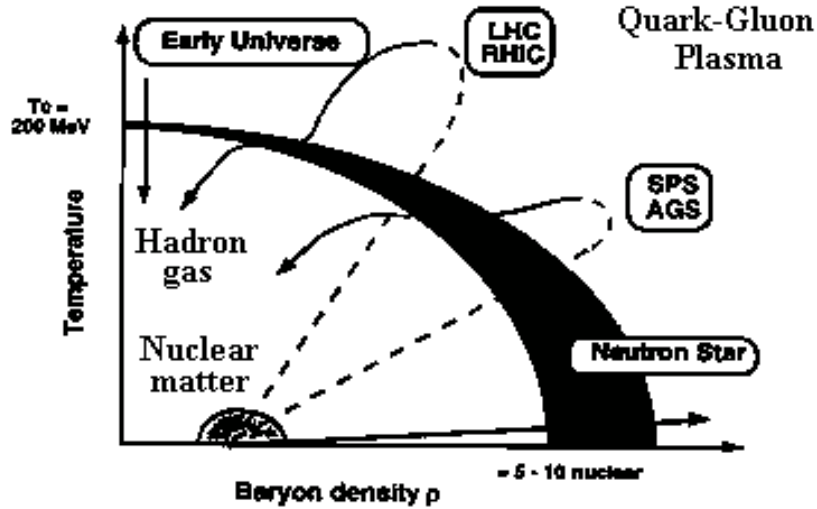


Figura 1.6: *Diagramma di fase schematico della materia nucleare. Le frecce indicano le traiettorie seguite nell'evoluzione dell'Universo, nelle reazioni tra ioni pesanti agli acceleratori presenti e futuri e nelle esplosioni di supernova.*

Lo studio di transizioni con caratteristiche simili, cioè prodotte per intenso riscaldamento della materia nucleare a bassa densità barionica, assume estrema importanza in vari aspetti della Cosmologia, in particolare per quanto riguarda la nucleosintesi, la materia oscura e la struttura a larga scala dell'universo [Sch86].

Transizioni di fase che avvengono a bassa temperatura, prodotte per compressione della materia nucleare, sono invece connesse con problematiche proprie dell'Astrofisica. Alle alte densità raggiunte nel nucleo delle stelle a neutroni i nucleoni possono dissolversi nei loro costituenti, formando una plasma di quarks e gluoni freddo e con alta densità barionica. Inoltre, la dinamica delle esplosioni di supernova, in particolare quelle dovute ad instabilità di tipo idrodinamico, dipende dalla compressibilità, e quindi dall'equazione di stato della materia

nucleare [Gle91].

Appare quindi evidente l'importanza di studiare la transizione di fase della materia nucleare in esperimenti eseguibili in laboratorio e le collisioni ultrarelativistiche tra nuclei pesanti offrono l'opportunità unica di riprodurre e rivelare tale transizione. Variando l'energia della collisione è possibile modificare le condizioni di temperatura e densità barionica alle quali si manifesta la transizione di fase, sondando l'intera regione del diagramma di fase. In fig. 1.6 sono riportati i percorsi tipici ottenibili ai presenti sincrotroni (AGS e SPS) ed ai futuri collisionatori (RHIC e LHC).

La particolare caratteristica delle collisioni tra nuclei che permette la creazione di stati di materia nucleare ad altissima temperatura e densità di energia risiede nell'occorrenza di collisioni multiple tra i nucleoni costituenti. Infatti, mentre nelle collisioni tra nucleoni i due componenti si “attraversano” depositando solo una piccola frazione della loro energia nella regione di sovrapposizione (regime di elevata “trasparenza”), nelle collisioni tra nuclei ciascun nucleone di un nucleo può collidere con più nucleoni dell'altro nucleo ed ognuna delle singole collisioni produce un deposito di energia nella regione di interazione ed un rallentamento dei due nucleoni interagenti. L'effetto complessivo è quello di un parziale “*stopping*” dei due nuclei e della creazione di una estesa regione centrale di interazione ad alta densità di energia. Semplici argomentazioni geometriche portano a stimare, nel caso di due nuclei di ugual massa A , una densità di energia di almeno $\epsilon \sim A^{1/3} \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ed un volume $V \sim A \text{ fm}^3$ della regione di interazione, mentre tali quantità dipendono in maniera logaritmica dall'energia della collisione [Sat86]. Si può quindi ragionevolmente supporre che in collisioni ad alta energia tra nuclei molto pesanti possa essere raggiunta la densità di energia necessaria per la formazione di QGP. Verrebbero così ad essere formati sistemi interagenti contenenti un gran numero di particelle ed aventi dimensioni maggiori della

lunghezza di interazione dei suoi costituenti. Ciò rende possibile l'approccio termodinamico ed il raggiungimento dell'equilibrio chimico del sistema interagente, cosicchè si possa parlare di fase in senso termodinamico.

1.5.1 Dinamica delle collisioni tra nuclei pesanti

I nuclei sono oggetti estesi, per cui la loro geometria gioca un ruolo essenziale nell'urto tra ioni pesanti. In fig. 1.7 è illustrata schematicamente la collisione tra due nuclei asimmetrici nel sistema del centro di massa.

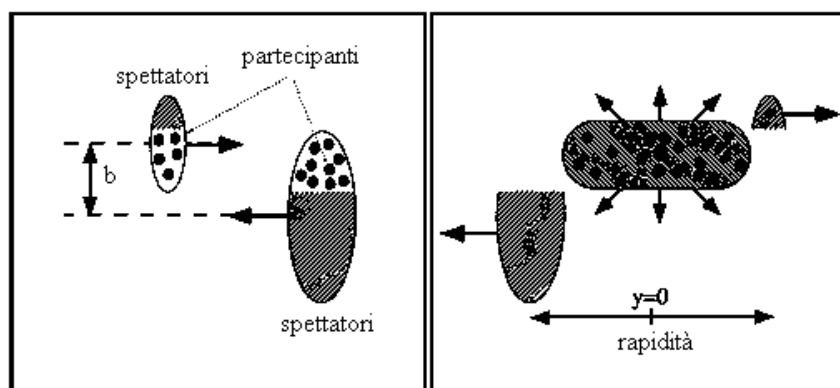


Figura 1.7: *Rappresentazione schematica di un urto tra ioni pesanti con parametro di impatto b .*

Il parametro di impatto b separa i nucleoni dei due nuclei in “partecipanti”, i quali interagiscono mediante collisioni primarie di tipo nucleone-nucleone, e “spettatori”, i quali procedono pressochè indisturbati lungo la loro direzione originale. L’uso di una semplice rappresentazione geometrica della collisione è giustificato dal fatto che ad energie molto alte la dimensione dei nucleoni è maggiore della loro lunghezza d’onda Compton ed il raggio nucleare è più grande della tipica lunghezza di interazione tra nucleoni ($\sim 1.8 \text{ fm}$).

Le precedenti argomentazioni geometriche portano a concludere che le collisioni in cui risulti maggiore il trasferimento della originale energia longitudinale in energia di eccitazione della materia nucleare interagente siano quelle centrali, nelle quali il parametro di impatto è nullo ed il numero di nucleoni spettatori risulta minimizzato. Sperimentalmente la selezione di urti centrali avviene per mezzo di osservabili fisiche collegate al numero di nucleoni partecipanti alla collisione ed alla densità di energia raggiunta nella regione centrale, come la molteplicità di particelle secondarie prodotte e l'energia emessa in direzione trasversa. I primi esperimenti con nuclei relativistici hanno mostrato che queste variabili sono strettamente correlate [And92]. In anticorrelazione con l'energia trasversa, per esperimenti a bersaglio fisso è di solito usata anche l'energia residua misurata in avanti lungo la linea di collisione.

Una variabile adimensionale molto utile per caratterizzare le collisioni tra nuclei pesanti è la rapidità, definita dalla relazione:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (1.11)$$

dove E e p_L sono, rispettivamente, l'energia e l'impulso longitudinale della particella in esame. Nel sistema del centro di massa (CMS) la regione centrale di interazione corrisponde a valori di rapidità intorno allo zero, avendo i suoi partecipanti perso l'originario impulso longitudinale, mentre i frammenti provenienti dal bersaglio e dal proiettile assumono valori opposti di rapidità, così come riportato in fig. 1.7. I valori di rapidità propri della zona di frammentazione del bersaglio e del proiettile possono essere ricavati dalle relazioni

$$\begin{cases} \sinh y &= \frac{p_L}{m_T} \\ \cosh y &= \frac{E}{m_T} \end{cases} \quad (1.12)$$

dove $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ è la massa trasversa della particella proveniente da tali regioni.

Una notevole proprietà della variabile rapidità consiste nell'invarianza degli intervalli di rapidità per trasformazioni di Lorentz lungo l'asse del fascio. Le distribuzioni di rapidità assumono dunque la stessa forma sia nel sistema del laboratorio che in quello del centro di massa, ma vengono traslate della quantità

$$y_{CM} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta_{CM}}{1 - \beta_{CM}} \right) \simeq \ln 2\gamma_{CM} \quad (1.13)$$

dove β_{CM} e γ_{CM} sono, rispettivamente, la velocità ed il fattore di Lorentz del CMS rispetto al sistema del laboratorio. Il valore y_{CM} è comunemente chiamato rapidità del centro di massa e caratterizza la regione centrale di interazione nel sistema del laboratorio. In definitiva, per individuare le particelle provenienti dalla regione centrale di interazione, distinguendole dai frammenti di bersagli o proiettile, si devono selezionare quelle contenute in intervalli di rapidità centrati sul valore y_{CM} , corrispondente al valore nullo di rapidità nel centro di massa della collisione.

Nel limite ultrarelativistico ($E \gg m$) la rapidità può essere approssimata dalla pseudorapidità:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_L}{p - p_L} \right) \quad (1.14)$$

usata quando non è possibile identificare la particella.

1.5.2 Modelli di collisione

Le modalità con le quali si sviluppano le collisioni tra nuclei pesanti e le caratteristiche fisiche della regione centrale di interazione dipendono dall'energia fornita ai nuclei interagenti.

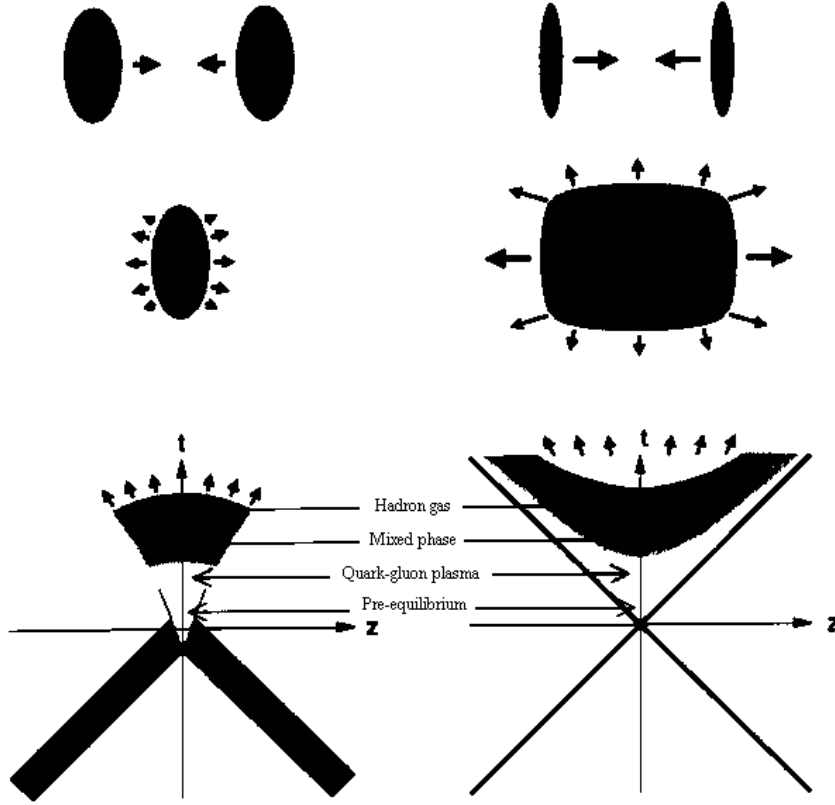


Figura 1.8: *Rappresentazione schematica della collisione relativistica tra ioni pesanti nel modello di Fermi-Landau (a sinistra) e quello di Bjorken-McLerran (a destra). L'evoluzione della collisione è mostrata nello spazio (in alto) e nello spazio-tempo (in basso).*

In maniera qualitativa, è possibile individuare due distinti modelli di collisione: uno sviluppato da Fermi e Landau e valido per energie del sistema del centro di massa dell'ordine delle decine di GeV per nucleone [Fer50], [Lan53], l'altro valido per energie superiori alle centinaia di GeV per nucleone e dovuto a Bjorken e McLerran [Bjo83], [McL82]. Il primo modello, mostrato a sinistra in fig. 1.8, è caratterizzato da un completo *stopping* dei nucleoni costituenti. Dalle

eq. (1.12) si può calcolare la separazione in rapidità tra il nucleo proiettile e quello bersaglio alle energie caratteristiche di tale modello. Essa risulta di circa $3 \div 4$ unità, dello stesso ordine della perdita media di rapidità dei nucleoni partecipanti alla collisione². Inoltre la contrazione di Lorentz nel sistema del centro di massa favorisce l’addensamento longitudinale dei nucleoni costituenti negli istanti precedenti la collisione. Di conseguenza, i nucleoni partecipanti perdono completamente la loro energia originaria e si accumulano nella regione centrale di interazione, formando uno stato di materia ad alta densità barionica. Come visto in fig. 1.5 per quanto riguarda le collisioni all’AGS e SPS, la transizione di fase verso lo stato di QGP può avvenire in queste condizioni principalmente per compressione.

Il secondo modello, mostrato a destra in fig. 1.8, è invece caratterizzato dall’assenza di barioni nella regione centrale di interazione, e la relativa transizione di fase è quella corrispondente agli acceleratori RHIC e LHC in fig. 1.5. Alle altissime energie proprie di tale modello, la separazione tra la rapidità del bersaglio e quella del proiettile supera le 10 unità, per cui i nucleoni partecipanti non perdono completamente la loro energia in seguito alla collisione ed il loro moto residuo è tale da farli allontanare dalla regione centrale di interazione. In altre parole, le rapidità delle particelle provenienti dalla frammentazione del bersaglio e del proiettile risultano ben separate anche dopo la collisione. Di conseguenza, la collisione è caratterizzata da una alta “trasparenza” dei due nuclei e la materia nucleare nella regione centrale di interazione ha un bassissimo contenuto barionico. In questo caso la transizione di fase avviene per riscaldamento e le condizioni del QGP sono simili a quelle proprie dell’Universo dopo il *Big Bang*.

²È possibile valutare la perdita media di rapidità dei nucleoni partecipanti attraverso l’analisi delle distribuzioni di rapidità dei protoni e degli antiprotoni prodotti nella collisione (c.f.r. par. 1.6.2).

All'interno di tale modello la densità di energia iniziale raggiungibile nella regione centrale può essere stimata dalla formula

$$\epsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{\tau_0 \pi R^2} \left. \frac{dN}{dy} \right|_{y=0} \quad (1.15)$$

dove R è il raggio dei due nuclei, τ_0 è il tempo di formazione del plasma, stimato da Bjorken dell'ordine di $1 \text{ fm}/c$ e $\langle m_T \rangle = \langle \sqrt{m^2 + p_T^2} \rangle$ è la massa trasversa media delle particelle prodotte.

1.5.3 Evoluzione spazio-temporale

L'evoluzione spazio-temporale della collisione può essere distinta nelle fasi illustrate in fig. 1.8 (in basso) ed è sostanzialmente analoga per i due modelli di collisione nucleare prima esaminati.

La prima fase, detta di “pre-equilibrio”, ha una durata inferiore ad $1 \text{ fm}/c$ ed ha luogo durante i primi istanti successivi alla collisione. Essa è caratterizzata dall'occorrenza di interazioni a grande momento trasferito (*hard*) tra i costituenti partonici dei nucleoni. Le sezioni d'urto di tali processi, calcolabili attraverso la QCD perturbativa, risultano molto piccole e rendono trascurabili i loro effetti se confrontati con gli effetti delle collisioni tra nucleoni. Queste avvengono con larga probabilità e con basso momento trasferito (*soft*) e permettono di ridistribuire una frazione dell'originale energia del fascio nei gradi di libertà della materia interagente.

Nella fase successiva i quarks e gli antiquarks si materializzano dal campo di colore eccitato di QCD. Dopo un tempo di formazione di circa $1 \text{ fm}/c$ il sistema interagente raggiunge le condizioni per la formazione del QGP e l'equilibrio termico può essere raggiunto attraverso le interazioni tra i suoi costituenti elementari. La QCD statistica permette di stimare un libero cammino medio dei quarks nel plasma di circa 0.5 fm alla densità di $2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [Dan85]: tenendo

conto che le dimensioni trasverse dei nuclei ($R \sim 7 \text{ fm}$ per il piombo) sono molto più grandi di tale cammino medio, le interazioni nel plasma dovrebbero essere sufficienti a garantire il raggiungimento dell'equilibrio termico entro il tempo di vita del plasma.

Nella terza fase, detta “fase mista”, il sistema si espande rapidamente, principalmente lungo la direzione longitudinale, e la sua temperatura diminuisce, raggiungendo il valore critico dopo circa $3 \div 5 \text{ fm}/c$ [Sat90]. Inizia il processo di adronizzazione che porta a riarrangiare i molti gradi di libertà del QGP nei pochi disponibili nella fase adronica. Nell'ipotesi che la transizione di fase sia del primo ordine, tale processo porta ad un rilascio di calore latente ed il sistema permane in una fase mista di lunga durata (maggiore di $10 \text{ fm}/c$) in cui sono contemporaneamente presenti materia adronica e plasma di quarks e gluoni.

Nell'ultima fase il sistema interagente, ormai completamente passato alla fase adronica, continua la sua espansione che può essere descritta in termini idrodinamici come moto ordinato di materia. Il sistema, assimilabile ad un gas adronico, permane in questa fase per decine di fm/c , fino al raggiungimento di volumi di interazione dell'ordine di $10^4 \div 10^5 \text{ fm}^3$. Quando le tipiche distanze tra le particelle diventano più grandi del loro libero cammino medio, le loro interazioni cessano e le particelle vengono irraggiate nello spazio circostante. Dopo quest'ultimo stadio, chiamato *freeze-out*, gli effetti della collisione sono osservabili intercettando parte delle particelle emesse con opportuni rivelatori.

1.6 Rivelazione del QGP

Il sistema creato in seguito a collisioni ultrarelativistiche non è statico, ma, come si è visto nel paragrafo precedente, subisce una rapida evoluzione. Le osservabili sperimentali corrispondono, in generale, ad un integrale su tutta la completa

evoluzione spazio-temporale della reazione fino al *freeze-out* ed è necessario separare i contributi delle diverse fasi evolutive al segnale rivelato, per poter risalire alle informazioni relative ai primi istanti della collisione. Tuttavia, un sistema che si evolve attraverso stati di equilibrio per definizione cancella la sua memoria sugli stati precedenti. In altri termini, la complessità del sistema e il gran numero di interazioni tra i suoi costituenti che, insieme, giustificano l'utilizzo dell'approccio statistico allo studio del suo stato e favoriscono il raggiungimento di un equilibrio termico di tipo locale, al tempo stesso rendono minima l'informazione proveniente dagli stati precedenti. Alla base di qualsiasi tentativo di rivelazione di QGP risiede, dunque, l'ipotesi che la rapida espansione del sistema interagente impedisca il raggiungimento di un completo stato di equilibrio in ogni fase della sua evoluzione, per cui sia preservata qualche traccia della sua storia iniziale.

La strategia usata è quella di rinunciare alla ricerca di un unico segnale che permetta l'inequivocabile identificazione della fase di QGP, ma di associare, per quanto possibile, ogni osservabile ad un particolare stadio o caratteristica della collisione. In questo modo si cerca di focalizzare l'attenzione su segnali che si disaccoppiano in differenti momenti dall'espansione del sistema, per cui contengono informazioni non degradate relative a ciascuno di essi.

Le caratteristiche degli stadi iniziali contenute nei segnali rivelati possono essere estratte anche per mezzo di modelli termici in grado di descrivere l'evoluzione della collisione da un dato istante iniziale fino al *freeze-out*. Partendo dalle informazioni sperimentalmente accessibili, tali modelli sono in grado di compiere una estrapolazione nel tempo fino ai primi istanti della collisione, fornendo previsioni circa i parametri caratteristici del relativo stato del sistema.

Nel seguito del paragrafo verrà fornito un quadro dei diversi esperimenti coinvolti nella fisica degli ioni pesanti e verranno illustrate le diverse osservabili fisiche

proposte, insieme ai più recenti risultati sperimentali ottenuti. Il segnale di produzione di stranezza verrà analizzato in dettaglio nel prossimo paragrafo.

1.6.1 Esperimenti sugli ioni pesanti ultrarelativistici

L'attività sperimentale riguardante la fisica degli ioni pesanti ultrarelativistici si è sviluppata a partire dal 1986 con la possibilità di accelerare ioni ^{16}O e ^{32}S al sincrotrone SPS del CERN (Svizzera) e ioni ^{28}Si al sincrotrone a gradiente alternato AGS di Brookhaven (USA). Gli esperimenti coinvolti in questa prima fase, di carattere esplorativo, hanno confermato la possibilità di produrre materia nucleare ad alta densità di energia e temperatura. Nelle collisioni prodotte dal fascio di ioni ^{32}S , in particolare, sono state raggiunte temperature di $\sim 200 \text{ MeV}$ e densità di energia di $\sim 2 \text{ GeV}/fm^3$: molto vicini ai valori critici necessari per la formazione di QGP. L'informazione sperimentale non ha tuttavia consentito una discriminazione tra uno scenario di QGP e uno di normale materia adronica.

Questi risultati preliminari hanno indotto una seconda generazione di esperimenti, effettuata all'AGS a partire dal 1993 con fasci di ioni ^{197}Au e all'SPS a partire dal 1994 con fasci di ioni ^{208}Pb . L'obiettivo di questa seconda fase è quello di esplorare le osservabili del QGP individuate durante la prima fase, in sistemi interagenti più complessi, dove le condizioni per la formazione del nuovo stato di materia sono più favorevoli. La tabella 1.1 sintetizza le caratteristiche dei fasci fin qui utilizzati, insieme alle sigle di alcune tra le principali Collaborazioni coinvolte.

Tra gli esperimenti di seconda generazione effettuati al CERN, l'esperimento NA49 è stato progettato per essere sensibile, con larga accettazione, a tutte le osservabili fisiche, consentendo uno studio generale della dinamica della collisione. La strategia usata dalle altre Collaborazioni è, invece, quella di rivelare in maniera specifica particolari segnali della transizione di fase.

	<i>Ioni</i>	p_{fascio}/A (GeV/c)	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	<i>Collaborazioni</i>
<i>AGS</i>	Si	14.6	5.4	E802(E859), E810, E814, E858
<i>SPS</i>	O, S	200	19.4	NA34,35,36,38; WA80,85,94
<i>AGS</i>	Au	10.7	4.7	E866, E877, E878
<i>SPS</i>	Pb	160	17.3	NA44,45,49,50,52; WA97,98

Tabella 1.1: *Fasci di ioni ultrarelativistici utilizzati e sigle delle principali Collaborazioni coinvolte*

1.6.2 Osservabili globali

Col nome di “osservabili globali” si intende indicare tutte quelle variabili che forniscono informazioni sulla dinamica delle reazioni nucleari ultrarelativistiche, per lo più prescindendo dall’identificazione delle particelle rivelate. La conoscenza delle condizioni iniziali della collisione e della sua evoluzione dinamica, ottenibile mediante tali variabili, costituisce tra l’altro un requisito fondamentale per la selezione degli eventi e lo studio dei segnali specifici di QGP, esposti in seguito. Alcune delle osservabili globali, interpretate nell’ambito di modelli teorici, consentono di stimare le variabili termodinamiche che caratterizzano i vari stadi evolutivi della collisione, come la temperatura di *freeze-out*, il tempo di vita e le dimensioni del sistema interagente e la densità di energia iniziale.

Distribuzioni di energia trasversa

La sezione d’urto differenziale in energia trasversa³, misurata dall’esperimento NA35 per interazioni S-Au e dalla Collaborazione NA49 per interazioni Pb-Pb [Alb95], è mostrata in fig. 1.9. Ad essa sono sovrapposti i risultati del calcolo condotto utilizzando il modello di Glauber [Kha97], introdotto in appendice C.

³L’energia trasversa è definita come $E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$ dove E_i e θ_i sono rispettivamente l’energia e l’angolo della particella i -esima rispetto alla linea di fascio.

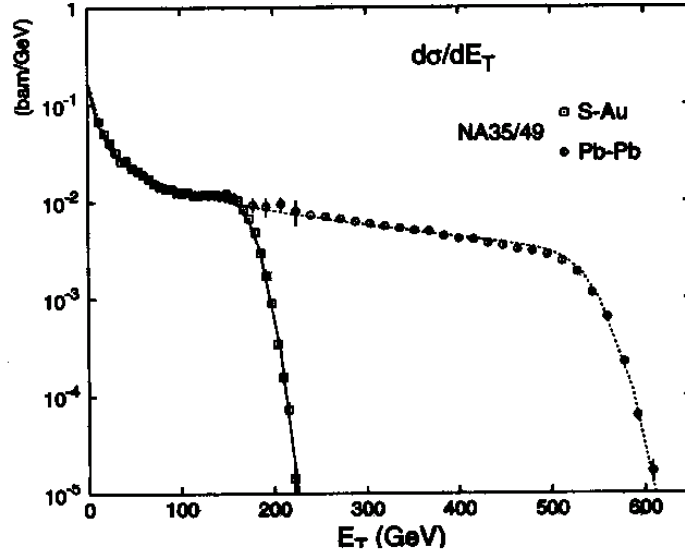


Figura 1.9: Spettro di energia trasversa per collisioni S-Au e Pb-Pb confrontato col modello di Glauber. La misura è eseguita nell'intervallo $2.1 < \eta < 3.4$ [Alb95].

Le distribuzioni di energia trasversa risultano completamente interpretabili in termini di geometria della collisione, che è alla base del modello di Glauber. A bassi valori di E_T è presente il contributo delle collisioni periferiche; l'appiattimento della parte centrale della distribuzione corrisponde ad una saturazione del numero di nucleoni partecipanti e, infine, dal ginocchio in poi emerge il contributo di eventi centrali. Tale semplice interpretazione geometrica, comune anche ad altre variabili globali, quali la molteplicità di particelle prodotte e l'energia residua misurata in avanti lungo la linea del fascio, consente di selezionare eventi centrali, con grande deposito di energia nella regione centrale di interazione. L'estensione dello spettro risulta coprire valori più alti di energia trasversa al crescere della complessità del sistema interagente, indicando condizioni iniziali più idonee alla formazione di QGP.

Il valore di energia trasversa corrispondente al ginocchio delle distribuzioni può essere utilizzato per stimare la densità di energia raggiunta nella collisione

per messo del modello di Bjorken, esposto nel paragrafo 1.5.2. La formula (1.15) può essere anche scritta come

$$\epsilon = \frac{1}{\tau_0 \pi R^2} \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{max} \quad (1.16)$$

dato che la regione centrale, caratterizzata da valori di rapidità nel centro di massa intorno allo zero, corrisponde ai valori massimi di energia trasversa. Inoltre lo spettro in fig. 1.9 è stato ricavato in un ristretto intervallo di pseudorapidità centrato sul valore di rapidità del centro di massa, per cui il valore di energia trasversa al ginocchio è una buona stima di $\left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{max}$. Per collisioni Pb-Pb si ottiene il valore $\epsilon = 2.8 \text{ GeV}/fm^3$, da confrontare col valore $\epsilon = 2.5 \text{ GeV}/fm^3$ calcolato per collisioni S-Au [Fok97]. Tali valori risultano mediati sull'intero volume del sistema interagente ed è stato stimato che la densità di energia per interazioni Pb-Pb può raggiungere il valore $\epsilon = 3.5 \text{ GeV}/fm^3$ nella regione più interna della sorgente di particelle [Bla96]: valore comparabile con quello critico predetto dai calcoli di QCD su reticolo.

Distribuzioni di rapidità

Importanti informazioni circa la dinamica della collisione e, in particolare, le condizioni iniziali del sistema interagente da essa prodotto, possono essere ottenute dalla misura delle distribuzioni di rapidità delle particelle nello stato finale. Prima della collisione, tutta l'energia è trasportata dai barioni presenti nei nuclei bersaglio e proiettile; dopo la collisione il numero barionico netto si distribuisce nello spazio delle fasi in una maniera che riflette la perdita di energia dei barioni iniziali durante la collisione. Diventa quindi determinante misurare la distribuzione di rapidità del numero barionico netto, non influenzata dalla produzione delle coppie barione-antibarione che avviene durante il processo di collisione. In fig. 1.10 sono mostrate le distribuzioni di rapidità di $(p - \bar{p})$ e $(\Lambda - \bar{\Lambda})$ in interazioni

Pb-Pb misurate dall'esperimento NA49 [App97]: da queste è possibile stimare la distribuzione del numero barionico netto mostrata in grassetto.

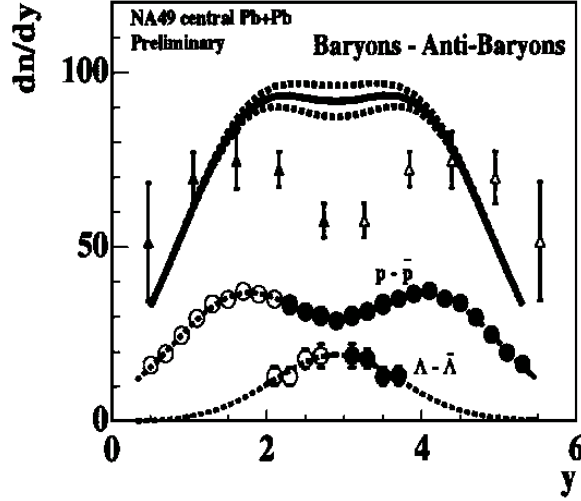


Figura 1.10: *Distribuzioni di rapidità di $(p-\bar{p})$, di $(\Lambda-\bar{\Lambda})$ e del numero barionico netto per interazioni Pb-Pb. Per confronto, è mostrata la distribuzione del numero barionico netto per collisioni S-S, moltiplicata per un fattore 7 (triangoli). I simboli in chiaro rappresentano i putni ottenuti per simmetria rispetto al valore centrale di rapidità [App97].*

Essa si estende per circa due unità di rapidità intorno alla rapidità del centro di massa (pari a 2.92 nel laboratorio) ed è caratterizzata da una regione centrale piatta e da una rapida decrescita in corrispondenza della rapidità del bersaglio e del proiettile. In fig. 1.10 è riportata, per confronto, l'analogia distribuzione misurata in collisioni S-S dall'esperimento NA35 [Alb94], la quale mostra un avvallamento per rapidità centrali e due picchi nelle vicinanze delle rapidità del bersaglio e del proiettile. Tutto ciò indica una maggiore decelerazione dei nucleoni

partecipanti alle interazioni Pb-Pb, che quindi subiscono una perdita media di rapidità più grande che nel caso di interazioni S-S. In altre parole, in collisioni tra nuclei di piombo si ha uno *stopping* dei nucleoni partecipanti maggiore che nel caso di interazioni tra nuclei di zolfo, determinando un incremento della densità di energia e della densità barionica del sistema interagente successivo alla collisione. Queste considerazioni portano a concludere che alle energie proprie dell'SPS, le collisioni avvengono prevalentemente secondo il modello di Fermi e Landau descritto nel paragrafo 1.5.2, anche se il grado di *stopping* dipende in larga misura dalla massa dei nuclei collidenti.

Distribuzioni di massa trasversa

Lo studio delle distribuzioni di massa trasversa ($m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$) permette di esaminare la dinamica dell'evoluzione del sistema interagente formato in seguito agli urti relativistici tra nuclei pesanti. È così possibile verificare il raggiungimento dell'equilibrio termico locale del sistema e assegnare una temperatura al suo stato termico.

Sotto l'ipotesi di raggiungimento dell'equilibrio termico, lo spettro delle particelle emesse da una singola sorgente stazionaria, in approssimazione di Boltzmann, è parametrizzata da [Sch93]:

$$\frac{d^2N}{dy dm_T} \sim m_T^2 \cosh(y - y_{CM}) e^{-m_T \cosh(y - y_{CM})/T} \quad (1.17)$$

dove y_{CM} è la rapidità del centro di massa e T è la temperatura della sorgente. Per particelle rivelate in un ristretto intervallo di rapidità (tipicamente $\Delta y < 0.5$) l'integrazione della (1.17) può essere approssimata dalla relazione

$$\frac{1}{m_T^2} \frac{dN}{dm_T} \sim e^{-m_T/T} \quad (1.18)$$

mentre se l'intervallo di integrazione è grande ($\Delta y > 0.5$) la (1.17) può essere approssimata dalla relazione

$$\left(\frac{1}{m_T}\right)^{3/2} \frac{dN}{dm_T} \sim e^{-m_T/T} \quad (1.19)$$

Tale relazione è valida anche per integrazioni in piccoli intervalli di rapidità, se si suppone che l'emissione non avvenga da una singola sorgente stazionaria, ma da più sorgenti in moto relativo lungo la direzione longitudinale con un profilo di velocità Lorentz-invariante. Mentre il primo scenario è caratteristico delle collisioni con *stopping* completo, il secondo caso corrisponde ad una situazione più realistica alle energie dell'SPS ed è propria di una regione di semi-trasparenza dei nuclei interagenti [Sch93].

In fig. 1.11 sono riportate le distribuzioni di massa trasversa del tipo $\frac{1}{m_T} \frac{dN}{dm_T}$ per p , K^+ e π^+ e le rispettive antiparticelle identificate in collisioni Pb-Pb dall'esperimento NA44 (per ragioni storiche questo tipo di distribuzione è stato preferito alla forma (1.18) in quanto fornisce uno spettro di massa trasversa invariante per trasformazioni di Lorentz).

Le linee tratteggiate indicano il risultato della procedura di *best fit* eseguita con la funzione $e^{-m_T/T}$ [Bea97]. Si può notare come le distribuzioni siano complessivamente ben riprodotte da tale funzione, a conferma della natura termica degli spettri adronici. Ciò non è tuttavia sufficiente per provare il raggiungimento dell'equilibrio termico nei primi istanti della collisione.

Il parametro T determinato dai *fit* delle distribuzioni di massa trasversa non può essere interpretato come temperatura della sorgente termica a causa delle distorsioni introdotte dall'espansione del sistema. Infatti uno stato di equilibrio termico implica la presenza di frequenti interazioni tra le particelle del sistema. In prossimità della superficie queste interazioni generano un gradiente di pressione che dà origine ad un flusso trasverso collettivo. D'altra parte, i parametri T

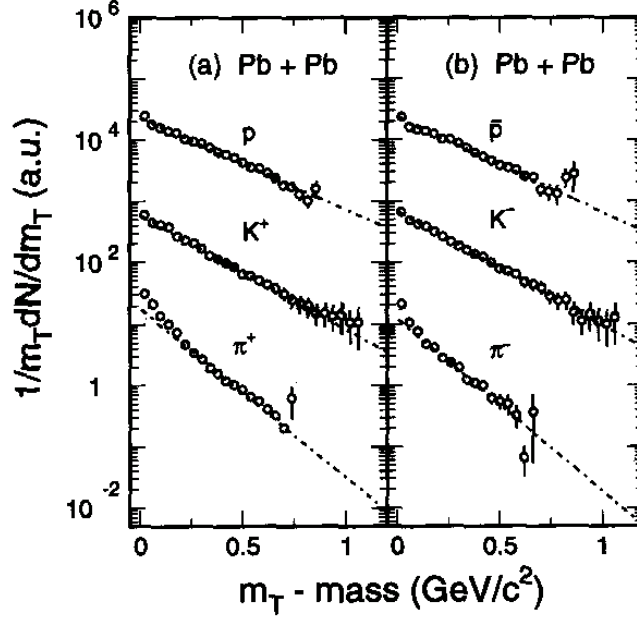


Figura 1.11: *Distribuzioni di massa trasversa per p , K^+ e π^+ (a) e le rispettive antiparticelle (b) in collisioni centrali Pb-Pb. Le linee tratteggiate rappresentano i fit esponenziali [Bea97].*

assumono valori inconsistenti con le condizioni presenti al *freeze-out*, dato che i liberi cammini medi corrispondenti alle temperature T per le varie particelle sono molto minori delle dimensioni stimate del sistema interagente.

Il flusso trasverso ha l'effetto di innalzare la temperatura misurata rispetto a quella presente al *freeze-out*, in virtù dello spostamento Doppler introdotto dalla velocità di espansione trasversa, e di fatto i parametri T misurano sia il contributo dovuto al moto termico (quindi la temperatura di *freeze-out*) che quello dovuto al moto collettivo (quindi l'energia cinetica del moto trasverso) all'energia delle particelle rivelate. Un'evidenza sperimentale dell'esistenza dell'espansione trasversa è fornita dal sistematico aumento del parametro T con la massa della particella, quindi con la sua energia cinetica trasversa [Jon96].

Al fine di separare i due contributi nella misura del parametro T , i precedenti modelli termici sono stati estesi introducendo un'espansione idrodinamica con una velocità trasversa comune a tutte le particelle [Sch93], [Kam96]. I parametri liberi di tali modelli sono la temperatura di *freeze-out* T_f e la velocità trasversa β_T , ma la loro determinazione dal confronto con i dati risulta problematica ed ambigua a causa della loro forte correlazione e della presenza di molteplici minimi della funzione χ^2 del *fit* nello spazio dei parametri. La risoluzione di tali ambiguità è possibile sfruttando informazioni indipendenti sulla velocità del flusso trasverso. Queste possono essere ricavate dallo studio della correlazione a due particelle, nella maniera descritta qui di seguito.

L'interferometria bosonica permette di valutare le dimensioni della regione di interazione dalla quale i bosoni rivelati sono stati emessi [Gol60], in analogia con metodo Hanbury Brown-Twiss usato in radio-astronomia per misurare le dimensioni angolari della sorgente radio [Han54]. Recentemente il formalismo teorico alla base di tale misura è stato considerevolmente rifinito, introducendo la possibilità di estrarre anche parametri dinamici, quali la velocità di espansione trasversa e la durata dell'emissione bosonica [Pra86], [Cha95]. Il sistema interagente è descritto come una successione di sorgenti locali in moto relativo lungo l'asse longitudinale, ognuna caratterizzata da un'estensione spazio-temporale $(R_{//}, R_T, \tau)$ e da una velocità longitudinale. Tali parametri sono determinati attraverso il confronto con i dati sperimentali, eseguito per mezzo di opportune funzioni di correlazione, e la loro dipendenza dal momento medio della coppia di bosoni permette di ottenere informazioni sull'espansione del sistema [Hei96]. Tali informazioni possono essere appunto combinate con quelle provenienti dagli spettri di massa trasversa per ottenere stime più precise e non ambigue dei parametri T_f e β_T . In fig. 1.12 è mostrata la regione permessa nello spazio dei parametri dopo aver applicato i vincoli provenienti dal *fit* sugli spettri di massa trasversa

delle particelle negative (h^-) e del deutrone (d) e dall'analisi della correlazione a due particelle ($2\pi - BE$).

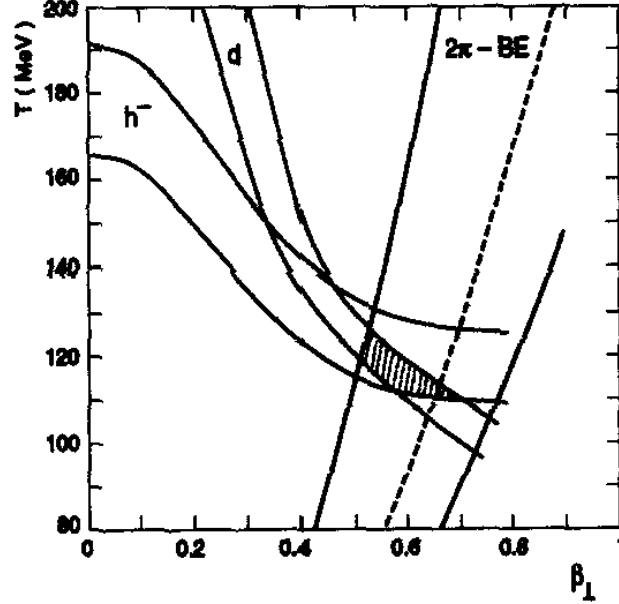


Figura 1.12: *Temperatura di freeze-out T_f in funzione della velocità di flusso trasverso β_T . Le curve mostrano i vincoli provenienti dai fits degli spettri di massa trasversa e dall'analisi della correlazione a due particelle [App97].*

I valori permessi indicano una temperatura di *freeze-out* $T_f \sim 120 \text{ MeV}$ ed una velocità trasversa $\beta_T \sim 0.55$ per interazioni Pb-Pb. Il tempo di vita del sistema interagente risulta inoltre di $\sim 8 \text{ fm}/c$ e le dimensioni della sorgente sono $\sim 6 \div 7 \text{ fm}$, circa uguali al raggio del nucleo di piombo [Fok97].

1.6.3 Segnali elettromagnetici

I segnali elettromagnetici sono per molti aspetti ideali per la rivelazione del QGP in quanto permettono di sondare i primi, più caldi stadi dell'evoluzione del sistema

interagente, poichè non sono affetti dalle successive interazioni forti. La loro intensità è tuttavia molto bassa e devono essere distinti dall'abbondante fondo proveniente dai processi di decadimento adronico.

L'emissione di fotoni dallo stato di QGP in equilibrio termico avviene principalmente attraverso il processo d'urto Compton $gq \rightarrow \gamma q$. Questo segnale deve competere con i fotoni provenienti dai decadimenti adronici soprattutto di π^0 ed η , e da quelli formati in seguito a reazioni del tipo $\pi\rho \rightarrow \gamma\rho$ all'interno del gas adronico termalizzato [Kap93]. Si è calcolato che per temperature prossime a quella critica, la radiazione emessa dal QGP ha intensità e forma spettrale confrontabile con quella proveniente dal gas adronico [Kap92]. Tuttavia un chiaro segnale di fotoni provenienti dal QGP dovrebbe essere rivelabile per momenti trasversi compresi tra 2 e 5 GeV/c , in seguito alla formazione di uno stato iniziale di plasma molto caldo [Sri92], [Str94]. Le Collaborazioni NA34 [Ake90], WA80 [Alb91] e WA98 [Agg96] al CERN hanno misurato lo spettro inclusivo di fotoni in collisioni centrali S-Au e, più recentemente, Pb-Pb: il confronto con la predizione del fondo atteso dai decadimenti adronici non ha rivelato alcun eccesso di fotoni indicante la formazione di QGP. In fig. 1.13, ad esempio, lo spettro di fotoni misurato in collisioni centrali S-Au dalla Collaborazione WA80 è completamente riprodotto dal fondo calcolato mediante un modello di trasporto relativistico.

Poichè la produzione di fotoni aumenta fortemente con la temperatura del plasma, lo spettro misurato consente di scartare l'ipotesi di formazione di QGP con temperatura iniziale maggiore di 250 MeV . Alle energie dei futuri collisionatori la più alta temperatura iniziale del sistema interagente dovrebbe rendere tale segnale più significativo.

La produzione di coppie leptoniche in seguito all'annichilazione elettromagnetica di coppie $q\bar{q}$ nel plasma dovrebbe costituire, al pari della radiazione termica,

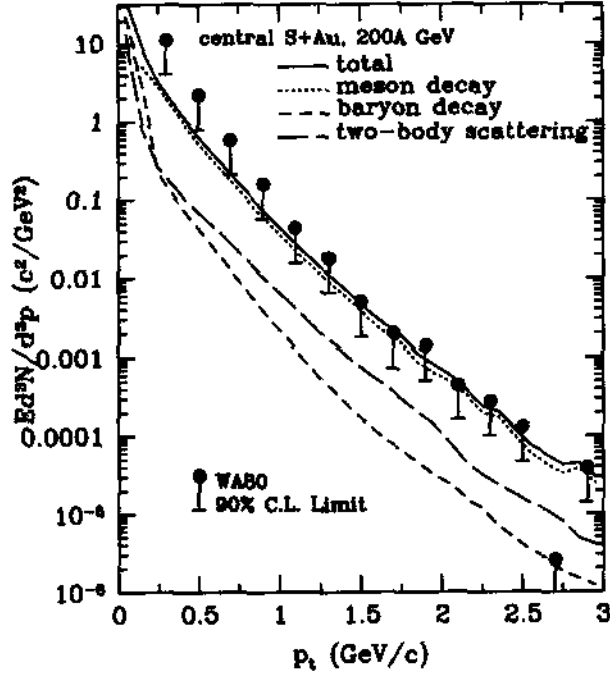


Figura 1.13: *Spettri di momento trasverso per fotoni prodotti in collisioni contrali S-Au, confrontato con il fondo dei decadimenti adronici, [Qli97].*

un segnale non influenzato dalla successiva adronizzazione e recante informazione circa le condizioni del sistema interagente nell'istante della loro formazione. Il contributo del fondo dovuto ai decadimenti di adroni è determinante per masse invarianti $M_{l^+l^-} < 1.5 \text{ GeV}$, mentre per $M_{l^+l^-} > 5 - 10 \text{ GeV}$ diventa dominante il fondo dovuto alle violente interazioni tra i nucleoni che avvengono nei primi istanti della collisione tra nuclei e portano a processi del tipo $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$, detti di Drell-Yan, o alla produzione di mesoni vettori pesanti che decadono in coppie leptoniche. La fig. 1.14 mostra lo spettro di massa invariante per coppie e^+e^- misurate nell'intervallo di pseudorapidità $2.1 < \eta < 2.7$ dall'esperimento NA45

in interazioni p-Au (a sinistra) e S-Au (a destra).

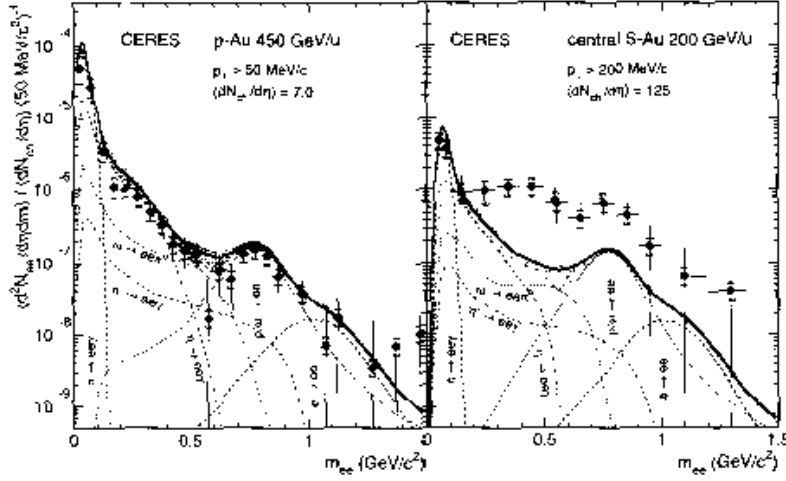


Figura 1.14: *Spettri di massa invariante per coppie e^+e^- in $2.1 < \eta < 2.7$ per interazioni p-Au (a sinistra) e S-Au (a destra) [Dre96].*

Si può notare come i decadimenti a due ed a tre corpi dei mesoni π^0 , η , η' , ρ , ω e ϕ , detti “sorgenti standard”, riescono a riprodurre sia qualitativamente che quantitativamente lo spettro misurato in collisioni p-Au. Nel caso di collisioni S-Au, il contributo delle sorgenti standard, calcolato assumendo che l’abbondanza relativa di particelle nello stato finale sia indipendente dal sistema di collisione, sottostima chiaramente lo spettro osservato. Questo eccesso di coppie e^+e^- di bassa massa è stato recentemente rivelato anche in collisioni Pb-Au [Aga96] e può essere così quantificato [Dre96]:

$$\frac{\text{dati}}{\text{sorgenti standard}} = 5.0 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 2.0(\text{sist.}).$$

In fig. 1.15 è mostrato un confronto tra gli spettri misurati e vari modelli teorici.

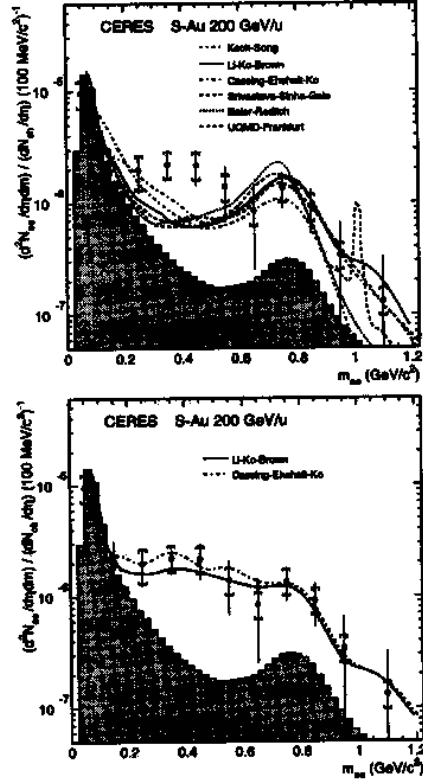


Figura 1.15: Confronto tra gli spettri e^+e^- misurati e vari modelli teorici. I modelli della figura in alto assegnano al mesone ρ la sua massa nominale, quelli della figura in basso assumono una diminuzione della massa della ρ [Sto96].

I modelli riportati nella figura in alto cercano di spiegare l'eccesso di produzione di coppie e^+e^- partendo da differenti ipotesi, ma con la caratteristica comune di assegnare al mesone ρ la sua massa nominale. Essi concordano nel riprodurre lo spettro misurato in corrispondenza della massa della ρ , ma falliscono per massa invarianti inferiori. Nella figura in basso, al contrario, lo spettro è interamente riprodotto da modelli che introducono una riduzione della massa della ρ , calcolato a partire dall'andamento del parametro d'ordine $\langle q\bar{q} \rangle$ in funzione della densità

del mezzo nucleare (c.f.r. par. 1.3).

Il mesone ρ ha vita media $\tau = 1.3 \text{ fm}/c$, più corta di quella delle altre sorgenti standard e piccola in confronto al tempo di vita del sistema interagente ($\sim 10 \div 20 \text{ fm}/c$), per cui le coppie leptoniche provenienti dal suo decadimento hanno una buona probabilità di essere create prima del *freeze-out*. Esse, quindi, forniscono informazioni sullo stato della materia nucleare in condizioni di alta temperatura e densità, favorevoli al parziale ripristino della simmetria chirale ed alla conseguente riduzione delle masse dei quarks.

L'interpretazione dell'eccesso di produzione di coppie leptoniche di bassa massa fornisce dunque una indicazione di probabili cambiamenti nelle caratteristiche fisiche della materia nucleare, in linea con le previste conseguenze della transizione di fase di QCD.

1.6.4 Produzione della J/Ψ

Il mesone J/Ψ è costituito da uno stato legato $c\bar{c}$ e può essere prodotto nelle collisioni nucleari in seguito a processi di fusione del tipo $gg \rightarrow c\bar{c}$ e $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$. In ipotesi di formazione di QGP, l'alta densità di cariche di colore produce uno schermaggio della forza di colore, quantificato dal raggio di schermaggio. Quando tale raggio, inversamente proporzionale alla densità di carica di colore e quindi alla densità di energia del sistema interagente, diventa minore della lunghezza tipica di legame della J/Ψ ($\sim 0.5 \text{ fm}$), lo stato $c\bar{c}$ si dissolve ed i suoi quarks appaiono dopo l'adronizzazione in mesoni "charmati" [Mat89]. Simulazioni su reticolo mostrano che tale condizione dovrebbe essere soddisfatta per temperature del sistema di poco superiori a quella critica ($T > 1.2 T_c$), in corrispondenza del completo deconfinamento della materia nucleare. [Kan86], [Bla91]. Gli stati eccitati del sistema $c\bar{c}$, quali Ψ' e χ_c , possono essere dissociati più facilmente e dovrebbero essere soppressi non appena la temperatura raggiunge il valore critico.

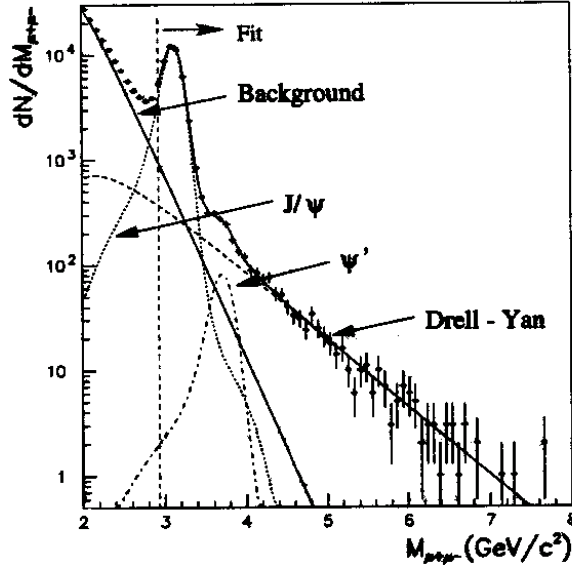


Figura 1.16: *Spettro di massa invariante di coppie muoniche [Abr96].*

La produzione di mesoni vettori J/Ψ e Ψ' è stata studiata attraverso il loro decadimento in coppie $\mu^+\mu^-$ dagli esperimenti NA38 e NA50 in vari sistemi di collisione. In fig. 1.16 è mostrato lo spettro di massa invariante delle coppie muoniche rivelate in interazioni Pb-Pb. Esso è interpretato come sovrapposizione dei contributi relativi al decadimento della J/Ψ e della Ψ' , ai processi di Drell-Yan e ad eventi di fondo costituiti da coppie muoniche provenienti da decadimenti simultanei di pioni e/o kaoni. È così possibile misurare la sezione d'urto per i processi di Drell-Yan e per la produzione di J/Ψ e Ψ' nel canale di decadimento osservato, indicate rispettivamente con $\sigma(DY)$, $B_{\mu\mu}\sigma(J/\Psi)$ e $B_{\mu\mu}\sigma(\Psi')$ ($B_{\mu\mu}$ è la frazione di decadimento nel canale $\mu\mu$). La sezione d'urto $\sigma(DY)$ risulta proporzionale al numero di nucleoni partecipanti alla collisione, essendo i processi di Drell-Yan provenienti dalle singole collisioni primarie tra nucleoni, per cui può essere utilizzata come elemento di normalizzazione nel valutare la produzione di J/Ψ in diversi sistemi di collisione.

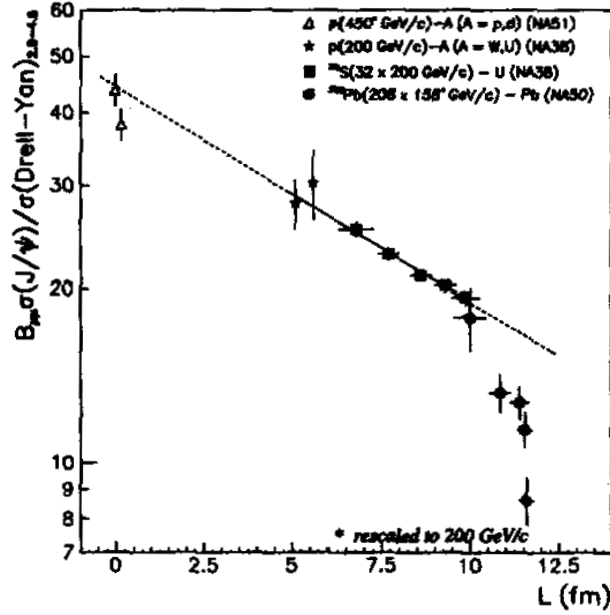


Figura 1.17: *Rapporto della sezione d'urto di produzione del mesone J/Ψ rispetto a quella di Drell-Yan in funzione del libero cammino medio L [Abr96].*

In fig. 1.17 è riportata la quantità $\frac{B_{\mu\mu}\sigma(J/\Psi)}{\sigma(DY)}$ relativa a differenti sistemi interagenti in funzione del cammino medio L dello stato $c\bar{c}$ all'interno della materia nucleare. Questa è una variabile calcolabile in maniera geometrica che esprime la centralità della collisione. Si può notare una decrescita nella produzione di J/Ψ relativamente agli eventi di fondo in funzione delle dimensioni del sistema interagente, interpretata in termini di assorbimento di uno stato pre-risonante $c\bar{c}$ nella ordinaria materia nucleare. La produzione della J/Ψ può infatti essere soppressa anche in presenza del gas adronico, mediante processi anelastici del tipo $\pi + J/\Psi \rightarrow D\bar{D}X$ innescati da adroni co-moventi di sufficiente energia [Gav88]. L'andamento mostrato in fig. 1.17 con la retta tratteggiata è ottenibile assumen-

do una dipendenza del tipo $\sigma(J/\Psi) \sim \exp(-\rho_0 \sigma_{ass} L)$ considerando una sezione d'urto di assorbimento $\sigma_{ass} = 6.2 \pm 0.7 \text{ mb}$ (risultato del *best fit* ai dati sperimentali) ed una densità nucleare $\rho_0 = 0.138/fm^3$. Tuttavia i punti relativi alle collisioni Pb-Pb rivelano un assorbimento anomalo nella produzione della J/Ψ rispetto al normale assorbimento nucleare, quantificabile come

$$\frac{\left(\frac{\sigma(J/\Psi)}{\sigma(DY)}\right)_{misurato}}{\left(\frac{\sigma(J/\Psi)}{\sigma(DY)}\right)_{ass. \text{ nucl.}}} = 0.71 \pm 0.03$$

È interessante notare che l'assorbimento è comparabile con il modello di assorbimento adronico per le collisioni più periferiche, mentre se ne discosta per quelle più centrali, aumentando con la centralità. I valori di cammino medio ai quali si manifesta la soppressione anomala sono quelli $L > 10 \text{ fm}$, corrispondenti a collisioni Pb-Pb con parametro di impatto $b < 8 \text{ fm}$.

I risultati concernenti la produzione del mesone Ψ' in funzione del cammino medio nucleare sono mostrati in fig. 1.18 e confrontati con quelli relativi alla J/Ψ . La risonanza Ψ' viene assorbita in maniera anomala già per collisioni S-U ed in corrispondenza di liberi cammini medi $L > 6 \text{ fm}$, coerentemente con la minore energia di legame di questo stato $c\bar{c}$.

La rivelazione della soppressione anomala delle risonanze J/Ψ e Ψ' ha innescato una intensa attività teorica che al momento può essere così sintetizzata: i precedenti modelli di assorbimento nucleare non sono in grado di predire la soppressione anomala, per cui alcuni autori [Kha97], [Bla96] hanno attribuito il fenomeno alla formazione di QGP; altri [Cap97], [Gav97] hanno sviluppato modelli più conservativi che riescono a riprodurre la soppressione anomala in collisioni Pb-Pb per mezzo delle interazioni con gli adroni co-moventi, mostrando tuttavia un disaccordo con i precedenti risultati relativi a nuclei più leggeri.

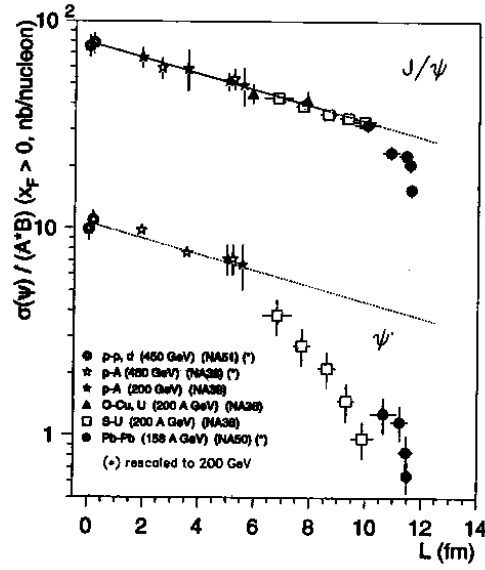


Figura 1.18: *Sezioni d'urto di produzione dei mesoni Ψ' e J/Ψ in funzione del cammino medio L [Lou96].*

1.6.5 Fenomeni nuovi

La formazione del QGP potrebbe essere associata all'apparenza di fenomeni completamente nuovi e la loro rivelazione fornirebbe una prova univoca della sua esistenza. Storicamente, la proposta di cercare uno stato di QGP in collisioni nucleari nacque in seguito alla rivelazione, nelle interazioni tra raggi cosmici, di eventi caratterizzati da un rapporto di carica dei pioni N_{π^0}/N_{π} notevolmente differente da $1/3$ [Lat80]. Questi eventi, conosciuti come “eventi di Centauro”, potrebbero essere originati dal decadimento di stati di vuoto “disorientato”, nei quali la simmetria chirale sia temporaneamente ristabilita. Quindi una nuova osservazione di eventi con queste caratteristiche in esperimenti di ioni pesanti fornirebbe una verifica diretta dell'avvenuta transizione di fase chirale.

L'oggetto esotico più probabile che potrebbe essere formato da uno stato di

QGP è la materia di quark strani. Essa conterrebbe stati metastabili di materia avente approssimativamente lo stesso numero di quarks u , d ed s , detti “*strangelets*”, formati in seguito al raffreddamento del plasma ed alla conseguente distillazione del suo contenuto di stranezza [Liu84]. A causa della consistente presenza di quarks s , il rapporto massa/carica di tali stati dovrebbe essere molto grande ($\frac{m}{|Z|} > 10 \text{ GeV}$) e questa caratteristica può essere usata come segnale per una loro ricerca sperimentale.

L’esperimento NA52 al CERN non ha finora trovato alcuna particella con tempo di vita $t_{lab} > 1.2 \mu s$ e $\frac{m}{|Z|} > 5 \text{ GeV}$ in collisioni Pb-Pb [App96]. Il limite superiore per la produzione di *strangelets* è attualmente di

$$E \left. \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right|_{p_T=0} < 50 \frac{\text{nbarn}}{\text{GeV}^2} c^3.$$

1.7 La produzione di stranezza come possibile segnale di QGP

Uno dei primi strumenti proposti per l’analisi della formazione di plasma nelle collisioni nucleari è stato lo studio della produzione di stranezza, data la sua connessione con la dinamica del processo in esame [Raf82], [Raf86].

In ipotesi di formazione di QGP, infatti, la produzione di stranezza può essere calcolata nell’ambito della QCD perturbativa ed avviene per mezzo della fusione di gluoni ($gg \rightarrow s\bar{s}$), dell’annichilazione di quarks ($q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$) e del decadimento di stati massivi di eccitazione collettiva del QGP, detti “plasmoni” ($g \rightarrow s\bar{s}$). Pur essendo le sezioni d’urto dei tre processi confrontabili, il maggior numero di gradi di libertà a disposizione dei gluoni rende dominante il loro contributo alla produzione di stranezza. Si può dimostrare [Raf96] che la densità di quarks strani

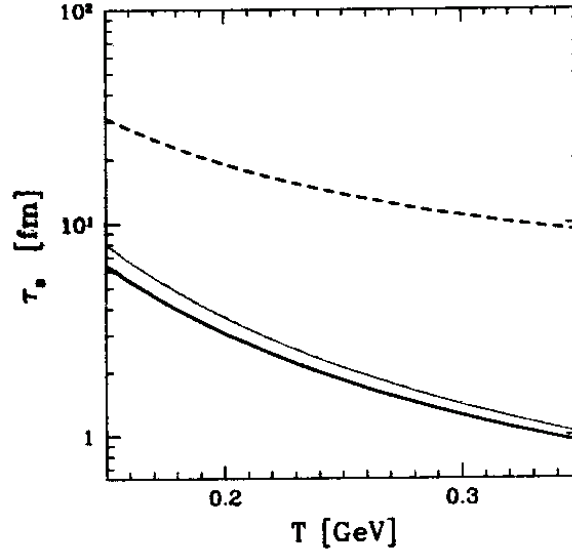


Figura 1.19: *Costante di tempo di rilassamento chimico nel QGP in funzione della sua temperatura. Il contributo dei quarks (linea tratteggiata), dei gluoni (linea sottile) e totale (linea spessa) sono calcolati per $m_s = 160$ MeV e $\alpha_s = 0.6$ [Raf96].*

nel plasma (ρ_s) raggiunge l'equilibrio chimico in maniera asintotica, secondo la legge:

$$\rho_s(t) \sim \rho_s(\infty) (1 - 2e^{-t/\tau_s}) \quad \text{per } t > \tau_s$$

dove $\rho_s(\infty)$ indica la densità di quarks strani all'equilibrio e τ_s , detta costante di tempo di rilassamento chimico, fornisce una stima della scala di tempo necessaria per la saturazione della produzione di stranezza. In fig. 1.19 è mostrato l'andamento di tale costante in funzione della temperatura del QGP. Il contributo dei processi gluonici (linea sottile) risulta dominante rispetto a quello proveniente dall'annichilazione dei quarks (linea tratteggiata) e la somma dei contributi (linea spessa) indica che l'equilibrio chimico nella produzione di quarks strani è

raggiunto entro $\sim 3 \text{ fm}/c$ se la temperatura del plasma si mantiene al di sopra dei 200 MeV . Il calcolo della costante di tempo di rilassamento dipende dai valori usati per la massa del quark s e per la costante di accoppiamento α_s , ma in ogni caso, essa risulta confrontabile col tempo di vita del QGP. La saturazione della produzione di stranezza risulta quindi possibile in uno scenario di QGP.

Il parziale ripristino della simmetria chirale contribuisce a favorire la produzione di stranezza nel QGP, riducendo la soglia di produzione di coppie $s\bar{s}$. Inoltre la produzione di quarks u e d risulta sfavorita in regioni ad alta densità barionica, quali quelle create in seguito a collisioni all'SPS. Infatti la grande abbondanza di quarks u e d inizialmente presenti si traduce in un alto valore del potenziale bariochimico μ_B del plasma ed in una riduzione di un fattore $e^{-\mu_B/3T}$ dell'ulteriore produzione di quarks leggeri. Questi meccanismi fanno sì che in un plasma chimicamente equilibrato l'abbondanza di quarks \bar{u} , \bar{d} e \bar{s} sia simile e, di conseguenza, sia fortemente favorita la produzione di antibarioni strani e multi-strani rispetto a quanto avviene nelle normali interazioni adroniche.

In assenza di transizione di fase, la produzione di stranezza avviene per mezzo di interazioni secondarie nella fase di gas adronico successiva alla collisione tra nuclei. Le tipiche reazioni coinvolte sono quelle di produzione associata, del tipo:

$$\pi\pi \rightarrow K\bar{K}, \quad \pi N \rightarrow KY, \quad NN \rightarrow NKY \quad (Y = \Lambda \text{ o } \Sigma)$$

ma tali reazioni hanno una soglia molto alta rispetto alla produzione di quarks s e \bar{s} nelle interazioni elementari, specialmente per quanto riguarda la produzione di barioni multi-strani ed ancora di più per anti-barioni multi-strani. Per esempio, la produzione diretta di un'antiomega ($\bar{\Omega}(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$) può avvenire mediante la reazione $\pi\pi \rightarrow \Omega\bar{\Omega}$ con una soglia di 3.3 GeV .

Dal punto di vista teorico, l'alta soglia di produzione di stranezza in intera-

zioni adroniche è riconducibile alla rottura di simmetria chirale ad al conseguente innalzamento della massa del quark s nello stato confinato.

La produzione di anti-barioni strani in gas adronico può anche avvenire mediante interazioni successive, ciascuna delle quali con soglia più bassa della reazione diretta. D'altra parte è stato dimostrato che, in un gas adronico ad alta densità in equilibrio chimico la produzione di stranezza è confrontabile con quella relativa al plasma [Cle91]. Diventa quindi cruciale valutare il tempo in cui l'equilibrio chimico di stranezza può essere raggiunto in interazioni adroniche. In fig. 1.20 è mostrato l'andamento della produzione di stranezza in funzione del tempo per un gas adronico avente temperatura $T = 160 \text{ MeV}$ e potenziale chimico barionico $\mu_B = 0 \text{ MeV}$ (linea punteggiata) e $\mu_B = 450 \text{ MeV}$ (linea tratteggiata).

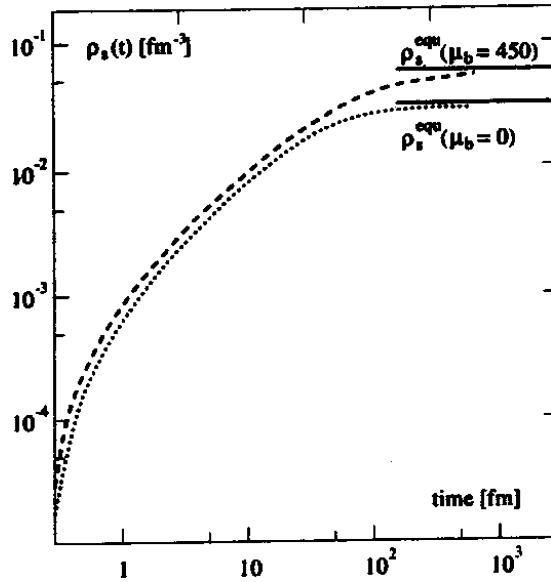


Figura 1.20: *Produzione di stranezza in funzione del tempo in un gas adronico a $T = 160 \text{ MeV}$. Sono mostrati i risultati per due valori del potenziale chimico barionico ($\mu_B = 0$ e 450 MeV) [Koc86].*

La saturazione nella produzione di stranezza è raggiunta dopo tempi dell'ordine

di $100 fm/c$, molto più lunghi rispetto al tempo di vita del sistema interagente.

In definitiva, il segnale di QGP consiste in un incremento nella produzione di stranezza in reazioni tra nuclei, nelle quali è possibile la transizione di fase di QCD, rispetto a quelle tra nucleoni, nelle quali intervengono soltanto processi di produzione adronica. L'incremento atteso risulta maggiore per i barioni ed anti-barioni multi-strani e, in generale, dovrebbe crescere col contenuto di stranezza della particella. La rivelazione di questo segnale fornirebbe una considerevole prova a favore dell'avvenuta transizione di fase verso uno stato a parziale ripristino di simmetria chirale.

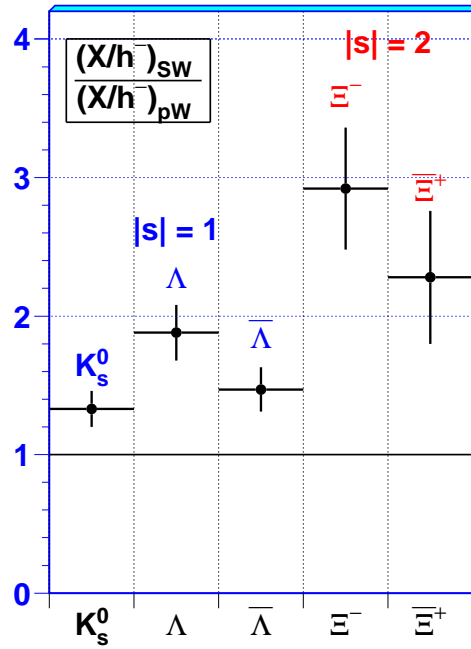


Figura 1.21: *Incremento nella produzione di particelle strane in interazioni S-W rispetto a collisioni p-W. Le particelle negative (h^-) prodotte nella collisione sono usate come elemento di normalizzazione [Eva94], [Dib95].*

Gli esperimenti WA85 e WA94 effettuati al CERN con fasci di protoni e ioni ^{32}S hanno fornito incoraggianti risultati a riguardo. In fig. 1.21 è mostrato

l'incremento della produzione di particelle strane in funzione del loro contenuto di stranezza misurato da WA85 [Eva94], [Dib95]. L'incremento è stato valutato utilizzando come elemento di normalizzazione le particelle negative (h^-) prodotte nelle collisioni, in maniera da svincolarsi dall'effetto dovuto alla sovrapposizione di più nucleoni incidenti. La produzione relativa di particelle strane rispetto a quella delle particelle negative risulta in effetti maggiore in interazioni tra nuclei che in interazioni protone-nucleo e l'aumento cresce col contenuto di stranezza.

Questi risultati hanno suggerito l'opportunità di estendere lo studio all'intero intervallo di stranezza (da $|s| = 0$ a $|s| = 3$), in sistemi più complessi (Pb-Pb) e con un notevole incremento della statistica accumulata. Questo studio è stato effettuato dall'esperimento WA97 e sarà esposto nei capitoli successivi.

Capitolo 2

L'esperimento WA97

2.1 Introduzione

L'esperimento WA97 si propone di studiare la produzione di particelle strane in interazioni piombo-piombo (Pb-Pb), protone-piombo (p-Pb) e protone-berillio (p-Be) a $158 \text{ GeV}/c$ per nucleone [WA97p]. Esso utilizza fasci di ioni ^{208}Pb e protoni accelerati dal sincrotrone SPS del CERN ed incidenti su un bersaglio fisso. La rivelazione di particelle strane avviene nello spettrometro OMEGA, situato nella “*West area*” del CERN (da cui la sigla dell'esperimento).

Nell'ambito del programma di studio delle interazioni tra nuclei pesanti di altissima energia portato avanti al CERN, l'esperimento WA97 rappresenta la naturale evoluzione dei precedenti esperimenti WA85 e WA94. Questi hanno studiato rispettivamente interazioni zolfo-tungsteno (protone-tungsteno) e zolfo-zolfo (protone-zolfo) nello spettrometro OMEGA, utilizzando un sistema di camere proporzionali multifili per la ricostruzione dei decadimenti delle particelle strane.

Al fine di aumentare il volume e la densità di energia della regione centrale di interazione, si è dunque passati a studiare collisioni tra nuclei di piombo, molto più massivi dei nuclei impiegati in precedenza. E' stato inoltre previsto

un notevole incremento del campione statistico da accumulare, consentendo lo studio di particelle strane molto rare come gli iperoni Ω^- e $\bar{\Omega}^+$. Per far fronte alla alta molteplicità di particelle cariche presenti nella regione centrale di rapidità, lo spettrometro OMEGA è stato dotato di un telescopio di rivelatori al silicio di altissima risoluzione spaziale, che costituisce la caratteristica peculiare dell'esperimento WA97.

Per quanto esposto nel paragrafo 1.7, risulta importante, oltre allo studio delle caratteristiche proprie delle interazioni nucleo-nucleo, il confronto con la produzione di particelle strane nelle normali interazioni adroniche. L'esperimento WA97 prevede, quindi, anche lo studio dell'interazione tra un fascio di protoni di $158 \text{ GeV}/c$ con un bersaglio di piombo e uno di berillio (quest'ultimo inteso come la migliore approssimazione possibile dell'interazione protone-nucleone). In queste interazioni non è prevista la formazione di plasma ed il loro studio dovrebbe contenere di apprezzare gli eventuali incrementi nella produzione di stranezza prodottisi nell'interazione piombo-piombo, al di là di quelli dovuti semplicemente al numero di nucleoni partecipanti alla collisione.

Come illustrato nel capitolo I, la ricerca di segnali di plasma deve essere effettuata nella regione centrale del sistema interagente, dove l'elevato deposito di energia dei nucleoni collidenti potrebbe aver determinato le condizioni per una transizione di fase. La ricerca di particelle strane nell'esperimento WA97 avviene, dunque, in una regione centrale di rapidità, lontano dai valori estremi di rapidità caratterizzanti le regioni di frammentazione del bersaglio e del proiettile. Il valore centrale di rapidità corrispondente ad interazioni tra sistemi simmetrici a $158 \text{ GeV}/c$ è $y_{CM} = 2.92$ nel sistema del laboratorio (c.f.r. eq. 1.13) e l'intervallo di rapidità coperto dall'esperimento WA97 è centrato su tale valore e si estende per circa una unità di rapidità. Nello studio delle interazioni p-Pb e p-Be la rivelazione avviene nello stesso intervallo di rapidità ed il valore $y_{CM} = 2.92$

corrisponde alla rapidità del centro di massa del sistema nucleone-nucleone.

Da un punto di vista sperimentale, limitare la rivelazione ad una ristretta regione dello spazio delle fasi permette di escludere le numerose particelle provenienti dai nucleoni spettatori. Ciò consente di migliorare l'efficienza di ricostruzione delle tracce rivelate, di ridurre i tempi morti nella registrazione degli eventi ed i tempi di analisi dei dati. Tuttavia la scelta di una finestra cinematica così ridotta rende alquanto difficoltosa l'interpretazione dei risultati per mezzo di modelli teorici ed il loro confronto con quelli di altri esperimenti.

L'esperimento WA97 ha raccolto dati per la prima volta nell'anno 1994, verificando il funzionamento del nuovo telescopio di silicio in condizioni di elevata molteplicità di tracce presenti in seguito a collisioni tra nuclei di piombo. Durante il 1995 sono stati raccolti circa 287 milioni di eventi p-Pb e 123 milioni di eventi Pb-Pb per l'analisi fisica. Nell'anno successivo, una ulteriore presa dati di eventi Pb-Pb ha aggiunto altri 117 milioni di eventi. Si è inoltre eseguita una presa dati con bersaglio di berillio raggiungendo 219 milioni di eventi p-Be.

Nel seguito del capitolo sarà descritto l'apparato nelle configurazioni usate per lo studio di interazioni Pb-Pb e p-Pb; i dati relativi all'interazione p-Be non saranno analizzati in questa tesi.

2.2 Il fascio

L'esperimento WA97 utilizza un fascio di ioni piombo completamente ionizzati (Pb^{82+}) accelerati fino a $158 \text{ GeV}/c$ per nucleone dal complesso di macchine acceleratrici del CERN, avente come stadio finale il sincrotrone SPS. Il fascio primario estratto ha una intensità tipica di 10^6 ioni per ciclo ed è convogliato nella linea di fascio H1 [Pla83] prima di essere focalizzato sul bersaglio di piombo. Il ciclo completo di accelerazione dell'SPS dura 19.2 sec e la durata dell'estrazione

è di 4.8 *sec*.

Per lo studio dell'interazione protone-nucleo viene utilizzato un fascio secondario, cioè costituito da protoni non direttamente accelerati dall'SPS, in quanto quest'ultimo è stato progettato per accelerare protoni fino a 450 *GeV/c*. Il fascio primario di protoni, subito dopo la sua estrazione dall'SPS, interagisce con 5 bersagli di berillio, per uno spessore complessivo di 4 *cm*. Le particelle secondarie positive aventi momento di 158 *GeV/c* ($\pm 0.5\%$) sono selezionate ed introdotte nella linea di fascio H1 per mezzo di collimatori e magneti bipolari; esse sono infine focalizzate sul bersaglio per mezzo di magneti quadrupolari. L'intensità del fascio primario estratto di protoni è di circa 10^9 protoni per ciclo, alla quale corrisponde una intensità del fascio secondario di circa 10^6 protoni per ciclo. La durata del ciclo di accelerazione per i protoni è di 14.4 *sec* e la durata dell'estrazione è di 2 *sec*.

La maggior parte delle particelle secondarie selezionate è costituita da protoni, ma esiste una cospicua contaminazione dovuta principalmente ai pioni, che deve essere eliminata. A tale scopo si utilizzano due rivelatori Čerenkov differenziali a gas, denominati CEDAR, posti lungo la linea di fascio H1. La regolazione della pressione del gas consente di ottimizzare la loro efficienza di identificazione di protoni ($\simeq 100\%$). Tali rivelatori sono inclusi nella logica di trigger per scartare interazioni prodotte da particelle diverse dai protoni (c.f.r. par. 2.5.1). La reiezione operata dai CEDAR corrisponde a circa il 33% delle particelle incidenti.

2.3 Il bersaglio

Il bersaglio è caratterizzato dalla massa atomica del materiale impiegato e dal suo spessore. Per l'esperimento WA97 è stato scelto un bersaglio di piombo ($A = 207.19$) per ottenere un sistema simmetrico nella collisione. Tale simmetria

può essere sfruttata per estendere l'intervallo di rapidità coperto dall'esperimento, dato che le regioni di accettazione possono essere simmetrizzate rispetto al valore di rapidità del centro di massa. D'altra parte, l'alto numero atomico del piombo consente il raggiungimento di alte densità di energia e di estesi volumi di interazione. Il bersaglio di piombo è stato usato anche col fascio di protoni, per minimizzare gli elementi di discordanza nel confronto con l'interazione nucleo-nucleo.

Per quanto riguarda la scelta dello spessore del bersaglio, essa rappresenta un compromesso tra la necessità di aumentare la frequenza delle interazioni e quella di minimizzare la probabilità di interazioni multiple e di conversioni di fotoni al suo interno. La probabilità che una particella abbia una interazione all'interno di un bersaglio di spessore L è

$$P(L) = 1 - e^{-L/\lambda_I} \quad (2.1)$$

dove λ_I è la lunghezza di interazione, che per l'urto Pb-Pb vale 3.99 cm , mentre per l'urto p-Pb vale 14.08 cm . La probabilità di conversione di fotoni in $e^+ e^-$ all'interno del bersaglio ha una espressione analoga alla (2.1), in cui al posto di λ_I si introduce la lunghezza di radiazione X_0 , pari a 0.56 cm per il piombo.

Nell'esperimento WA97, per lo studio dell'interazioni Pb-Pb, è stato scelto uno spessore pari a 0.4 mm , corrispondente a 1% di lunghezza di interazione ed a 0.071 lunghezze di radiazione. Per l'interazione p-Pb, il problema delle collisioni multiple e della conversione di fotoni è meno rilevante e la necessità di aumentare la frequenza delle interazioni ha portato ad adottare un bersaglio di 1.1 cm di spessore, corrispondente all' 8% di lunghezza di interazione ed a 2.01 lunghezze di radiazione.

2.4 L'apparato sperimentale

L'insieme dei rivelatori utilizzati nell'esperimento WA97 è mostrato in fig. 2.1. Esso consiste di una corona di scintillatori a “petali”, di due piani di rivelatori di molteplicità (microstrip al silicio), del telescopio al silicio, a sua volta contenente piani di rivelatori a *pixel* e piani di microstrip al silicio, e di rivelatori a multi-fili a catodo segmentato (camere a *pad*). Tali rivelatori sono stati utilizzati sia nello studio delle interazioni Pb-Pb che in quello delle interazioni p-Pb, sebbene l'impiego di alcuni di essi risulti funzionale solo nel caso di collisioni tra nuclei di piombo. Il bersaglio e il telescopio al silicio sono posti entro un campo magnetico uniforme generato dal magnete OMEGA del CERN. Nel seguito, il magnete ed i rivelatori verranno analizzati singolarmente, mentre la descrizione del trigger e dei connessi contatori di fascio è contenuta nel successivo paragrafo, diversificata per le due interazioni.

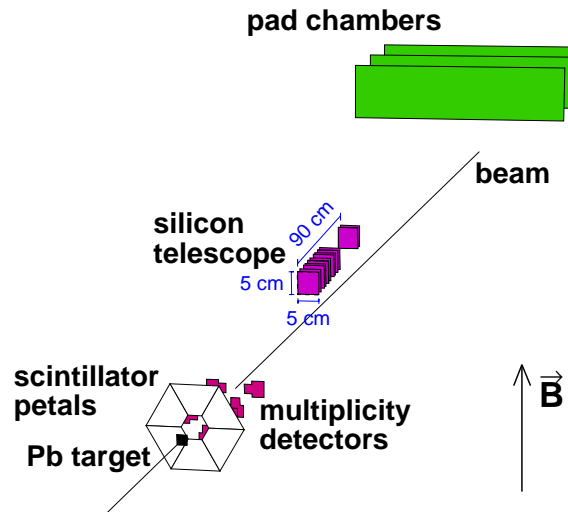


Figura 2.1: *L'insieme dei rivelatori usati nell'esperimento WA97.*

2.4.1 Il magnete

Il magnete OMEGA è stato originariamente concepito come parte di uno spettrometro, capace di rivelare con grande accettazione angolare eventi ad alta molteplicità, fornendo una misura accurata dei parametri cinematici delle particelle cariche che l'attraversano [Beu84]. Si tratta di un magnete di grande apertura, illustrato in fig. 2.2, le cui espansioni polari, di $6 \times 6 \text{ m}^2$, sono poste a distanza di circa 1.5 m tra loro. Due bobine superconduttrici con un diametro di 3 m generano un campo magnetico sostanzialmente uniforme nella regione centrale, che raggiunge un valore massimo di circa 1.8 T .

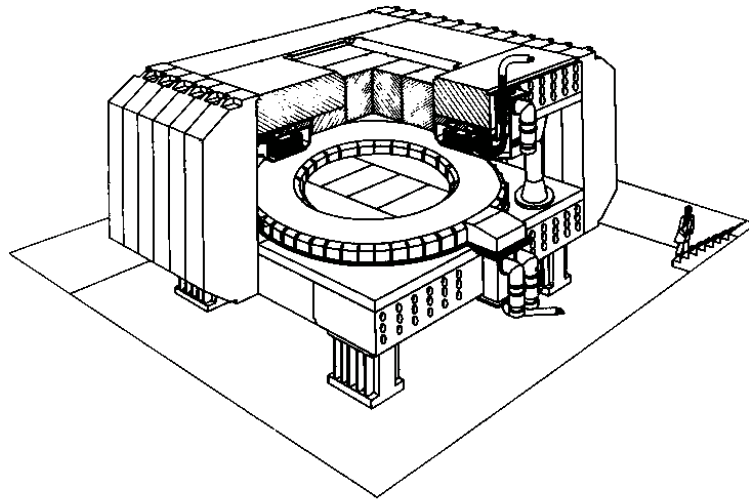


Figura 2.2: *Magnete dello spettrometro OMEGA.*

All'interno dello spettrometro possono essere configurati apparati sperimentali anche molto diversi tra loro. L'apparato usato nell'esperimento WA97 per lo studio di interazioni p-Pb è mostrato in fig. 2.3; esso risulta solo leggermente modificato nello studio di interazioni Pb-Pb.

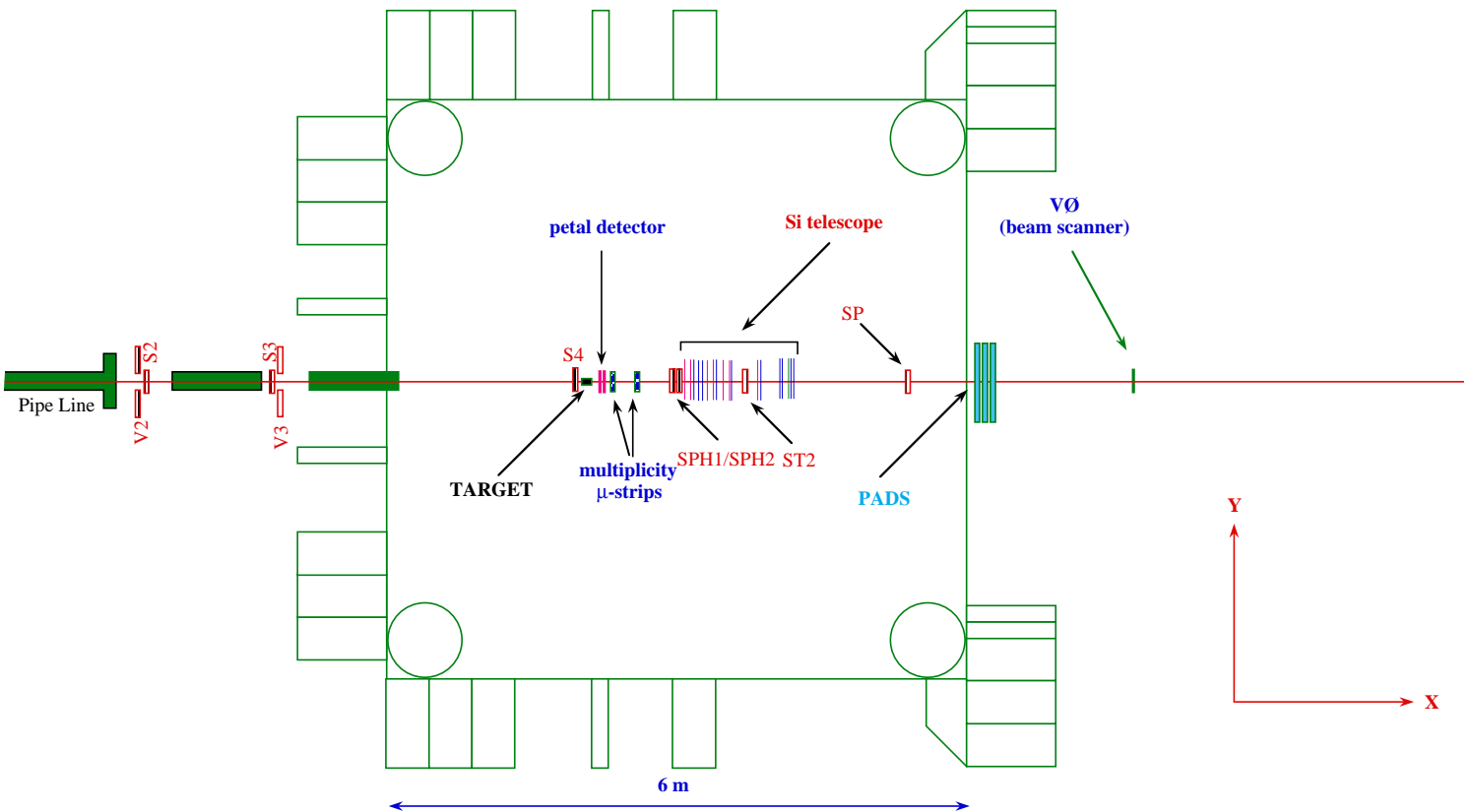


Figura 2.3: *Schema dell'apparato sperimentale di WA97 usato per lo studio di interazioni p-Pb.*

Il sistema di riferimento adottato ha l'origine nel centro del magnete, l'asse x diretto orizzontalmente secondo il verso del fascio incidente, l'asse z diretto verso l'alto perpendicolarmente alle espansioni polari e l'asse y tale da formare una terna destrorsa. Pertanto il campo magnetico è diretto approssimativamente secondo l'asse z e le traiettorie delle particelle cariche vengono incurvate essenzialmente nel piano xy . Il verso del campo magnetico è determinato dal verso della corrente nelle bobine; sono stati raccolti dati con i due versi del campo, al fine di evidenziare eventuali errori sistematici compiuti nella misura della mappa del campo magnetico e di verificare l'allineamento dei rivelatori, dato che l'apparato sperimentale è simmetrico rispetto al piano xz .

2.4.2 Gli scintillatori a petali

Nella parte immediatamente posteriore al bersaglio, a 10 *cm* da questo, sei scintillatori trapezoidali (“petali”) circondano la linea del fascio, formando un'apertura centrale esagonale (c.f.r. fig. 2.1). Il loro compito è quello di selezionare eventi ad alta molteplicità, dovuti ad urti centrali tra nuclei. Come già discusso nel capitolo precedente (par. 1.5.1), la selezione di eventi centrali permette di isolare le collisioni in cui è massimo il numero di nucleoni partecipanti, caratterizzate da una grande quantità di energia rilasciata: in questo tipo di collisioni risulta più probabile la formazione di QGP. La condizione di trigger consiste nel richiedere che almeno 5 scintillatori su 6 forniscano un segnale in coincidenza. La soglia al di sopra della quale i singoli scintillatori forniscono un segnale è stata scelta considerando che, in corrispondenza di un evento centrale, ognuno di essi è attraversato da circa $20 \div 30$ particelle. La percentuale di eventi selezionati con questa condizione corrisponde a circa il 40% della sezione d'urto totale anelastica relativa a collisioni Pb-Pb [Ant95].

2.4.3 I rivelatori di molteplicità

La molteplicità di particelle cariche è campionata per mezzo di due stazioni identiche di rivelatori a microstrip di silicio. Esse sono posizionate lungo la linea di fascio, dopo i rivelatori a petali (c.f.r. fig. 2.1) e ciascuna di esse è costituita da tre piani di microstrip montati su altrettanti bracci di un'intelaiatura vuota al centro, in corrispondenza della zona di passaggio del fascio. Come mostrato in fig. 2.4, ognuno dei 6 piani di silicio è formato da microstrip di differente lunghezza (da 15 a 25 *mm*) e passo (da 100 a 400 μm), per un totale di 200 canali, disposti in modo tale da garantire un'occupazione costante di particelle nell'ipotesi di distribuzione piatta di pseudorapidità. Tale ipotesi risulta ragionevole in prossimità della regione centrale di rapidità e l'occupazione risultante rimane minore di 0.4 particelle per strip, anche per gli eventi più centrali [WA97p].

La disposizione dei piani permette di coprire le regioni di pseudorapidità $2 \lesssim \eta \lesssim 3$ (stazione 1) e $3 \lesssim \eta \lesssim 4$ (stazione 2), con una accettazione media di circa 27% in tale intervallo. Il numero medio di particelle cariche registrate per evento dalle due stazioni di microstrip è maggiore di 400 e non dipende in maniera significativa dall'azione del campo magnetico presente nell'apparato. La misura di molteplicità fornita da tali rivelatori consente di studiare in maniera dettagliata la dipendenza dalla centralità della produzione delle particelle ricostruite dal telescopio.

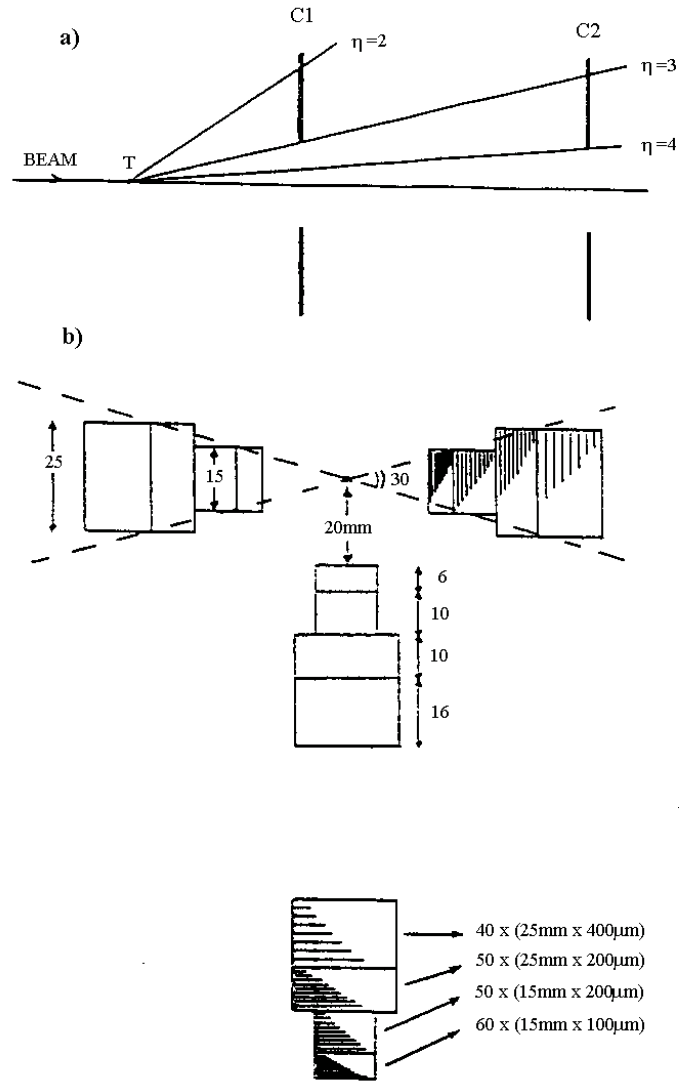


Figura 2.4: *Rivelatori di molteplicità: a) le stazioni identiche C1 e C2 coprono un intervallo di pseudorapidità $2 < \eta < 4$; b) struttura delle singole stazioni [WA97p].*

2.4.4 Il telescopio

Il telescopio è costituito da 7 piani di rivelatori a *pixel* e 10 piani di microstrip al silicio, descritti in dettaglio più avanti. Esso rappresenta il dispositivo primario per la ricostruzione spaziale delle tracce cariche e consente di ricostruire il decadimento delle particelle strane in un ambiente ad alta molteplicità. Infatti, in questo esperimento, l'identificazione avviene tramite la ricostruzione di decadimenti contenenti solo particelle cariche nello stato finale, quali $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, $\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$ e quelli corrispondenti alle rispettive antiparticelle.

Il telescopio è posto leggermente al di sopra della linea di fascio e inclinato in modo da puntare al bersaglio. L'angolo di inclinazione, di 48 mrad , è stato scelto in modo da accettare particelle strane nell'intervallo di rapidità $|y - y_{CM}| \leq 0.5$ e con momento trasverso $p_T \geq 0.3 \text{ GeV}/c$. L'area sensibile di ciascun piano ha una sezione di $5 \times 5 \text{ cm}^2$ e la loro disposizione è mostrata in fig. 2.5. L'intero telescopio è lungo circa 1 m .

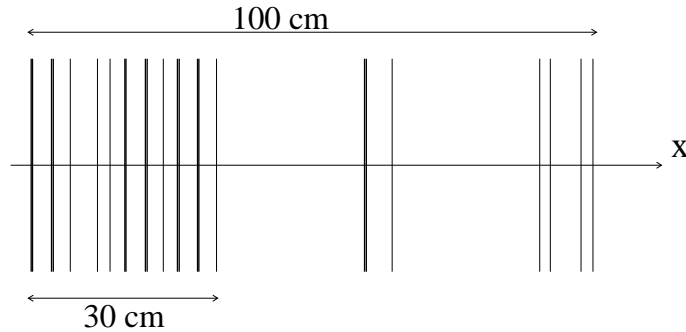


Figura 2.5: *Rappresentazione schematica del telescopio al silicio. I piani di pixel sono evidenziati in grassetto, mentre quelli di microstrip sono riportati con linee tratteggiate.*

Per la ricostruzione delle tracce vengono inizialmente utilizzati i piani contenu-

ti nella prima parte (“compatta”) del telescopio, dove sono disposti in maniera ravvicinata 6 piani di *pixel* e 5 piani di microstrip, per una lunghezza totale di 30 *cm*. I rimanenti piani del telescopio, insieme alle camere a *pad* descritte in seguito, hanno il compito di migliorare la precisione nella misura del momento delle particelle veloci. In fig. 2.6 è mostrato un tipico decadimento Ω^- che è possibile ricostruire nel telescopio.

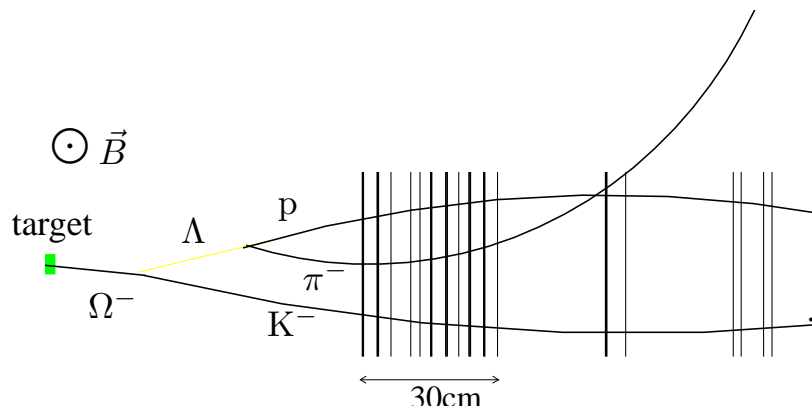


Figura 2.6: *Tipico decadimento di una Ω^- ricostruibile nel telescopio.*

Per quanto riguarda la distanza del telescopio dal bersaglio, la scelta operata rappresenta un compromesso tra la necessità di garantire la rivelazione di un numero cospicuo di particelle strane nell’arco di tempo destinato all’acquisizione dati e quella di rendere minimo il numero di tracce che attraversano il telescopio, consentendo un’efficiente ricostruzione. Studi effettuati con simulazioni Monte Carlo hanno suggerito la scelta di porre il telescopio a 60 *cm* dal bersaglio per interazioni Pb-Pb. Una distanza minore avrebbe consentito una maggiore accettazione per le particelle strane studiate, aumentando tuttavia il fondo presente nel campione di dati. Nello studio di interazioni p-Pb, come si vedrà nel paragrafo 2.5.1, è presente un trigger che permette di rigettare eventi con meno di due tracce nel telescopio. Questo consente di scegliere la collocazione del telescopio in modo da rendere massimo il numero di particelle strane per evento

“triggerato”. Le simulazioni effettuate hanno mostrato che tale numero è piccolo a grandi distanze, dato l’esiguo numero di particelle strane rivelate, ma anche a piccole distanze, a causa dell’aumento del numero di eventi selezionati. Esso risulta massimo in corrispondenza della distanza di 90 *cm* dal bersaglio, che è stata così adottata nella presa dati p-Pb.

I rivelatori a pixel

L’unità sensibile di questo nuovo tipo di rivelatori, denominata appunto *pixel*, è un diodo rettangolare formato per impiantazione ionica su un substrato di silicio di tipo n ad alta resistività ($> 5 \text{ k}\Omega\text{cm}$). Queste celle elementari, di dimensioni $500 \times 75 \mu\text{m}^2$, con uno spessore di $300 \mu\text{m}$, sono allineate in righe e colonne a comporre strutture bidimensionali di rivelazione più estese [Hei94]. Una matrice di 64 righe e 16 colonne realizza un *chip* e un segmento di sei *chip* a righe adiacenti costituisce un *ladder*, composto da 64 righe e 96 colonne di *pixel*, così come mostrato in fig. 2.7.

A loro volta, 6 *ladder* paralleli alloggiano su di un’unica lastra di ceramica spessa $630 \mu\text{m}$, spaziate di alcuni millimetri, indispensabili per le connessioni elettroniche, a formare una struttura piana rigida detta *array*. Infine, due *array* identici sono appaiati in una singola impalcatura, in cui si dispongono specularmente, slittati l’uno rispetto all’altro in modo da evitare che gli interstizi tra due *ladder* costituiscano delle discontinuità di rivelazione (c.f.r. fig. 2.8). Una coppia di piani fisici così congegnata rappresenta un unico piano “logico” di rivelatore, che consiste di 72576 *pixel* concentrati in un’area di $5 \times 5 \text{ cm}^2$. Il telescopio di WA97 contiene 7 di questi piani logici, per cui il numero totale di *pixel* è di circa mezzo milione. L’elettronica di lettura è affidata ad un *microchip* saldato su ciascun *chip* del rivelatore e frazionato in modo che a ciascun *pixel* sia associata una cella circuitale contenente un preamplificatore a minimo rumore, un comparatore

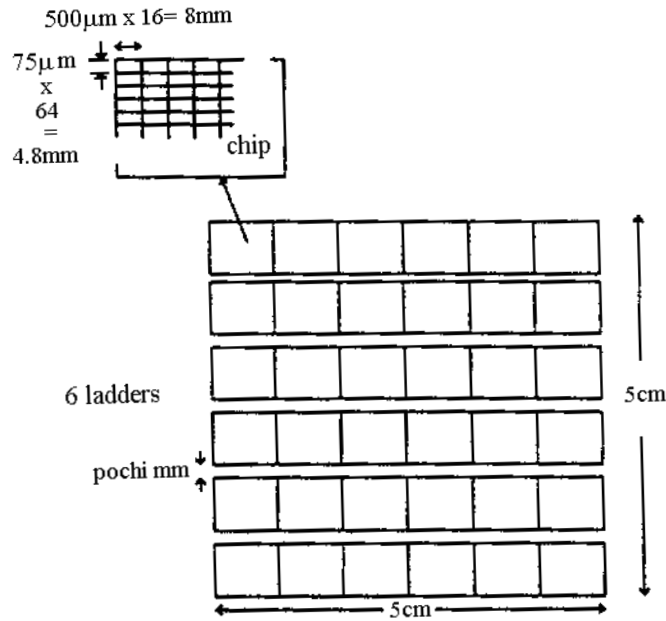


Figura 2.7: *Illustrazione schematica di un array, costituito da 6 ladder formati da 6 chip adiacenti. La figura in alto visualizza in dettaglio il singolo chip con la sua segmentazione a pixel.*

ed unità di ritardo e di memoria atte a registrare i segnali in concomitanza con la selezione operata dalla logica di trigger.

I piani di *pixel* sono disposti nel telescopio in modo che presentino la frammentazione in $75\mu\text{m}$ alternativamente lungo l'asse y (piani y) e lungo l'asse z (piani z), per garantire una uguale risoluzione spaziale nelle due direzioni trasverse. Essi sono in grado di fornire con grande accuratezza le coordinate dei punti di impatto delle particelle con ciascun piano, permettendo la ricostruzione delle relative tracce cariche.

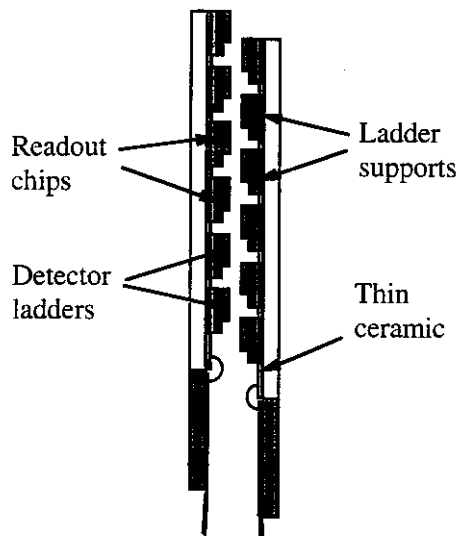


Figura 2.8: *Sezione di un piano logico di un rivelatore a pixel e dettaglio della struttura di supporto e di lettura.*

I rivelatori a microstrip

I 10 piani di microstrip al silicio sono disposti secondo quanto mostrato in fig. 2.5 ed hanno uno spessore di $300\ \mu m$ ed un passo di $50\ \mu m$. Sette di questi piani sono orientati in modo che le rispettive strip siano disposte verticalmente, in modo da fornire la misura della coordinata y della traccia (la curvatura è nel piano xy). I rimanenti tre hanno le strip disposte orizzontalmente, per la misura della coordinata z . Sebbene si tratti di dispositivi con elementi sensibili unidimensionali, tali rivelatori consentono di affinare ulteriormente la precisione con cui vengono ricostruite le tracce cariche nel telescopio, avendo essi un passo di $50\ \mu m$ a fronte dei $75\ \mu m$ dei *pixel*.

2.4.5 Le camere a pad

Il sistema di tracciamento è completato da un tripletto di camere proporzionali a fili col catodo segmentato in celle (*pad*), collocate appena fuori del magnete OMEGA, in modo da coprire l'angolo solido individuato dal telescopio. L'area sensibile delle camere misura $80 \times 25 \text{ cm}^2$ e le dimensioni delle singole celle sono di $4 \times 12 \text{ mm}^2$. Una risoluzione spaziale di $\sigma_y = 0.5 \text{ mm}$ e $\sigma_z = 1.5 \text{ mm}$ può essere raggiunta determinando il centroide della distribuzione di cariche per ogni traccia, usando anche le celle adiacenti a quella colpita dalla particella. Alle camere a *pad* compete la funzione di ottimizzare le prestazioni del telescopio nel caso di tracce molto veloci, incrementandone la risoluzione in impulso e l'efficienza di tracciamento a grande distanza dal bersaglio.

2.5 Selezione degli eventi

In esperimenti che studiano particolari categorie di particelle è importante estrarre le interazioni in cui esse sono contenute dagli eventi di fondo, imponendo dei criteri sperimentali di selezione, detti “condizioni di trigger”. Nell'esperimento WA97 la selezione cambia a seconda che si studi l'interazione Pb-Pb o quella p-Pb.

2.5.1 Condizioni di trigger in eventi p-Pb

Un primo livello di trigger, detto “trigger di fascio”, permette di selezionare collisioni prodotte da particelle incidenti ben focalizzate sul bersaglio e sufficientemente distinte una dall'altra. Esso fa uso dei contatori di fascio S2, V2, S3 e V0, mostrati in fig. 2.3. S2 ed S3 sono scintillatori plastici posti anteriormente al bersaglio lungo la linea di fascio e destinati al conteggio delle particelle che percorrono la direzione attesa di collimazione del fascio sul bersaglio. Gli scintillatori V3 e V4, posti anch'essi prima del bersaglio, hanno una sagoma anulare

del diametro di qualche centimetro, sufficiente per permettere il passaggio delle particelle proiettile: essi consentono di rivelare ed antiselezionare la componente divergente del fascio. Il trigger di fascio è definito dall'equazione logica:

$$BEAM = S2 \cdot S3 \cdot \overline{V2} \cdot \overline{V3}$$

La richiesta di coincidenza tra i segnali di S2 ed S3 o di V2 e V3 riduce la probabilità di selezionare del rumore.

Un secondo livello di trigger di fascio fornisce la cosiddetta “protezione passato-futuro”, scartando quegli eventi nei quali due particelle proiettile molto vicine tra loro provocano due diverse interazioni nel bersaglio. A tal fine, il segnale proveniente dal contatore S2 è inviato in un discriminatore operante in *updating mode*. L'arrivo di un secondo segnale proveniente da S2 entro un tempo Δt determina un prolungamento del segnale di uscita del discriminatore, denominato S2p in fig. 2.9. Finchè il discriminatore è attivo, non viene consentito al sistema di esaminare ed acquisire nuove interazioni. Un “fascio pulito” è dunque definito secondo l'equazione

$$CB = BEAM \cdot S2 \cdot \overline{S2p}$$

ponendo in anticoincidenza il segnale del discriminatore. La durata della protezione è stata fissata a $\Delta t = 20 \text{ nsec}$.

Successivamente, un trigger di interazione impone delle condizioni sulla qualità degli eventi da accettare. Eventi con almeno una traccia nel telescopio possono essere selezionati utilizzando gli scintillatori SPH1, SPH2, ST2, SP e V0, mostrati in fig. 2.3, secondo l'equazione:

$$TELINT = SPH1 \cdot SPH2 \cdot ST2 \cdot SP \cdot \overline{V0}.$$

Gli scintillatori SPH1 ed SPH2 sono posti all'inizio del telescopio ed hanno le

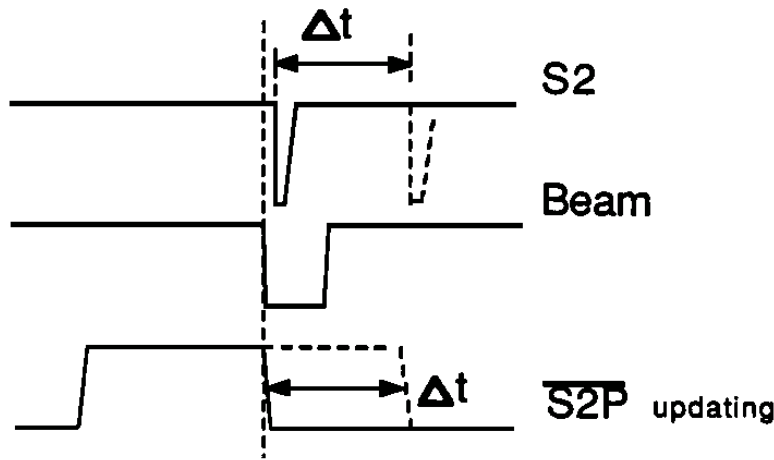


Figura 2.9: *Segnali che concorrono a produrre la “protezione passato-futuro”. I segnali in linea tratteggiata sono generati da una seconda particella proiettile.*

stesse dimensioni dei piani di rivelatore in esso presenti. La correlazione tra le altezze d’impulso dei due rivelatori è mostrata in fig. 2.10.

In essa è ben visibile la zona di addensamento dovuta al passaggio di una particella in SPH1 ed SPH2, ma è anche presente una seconda regione di addensamento, relativa al passaggio di due particelle in ciascuno degli scintillatori. Regolando opportunamente le soglie di SPH1 ed SPH2 e ponendo i loro segnali in coincidenza, è dunque possibile selezionare eventi in cui almeno una o almeno due tracce entrano nel telescopio. Richiedendo poi la coincidenza col segnale proveniente dallo scintillatore ST2, posto dopo la parte compatta del telescopio, e da SP, distante circa 1 metro dal telescopio ed avente un’area di $26 \times 12 \text{ cm}^2$, si impone che almeno una traccia attraversi l’intero telescopio. Infine, ponendo in anticoincidenza il segnale proveniente dallo scintillatore V0, posto dietro il telescopio lungo la linea di fascio, ci si assicura che il protone incidente abbia interagito in qualche maniera all’interno dello spettrometro.

Dal punto di vista fisico, tale trigger di interazione favorisce la rivelazione di

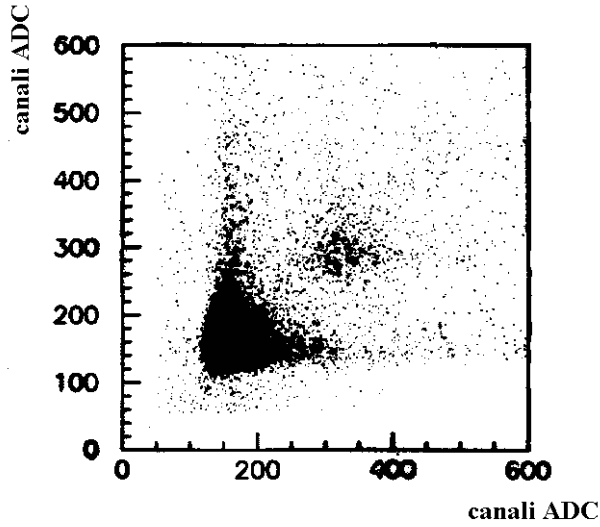


Figura 2.10: *Correlazione tra i segnali provenienti dagli scintillatori SPH1 ed SPH2.*

eventi nei quali il protone incidente abbia interagito con un nucleo del bersaglio ed almeno una particella carica attraversi l'intero telescopio. Regolando le soglie degli scintillatori SPH1 ed SPH2 è anche possibile richiedere che almeno due particelle cariche entrino nel telescopio. Quest'ultima condizione favorisce la rivelazione di particelle strane che si presentano con due tracce cariche (Λ e K_S^0) o con tre tracce cariche (Ξ^- e Ω^-) ed aumenta quindi il numero di particelle strane per evento selezionato.

I successivi livelli del trigger di interazione sono i seguenti:

- $INT \overline{DT} = BEAM \cdot \overline{DT} \cdot TELINT$

che assicura il rigetto di successive interazioni qualora i livelli più alti del trigger stiano ancora analizzando l'evento precedente. Ciò si ottiene ponendo in anticoincidenza il segnale di “tempo morto” (DT) proveniente da un “OR” logico al cui

ingresso sono posti i segnali provenienti dai livelli di trigger più alti e dal sistema di acquisizione dati.

- $CU0 = CB \cdot INT \overline{DT}$

in cui viene richiesta la coincidenza tra il segnale di interazione e quello di “fascio pulito”.

- $CU1 = CU0 \cdot CEDARS$

in cui viene aggiunto nella coincidenza il segnale proveniente dai *CEDARS* (c.f.r. par. 2.2) per selezionare interazioni prodotte unicamente da protoni incidenti.

2.5.2 Condizioni di trigger in eventi Pb-Pb

Nell'apparato sperimentale per lo studio di interazioni Pb-Pb, gli scintillatori S2, S3 e V0 sono stati sostituiti da altrettanti contatori Čerenkov al quarzo, appositamente preposti alla discriminazione degli ioni all'ingresso ed all'uscita dello spettrometro. Infatti, i valori elevati di carica propri del fascio di ioni possono indurre fenomeni di saturazione sugli scintillatori di fascio, pregiudicando la loro efficacia e la linearità della loro risposta. Invece i Čerenkov al quarzo offrono appropriati requisiti di resistenza a fasci di considerevole intensità e permettono l'identificazione degli ioni piombo di adeguata energia, dato che l'altezza dell'impulso ai relativi fotomoltiplicatori dipende, oltre che dalla velocità della particella incidente, dal quadrato della sua carica.

La definizione del trigger di fascio è analoga alla precedente, mentre per il trigger di interazione sono usate le seguenti definizioni:

- $TARGINT = PETALS \cdot \overline{V0}$

che definisce un'interazione nel bersaglio ($\overline{V0}$) e seleziona eventi a grande molteplicità per mezzo dei petali di scintillatore (c.f.r. par. 2.4.2). Ciò permette di selezionare urti centrali tra nuclei di piombo.

- $INT \overline{DT} = BEAM \cdot \overline{DT} \cdot TARGET$

dove la definizione di interazione tiene conto del tempo morto dei rivelatori.

- $CU1 = CB \cdot INT \overline{DT}$

dove la protezione “passato-futuro” è inclusa nella selezione degli eventi.

2.6 Il campione di dati

Gli eventi che soddisfano tutte le condizioni di trigger imposte vengono registrati su nastri magnetici, per mezzo di un sistema dedicato di acquisizione dati. Questo sistema legge le informazioni provenienti dai vari rivelatori e dai contatori di fascio, le compatta e le scrive in formato EPIO [Gro81] (leggibile direttamente con ogni computer). Si ottiene così una registrazione dei dati allo stato grezzo (*raw data*) nella quale i vari eventi costituiscono dei *record* logici allineati all’interno di uno stesso *record* fisico ed aventi tutti la medesima struttura. Il cuore del *record* logico risiede nel blocco ROMULUS, che contiene le informazioni provenienti dai rivelatori ed ha una struttura ad albero tale da renderle facilmente accessibili.

L’analisi presentata in questa tesi si riferisce ai dati raccolti a partire dal 1995 relativi all’interazione Pb-Pb (200 milioni di eventi) e p-Pb (120 milioni di eventi) con le seguenti specifiche:

Pb-Pb:

- bersaglio di spessore pari all’1% di lunghezza di interazione
- telescopio distante 60 *cm* dal bersaglio
- trigger di centralità (mediante i petali, come spiegato sopra)

p-Pb:

- bersaglio di spessore pari all'8% di lunghezza di interazione
- telescopio distante 90 *cm* dal bersaglio
- trigger a due tracce, ossia richiedente almeno due tracce entranti nel telescopio, con almeno una traccia che l'attraversa per intero.

Verranno inoltre analizzati i dati relativi all'interazione p-Pb registrati con la richiesta di almeno una traccia nel telescopio (trigger ad una traccia).

Capitolo 3

Ricostruzione e selezione delle particelle strane

3.1 Introduzione

Come già accennato nel capitolo 2, l'apparato sperimentale di WA97 consente l'identificazione delle particelle strane attraverso la ricostruzione dei loro decadimenti carichi. La misura dei vettori momento delle particelle cariche che attraversano il telescopio, effettuata mediante la ricostruzione delle loro tracce nel campo magnetico, permette di assegnare una massa ai vertici di decadimento ricostruiti, facendo delle ipotesi sulla massa delle particelle rivelate. Nel caso di decadimento a due corpi l'assegnazione avviene mediante la relazione

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2\sqrt{(m_1^2 + p_1^2)(m_2^2 + p_2^2)} - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 \quad (3.1)$$

dove gli indici 1 e 2 indicano le variabili relative alle due tracce di decadimento, m_1 ed m_2 sono le masse ad esse assegnate e M è la massa invariante della particella che decade, relativa alla topologia di decadimento ipotizzata.

L'identificazione risulta particolarmente favorita per le particelle strane che

decadono in maniera debole le quali, a causa del lungo tempo di vita media, hanno una buona probabilità di avere il vertice di decadimento ben distinto dal vertice primario di interazione. Nel caso di particelle strane neutre, i decadimenti carichi formano delle configurazioni denominate V^0 , intendendo con ciò una coppia di tracce di curvatura opposta nel campo magnetico che si diramano da uno stesso punto di cuspidè distinto dal vertice primario di interazione. In particolare, possono essere ricostruiti i seguenti decadimenti di particelle strane neutre, riportati con le relative probabilità di decadimento (*Branching Ratios*) [Par96]:

$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^- & \text{BR} &= 68.6 \pm 0.3\% \\ \Lambda &\rightarrow p + \pi^- & \text{BR} &= 63.9 \pm 0.5\% \\ \bar{\Lambda} &\rightarrow \bar{p} + \pi^+ & \text{BR} &= 63.9 \pm 0.5\% \end{aligned}$$

È inoltre possibile identificare particelle multi-strane attraverso i loro decadimenti a “cascata”. A questo proposito le V^0 ricostruite vengono combinate con un'altra traccia carica dell'evento per ottenere i decadimenti

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow \Lambda + \pi^- & \text{BR} &= 99.89 \pm 0.04\% \\ &\quad \downarrow \\ &\quad p + \pi^- \\ \Omega^- &\rightarrow \Lambda + K^- & \text{BR} &= 67.8 \pm 0.7\% \\ &\quad \downarrow \\ &\quad p + \pi^- \end{aligned}$$

o quelli corrispondenti alle rispettive antiparticelle. Un tipico decadimento Ω^- che è possibile ricostruire nel telescopio è stato mostrato in fig. 2.6.

In questo capitolo verranno descritte le procedure utilizzate per ricostruire ed identificare sia le particelle strane, corrispondenti a topologie V^0 , che quelle

multi-strane, corrispondenti a topologie a cascata. L'analisi sarà descritta in dettaglio per i dati relativi all'interazione p-Pb, nei quali la moderata presenza di eventi di fondo consente una migliore definizione dei criteri di selezione. Alla fine del capitolo sarà discussa l'applicazione di tali criteri ai dati Pb-Pb e saranno mostrati i relativi segnali.

3.2 Ricostruzione delle V^0

La ricostruzione delle tracce delle particelle cariche a partire dagli impatti sui piani del telescopio è operata dal programma ORHION [Las94], sviluppato appositamente per questo esperimento. Le traiettorie delle particelle sono approssimate da eliche cilindriche, rappresentate da un arco di circonferenza nel piano xy (ortogonale alla componente principale del campo) e da un arco di senoide nel piano xz , a sua volta approssimabile con un segmento di retta sulla lunghezza del telescopio. Come passo successivo, il codice STRIPV0, contenuto nel programma ORHION, ricostruisce i vertici di decadimento di tipo V^0 come intersezione di due tracce di carica opposta estrapolate all'indietro. Se un evento ha almeno una coppia di tracce di segno opposto, STRIPV0 insegue all'indietro tutte le sue tracce fino alla posizione nominale del bersaglio. Il programma, poi, associa tra di loro in maniera combinatoria le tracce di segno opposto e calcola la minima distanza tra le due traiettorie nello spazio; le coppie per le quali tale distanza è maggiore di una distanza massima, posta a 1 *mm* per collisioni Pb-Pb ed a 1 *cm* per collisioni p-Pb, vengono rigettate. Le coordinate del vertice V^0 sono valutate come valori medi delle coordinate dei punti di minima distanza tra le tracce associate, mentre il vettore impulso della V^0 è dato dalla somma vettoriale degli impulsi delle sue tracce, calcolati nei punti di minima distanza.

A seconda che le tracce associate si intersechino o meno nel piano xy in un

ulteriore punto in avanti rispetto al vertice ricostruito, la V^0 sarà denominata “cowboy” o “sailor”. I due casi corrispondono alle due diverse geometrie di decadimento mostrate rispettivamente in fig. 3.1a e 3.1b ed hanno la stessa probabilità di occorrenza.

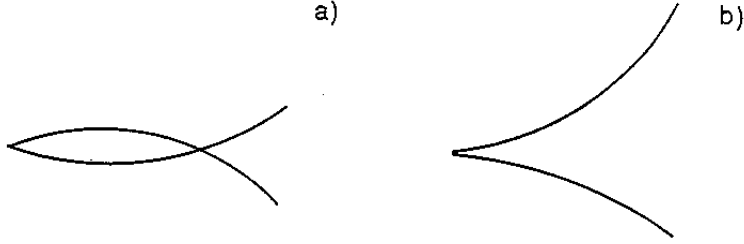


Figura 3.1: *Possibili configurazioni di decadimento delle V^0 : a) “cowboy”, b) “sailor”.*

La rivelazione di vertici cowboy risulta, tuttavia, favorita rispetto a quelli sailor, a causa della piccola sezione trasversa del telescopio. Essi corrispondono al 70% dei vertici V^0 ricostruiti. D'altra parte, l'errore sulla determinazione dell'angolo di apertura ϕ della V^0 , determinato dagli inevitabili errori di misura delle tracce, risulta maggiore per la configurazione sailor che per quella cowboy. Questo errore è legato all'errore sulla massa della V^0 dalla relazione

$$dM = \frac{p_1 p_2}{M} \sin \phi \, d\phi$$

ottenuta differenziando la (3.1). Risulta pertanto conveniente considerare nell'analisi i soli vertici cowboy, più numerosi e meglio determinati.

In appendice A viene mostrato che, per quanto riguarda la configurazione cowboy, la distanza L del secondo punto di intersezione nel piano xy dal vertice della V^0 è una quantità invariante per trasformazioni di Lorentz. Essa è quindi caratteristica del tipo di particella che decade ed assume come valore massimo

$L_{MAX} \sim 40 \text{ cm}$ per Λ e $\bar{\Lambda}$ e $L_{MAX} \sim 80 \text{ cm}$ per K_S^0 nel campo magnetico di OMEGA. In appendice A si dimostra, inoltre, che la distanza trasversa nel piano xy tra le due tracce di decadimento lungo il percorso L è piuttosto piccola, dell'ordine del centimetro per K_S^0 e Λ . La rivelazione di tali particelle è dunque possibile pur utilizzando un rivelatore a limitata sezione trasversa, quale il telescopio adoperato in WA97, di cui si può sfruttare tutta la lunghezza per la misura delle traiettorie e delle particelle di decadimento.

Un'ulteriore selezione imposta dal programma STRIPV0 sui vertici V^0 (al solo fine di ridurre le combinazioni spurie) corrisponde alla richiesta che il momento trasverso q_T delle tracce di decadimento rispetto alla linea di volo della particella madre sia minore di $0.4 \text{ GeV}/c$. Tale limite è ben al di sopra del massimo valore che q_T può assumere per K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, dato dalla relazione

$$q_{T_{MAX}} = p^* = \frac{1}{2M} \sqrt{M^2 - (m_1 + m_2)^2} \sqrt{M^2 - (m_1 - m_2)^2} \quad (3.2)$$

dove p^* è il momento delle particelle di decadimento nel centro di massa, M è la massa della particella madre considerata e m_1 e m_2 sono le masse dei suoi prodotti di decadimento. La (3.2) fornisce $q_{T_{MAX}} = 0.206 \text{ GeV}/c$ per i K_S^0 e $q_{T_{MAX}} = 0.101 \text{ GeV}/c$ per le Λ e $\bar{\Lambda}$.

In fig. 3.2 sono mostrati gli spettri di massa invariante $M(\pi^+, \pi^-)$, $M(p, \pi^-)$ e $M(\bar{p}, \pi^+)$ per i vertici V^0 ricostruiti e selezionati da STRIPV0; il campione in figura corrisponde all'1% dell'intera statistica disponibile. Gli spettri sono stati ottenuti applicando l'eq. (3.1) e le particelle in parentesi indicano le masse assegnate alle tracce di decadimento. I segnali di K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ risultano evidenti nei rispettivi spettri, in corrispondenza della loro massa nominale, in misura statisticamente significativa rispetto al fondo dovuto a false V^0 . Queste sono attribuibili a casuali intersezioni geometriche di tracce presenti nell'evento, interpretate come V^0 a causa di errori di misura e di estrapolazione, oppure ad errate combinazioni

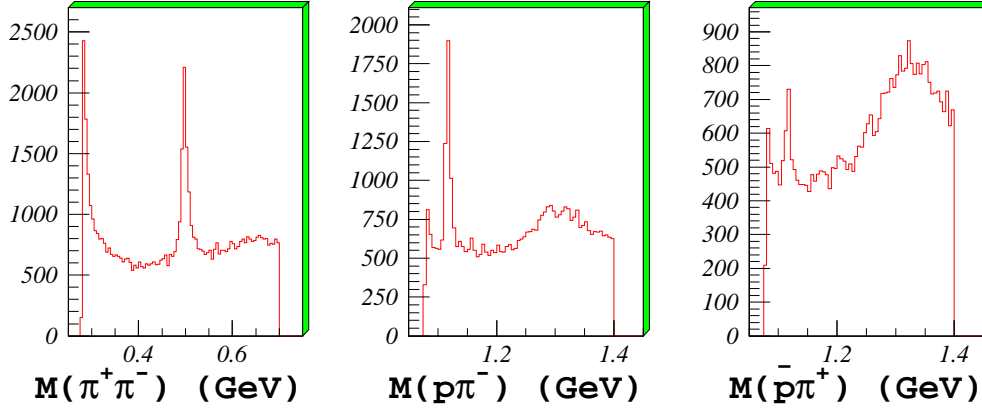


Figura 3.2: *Spettri di massa invariante $M(\pi^+, \pi^-)$ (a sinistra), $M(p, \pi^-)$ (al centro) e $M(\bar{p}, \pi^+)$ (a destra) per un campione di V^0 candidate ricostruite da STRIPV0.*

tra le tracce dell'evento (più V^0 candidate possono avere una traccia in comune). Le distribuzioni, inoltre, mostrano altri picchi dovuti ad un'errata assegnazione delle masse alle particelle di decadimento, detti “riflessi”. Il lavoro di analisi eseguito sui vertici V^0 ricostruiti da STRIPV0 ha lo scopo di isolare il segnale fisico di K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ dagli eventi di fondo e dai riflessi.

3.3 Selezione delle V^0

Per identificare le particelle K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ è necessario minimizzare la contaminazione geometrica, dovuta alle false V^0 , e quella cinematica, dovuta alla presenza dei riflessi, presente nel campione di V^0 candidate fornito da STRIPV0. Ciò può essere ottenuto operando una serie di criteri di selezione, di natura sia geometrica che cinematica. La scelta di tali criteri è stato oggetto di uno studio sistematico, condotto valutando di volta in volta il loro effetto sul rapporto segnale/fondo

caratteristico degli spettri di massa delle particelle da identificare. I risultati di questo studio saranno esposti nel paragrafo 3.3.4, mentre nei due paragrafi successivi i criteri di selezione saranno esaminati uno per volta e la loro scelta sarà giustificata a posteriori, analizzando di volta in volta i campioni di V^0 candidate ottenuti applicando tutti i tagli selezionati tranne quello da studiare.

Il campione di dati utilizzato consiste di 120000 eventi p-Pb raccolti col trigger di interazione a due tracce, pari all'1% dell'intera statistica accumulata.

3.3.1 Selezioni generali

Si considerano dapprima le selezioni comuni alle particelle K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$, idonee ad eliminare la contaminazione geometrica del campione di V^0 candidate e parte di quella cinematica, dovuta alla presenza dei γ .

1) In fig. 3.3 è mostrata la distribuzione della posizione del vertice delle V^0 lungo l'asse x del sistema di riferimento di OMEGA per un campione di candidate K_S^0 (fig. 3.3a) e uno di candidate Λ (fig. 3.3b). Questi campioni sono stati ottenuti applicando tutti gli altri tagli scelti per isolare i segnali di K_S^0 e Λ (descritti in seguito), tranne quello della posizione del vertice di decadimento. Nel sistema di ascisse in figura, il centro del primo piano del telescopio è posto a $x = 3.5 \text{ cm}$ (il piano è inclinato), mentre il bersaglio si trova a $x = -90 \text{ cm}$. Le frecce indicano i tagli operati su tali distribuzioni: le candidate K_S^0 sono accettate se decadono nell'intervallo $[-65, 0] \text{ cm}$, mentre per le candidate Λ l'intervallo è $[-50, 0] \text{ cm}$. Il limite superiore coincide con la posizione del primo degli scintillatori SPH1 ed SPH2, posti innanzi al telescopio, ed è imposto per eliminare le false V^0 create utilizzando tracce prodotte nell'interazione col materiale di tali scintillatori. La scelta del limite inferiore ha, invece, l'obiettivo di eliminare i vertici di decadimento posti nelle vicinanze del bersaglio. Questi, infatti, costituiscono in prevalenza delle false V^0 , formate associando due tracce provenienti dal

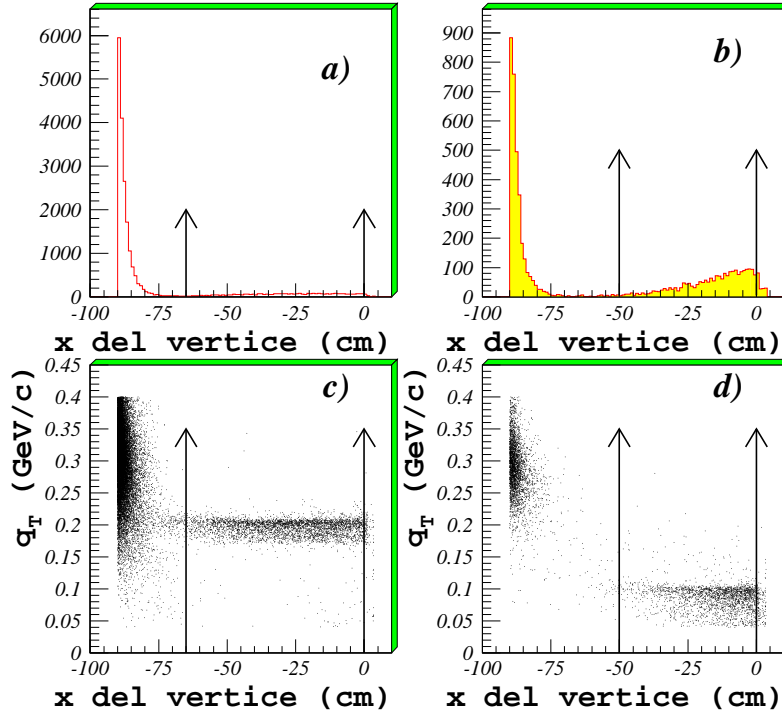


Figura 3.3: *Distribuzione della posizione lungo l'asse x del vertice di decadimento per un campione di candidate K_S^0 (a) e Λ (b) (si veda il testo per la selezione delle candidate). Correlazione della posizione del vertice con la variabile q_T per gli stessi campioni di K_S^0 (c) e Λ (d).*

bersaglio che apparentemente si incrociano al di fuori di esso a causa degli errori di misura. La scelta del taglio è stata affinata osservando le correlazioni tra la posizione del vertice lungo l'asse x ed il momento trasverso q_T ad esso associato per i due campioni, mostrate rispettivamente in fig. 3.3c e 3.3d. I decadimenti delle false V^0 si accumulano in corrispondenza della posizione del bersaglio e ad alti momenti trasversi, mentre le particelle reali si distribuiscono tra il bersaglio ed il telescopio, accumulandosi in corrispondenza del massimo momento trasverso a loro consentito. La necessità di richiedere una regione fiduciale più estesa

nel caso dei K_S^0 è dovuta alla loro minore vita media rispetto a quella delle Λ , e quindi alla loro maggiore probabilità di decadere nelle vicinanze del bersaglio. I tagli per le $\bar{\Lambda}$, se non altrimenti specificato, devono intendersi uguali a quelli delle Λ .

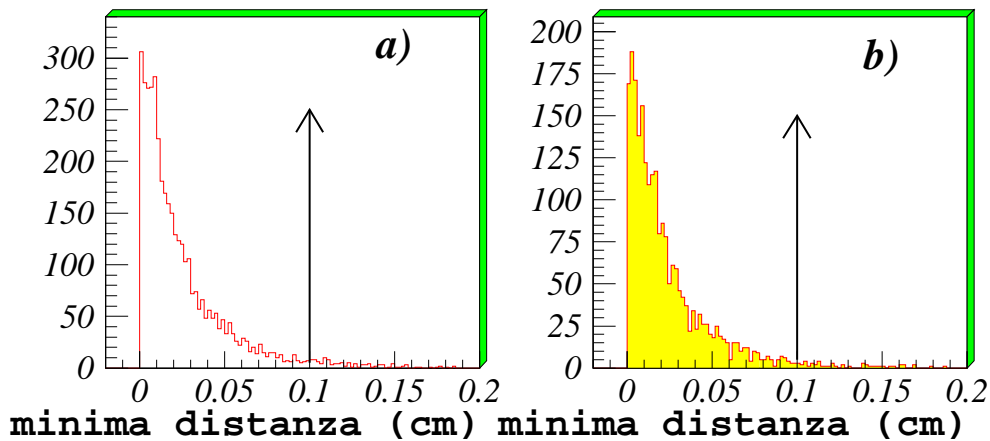


Figura 3.4: *Distribuzione della minima distanza tra le tracce della V^0 per un campione di candidate K_S^0 (a) e Λ (b).*

2) In fig. 3.4 è mostrata la distribuzione della minima distanza tra le due tracce che formano la V^0 per i campioni di candidate K_S^0 (3.4a) e Λ (3.4b), ottenuti applicando tutti i rispettivi rimanenti criteri di selezione. Il taglio indicato dalla freccia è stato scelto in modo da eliminare le V^0 con tracce di decadimento aventi minima distanza maggiore di 1 mm. Ciò riduce la contaminazione dovuta a false V^0 generate dall'associazione di due tracce non correlate.

3) Un'altra variabile utile per selezionare le V^0 reali è il loro parametro di impatto, vale a dire la distanza, nel piano del bersaglio, tra il vertice primario di interazione e la linea di volo della V^0 . La posizione del vertice primario di interazione è stata campionata ogni 12000 eventi circa, calcolando il valor medio degli

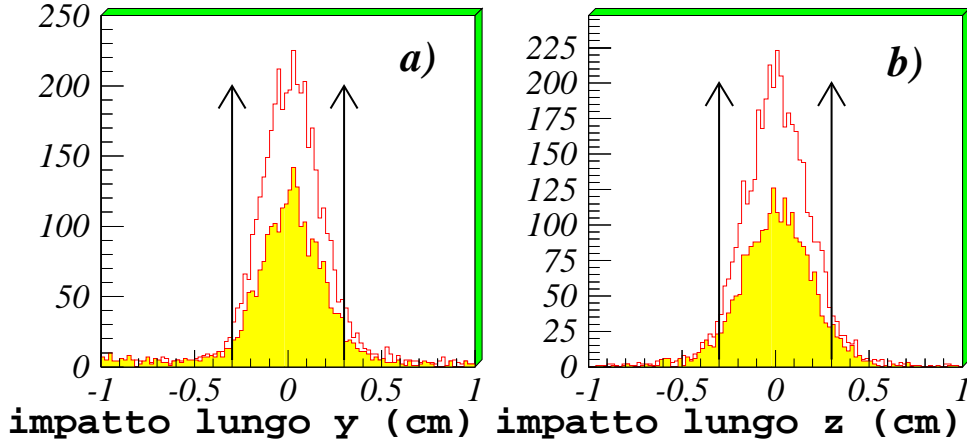


Figura 3.5: *Distribuzione della proiezione del parametro di impatto lungo l'asse y (a) e l'asse z (b) per un campione di candidate K_S^0 (in chiaro) e Λ (in grigio).*

impatti di tutte le candidate V^0 in essi contenuti; essa è nota con una incertezza intorno al 20%. In fig. 3.5 sono mostrate le distribuzioni della proiezione del parametro di impatto lungo l'asse y (fig. 3.5a) e l'asse z (fig. 3.5b) per i campioni di candidate K_S^0 (in chiaro) e Λ (in grigio) ottenuti rilasciando la selezione su tale variabile. In entrambi i casi il taglio operato, indicato con le frecce, richiede che le proiezioni del parametro di impatto non siano maggiori di 3 mm. Esso consente di selezionare le V^0 candidate provenienti dal vertice primario di interazione, individuando intorno ad esso una regione fiduciale quadrata di lato 6 mm, necessaria per tener conto degli errori di estrapolazione delle tracce di decadimento inseguite all'indietro e della incertezza nella posizione del vertice primario stesso.

4) In fig. 3.6 sono riportate le distribuzioni del momento trasverso q_T per il campione di candidate K_S^0 (fig. 3.6a) e Λ (fig. 3.6b) ottenuti al solito applicando tutti gli altri tagli. I picchi a bassi q_T sono dovuti prevalentemente alla contami-

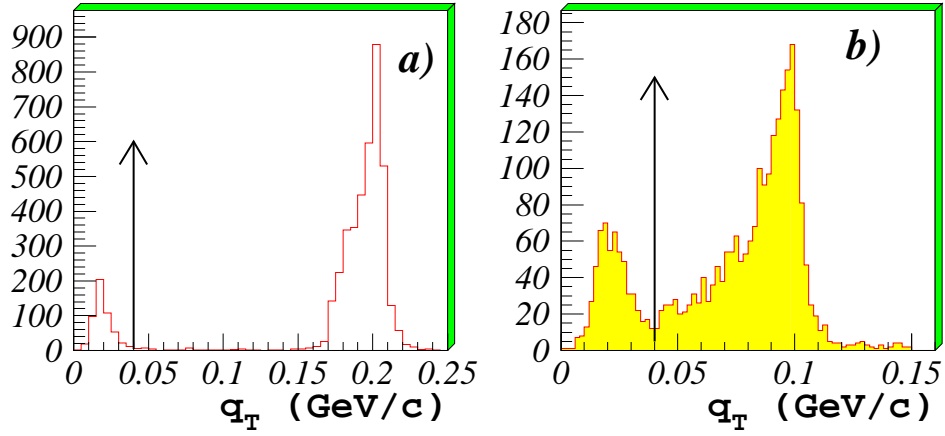


Figura 3.6: *Distribuzione del momento trasverso q_T per un campione di candidate K_S^0 (a) e Λ (b).*

nazione di γ che convertono in coppie e^+e^- , ricostruiti come V^0 dal programma STRIPV0. Tale contaminazione, di carattere cinematico, può essere eliminata selezionando vertici aventi $q_T > 40 \text{ MeV}/c$, secondo il taglio mostrato dalle frecce in figura. I vertici veri K_S^0 e Λ scartati con questo taglio sono del resto molto ridotti, dato che la distribuzione prevista nella variabile momento trasverso per decadimenti reali, ottenuta assumendo l'isotropia del decadimento nel sistema del centro di massa, risulta:

$$\frac{dN}{dq_T} = \frac{q_T}{2p^* \sqrt{p^{*2} - q_T^2}}. \quad (3.3)$$

Essa raggiunge il massimo valore in corrispondenza del momento p^* (picchi principali in fig. 3.6), ma si riduce a zero per bassi momenti trasversi, lì dove è stato operato il taglio.

5) Come ultimo taglio di carattere generale si è imposto che le tracce di decadimento delle V^0 selezionate soddisfino le condizioni di trigger presenti durante la presa dati. Il trigger a due tracce richiedeva il passaggio di almeno due particelle per SPH1 e SPH2, e di almeno una particella per ST2 e SP (c.f.r. par. 2.5.1). Tale condizione è stata riprodotta in fase di analisi imponendo che entrambe le tracce di decadimento attraversino la parte compatta del telescopio e che almeno una delle due attraversi gli scintillatori ST2 ed SP. Si sono di conseguenza selezionati gli eventi in cui il trigger è stato determinato unicamente dalla V^0 , scartando quelli per i quali è stata determinante la presenza di tracce diverse da quelle di decadimento. Questo taglio non serve a ridurre le contaminazioni del campione di V^0 candidate, ma lo rendono omogeneo e consentono l'applicazione della procedura di correzione per accettazione, descritta nel capitolo successivo.

3.3.2 Identificazione di K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$

Una volta operati i tagli comuni, la selezione può essere ulteriormente affinata per distinguere i vari tipi di particelle considerando la distribuzione nello spazio delle fasi dei decadimenti ricostruiti.

In fig. 3.7 è mostrata tale distribuzione utilizzando come variabili il momento trasverso q_T di ciascun decadimento e la relativa variabile di Armenteros [Pod54] ottenuta combinando linearmente i momenti longitudinali delle due tracce di decadimento:

$$\alpha = \frac{q_{L_1} - q_{L_2}}{q_{L_1} + q_{L_2}}. \quad (3.4)$$

Si può dimostrare [Pod54] che, nello spazio delle fasi così determinato, i punti

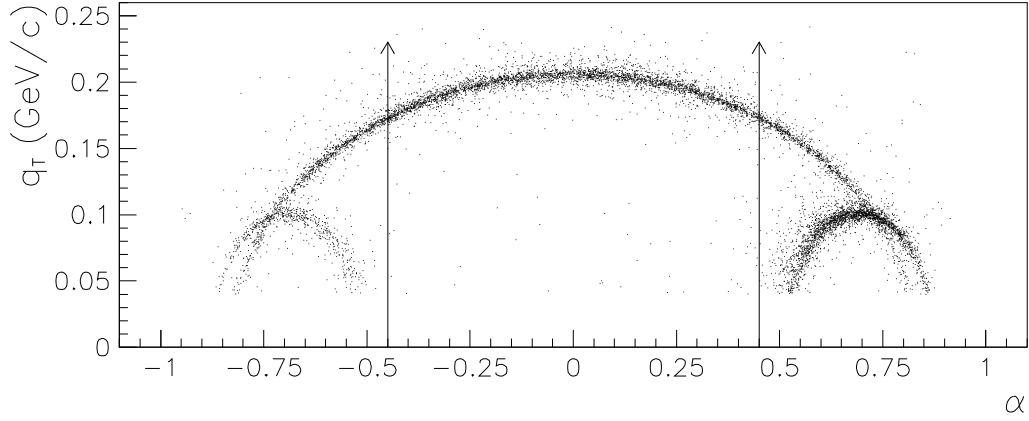


Figura 3.7: *Distribuzione dei decadimenti V^0 selezionati con i tagli comuni nel piano (q_T, α) .*

corrispondenti ad un dato schema di decadimento si posizionano lungo l'ellisse di equazione

$$\left(\frac{q_T}{p^*}\right)^2 + \left(\frac{\alpha - \bar{\alpha}}{\alpha_L}\right)^2 = 1 \quad (3.5)$$

con

$$\bar{\alpha} = \frac{m_1^2 - m_2^2}{M}, \quad \alpha_L \sim \frac{2p^*}{M} \quad (3.6)$$

dove la seconda delle relazioni (3.6) è valida sotto l'ipotesi che i decadimenti avvengano ad energie relativistiche. La forma dell'ellisse dipende, dunque, solamente dalle masse delle particelle coinvolte nel decadimento, mentre la posizione del punto rappresentativo del decadimento lungo l'ellisse dipende dall'angolo di decadimento nel centro di massa (dalla relazione $q_T = p^* \sin \theta^*$). Risulta quindi agevole distinguere le varie specie di particelle neutre presenti nel campione di

candidate V^0 : l'ellisse più grande in fig. 3.7 corrisponde al decadimento (simmetrico) dei K_S^0 , mentre le due ellissi più piccole sono dovute ai decadimenti (asimmetrici) delle Λ e $\bar{\Lambda}$. Il taglio nella variabile α indicato dalle frecce in figura consente di operare una prima distinzione tra queste tre topologie di decadimento, riducendo la contaminazione di tipo cinematico presente nel campione di V^0 candidate. Il campione di K_S^0 così ottenuto è mostrato in fig. 3.8, insieme al suo spettro di massa invariante: l'ambiguità con le Λ e $\bar{\Lambda}$ è stata completamente eliminata.

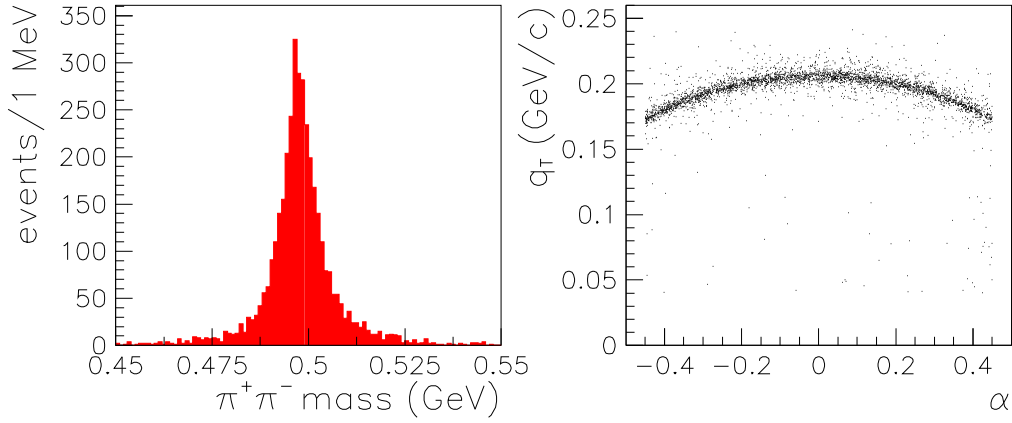


Figura 3.8: *Spettro di massa invariante e distribuzione nel piano (q_T, α) per un campione di K_S^0 identificati.*

Per i campioni di Λ e $\bar{\Lambda}$, invece, è necessario eliminare l'ambiguità residua dovuta ai K_S^0 situati nella regione di intersezione delle ellissi. Si è allora considerata la regione dello spazio delle fasi individuata dal taglio $0.45 \leq |\alpha| \leq 0.65$, nella quale le ellissi delle Λ e $\bar{\Lambda}$ risultano ben separate da quella dei K_S^0 (si veda la fig. 3.7) e in tale regione si sono studiati gli spettri di massa invariante $M(\pi^+, \pi^-)$ relativi ai campioni di Λ e $\bar{\Lambda}$ candidate, mostrati rispettivamente in fig. 3.9a e 3.9b.

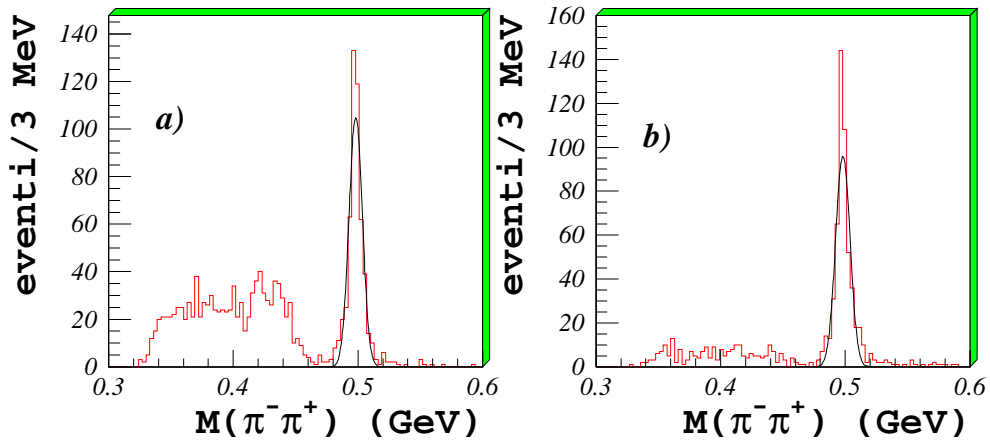


Figura 3.9: *Spettri di massa invariante $M(\pi^+, \pi^-)$ relativi ad un campione di Λ (a) e $\bar{\Lambda}$ (b).*

In entrambi gli spettri il picco dovuto ai K_S^0 presenti nel campione, situato in corrispondenza della loro massa nominale, risulta chiaramente distinto dal riflesso del segnale di Λ ($\bar{\Lambda}$), distribuito su tutto lo spettro, ma concentrato nella regione a masse invarianti minori. Il picco dei K_S^0 è stato approssimato con una gaussiana di larghezza $\sigma = 5.7 \text{ MeV}$ e dai campioni di Λ e $\bar{\Lambda}$ sono stati rigettati gli eventi distanti meno di 3σ dal valore nominale della massa dei K_S^0 .

L'effetto del taglio nello spazio delle fasi per i campioni di Λ e $\bar{\Lambda}$ è visibile in fig. 3.10: si può stimare che esso comporta la perdita di circa il 20% dei vertici Λ e $\bar{\Lambda}$ reali. In fig. 3.11 sono mostrati i rispettivi spettri di massa invariante.

3.3.3 Fit degli spettri di massa

Per valutare la qualità dei segnali di K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ selezionati e stimare il numero di vertici reali (segnale) rispetto al fondo dovuto a contaminazioni di tipo cinematico e geometrico si è eseguito un *best fit* dei rispettivi spettri di massa invariante,

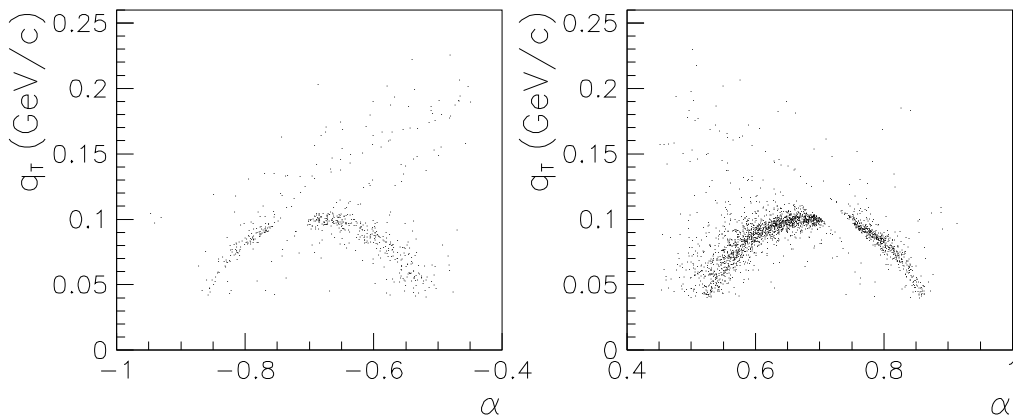


Figura 3.10: *Distribuzioni nel piano (q_T, α) per due campioni anambigui di $\bar{\Lambda}$ e Λ .*

utilizzando una gaussiana per descrivere il segnale ed un polinomio di secondo grado per descrivere il fondo¹. I risultati dei *fit*, eseguiti col programma MINUIT [Jam94], sono riportati in tab. 3.1. È interessante notare come i valori centrali della gaussiana (μ) siano in completo accordo con i valori nominali delle rispettive particelle, mentre la larghezza della gaussiana (σ) fornisce una stima della risoluzione in massa degli spettri e risulta compresa tra 3 e 5 *MeV*.

La procedura di *fit* permette, inoltre, di ottimizzare la scelta degli intervalli di massa da considerare per isolare le V^0 reali: essa è stata effettuata in relazione alla conseguente diminuzione del segnale di ciascun campione (inteso come l'area della gaussiana al di sopra del polinomio) e cercando di rendere minimo il contributo del

¹È noto da numerosi altri studi su K_S^0 e Λ che le distribuzioni di massa non corrispondono a semplici gaussiane (basti osservare, per esempio, che gli eventi non hanno tutti la stessa precisione di misura). Ciò è riflesso nel χ^2 dei *best fit*, che non è ottimale. Tuttavia, l'approssimazione è sufficiente per gli scopi qui prefissi.

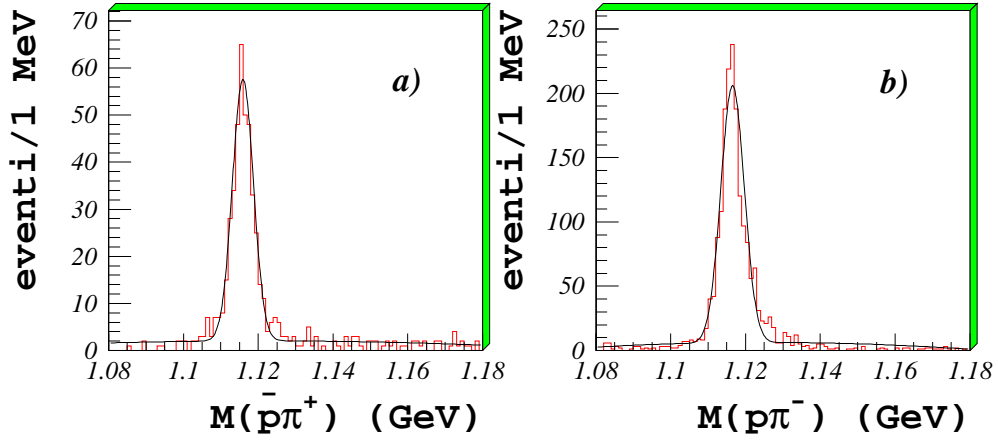


Figura 3.11: *Spettri di massa invariante $M(\bar{p}, \pi^+)$ e $M(p, \pi^-)$ relativi a due campioni anambigui di $\bar{\Lambda}$ (a) e Λ (b).*

fondo (inteso come l'area del polinomio). Sono stati così selezionati un intervallo di 30 MeV per il campione di K_S^0 ed uno di 15 MeV per i campioni di Λ e $\bar{\Lambda}$, centrati sui rispettivi valori nominali di massa. Il contributo del fondo in tali intervalli di massa per i campioni di K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ risulta rispettivamente del 6.8%, 2.8% e 6.8%. Nel primo caso il fondo è dovuto esclusivamente alle contaminazioni di tipo geometrico, mentre negli ultimi due casi esso è in gran parte attribuibile all'ambiguità residua dei K_S^0 .

3.3.4 Analisi dei tagli

Riassumendo, per identificare i K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ in interazioni p-Pb sono stati effettuati i seguenti criteri di selezione:

- a) il vertice della V^0 deve avere una topologia di tipo cowboy;
- b) il vertice della V^0 deve trovarsi entro una regione fiduciale situata immedia-

Tabella 3.1: *Risultati dei fit sugli spettri di massa invariante dei K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ identificati in interazioni p -Pb, μ è il valore centrale e σ è la larghezza della gaussiana.*

	$\mu(MeV)$	$\sigma(MeV)$	χ^2/ndf
K_S^0	497.4 ± 0.1	4.95 ± 0.10	2.35
Λ	1116.5 ± 0.1	3.1 ± 0.1	3.20
$\bar{\Lambda}$	1115.9 ± 0.1	2.8 ± 0.1	0.59

tamente prima del telescopio. La regione si estende per 50 *cm* nel caso di Λ e $\bar{\Lambda}$ e per 65 *cm* nel caso di K_S^0 ;

- c) la minima distanza tra le tracce di decadimento della V^0 non deve essere maggiore di 1 *mm*;
- d) il parametro di impatto della V^0 deve trovarsi entro un quadrato di lato 6 *mm* centrato sul vertice primario di interazione;
- e) il momento trasverso q_T della V^0 deve essere maggiore di 0.04 *GeV/c*;
- f) la variabile di Armenteros deve assumere i valori $|\alpha| \leq 0.45$ per i K_S^0 , $\alpha > 0.45$ per le Λ e $\alpha < -0.45$ per le $\bar{\Lambda}$;
- g) nei campioni di Λ e $\bar{\Lambda}$ devono essere rigettati gli eventi che, nello spettro di massa $M(\pi^+, \pi^-)$ distano meno di 17 *MeV* dal valore nominale di massa di K_S^0 ;
- h) entrambe le tracce di decadimento devono attraversare la parte compatta del telescopio ed almeno una deve attraversare gli scintillatori ST2 ed SP;
- i) la massa invariante della V^0 deve trovarsi in un intervallo di 30 *MeV* per i K_S^0 e 15 *MeV* per le Λ e $\bar{\Lambda}$, centrato sui rispettivi valori nominali di massa.

Il miglioramento nel rapporto tra segnale e fondo apportato dai tagli esaminati può essere valutato applicando la procedura di *best fit*, discussa nel paragrafo precedente, agli spettri di massa ottenuti nei differenti stadi della selezione. L'analisi è stata eseguita per il campione di Λ , relativamente ai tagli compresi tra i punti a) e g) ed all'interno dell'intervallo di massa riportato al punto i). Il rapporto segnale/fondo risultante dai *fit* è stato calcolato dapprima applicando i tagli in successione (fig. 3.12a) e poi uno separatamente dall'altro (fig. 3.12b).

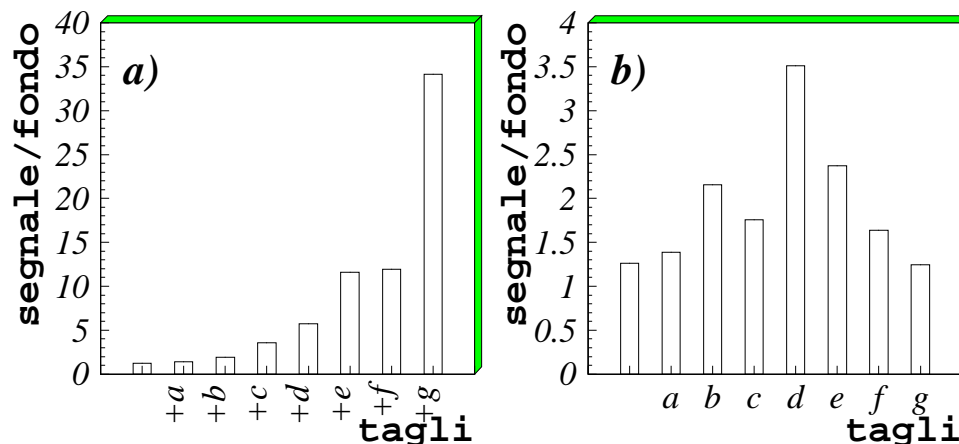


Figura 3.12: *Rapporto segnale/fondo negli spettri di massa del campione di Λ ottenuti applicando i tagli dell'analisi in maniera sequenziale (a) e separata (b).*

Dalla fig. 3.12a si deduce che l'applicazione in sequenza dei tagli porta ad un costante miglioramento del rapporto segnale/fondo, il quale passa da 1.3 per il campione iniziale di candidate V^0 a 34.1 per il campione di Λ identificate. Al tempo stesso, si osserva una decrescita del contributo del fondo nel campione, calcolabile con la formula

$$fondo(\%) = \frac{100}{1 + \frac{segnale}{fondo}}.$$

All'inizio della selezione esso risulta del 44.2%, mentre alla fine diventa del 2.8%, come riportato in precedenza.

D'altra parte, dall'analisi di fig. 3.12b è possibile valutare il miglioramento della qualità del campione introdotto dai singoli tagli, indipendentemente dall'ordine con cui essi sono operati. I tagli più efficaci nell'eliminare il fondo presente nel campione di V^0 candidate risultano quelli sul parametro di impatto (taglio d)) e sul momento trasverso q_T (taglio e)), seguiti dal taglio sulla posizione del vertice di decadimento (taglio b)). Essi consentono di eliminare gran parte delle false V^0 formate da tracce provenienti dal bersaglio (tagli b) e d)) e la contaminazione dei numerosi γ presenti nel campione (taglio e)). Si osservi come l'azione del taglio g), riguardante l'eliminazione della contaminazione dei K_S^0 , appaia del tutto trascurabile in fig. 3.12b, ma risulti molto vantaggiosa per ridurre il fondo alla fine della catena dei tagli, una volta che tutta la contaminazione geometrica è stata eliminata (si veda fig. 3.12a).

3.4 Ricostruzione e selezione di Ξ e Ω

Per la ricostruzione dei decadimenti a cascata delle particelle multi-strane, gli eventi nei quali il programma STRIPV0 ha ricostruito almeno una V^0 candidate sono esaminati da un ulteriore programma. Questo combina la V^0 con una terza traccia carica dell'evento, per formare una candidate cascata, secondo lo schema di decadimento illustrato in fig. 2.6. Alcuni tagli preliminari sono operati in fase di ricostruzione del decadimento. Per i vertici V^0 si richiede, in aggiunta ai tagli fatti da STRIPV0, che le tracce di decadimento abbiano minima distanza minore di 0.5 mm, coordinata x compresa nell'intervallo $[-80, 0]$ cm, momento trasverso

$q_T > 0.02 \text{ GeV}/c$, proiezione del parametro di impatto lungo l'asse y maggiore di 1.5 cm (in quanto il vertice V^0 appartenente al vertice cascata non deve puntare al vertice primario di interazione) e topologia cowboy. Poichè sia nel caso di Ξ che in quello di Ω è necessario che il vertice V^0 sia identificato come una Λ ($\bar{\Lambda}$), si richiede inoltre che la sua massa invariante non si discosti da quella nominale delle Λ per più di 15 MeV . Per quanto riguarda i vertici cascata, si richiede che la minima distanza tra la linea di volo della V^0 e la traccia carica sia minore di 0.5 mm , la proiezione del parametro di impatto lungo l'asse y non sia maggiore di 1.5 cm e la topologia di decadimento sia di tipo cowboy.

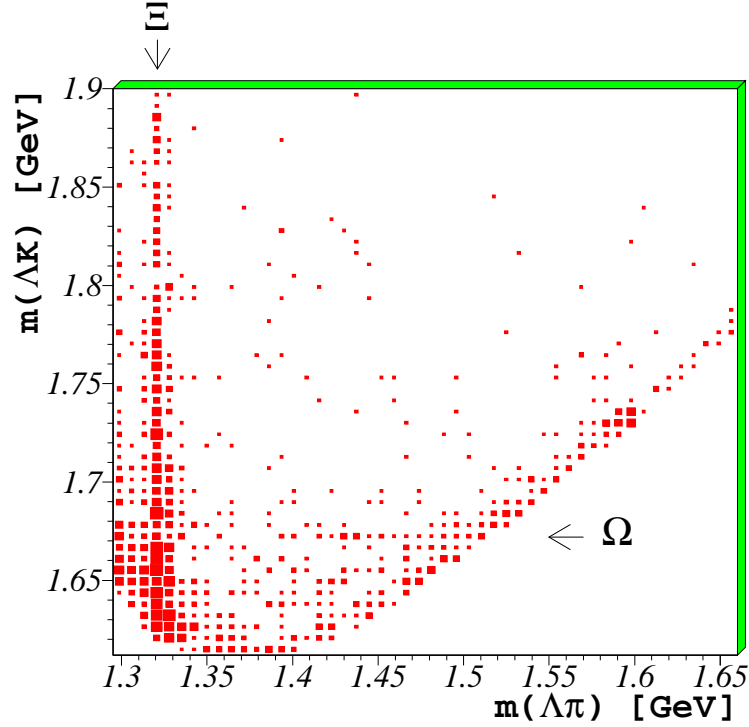


Figura 3.13: *Correlazione tra lo spettro di massa massa invariante $M(\Lambda, \pi)$ e quello $M(\Lambda, K)$ per le candidate cascate ricostruite in interazioni $p\text{-Pb}$.*

Applicando il programma di ricostruzione delle cascate all'intera statistica $p\text{-Pb}$

Pb relativa al trigger a due tracce si ottengono 2534 candidate cascate, per le quali la correlazione tra la massa invariante $M(\Lambda, \pi)$ e quella $M(\Lambda, K)$ è mostrata in fig. 3.13. Il segnale di Ξ , in corrispondenza del valore nominale $M_{\Xi} = 1.321 \text{ GeV}$ nello spettro di massa invariante $M(\Lambda, \pi)$, risulta già ben visibile e distinto dalle regioni di accumulazione di punti poste ai bordi delle regioni permesse dello spazio delle fasi. Il segnale di Ω dovrebbe trovarsi in corrispondenza del valore nominale $M_{\Omega} = 1.672 \text{ GeV}$ nello spettro di massa $M(\Lambda, K)$, ma risulta ancora poco distinguibile dal fondo.

Per estrarre il segnale di Ξ ed Ω si sono applicati ulteriori criteri di selezione, scelti in base ad una analisi analoga a quella presentata per l'identificazione delle particelle strane neutre. I tagli finali operati sono i seguenti:

- il vertice della cascata deve trovarsi entro una regione fiduciale situata subito prima del telescopio. La regione si estende per 80 cm nel caso delle Ξ e per 60 cm nel caso delle Ω (la cui vita media è circa la metà di quella delle Ξ);
- i vertici V^0 devono seguire i vertici cascata, con una distanza di almeno 2.5 cm . la distanza è uguale per Ξ e Ω perchè essa dipende dalla vita media della V^0 , che in entrambi i casi è una Λ ;
- il parametro di impatto della cascata deve trovarsi entro un quadrato di lato 1 cm per le Ξ e 0.8 cm per le Ω , centrato sul vertice primario di interazione;
- le tracce di decadimento cariche della cascata devono soddisfare la condizione di trigger a due tracce presente durante la presa dati. Allora si è imposto che tutte le tre tracce attraversino la parte compatta ed almeno una di loro colpisca gli scintillatori ST2 ed SP;

La correlazione corrispondente a quella di fig. 3.13, ottenuta dopo aver applicato i suddetti criteri di selezione, è mostrata in in fig. 3.14: il segnale di Ω appare

ora chiaramente visibile e gran parte del fondo dovuto ai falsi vertici cascata ricostruiti è stato eliminato.

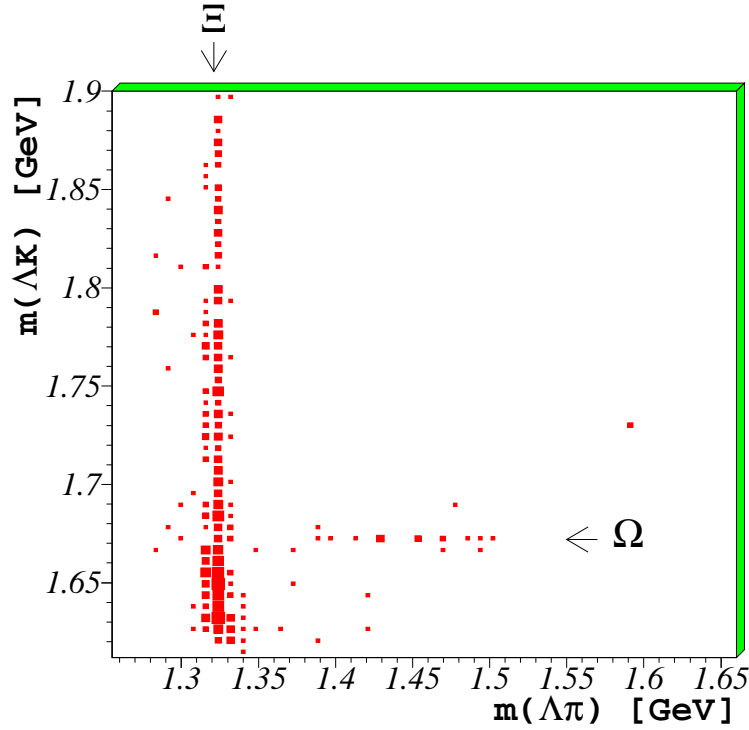


Figura 3.14: *Correlazione tra lo spettro di massa invariante $M(\Lambda, \pi)$ e quello $M(\Lambda, K)$ per le candidate cascate selezionate nell'analisi di eventi p-Pb.*

Rimane ora da eliminare la contaminazione cinematica tra i segnali di Ξ ed Ω . Con riferimento alla fig. 3.14, per isolare le Ξ non ambigue si sono scartati gli eventi che nello spettro di massa $M(\Lambda, K)$ sono compresi nell'intervallo $[1.667, 1.677 \text{ GeV}]$, mentre per isolare le Ω non ambigue si sono scartati gli eventi per i quali la massa $M(\Lambda, \pi)$ risulta minore di 1.35 GeV . Gli spettri di massa finali sono mostrati in fig. 3.15 e gli intervalli di massa scelti per isolare il segnale fisico hanno un'ampiezza di 30 MeV per le Ξ e di 15 MeV per le Ω , centrati sui rispettivi valori nominali di massa.

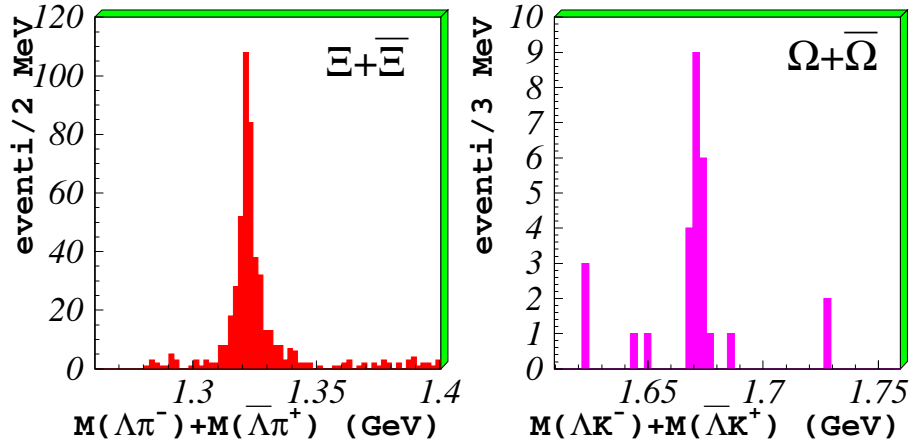


Figura 3.15: *Spettri di massa invariante $M(\Lambda, \pi)$ e $M(\Lambda, K)$ per i campioni di Ξ e Ω identificati in eventi p-Pb.*

Si può notare come anche per le particelle multi-strane il contributo del fondo compreso nel segnale fisico sia trascurabile.

3.5 Selezione delle particelle strane in interazioni Pb-Pb

La ricostruzione dei decadimenti di particelle strane in interazioni Pb-Pb è stata eseguita adoperando criteri analoghi a quelli usati per l'interazione p-Pb. L'identificazione dei segnali fisici a partire dall'insieme di vertici ricostruiti risulta però più problematica che nel caso precedente, a causa dell'aumento della molteplicità media di tracce nell'evento. La massiccia presenza del fondo dovuto alla ricostruzione di falsi vertici rende necessari tagli più stringenti in fase di analisi. D'altra parte, la maggiore intensità del segnale fisico permette una migliore definizione dei criteri di selezione e, soprattutto, l'alta molteplicità delle tracce

ricostruite consente di determinare la posizione del vertice primario di interazione con una buona precisione evento per evento. Il taglio sul parametro di impatto risulta di conseguenza molto più efficiente che nel caso dell'interazione p-Pb.

I criteri di selezione usati per identificare i K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ sono stati studiati con le stesse tecniche usate per l'interazione p-Pb e sono stati applicati sulle stesse variabili del decadimento. In riferimento all'elenco riportato nel paragrafo 3.3.4, vengono ora evidenziate solo le differenze introdotte nello studio degli eventi Pb-Pb:

- b)** la regione fiduciale si estende per 50 *cm* per K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ (si ricordi che per questo campione il telescopio è distante 60 *cm* dal bersaglio);
- c)** la minima distanza tra le tracce di decadimento della V^0 non deve essere maggiore di 0.5 *mm*;
- d)** la proiezione lungo l'asse *y* del parametro di impatto della V^0 deve essere minore di 3 *mm*, mentre la sua proiezione lungo l'asse *z* deve essere minore di 1.5 *mm*;
- e)** il momento trasverso q_T della V^0 deve essere maggiore di 0.03 *GeV/c*;
- g)** nei campioni di Λ e $\bar{\Lambda}$ devono essere rigettati gli eventi che, nello spettro di massa $M(\pi^+, \pi^-)$, distano meno di 25 *MeV* dal valore nominale di massa del K_S^0 ;
- h)** entrambe le tracce di decadimento devono attraversare la parte compatta del telescopio (nel trigger per il campione Pb-Pb non sono richieste condizioni sugli scintillatori che precedono o seguono il telescopio);

Per quanto riguarda l'identificazione di Ξ e Ω , le differenze rispetto ai tagli riportati nel paragrafo 3.4 sono:

- la regione fiduciale si estende per 60 *cm* per entrambe le particelle;
- per isolare le Ω non ambigue si sono scartati gli eventi che hanno massa minore di 1.38 *GeV* nello spettro $M(\Lambda, \pi)$.

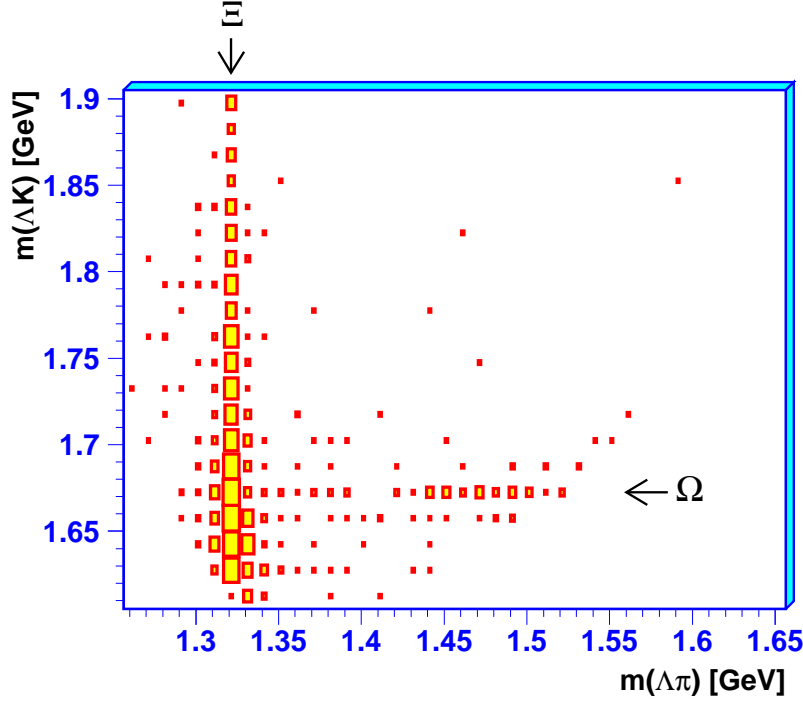


Figura 3.16: *Correlazione tra lo spettro di massa invariante $M(\Lambda, \pi)$ e quello $M(\Lambda, K)$ per le candidate cascate selezionate nell'analisi di eventi Pb-Pb.*

In fig. 3.16 è riportata la correlazione analoga a quella mostrata in fig. 3.14 per eventi p-Pb. Si può notare la maggiore intensità dei segnali di Ξ e Ω , che risultano comunque ben distinti dal fondo residuo presente nel campione.

In fig. 3.17 sono riportati gli spettri di massa finali per un campione di Λ , Ξ ed Ω identificate in eventi Pb-Pb. La risoluzione in massa è di circa 3 *MeV* e la presenza di fondo risulta trascurabile. In fig. 3.18 sono invece confrontati gli spettri di massa dei K_S^0 identificati in eventi p-Pb e Pb-Pb.

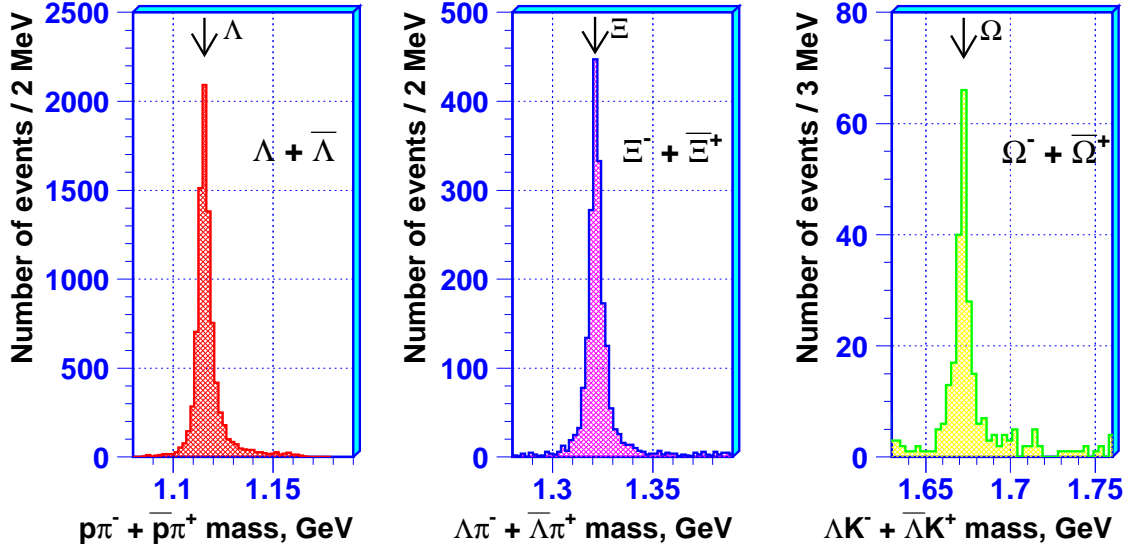


Figura 3.17: Spettri di massa per campioni di Λ , Ξ e Ω identificati in eventi $Pb-Pb$.

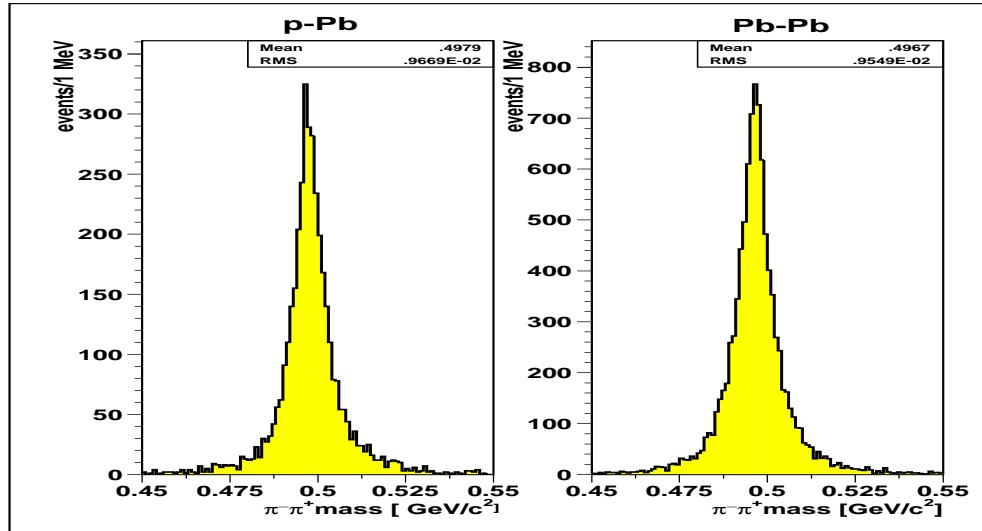


Figura 3.18: Spettri di massa per campioni di K_S^0 identificati in eventi $p-Pb$ e $Pb-Pb$.

Capitolo 4

Analisi dei dati

4.1 Introduzione

Questo capitolo riguarda lo studio dei segnali fisici di particelle strane ottenuti applicando i criteri selettivi discussi e giustificati nel capitolo precedente. Verranno riportati il numero di particelle strane identificate analizzando l'intera statistica p-Pb e Pb-Pb accumulata dall'esperimento WA97 e le regioni cinematiche scelte per lo studio dei differenti segnali. I valori sono stati corretti per l'accettanza geometrica dell'apparato sperimentale, per l'efficienza dei rivelatori e dei programmi di ricostruzione e, infine, per i tagli introdotti nella procedura di identificazione dei diversi tipi di particella. Le proprietà fisiche dei segnali sono state studiate all'interno delle relative regioni cinematiche; in esse è stato calcolato il tasso di produzione di particelle strane ed è stata applicata una procedura di *best fit* che ha permesso di determinare le distribuzioni di massa trasversa ed i loro parametri caratteristici. Questi sono stati poi utilizzati per estrapolare il calcolo del tasso di produzione di stranezza ad una regione cinematica comune ai diversi tipi di particella e più direttamente confrontabile con quella di altri esperimenti. Le possibili sorgenti di errori sistematici introdotte nelle varie fasi di analisi del segnale

saranno evidenziate di volta in volta e saranno illustrate le procedure che hanno portato al calcolo dei relativi contributi.

4.2 Caratteristiche dei segnali fisici

I numeri di particelle strane presenti nel campione di dati registrato dall'esperimento WA97 ed identificate per mezzo dei criteri di selezione esposti nel capitolo precedente sono riassunti in tab. 4.1.

Tabella 4.1: *Statistica delle particelle strane contenute nell'intero campione di dati relativi all'interazione p-Pb e Pb-Pb.*

	p-Pb	Pb-Pb
Ω^-	15	363
$\bar{\Omega}^+$	4	145
Ξ^-	275	3365
$\bar{\Xi}^+$	101	848
Λ	106180	653800
$\bar{\Lambda}$	26125	100350
K_S^0	208085	750000

Per quanto riguarda l'interazione p-Pb, l'analisi è stata eseguita su tutti i 110 M eventi registrati, scartando tuttavia gli eventi nei quali si sono verificate anomalie in fase di presa dati. Per l'interazione Pb-Pb, invece, l'analisi si riferisce ad un sotto-campione di 77 M eventi, pari al 40% dell'intera statistica registrata (l'analisi del resto del campione è ancora in corso). I numeri riportati in tab. 4.1, relativi all'intera statistica accumulata, sono stati stimati sulla base delle particelle identificate in tale sotto-campione.

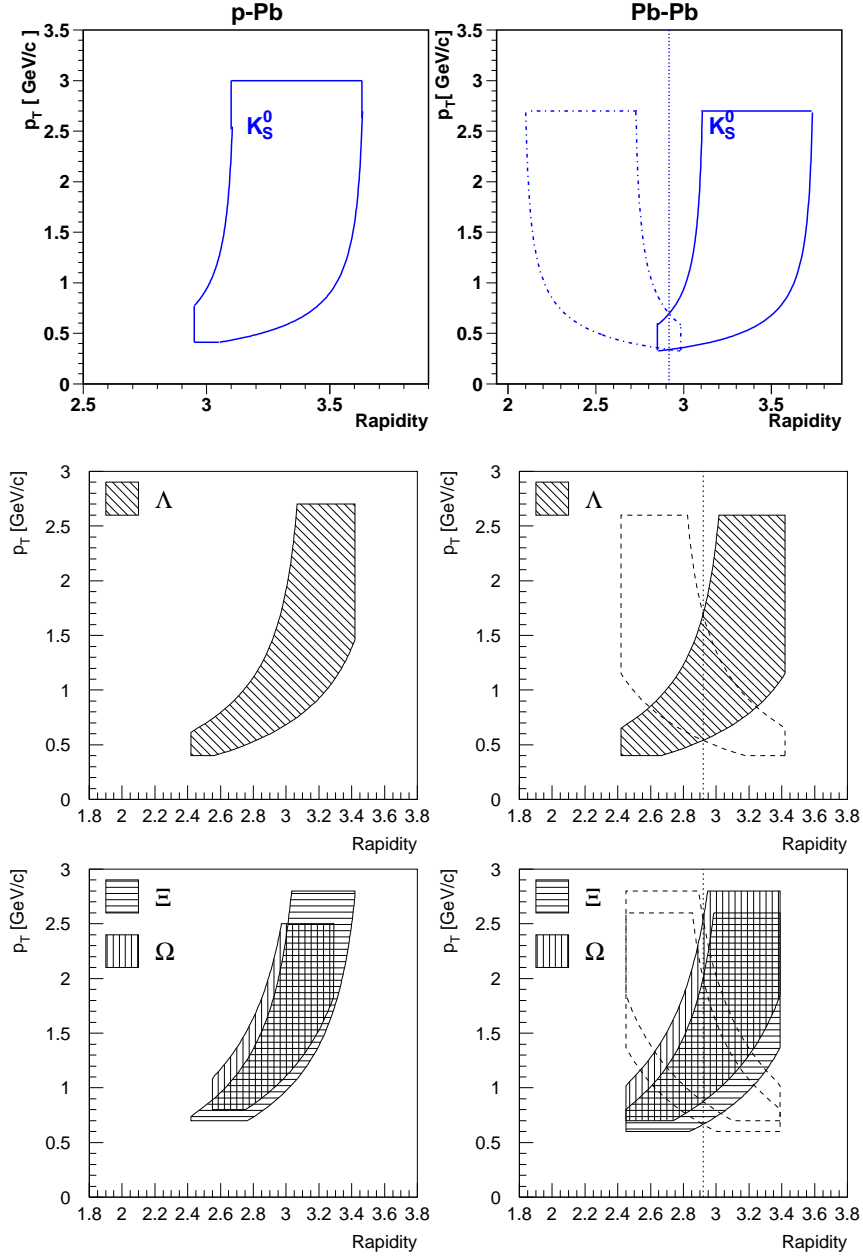


Figura 4.1: *Regioni di accettazione per K_S^0 , Λ , Ξ e Ω in interazioni p-Pb (a sinistra) e Pb-Pb (a destra). Per le collisioni Pb-Pb sono mostrate in tratteggio le regioni cinematiche ottenute per riflessione rispetto al valore centrale di rapidità, indicato da una linea verticale.*

Le regioni cinematiche scelte per lo studio delle proprietà fisiche delle particelle strane sono riportate in fig. 4.1, nel piano individuato dalle variabili rapidità (y) e momento trasverso rispetto alla direzione del fascio (p_T). A sinistra sono riportate le regioni di Ω , Ξ , Λ e K_S^0 relative all'interazione p-Pb e a destra quelle relative all'interazione Pb-Pb; esse sono uguali sia per le particelle che per le antiparticelle, grazie alla simmetria dell'apparato sperimentale per inversione del verso del campo magnetico. La scelta delle regioni di spazio delle fasi nel piano (p_T, y) è stata fatta considerando i valori delle correzioni calcolate per ogni particella identificata, secondo quanto sarà esposto nel prossimo paragrafo. È stato infatti richiesto che il valore della correzione relativo alle particelle situate all'interno delle regioni cinematiche selezionate non superi di più di un ordine di grandezza il minimo valore calcolato. Ciò assicura una accettazione sufficientemente uniforme all'interno delle regioni scelte ed evita che valori di correzione troppo alti, corrispondenti a basse accettanze, possano introdurre anomalie nei risultati finali, quali, ad esempio, la distorsione in un punto specifico di una distribuzione di massa trasversa. I limiti delle regioni cinematiche sono stati individuati considerando fissati valori delle variabili p_T e y e, per quanto riguarda i confini curvi, fissati angoli θ tra la linea di fascio e la direzione della particella strana identificata. Tali curve, valide sotto l'ipotesi di traiettoria rettilinea della particella strana, sono individuate nel piano (p_T, y) dall'equazione

$$p_T = \frac{m \sinh y \tan \theta}{\sqrt{1 - \sinh^2 y \tan^2 \theta}} \quad (4.1)$$

ottenuta usando la prima delle eq. 1.12 e indicando con m la massa della particella identificata. Ciò significa che l'accettazione delle particelle strane di un dato tipo dipende soprattutto dalla loro direzione di emissione piuttosto che dalle direzioni ed impulsi dei loro prodotti di decadimento e che l'azione del campo magnetico sulla traiettoria delle Ξ ed Ω risulta trascurabile.

Le regioni cinematiche relative all'interazione Pb-Pb possono essere simmetrizzate per riflessione intorno al valore centrale di rapidità, grazie alla simmetria del sistema di collisione. Le regioni riflesse sono indicate con linee tratteggiate in fig. 4.1 e permettono di estendere la regione di spazio delle fasi coperta dall'esperimento. Tuttavia nell'analisi mostrata in questa tesi la simmetria del sistema non è stata usata per questo scopo: essa è servita unicamente per verificare il calcolo delle correzioni per accettazione ed efficienza.

4.2.1 Segnali aggiuntivi

Per valutare l'incremento di produzione di stranezza nel passaggio dall'interazione p-Pb a quella Pb-Pb si è soliti impiegare, come elemento di normalizzazione, il numero di particelle negative presenti nell'evento, in modo da svincolarsi dalla dipendenza dalla sezione d'urto del processo e, quindi, dal naturale incremento dovuto alla sovrapposizione di più nucleoni incidenti. La scelta del segno delle particelle è giustificata dal fatto che le negative sono certamente prodotte nell'interazione, mentre tra le positive possono essere contenuti anche i protoni spettatori dei nuclei interagenti. Accanto ai segnali di particelle strane, si è dunque isolato un segnale di particelle negative (indicate col simbolo h^-) provenienti da una ristretta regione intorno al vertice primario di interazione. Non potendo identificare le particelle che attraversano l'apparato sperimentale di WA97, a tutte le tracce negative così selezionate è stata assegnata la massa nominale del π^- , la particella negativa più frequentemente prodotta in tali interazioni.

Le regioni di accettazione utilizzate per lo studio delle negative in eventi p-Pb e Pb-Pb sono mostrate in fig. 4.2. In tal caso la traiettoria delle particelle selezionate risente dell'azione del campo magnetico ed i contorni curvi nel piano (p_T, y) sono individuati mediante formule empiriche diverse dalla (4.1).

Le particelle negative relative all'interazione p-Pb sono state selezionate all'in-

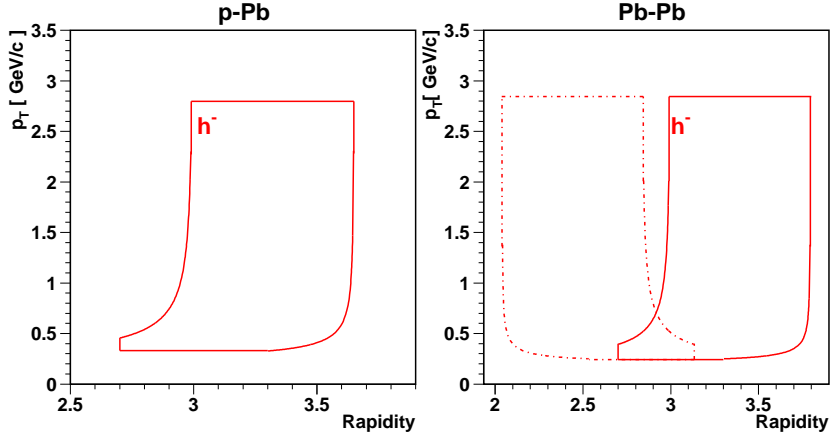


Figura 4.2: *Regioni di accettazione per particelle negative (h^-) in interazioni p-Pb (a sinistra) e Pb-Pb (a destra). Per le collisioni Pb-Pb è mostrata in tratteggio la regione cinematica ottenuta per riflessione rispetto al valore centrale di rapidità.*

terno degli eventi registrati con la richiesta che almeno una traccia attraversi il telescopio (trigger ad una traccia, secondo quanto riferito nel par. 2.5.1). Al fine di verificare la consistenza tra la produzione di particelle strane calcolata in eventi con trigger di interazione a due tracce e quella calcolata con trigger di interazione ad una traccia, si è isolato un segnale aggiuntivo di Λ dagli eventi p-Pb con trigger ad una traccia. I tagli utilizzati sono gli stessi di quelli descritti nel par. 3.3.4, ad eccezione del taglio riportato al punto h), al posto del quale si è richiesto che le tracce di decadimento attraversino solo la parte compatta del telescopio.

4.3 Correzione per accettazione ed efficienza

Per poter valutare la produzione di diversi tipi di particelle è necessario conoscere il modo in cui la particolare geometria dei rivelatori limita la loro misura (accettazione geometrica) e l'efficienza con la quale esse sono rivelate e ricostruite.

Il calcolo dell'accettanza assume un'importanza cruciale nell'esperimento WA97, caratterizzato da un apparato di altissima risoluzione, ma disposto in modo da coprire una porzione molto limitata dello spazio delle fasi permesso alle particelle nello stato finale. La precisione richiesta nella misura del tasso di produzione di particelle strane, d'altra parte, impone che la loro efficienza di rivelazione e ricostruzione sia nota con grande accuratezza. È stato dunque sviluppato un metodo di calcolo basato su una simulazione Monte Carlo che consente di associare ad ognuna delle particelle identificate una correzione che contiene un contributo dovuto all'accettanza geometrica ed uno dovuto all'efficienza di rivelazione e ricostruzione. La procedura consiste nel generare, per ogni particella identificata, particelle Monte Carlo dello stesso tipo aventi momento trasverso, rapidità e posizione del vertice primario di interazione uguali alle corrispondenti variabili misurate. Il decadimento di tali particelle viene simulato facendo variare la sua posizione e orientazione e i prodotti di decadimento sono tracciati all'interno dell'apparato sperimentale per mezzo del programma GEANT [Brun]. Per velocizzare il calcolo, le particelle sono generate in modo che l'angolo ϕ di azimuth che il loro momento trasverso p_T forma con il piano xy del sistema di OMEGA sia compreso tra 40° e 140° , in modo da includere l'angolo solido sotteso dal telescopio. Durante la generazione vengono registrate tutte le informazioni relative alle particelle simulate le cui tracce di decadimento attraversano la parte compatta del telescopio; la generazione corrispondente ad ogni particella reale termina quando vengono raggiunte 2500 particelle registrate (l'errore sulla correzione è così reso indipendente dalla accettanza della particella sotto esame). All'interno di GEANT è stata inserita la struttura a *pixel* dei piani del telescopio ed ai *pixel* interessati dal passaggio dei prodotti carichi di decadimento sono assegnati degli *hits* elettronici. L'efficienza dei *pixel*, misurata per ogni *chip* di lettura [Hel98] (c.f.r. par. 2.4.4), è stata utilizzata in tale assegnazione. Per eventi p-Pb, essa

introduce una diminuzione del 25% nell'efficienza di ricostruzione.

Per riprodurre al meglio la situazione reale in cui ogni particella strana è accompagnata da altre tracce e dal rumore elettronico dei rivelatori, gli *hits* elettronici così simulati da GEANT per ogni particella vengono impiantati entro eventi reali campionati sull'intera statistica accumulata, detti eventi di fondo, costruendo così degli eventi “ibridi”, composti cioè da *hits* di tracce reali e *hits* di tracce simulate. Per quanto riguarda l'interazione Pb-Pb, gli eventi di fondo sono stati scelti in modo che la loro molteplicità di *hits* nei piani di *pixel* del telescopio sia compatibile con quella dell'evento contenente la particella da correggere. Questo criterio è verificato in media una volta ogni 100 eventi di fondo ed ha lo scopo di ricreare nell'evento ibrido la stessa situazione fisica presente in quello originale. Per l'interazione p-Pb, invece, gli eventi di fondo sono stati scelti in base al livello di trigger col quale sono stati acquisiti. Il livello di trigger da usare è stato scelto utilizzando la seguente procedura:

- un campione di Ξ è stato impiantato su eventi di fondo acquisiti con trigger di fascio, con trigger ad una traccia e con trigger a due tracce;
- le molteplicità di tracce risultanti, mostrate rispettivamente in fig. 4.3a,b e c, sono state confrontate con la molteplicità di tracce in eventi reali contenenti le Ξ identificate nell'interazione p-Pb, mostrate in fig. 4.3d;
- gli eventi ibridi che meglio riproducono la molteplicità di tracce degli eventi reali sono quelli relativi al trigger a due tracce, per cui nel calcolo della correzione sono stati utilizzati eventi di fondo acquisiti con tale trigger.

L'introduzione degli eventi di fondo ha l'effetto di ridurre dell'8% l'efficienza di ricostruzione in interazioni p-Pb.

Gli eventi ibridi sono poi processati con ORHION e con gli stessi programmi di analisi usati per gli eventi reali, al fine di ricostruire ed identificare le particelle

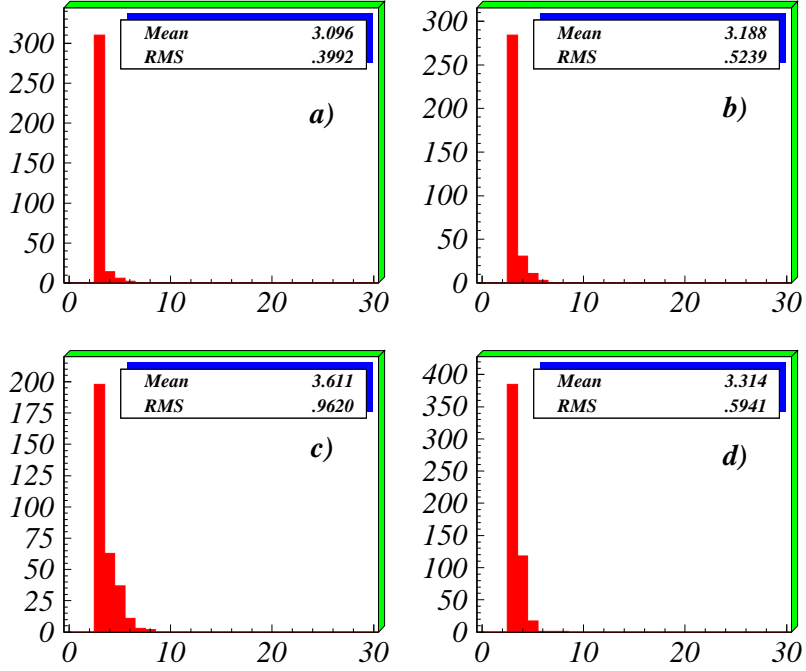


Figura 4.3: *Molteplicità di tracce per un campione di Ξ relativo all'interazione p -Pb impiantato su eventi di fondo acquisiti con trigger di fascio (a), trigger ad una traccia (b) e trigger a due tracce (c), confrontate con la molteplicità di tracce degli eventi reali contenenti le Ξ identificate (d).*

strane in essi presenti. Vengono così calcolati, per ogni particella da correggere, il numero di particelle Monte Carlo generate (gen), quello delle particelle Monte Carlo generate che soddisfano i tagli dell'analisi (gen_{tagli}) e quello delle particelle ricostruite negli eventi ibridi che soddisfano i tagli dell'analisi ($ricostr_{tagli}$). La correzione è data da:

$$w = \frac{1}{acc\ eff}, \quad (4.2)$$

$$acc = \frac{\Delta\phi}{360^\circ} \frac{gen_{tagli}}{gen} \quad eff = \frac{ricostr_{tagli}}{gen_{tagli}}$$

dove $\Delta\phi$ corrisponde all'intervallo di generazione usato (al di fuori di quest'angolo nessuna particella è accettata) e acc ed eff sono i contributi dovuti rispettivamente all'accettazione geometrica e all'efficienza di rivelazione e ricostruzione. Poichè la simulazione è compiuta per mezzo di generatori di numeri casuali, gli errori sui contributi di accettazione ed efficienza sono dati dalle relazioni binomiali:

$$\delta acc = \sqrt{\frac{acc \left(\frac{\Delta\phi}{360^\circ} - acc \right)}{gen}} \quad \delta eff = \sqrt{\frac{eff (1 - eff)}{gen_{tagli}}} \quad (4.3)$$

I valori medi della correzione globale e dell'efficienza di ricostruzione per i segnali studiati in interazioni p-Pb e Pb-Pb sono riportati in tab. 4.2.

Tabella 4.2: *Valori medi della correzione globale e dell'efficienza di ricostruzione per i segnali studiati in interazioni p-Pb e Pb-Pb.*

	p-Pb		Pb-Pb	
	$\langle w \rangle$	$\langle eff \rangle$ (%)	$\langle w \rangle$	$\langle eff \rangle$ (%)
Ω	6384 ± 1766	39 ± 9	10396 ± 900	26 ± 2
Ξ	7040 ± 431	38 ± 2	11523 ± 336	23.1 ± 0.6
Λ	584 ± 18	64 ± 2	744 ± 17	38.8 ± 0.9
K_S^0	396 ± 15	71 ± 2	719 ± 33	35 ± 1
h^-	22.6 ± 0.7	65 ± 2	16.9 ± 0.5	65 ± 2

I valori di efficienza per interazioni Pb-Pb sono più bassi di quelli calcolati in interazioni p-Pb poichè l'alta molteplicità di tracce rende più difficoltosa la ricostruzione dei decadimenti ed i tagli dell'analisi sono più stringenti. L'aumento di circa un ordine di grandezza nelle correzioni per le particelle multi-strane rispetto a quelle per le particelle strane, inoltre, è dovuta alla minore accettazione dell'apparato per i decadimenti di tipo cascata rispetto a quelli di tipo V^0 .

Nel calcolo della correzione per le particelle negative, l'identificazione della traccia corrispondente (se esiste) a quella simulata, nell'evento ibrido ricostruito, è stata eseguita utilizzando come parametro di decisione la più piccola tra le “distanze” d_j , definite dalla relazione

$$d_j = \frac{1}{N_p} \sum_i \sqrt{(y_{ij} - \bar{y}_i)^2 + (z_{ij} - \bar{z}_i)^2}$$

dove N_p è il numero di piani del telescopio in cui c'è stato l'impatto registrato della traccia, (\bar{y}_i, \bar{z}_i) sono le coordinate del punto di impatto della traccia simulata sul piano i -esimo e (y_{ij}, z_{ij}) sono le coordinate della traccia j -esima dell'evento impiantato sul piano i -esimo. La quantità d_j viene calcolata confrontando la traccia simulata con ciascuna delle tracce ricostruite dello stesso segno e scegliendo il valore più piccolo.

La necessità di generare e processare migliaia di eventi per ogni particella rivelata rende il calcolo dell'accettanza ed efficienza molto dispendioso in termini di tempo di esecuzione al computer, per cui è stato finora possibile correggere solo una frazione delle particelle identificate, già riportate in tab. 4.1. Esse sono state campionate in modo uniforme tra tutte quelle disponibili, in modo da essere comunque rappresentative dell'intera statistica raccolta. Il numero di particelle corrette è riportato in tab. 4.3, insieme alla corrispondente percentuale sul totale delle particelle identificate. La correzione delle particelle rimanenti è tuttora in corso; nel contempo sono in via di sviluppo metodi di correzione più veloci, adatti per campioni ad alta statistica quali quelli delle h^- , delle Λ e dei K_S^0 [Lie98], [Calia98].

Tabella 4.3: Statistica delle particelle corrette in interazioni p-Pb e Pb-Pb e corrispondenti percentuali sul totale delle particelle identificate.

	p-Pb		Pb-Pb	
	Corrette	% sul totale	Corrette	% sul totale
Ω^-	15	100%	145	40%
$\bar{\Omega}^+$	4	100%	58	40%
Ξ^-	275	100%	1346	40%
$\bar{\Xi}^+$	101	100%	339	40%
Λ	1056	1%	1868	0.3%
$\bar{\Lambda}$	243	1%	669	0.6%
K_S^0	1093	0.5%	750	0.1%
h^-	1500	0.002%	1800	0.0003%

4.4 Calcolo della produzione di particelle strane

Una volta determinata la correzione da apportare ad ogni particella identificata, il numero di particelle strane prodotte può essere calcolato all'interno delle regioni cinematiche selezionate, sommando tali correzioni e normalizzando il risultato al numero di eventi raccolti. Per l'interazione Pb-Pb, si è calcolato il tasso di produzione di particelle strane per evento selezionato, utilizzando la formula

$$P_{Pb} = \frac{\sum_i w_i}{BR} \frac{1}{\sum CU1} \quad (4.4)$$

dove la sommatoria delle correzioni è estesa a tutte le particelle di un dato tipo che cadono all'interno delle corrispondenti regioni cinematiche, BR indica la probabilità di decadimento della particella considerata nel canale osservato e l'elemento di normalizzazione consiste nella somma degli eventi selezionati dal livello di

trigger più alto (c.f.r. par. 2.5.2). L'errore su tale quantità è calcolato come

$$\delta P_{Pb} = \frac{\sum_i \sqrt{w_i^2 + (\delta w_i)^2}}{BR} \frac{1}{\sum CU1} \quad (4.5)$$

sommando in quadratura l'errore statistico legato al numero di particelle presenti e l'errore sulla correzione dato dalla (4.3); le incertezze legate alla probabilità di decadimento e al numero di eventi selezionati risultano trascurabili.

La produzione di particelle strane calcolata secondo la (4.4) è relativa ai soli urti centrali tra nuclei di piombo, selezionati mediante il trigger di interazione. La frazione di sezione d'urto anelastica σ_I cui essi corrispondono è stata calcolata tramite la relazione

$$\frac{\sigma_{trig}}{\sigma_I} = \frac{\lambda_I}{L} \left[< \frac{CU1}{BEAM \overline{DT}} > < \frac{INT \overline{DT}}{CU1} > \right] \quad (4.6)$$

dove L è lo spessore del bersaglio ed il termine tra parentesi quadre contiene le medie, fatte su tutta la presa dati, dei conteggi dei corrispondenti livelli di trigger e misura la frequenza di interazione. Il primo fattore rappresenta il rapporto tra il numero di eventi selezionati ($CU1$) e quello degli ioni del fascio contati escludendo il tempo morto di rivelazione ($BEAM \overline{DT}$); il secondo fattore tiene conto della protezione passato-futuro (CB), essendo $CU1$ il risultato della coincidenza tra CB e $INT \overline{DT}$ (c.f.r. par. 2.5.2). Dalla (4.6) risulta che la sezione d'urto selezionata σ_{trig} corrisponde a circa il 40% della sezione d'urto totale anelastica σ_I .

Per quanto riguarda l'interazione p-Pb, la produzione di particelle strane deve essere calcolata in modo da tenere conto del particolare trigger di interazione usato; infatti il suo effetto è proprio quello di aumentare artificialmente il numero

di tali particelle per evento. Si è allora usata la formula:

$$P_p = \frac{\sum_i w_i}{BR} \frac{1}{\sum BEAM \overline{DT}} < \frac{CU0}{CU1} > < \frac{INT \overline{DT}}{CU1} > \frac{1}{(1 - e^{-L/\lambda_I})} \quad (4.7)$$

che fornisce il numero di particelle strane per interazione. Il fattore di normalizzazione $\sum BEAM \overline{DT}$, la cui somma è estesa a tutto il periodo di acquisizione dati, conta le particelle incidenti tenendo conto del tempo morto; il termine $< \frac{CU0}{CU1} >$ tiene conto del contributo dei CEDARS, cioè del fatto che non tutte le particelle del fascio sono protoni ($CU1$ è infatti il risultato della coincidenza tra i segnali $CU0$ e $CEDARS$); il termine $< \frac{INT \overline{DT}}{CU1} >$ tiene conto della protezione passato-futuro e l'ultimo fattore rappresenta la probabilità di interazione del protone all'interno del bersaglio di piombo (si veda l'eq. (2.1)). I valori dei rapporti $< \frac{CU0}{CU1} >$ e $< \frac{INT \overline{DT}}{CU1} >$ sono rispettivamente 0.67 ± 0.02 e 0.83 ± 0.02 , per cui l'effetto dei CEDARS è quello di eliminare il 33% delle particelle di fascio e l'effetto della protezione passato-futuro è quello di eliminarne il 17%. L'errore sulla quantità P_p è stato calcolato in analogia con la (4.5), considerando trascurabili le incertezze sui fattori di normalizzazione e sulle probabilità di decadimento e interazione.

Per avere una stima dell'inefficienza del trigger di interazione applicato nella presa dati p-Pb, la quantità P_p è stata calcolata per le Λ identificate in eventi con trigger ad una traccia (1TT) e per quelle identificate in eventi con trigger a due tracce (2TT). La produzione di Λ nei due livelli di trigger differisce della quantità

$$A = \frac{(P_p)_{1TT}}{(P_p)_{2TT}} = 1.17 \pm 0.10 \quad (4.8)$$

La quantità $(1 - 1/A)$ è interpretabile come inefficienza del trigger a due tracce rispetto a quello ad una traccia, di livello inferiore al precedente; le produzioni

calcolate per le particelle strane sono state così moltiplicate per il fattore A per includere tale inefficienza.

4.4.1 Errori sistematici nella determinazione del numero di Λ

Nel capitolo precedente si è visto come, combinando le tracce dell'evento ed applicando una serie di criteri selettivi su variabili geometriche e cinematiche, sia possibile ricostruire i decadimenti e identificare le particelle strane nell'apparato dell'esperimento WA97. Alcune ambiguità rimangono tuttavia insolute nei campioni di particelle strane identificate; esse sono peraltro comuni a tutti gli esperimenti che misurano questo tipo di segnale.

In primo luogo, la procedura di identificazione non consente di distinguere le Λ prodotte direttamente nelle collisioni primarie da quelle provenienti dal decadimento elettromagnetico $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$. La vita media di tale decadimento ($\tau \sim 10^{-20}$ sec) rende infatti il suo vertice di decadimento praticamente indistinguibile dal vertice primario di interazione. Nello studio delle proprietà fisiche del campione di Λ (e $\bar{\Lambda}$) misurato bisognerà ricordare che esso in realtà è un miscuglio di Λ e Σ^0 e, nel confronto di tali proprietà con le previsioni di modelli teorici, bisognerà includere in quest'ultimi il contributo dovuto al decadimento delle Σ^0 .

In secondo luogo, le Λ identificate includono quelle provenienti dal decadimento debole di barioni più pesanti, quali Ξ^- , Ξ^0 e Ω^- . Il contributo di tali decadimenti, chiamato *feed-down*, può essere stimato grazie alla possibilità di ricostruire i decadimenti deboli delle particelle madri nell'apparato di WA97. Il calcolo è stato fatto solo per il contributo di Ξ^- e Ξ^0 (quello più consistente) in interazioni Pb-Pb, in base a considerazioni prettamente geometriche. Il metodo utilizzato è così riassumibile:

- si sono generati, mediante simulazione Monte Carlo, i decadimenti di Ξ^- , Ξ^0 e Λ (primarie) all'interno della regione cinematica $2 < y < 4$ e $0.1 < p_T < 2.0 \text{ GeV}/c$, contenente quella coperta dal telescopio, e con una distribuzione di momento trasverso avente caratteristiche simili a quella misurata (per le Ξ^0 essa si è assunta uguale a quella delle Ξ^-);
- i prodotti carichi di decadimento sono stati tracciati all'interno dell'apparato sperimentale ed ai vertici Λ sono stati applicati i tagli dell'analisi riguardanti la topologia di decadimento, la posizione lungo l'asse x , il parametro di impatto e il passaggio attraverso la parte compatta del telescopio;
- sono state calcolate le accettanze per Ξ^- , Ξ^0 e Λ , denominate rispettivamente acc_{Ξ^-} , acc_{Ξ^0} e acc_{Λ} . I loro valori sono $acc_{\Xi^-} = 0.024 \pm 0.001\%$, $acc_{\Xi^0} = 0.015 \pm 0.001\%$ e $acc_{\Lambda} = 0.080 \pm 0.001\%$.

Le Λ provenienti dal *feed-down* (Λ_{feed}) possono essere stimate dalla relazione

$$\Lambda_{feed} = \frac{1}{acc_{\Lambda}} (\Xi^- acc_{\Xi^-} + \Xi^0 acc_{\Xi^0}). \quad (4.9)$$

Assumendo uguale la produzione di Ξ^- e Ξ^0 , la frazione di Λ_{feed} rispetto a quelle prodotte direttamente nell'interazione primaria (Λ_{vere}) è data da

$$\frac{\Lambda_{feed}}{\Lambda_{vere}} = \frac{1}{acc_{\Lambda}} \frac{\Xi^-}{\Lambda_{vere}} (acc_{\Xi^-} + acc_{\Xi^0}). \quad (4.10)$$

Approssimando il rapporto $\frac{\Xi^-}{\Lambda_{vere}}$ con quello misurato $\frac{\Xi^-}{\Lambda_{oss.}} \sim 0.1$ e sostituendo i valori noti delle accettanze nella (4.10) si ottiene $\frac{\Lambda_{feed}}{\Lambda_{vere}} = 0.05$. Analogamente per le $\bar{\Lambda}$, utilizzando il rapporto misurato $\frac{\Xi^+}{\Lambda_{oss.}} \sim 0.2$, si ottiene $\frac{\bar{\Lambda}_{feed}}{\bar{\Lambda}_{vere}} = 0.10$. L'effetto del *feed-down*, interpretabile come errore sistematico nella misura della produzione di Λ e $\bar{\Lambda}$, risulta dunque del 5% nel caso di Λ e del 10% nel caso di $\bar{\Lambda}$, per quanto riguarda l'interazione Pb-Pb.

Nel caso di collisioni p-Pb, la produzione di Ξ relativa a quella delle Λ è minore che nel caso Pb-Pb e i valori di accettazione non sono eccessivamente influenzati dalla diversa disposizione del telescopio. L'effetto del *feed-down*, stimato a partire dai valori di accettazione calcolati e dai rapporti $\frac{\Xi^-}{\Lambda_{oss.}}$ e $\frac{\Xi^+}{\Lambda_{oss.}}$ misurati in questo tipo di collisioni, risulta dell'ordine del 3% nel caso di Λ e del 5% nel caso di $\bar{\Lambda}$.

4.5 Distribuzioni di massa trasversa

Uno degli strumenti più comuni usati per studiare le collisioni ad alta energia è la distribuzione di massa trasversa, secondo quanto esposto nel par. 1.6.2. Il moto trasverso è infatti generato durante la collisione, per cui fornisce informazioni relative alla sua dinamica. Nell'esperimento WA97 le distribuzioni di massa trasversa sono state studiate per mezzo di una procedura di *best fit* applicata agli spettri di momento corrispondenti a ciascun tipo di particella identificata, all'interno delle rispettive regioni cinematiche. La funzione usata è

$$\frac{d^2N}{dm_T dy} = f(y) m_T^\alpha e^{-m_T/T} \quad (4.11)$$

nella quale $f(y)$ descrive la distribuzione di rapidità. Il parametro T è interpretato, nell'ambito di un modello termico, come la temperatura apparente della sorgente che emette le particelle osservate. Per facilitare il confronto dei risultati con quelli di altri esperimenti, sono stati usati per il parametro α i valori 1 e $\frac{3}{2}$, corrispondenti rispettivamente alle distribuzioni di massa trasversa date dalle equazioni (1.18) e (1.19). Scopo della procedura di *fit* è quello di determinare il parametro T ed eventuali parametri che descrivono la distribuzione di rapidità. Esso è stato perseguito applicando il metodo della “massima verosimiglianza” (*maximum likelihood*), col quale è possibile evitare le distorsioni nelle distribuzioni introdotte dalla particolare forma delle regioni di accettazione.

A causa della limitata statistica, nella presente analisi le distribuzioni di rapidità sono state assunte piatte all'interno dell'intervallo coperto dall'esperimento, che per ognuna delle particelle esaminate non supera una unità di rapidità intorno alla rapidità del centro di massa. La funzione $f(y)$ è stata dunque posta costante nei *fit* e gli errori sistematici introdotti da tale assunzione sono stati stimati considerando le distribuzioni di rapidità misurate in collisioni p-S, p-Au [Alb94], [Bam89], [Fok95] e Pb-Pb [Rol97]. In fig. 4.4, ad esempio, sono mostrate le distribuzioni di rapidità di Λ e $\bar{\Lambda}$ misurate in interazioni Pb-Pb nell'esperimento NA49 (fig. 4.4a e b) e in interazioni p-S nell'esperimento NA35 (fig. 4.4c e d); l'intervallo di rapidità coperto dall'esperimento WA97 è indicato dalle linee verticali. Nel primo caso la simmetria del sistema consente di simmetrizzare le distribuzioni di rapidità intorno alla rapidità del centro di massa (pallini bianchi) ed esse mostrano entrambe un picco pronunciato all'interno dell'intervallo di rivelazione. Nel secondo caso, invece, la forma delle distribuzioni di rapidità appare molto differente per le due specie: la distribuzione delle Λ mostra un picco molto accentuato in corrispondenza della regione di frammentazione del bersaglio, mentre la $\bar{\Lambda}$ risulta prodotta più centralmente. In entrambi i casi si osserva una consistente discrepanza con l'ipotesi di distribuzione piatta. Si è allora supposto un andamento lineare della distribuzione di rapidità, secondo la funzione

$$f(y) = 1 + K (y - y_{CM}) \quad (4.12)$$

e le pendenze K corrispondenti a ciascun tipo di particella sono state valutate dalle distribuzioni riportate in [Bam89], [Fok95] e [Rol97]. La temperatura apparente è stata allora determinata nei *fit* sia supponendo la rapidità piatta ($T(f(y) = cost)$) che utilizzando l'eq. (4.12) con K uguale a quello sperimentale

$(T(f(y) \neq cost)$ e gli errori sono stati calcolati con l'espressione

$$\epsilon(\%) = \left(\frac{T(f(y) \neq cost)}{T(f(y) = cost)} - 1 \right) \times 100 \quad (4.13)$$

Essi sono riportati in tab. 4.4, sia per le interazioni p-Pb che per quelle Pb-Pb.

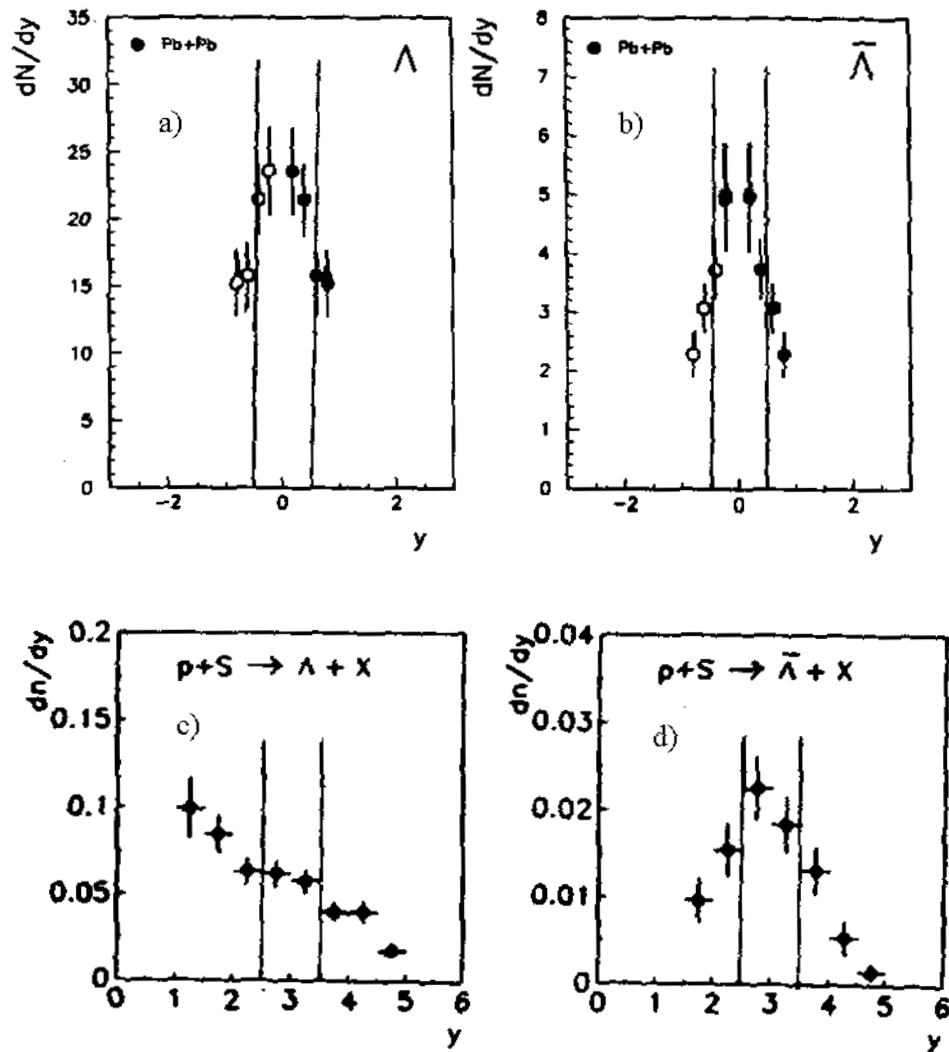


Figura 4.4: Distribuzioni di rapidità per Λ e $\bar{\Lambda}$ misurate in interazioni Pb-Pb (rispettivamente a e b) [Rol97] e p-S (rispettivamente c e d) [Alb94]. Per le collisioni Pb-Pb i pallini bianchi indicano i punti ottenuti per riflessione rispetto al valore centrale di rapidità. I limiti dell'intervallo di rivelazione dell'esperimento WA97 sono indicati da linee verticali.

In base a considerazioni legate al contenuto di quarks di valenza delle particelle, la pendenza K delle Ξ^- è stata posta uguale a quella delle Λ , quella delle Ξ^+ e Ω è stata posta uguale a quella delle $\bar{\Lambda}$. L'errore sistematico nella misura della temperatura apparente rimane, dunque, al di sotto del 10% per tutte le particelle e, come preannunciato nell'analisi delle distribuzioni in fig. 4.4, risulta maggiore per le collisioni p-Pb che per quelle Pb-Pb.

Tabella 4.4: *Stime degli errori sistematici sul calcolo delle temperature apparenti dovuti all'ipotesi di distribuzione piatta in rapidità.*

	p-Pb	Pb-Pb
$\Omega^- + \bar{\Omega}^+$	3%	1%
Ξ^-	8%	< 1%
Ξ^+	3%	< 1%
Λ	10%	< 1%
$\bar{\Lambda}$	5%	< 1%
K_S^0	2%	2%
h^-	2%	1%

I risultati della procedura di *fit* sono riassunti in tab. 4.5, nella quale sono riportate in *MeV* le temperature apparenti determinate per le particelle identificate in collisioni p-Pb e Pb-Pb, utilizzando entrambi i valori del parametro α nella funzione (4.11).

A causa della statistica limitata, i dati delle $\bar{\Omega}^+$ sono stati uniti a quelli delle Ω^- ; gli errori riportati sono solo statistici e non includono i suddetti errori sistematici dovuti all'assunzione di rapidità piatta. Si può osservare, in generale, che le temperature apparenti calcolate in interazioni p-Pb sono più basse di quelle relative ad interazioni Pb-Pb; gli errori non consentono invece di trarre alcuna conclusione circa le temperature apparenti delle Ω . Una estesa discussione sui risultati

Tabella 4.5: Temperature apparenti T espresse in MeV calcolate in collisioni p-Pb e Pb-Pb, per entrambi i valori del parametro α .

Particelle	p-Pb		Pb-Pb	
	$\alpha = 3/2$	$\alpha = 1$	$\alpha = 3/2$	$\alpha = 1$
h^-	163 ± 4	185 ± 5	183 ± 6	213 ± 8
K_S^0	197 ± 5	217 ± 6	210 ± 7	232 ± 9
Λ	184 ± 5	196 ± 6	266 ± 7	289 ± 8
$\bar{\Lambda}$	172 ± 10	183 ± 11	264 ± 11	287 ± 13
Ξ^-	222 ± 12	235 ± 14	266 ± 8	286 ± 9
$\bar{\Xi}^+$	211 ± 19	224 ± 21	265 ± 15	284 ± 17
$\Omega^- + \bar{\Omega}^+$	312 ± 86	334 ± 99	238 ± 17	251 ± 19

dello studio delle distribuzioni di massa trasversa sarà affrontata nel prossimo capitolo.

4.6 Estrapolazione della produzione di particelle strane

Il calcolo della produzione di particelle strane descritto nel par. 4.4 si riferisce alle diverse regioni cinematiche individuate per ogni particella studiata, mostrate in fig. 4.1 e 4.2. Tuttavia, la particolare forma di tali regioni rende difficile il confronto dei risultati con quelli forniti da altri esperimenti. Il confronto tra la produzione delle diverse particelle all'interno dell'esperimento WA97 risulta parimenti problematico a causa della diversità delle relative regioni cinematiche. La porzione di spazio delle fasi comune a tutte le finestre cinematiche mostrate in fig. 4.1 e 4.2 ha una estensione molto limitata ed il calcolo della produzione di particelle al suo interno sarebbe affetto da grossi errori statistici. Per ottenere

risultati meglio definiti e maggiormente confrontabili si è così deciso di estrapolare la produzione di particelle ad una regione cinematica comune sia ai due tipi di collisione che alle diverse particelle studiate. Tale regione, scelta in modo da contenere tutte le finestre cinematiche delle fig. 4.1 e 4.2, è definita dagli intervalli $|y - y_{CM}| < 0.5$ e $p_T > 0 \text{ GeV}/c$. Per l'estrapolazione si sono usati i risultati della procedura di *best fit* usata per studiare le distribuzioni di massa trasversa e la produzione di particelle estrapolata è calcolata mediante la formula

$$\overline{P} = P \times S = P \times \frac{\int_{y_{CM}-0.5}^{y_{CM}+0.5} \int_0^\infty \left(\frac{d^2 N}{dy dp_T} \right) dy dp_T}{\int \int_{reg.cinematica} \left(\frac{d^2 N}{dy dp_T} \right) dy dp_T} \quad (4.14)$$

dove P è la produzione di particelle data dalla relazione (4.4) o (4.7) a seconda che si tratti di eventi Pb-Pb o p-Pb, lo spettro di momento $\frac{d^2 N}{dy dp_T}$ è determinato tramite il metodo di massima verosimiglianza, utilizzando la funzione (4.11), e l'integrale a denominatore è eseguito all'interno della regione cinematica della particella considerata. L'errore sulla produzione estrapolata è determinato dall'equazione

$$\delta \overline{P} = \sqrt{S^2 \delta P^2 + P^2 \delta S^2} \quad (4.15)$$

sommando in quadratura l'errore δP dato dalla (4.5) con quello $\delta S = \frac{dS}{dT} \delta T$ dovuto al fattore S di estrapolazione. δT indica l'errore nella determinazione del parametro T e la derivata $\frac{dS}{dT}$ è stata calcolata facendo variare di una quantità molto piccola, nell'espressione (4.11), la temperatura apparente risultante dal *fit*. I risultati della procedura di estrapolazione sono riassunti in tab. 4.6, nella quale sono riportati solo gli errori statistici determinati dalla (4.15).

Nella colonna relativa alle interazioni p-Pb è riportata la produzione di particelle per interazione, estrapolata a partire dalla (4.7), mentre in quella relativa alle interazioni Pb-Pb è riportata la produzione di particelle per evento selezionato,

Tabella 4.6: *Produzione di particelle estrapolata (\equiv numero di particelle per evento), relativa all'interazione p-Pb e a quella Pb-Pb.*

	p-Pb	Pb-Pb
Ω^-	$(2.2 \pm 0.8) 10^{-4}$	0.15 ± 0.02
$\overline{\Omega}^+$	$(4.7 \pm 2.5) 10^{-5}$	$(5.7 \pm 1.0) 10^{-2}$
Ξ^-	$(3.04 \pm 0.23) 10^{-3}$	0.81 ± 0.03
Ξ^+	$(1.17 \pm 0.1) 10^{-3}$	0.202 ± 0.01
Λ	$(5.97 \pm 0.22) 10^{-2}$	8.12 ± 0.22
$\overline{\Lambda}$	$(1.52 \pm 0.1) 10^{-2}$	1.08 ± 0.05
K_S^0	$(9.79 \pm 0.43) 10^{-2}$	12.8 ± 0.6
h^-	1.19 ± 0.05	81 ± 2

estrapolata a partire dalla (4.4). Tali produzioni saranno analizzate e confrontate nel prossimo capitolo.

4.6.1 Calcolo degli errori sistematici di estrapolazione

Per calcolare gli errori sistematici connessi alla procedura di estrapolazione si è utilizzato il generatore di eventi Monte Carlo VENUS [Wer93], le cui caratteristiche verranno esaminate nell'ultimo capitolo. Il metodo consiste nel generare collisioni p-Pb e Pb-Pb e nel contare le particelle prodotte all'interno della regione $|y - y_{CM}| < 0.5$ e $p_T > 0 \text{ GeV}/c$ usata per l'estrapolazione in eventi reali. Il risultato del conteggio, chiamato P_{VENUS} , viene confrontato con la quantità \overline{P}_{VENUS} , ottenuta contando le particelle generate all'interno delle regioni cinematiche mostrate in fig. 4.1 e 4.2 ed estrapolando poi il risultato con lo stesso procedimento usato per i dati reali. L'errore sistematico di estrapolazione è dato

dalla relazione

$$\epsilon_{extrap.}(\%) = \left(\frac{\overline{P}_{VENUS}}{P_{VENUS}} - 1 \right) \times 100 \quad (4.16)$$

Esso contiene un contributo dovuto all'estrapolazione nella variabile p_T , che tiene conto dell'errata determinazione del parametro T di temperatura apparente, e un contributo dovuto all'estrapolazione nella variabile y , che tiene conto delle incertezze introdotte dall'ipotesi di distribuzione piatta di rapidità. In fig. 4.5, i conteggi delle particelle simulate da VENUS nelle regioni cinematiche determinate dall'accettanza del telescopio per le varie particelle (cerchi) e nella regione di estrapolazione (quadrati) sono confrontati con la quantità \overline{P}_{VENUS} (stelle), nella generazione di eventi p-Pb (fig. 4.5a) e Pb-Pb (fig. 4.5b).

In tab. 4.7 sono riportati i corrispondenti errori sistematici di estrapolazione ottenuti mediante la (4.16), che possono essere interpretati graficamente come la distanza tra le stelle ed i quadrati contenuti in fig. 4.5. L'incertezza con la quale sono determinati dipende, naturalmente, dal numero di particelle generate.

Tabella 4.7: *Errori sistematici di estrapolazione relativi all'interazione p-Pb e Pb-Pb.*

	p-Pb	Pb-Pb
h^-	$-17 \pm 2\%$	$-19 \pm 2\%$
K_S^0	$-22 \pm 2\%$	$-11 \pm 2\%$
Λ	$-7 \pm 2\%$	$-3 \pm 2\%$
$\overline{\Lambda}$	$-0.4 \pm 3\%$	$-0.3 \pm 2\%$
Ξ^-	$1.1 \pm 6\%$	$-1.8 \pm 3\%$
$\overline{\Xi}^+$	$4.7 \pm 8\%$	$0.5 \pm 4\%$
Ω^-	$24 \pm 16\%$	$0.4 \pm 5\%$
$\overline{\Omega}^+$	$19 \pm 18\%$	$2 \pm 6\%$

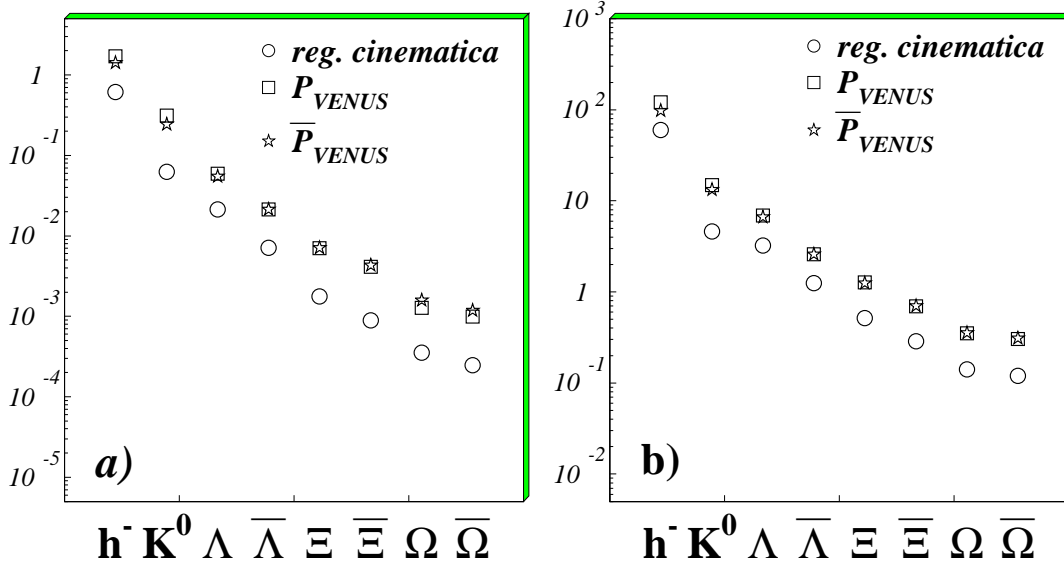


Figura 4.5: Conteggi di particelle generate da *VENUS* all'interno delle regioni cinematiche delle varie particelle (cerchi) e nella regione di estrapolazione (quadrati), relativi alle interazioni p - Pb (a) e Pb - Pb (b). Le stelle indicano la quantità \overline{P}_{VENUS} calcolata applicando ai dati del Monte Carlo la stessa procedura di estrapolazione usata per i dati reali.

In entrambi i tipi di collisione si hanno errori sistematici superiori al 10% per h^- e K_S^0 e ciò è dovuto principalmente al contributo dell'errore sull'estrapolazione in momento trasverso. La distribuzione in massa trasversa di tali particelle, infatti, si discosta dall'andamento esponenziale a causa di un eccesso di eventi a basse m_T , al di sotto della regione misurata dall'esperimento WA97. Di conseguenza, l'estrapolazione compiuta fino a momenti trasversi molto piccoli, utilizzando la pendenza della distribuzione di massa trasversa misurata all'interno della regione cinematica di rivelazione, introduce una sottostima della reale produzione di tali particelle.

Per le altre particelle, gli errori di estrapolazione sono piccoli e compatibili

con zero nel caso di interazioni Pb-Pb, mentre per quelle p-Pb, pur restando compatibili con zero a causa dei grandi errori statistici, essi variano con continuità in funzione della massa della particella studiata, passando da valori negativi per le particelle più leggere a valori positivi per quelle più pesanti. Questo effetto è attribuibile all'estrapolazione in rapidità ed alla particolare forma delle regioni cinematiche. Si ricordi, infatti, che la distribuzione in rapidità è stata assunta piatta, mentre in realtà per interazioni p-Pb si è visto che essa ha un andamento crescente passando dalla regione di frammentazione del proiettile a quella del bersaglio. D'altra parte, dall'esame delle regioni cinematiche mostrate in fig. 4.1 e 4.2 si osserva che la loro estremità inferiore (a basso p_T), nella quale cade il maggior numero di particelle a causa dell'andamento esponenziale in m_T , si sposta verso valori di rapidità sempre più bassi al crescere della massa della particella. Di conseguenza, per le particelle più pesanti la rivelazione avviene in gran parte in corrispondenza di rapidità minori di y_{CM} , per le quali la distribuzione reale di rapidità dovrebbe essere al di sopra di quella ipotizzata: la produzione estrapolata è così sovrastimata rispetto a quella effettiva. Per le particelle più leggere, invece, la rivelazione avviene principalmente in corrispondenza di rapidità maggiori di y_{CM} , lì dove la distribuzione di rapidità effettiva dovrebbe cadere al di sotto di quella ipotizzata: la produzione estrapolata viene così ad essere sottostimata. Il maggiore errore di estrapolazione dei K_S^0 rispetto a quello delle h^- negli eventi p-Pb può essere spiegato in virtù di tale ragionamento, considerando che la loro regione cinematica copre un intervallo di rapidità completamente in avanti rispetto a y_{CM} . Per gli eventi Pb-Pb, invece, la simmetria delle distribuzioni di rapidità rende trascurabile il contributo all'errore sistematico dovuto all'estrapolazione in tale variabile.

È opportuno osservare che l'obiettivo dell'esperimento WA97 è il confronto tra la produzione di stranezza tra interazioni p-Pb e Pb-Pb, per cui i risultati finali,

riportati nel prossimo capitolo, saranno espressi come rapporto tra la produzione delle particelle strane identificate nei due tipi di interazione. Il contributo degli errori sistematici di estrapolazione risulta, dunque, ridotto per compensazione, soprattutto per quanto riguarda le h^- , K_S^0 e Λ (c.f.r. tab. 4.7).

Capitolo 5

Risultati sperimentali e discussione

5.1 Introduzione

I risultati finali dell'esperimento WA97, ottenuti a partire dal lavoro di analisi descritto nelle pagine precedenti e dalla applicazione delle opportune correzioni sui dati, verranno presentati e discussi in questo capitolo. Essi riguardano lo studio delle distribuzioni di massa trasversa e l'analisi della produzione di particelle nella regione di estrapolazione. Le temperature apparenti determinate dalle distribuzioni di massa trasversa saranno esaminate in funzione della massa della particella a cui si riferiscono ed in funzione del sistema di collisione, utilizzando i risultati dei precedenti esperimenti eseguiti nello spettrometro OMEGA (WA85 e WA94), nonché dei più recenti esperimenti che utilizzano fasci di piombo (NA44 ed NA49). Successivamente verranno presentati i rapporti di produzione delle diverse particelle studiate e sarà discussa la loro variazione in funzione del sistema di collisione, in particolare nel passaggio da interazioni di tipo protone-nucleo a quelle di tipo nucleo-nucleo. Il risultato principale dell'esperimento WA97 riguarda tuttavia lo

studio della produzione di stranezza in funzione della centralità della collisione. Questo studio sarà esposto in dettaglio, descrivendo il modello sviluppato per il calcolo della centralità a partire dalla molteplicità di particelle cariche misurata e considerando le indicazioni che esso fornisce circa il meccanismo di produzione di stranezza nella collisione.

Versioni preliminari di tali risultati, succedutesi nel corso degli ultimi due anni di dottorato, sono state oggetto di relazioni presentate al “*Relativistic Heavy Ion School-Workshop*” tenutosi a Praga dal 1 al 5 Settembre 1997 [Cal97], ai “*XXXIIIrd Rencontres de Moriond*” tenutisi a Les Arcs (Francia) dal 21 al 28 Marzo 1998 [Cal98] ed alla “*6th Conference on Strangeness in Quark Matter*” tenutasi a Padova dal 20 al 24 Luglio 1998 [Cali98].

5.2 Temperature apparenti

Lo studio degli spettri di momento delle particelle prodotte in collisioni tra nuclei pesanti fornisce indicazioni circa il raggiungimento dell’equilibrio termico locale nella sorgente. Le temperature apparenti, determinate con la procedura di *best fit* descritta nel capitolo precedente, applicata all’interno delle regioni di accettazione per ciascun tipo di particella identificata, sono riportate in tab. 4.5. In fig. 5.1 sono mostrate le distribuzioni in massa trasversa di Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , Ξ^+ e $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ per interazioni p-Pb e Pb-Pb; le rette sovrapposte sono il risultato dei *best fit* corrispondenti alla funzione (4.11) e le temperature apparenti rappresentano il reciproco della pendenza di tali rette. Si può notare come le interazioni Pb-Pb siano caratterizzate da temperature apparenti simili per Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- e Ξ^+ , mentre per le $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ esse assumono valori leggermente inferiori. In generale, si osservano temperature apparenti simili per particelle ed antiparticelle in entrambi i tipi di interazione.

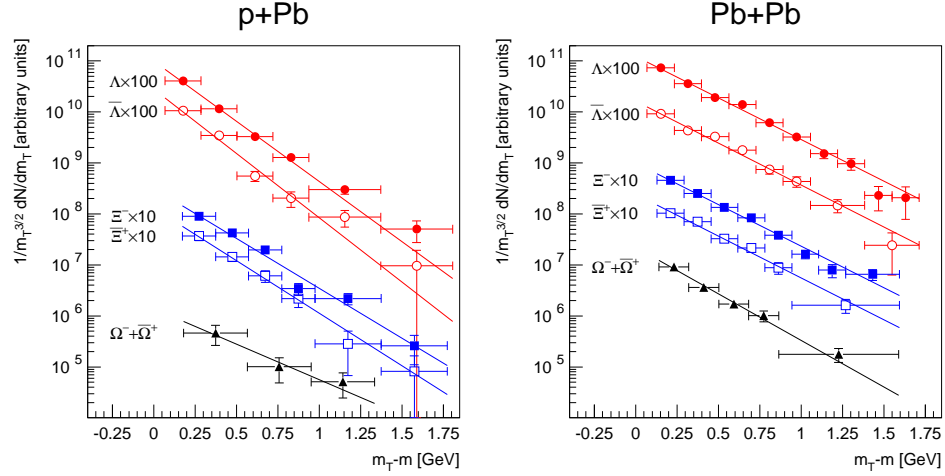


Figura 5.1: *Distribuzioni di massa trasversa di Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$ e $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ in interazioni p-Pb (a sinistra) e Pb-Pb (a destra) con i risultati dei fit sovrainposti.*

Come già accennato nel par. 1.6.2, la temperatura apparente fornisce una misura sia della temperatura della sorgente termica nell'istante del *freeze-out* che del flusso trasverso che si sviluppa in seguito alla collisione a causa delle interazioni tra le particelle secondarie. L'espansione trasversa, in particolare, produce un appiattimento delle distribuzioni di massa trasversa, quindi la temperatura apparente risulta sempre maggiore di quella presente al *freeze-out*. Per alte masse trasverse, la temperatura apparente T è legata a quella di *freeze-out* T_f dalla relazione [Hei98]

$$T = T_f \sqrt{\frac{c + \langle v_T \rangle}{c - \langle v_T \rangle}} \quad (5.1)$$

che indica lo spostamento Doppler introdotto dalla velocità di flusso trasverso v_T . Per basse masse trasverse, tipicamente per $m_T - m_0 < m_0$, dove m_0 è la massa della particella esaminata, l'espansione trasversa introduce una curvatura concava degli spettri di massa trasversa, tanto più accentuata quanto maggiore è la massa m_0 . La temperatura apparente può essere parametrizzata qualitativamente dalla

relazione

$$T = T_f + m_0 \langle v_T \rangle^2 \quad (5.2)$$

nella quale si sommano i contributi dovuti all'energia termica ed a quella cinetica del moto trasverso [Bea97]. Nell'espansione idrodinamica della materia interagente, infatti, tutte le particelle si muovono con la stessa velocità trasversa. Poichè classicamente l'energia cinetica collettiva dipende dalla massa della particella, si ha che particelle di massa maggiore trasportano energia più elevata, in accordo con la (5.2). Osservando gli spettri in fig. 5.1 si può notare che essi si estendono in prevalenza nella regione a bassa massa trasversa ed il maggior numero di particelle presenti in tale regione contribuisce in maniera determinante alla misura del parametro T tramite i *fit*. Una parametrizzazione delle temperature apparenti secondo la (5.2) sarà dunque più utile nell'interpretazione dei risultati dell'esperimento WA97.

Al fine di individuare l'andamento dei parametri T misurati per uno stesso tipo di particella in diversi sistemi di collisione, le temperature apparenti riportate in tab. 4.5 sono state confrontate con quelle determinate dagli esperimenti WA85 [Aba95] e WA94 [Abat95], rispettivamente in interazioni S-W (p-W) e S-S (p-S) a 200 GeV/c per nucleone. Le regioni cinematiche coperte da questi esperimenti sono leggermente differenti da quelle proprie dell'esperimento WA97: le particelle rivelate hanno momento trasverso $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ e rapidità nel laboratorio $2.3 < y < 2.8$ per interazioni S-W (p-W) e $2.5 < y < 3.0$ per interazioni S-S (p-S).¹ In fig. 5.2 sono riportate le temperature apparenti, espresse in MeV , di Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- e Ξ^+ al crescere della massa atomica complessiva del sistema di collisione; i valori

¹La rapidità del centro di massa per collisioni S-W a 200 GeV/c per nucleone è $y_{CM} \sim 2.54$, mentre quella per collisioni S-S e per il sistema nucleone-nucleone alla stessa energia è $y_{CM} \sim 3.0$.

di T sono stati ottenuti adoperando l'esponente $\alpha = \frac{3}{2}$ nell'espressione (4.11) e gli errori riportati sono solo di tipo statistico.

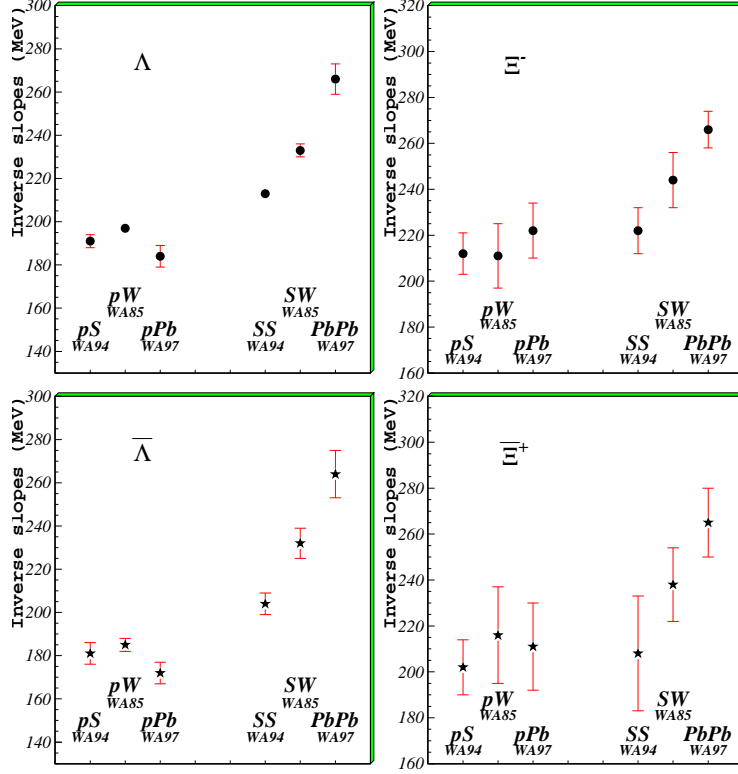


Figura 5.2: *Temperature apparenti di Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- e Ξ^+ per differenti sistemi di collisione.*

Si può notare che le temperature apparenti delle quattro specie di particelle esaminate assumono valori simili tra loro in reazioni di tipo protone-nucleo, mentre un chiaro incremento in funzione della complessità del sistema di collisione è rilevabile per i valori relativi ad interazioni di tipo nucleo-nucleo. Alla luce della (5.2), questo risultato è compatibile con la seguente interpretazione: in collisioni tra nuclei di massa crescente il rilascio di energia iniziale nella regione centrale di interazione è via via maggiore. La temperatura presente negli istanti iniziali della collisione ed il numero di interazioni tra le particelle prodotte ne risultano

così incrementate, per cui nell'eq. (5.2) la temperatura apparente aumenta sia per effetto della più alta temperatura di *freeze-out* che per la maggiore energia cinetica dovuta al flusso trasverso. Per interazioni di tipo protone-nucleo, d'altra parte, l'evoluzione della collisione non avviene secondo i modelli elaborati per quella tra nuclei pesanti (par. 1.5.2) e la temperatura apparente non può essere parametrizzata secondo la (5.2). Valori di temperatura apparente compatibili per le diverse interazioni protone-nucleo indicano in ogni caso la presenza di fenomeni di *rescattering* che non variano al variare della massa atomica del bersaglio, oppure la completa assenza di fenomeni di questo tipo.

Le temperature apparenti possono anche essere esaminate in funzione della massa della particella esaminata, per un dato sistema di collisione.

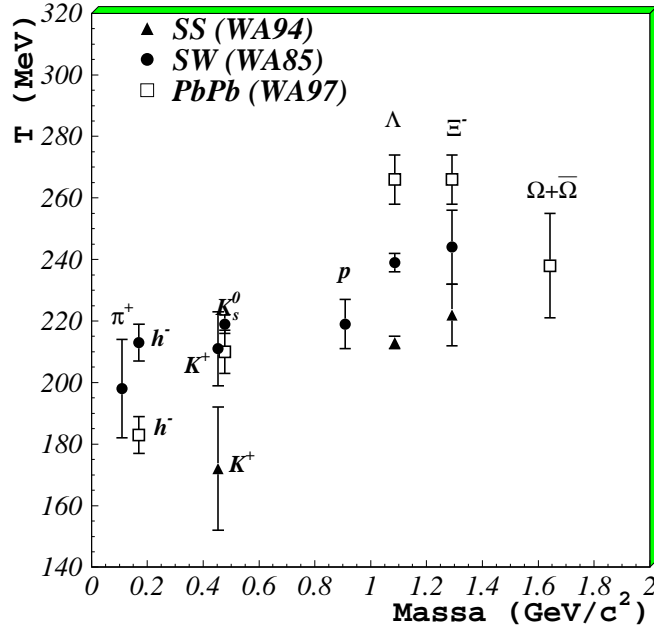


Figura 5.3: Temperature apparenti degli adroni negativi (h^-) e delle diverse particelle identificate in interazioni S-S (esperimento WA94), S-W (esperimento WA85) e Pb-Pb (esperimento WA97).

In fig. 5.3 sono mostrate le temperature apparenti misurate per gli adroni negativi

(trattati come pioni) e le diverse particelle identificate negli esperimenti WA94, WA85 e WA97, rispettivamente in collisioni S-S, S-W e Pb-Pb [Aba95], [Aba96], [Ant97], [Abat97]. Per i tre tipi di interazione (con qualche eccezione per Pb-Pb discussa più avanti) si verifica un aumento del parametro T in funzione della massa della particella, attribuibile al termine di energia cinetica nell'espressione (5.2). Nell'esperimento WA85 è stato possibile misurare i parametri di temperatura di π^+ e p sfruttando le informazioni provenienti da un rivelatore Čerenkov multi-celle posto nella zona d'ombra delle camere proporzionali multifili (la relativa analisi è stata eseguita durante il primo anno di dottorato ed è sintetizzata in appendice B) Dall'analisi della fig. 5.3 risulta che la crescita della temperatura apparente con la massa della particella diventa sempre più rapida al crescere delle dimensioni del sistema interagente. Questa notevole caratteristica emerge anche dall'analisi dei dati provenienti dagli esperimenti NA35 [Alb94], [Alb96], NA44 [Bea96] e NA49 [Jac96] e, interpretata in base alla relazione (5.2), indica una velocità di flusso trasverso crescente con la complessità del sistema interagente.

Per le Ξ e le Ω identificate nell'esperimento WA97 si nota, tuttavia, una deviazione dall'andamento crescente della temperatura apparente in funzione della massa. Per meglio caratterizzare questa osservazione si sono considerate le temperature apparenti misurate nel solo sistema Pb-Pb, unendo i risultati forniti in questa tesi a quelli dell'esperimento NA49 [Jon96], [Rol97]. Questo confronto, riportato in fig. 5.4, è stato ottenuto utilizzando il valore $\alpha = 1$ nella funzione (4.11), essendo questo il valore usato dalla Collaborazione NA49 nei dati pubblicati.

Gli intervalli di rapidità coperti dall'esperimento NA49 sono molto simili a quelli dell'esperimento WA97, ma una considerevole differenza risiede nella percentuale di sezione d'urto selezionata dal trigger nei due esperimenti: $\sim 5\%$ in NA49 contro $\sim 40\%$ in WA97 [Fok97]. Una analisi delle distribuzioni di massa trasver-

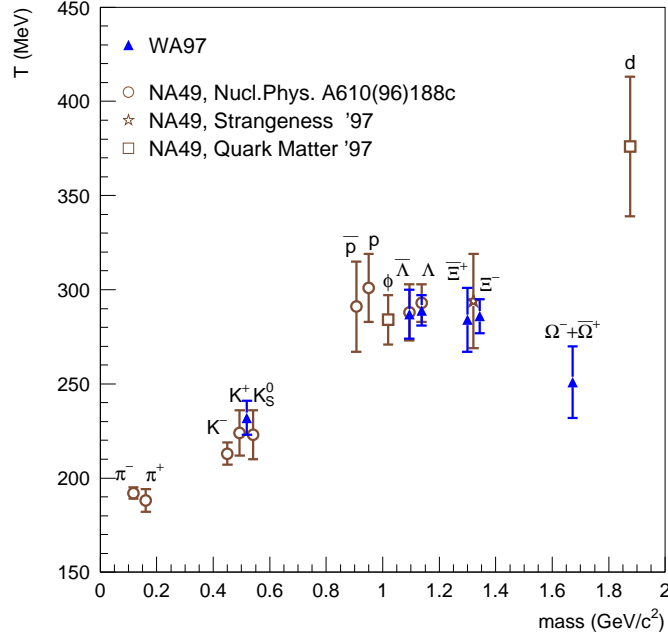


Figura 5.4: *Dipendenza della temperatura apparente dalla massa della particella nel sistema di collisione Pb-Pb.*

sa in funzione della centralità dell'evento eseguita sui dati di WA97 ha tuttavia permesso di escludere qualsiasi dipendenza dei valori di temperatura apparente dalla percentuale di sezione d'urto selezionata, cioè dalla centralità. I risultati presentati in tab. 4.5, infatti, si sovrappongono perfettamente a quelli misurati da NA49 e contribuiscono ad evidenziare la crescita del parametro T con la massa della particella. Tuttavia, mentre tale andamento risulta rafforzato dalla misura della temperatura apparente del deuterone, i valori corrispondenti alle particelle multi-strane se ne discostano, assumendo, come già rilevato, valori simili, se non addirittura inferiori, a quelli delle Λ e $\bar{\Lambda}$. L'assenza di una dipendenza univoca del parametro T con la massa della particella porta a scartare lo scenario di collisione comunemente proposto in cui tutta la materia interagente si espande coerentemente, finchè raggiunge un comune stato di *freeze-out*. È stata

invece avanzata l'ipotesi che gli adroni multi-strani possano raggiungere l'istante di *freeze-out* prima delle altre particelle, risentendo solo in minima parte del flusso trasverso collettivo [Hec98]. Il motivo per cui le Ξ e le Ω si disaccoppiano prima dal resto della materia interagente potrebbe risiedere nel numero limitato delle loro risonanze. Infatti le interazioni nella fase di espansione sono dominate dalla formazione di risonanze e, per il principio di indeterminazione, una stima della frequenza di reazione è data dalla larghezza complessiva delle risonanze coinvolte. Dai valori misurati [Bar96] si vede che tale larghezza è correlata al contenuto di stranezza, e ci si aspetta che la frequenza di interazione per Ξ ed Ω sia inferiore di circa $30 \div 40\%$ rispetto a quella delle Λ o dei nucleoni. Le interazioni delle Ω , poi, potrebbero essere ancora più sopprese a causa della natura della loro composizione a quarks di valenza: la creazione di risonanze nel sistema $\Omega\pi$ è proibita dalla regola di OZI [Che76], mentre l'occorrenza di collisioni $\Omega + K$ o $\Omega + \eta$ risulta meno probabile a causa della minore presenza di partners mesonici più pesanti dei pioni. Per una verifica quantitativa di tale interpretazione è stato usato un modello teorico capace di descrivere l'intero processo di collisione dal punto di vista microscopico. Tale modello, denominato RQMD, riesce ad ottenere un buon accordo con i risultati sperimentali partendo dalle suddette ipotesi circa l'interazione della materia adronica, come si vedrà nel prossimo capitolo.

In fig. 5.5 è presentata una compilazione delle temperature apparenti misurate in interazioni di tipo protone-nucleo dagli esperimenti WA94 (p-S), WA85 (p-W) e WA97 (p-Pb) in funzione della massa della particella [Aba97], [Abat97], [Ant97].

In questo caso il parametro T non sembra assumere un andamento definito in funzione della massa della particella, tuttavia esso risulta analogo per i tre tipi di interazione. Ciò avvalorata l'ipotesi della presenza di fenomeni di *rescattering* in misura uguale nei tre tipi di collisioni, i quali non sono comunque in grado di innescare un processo di espansione collettiva, poichè esso si manifesterebbe in

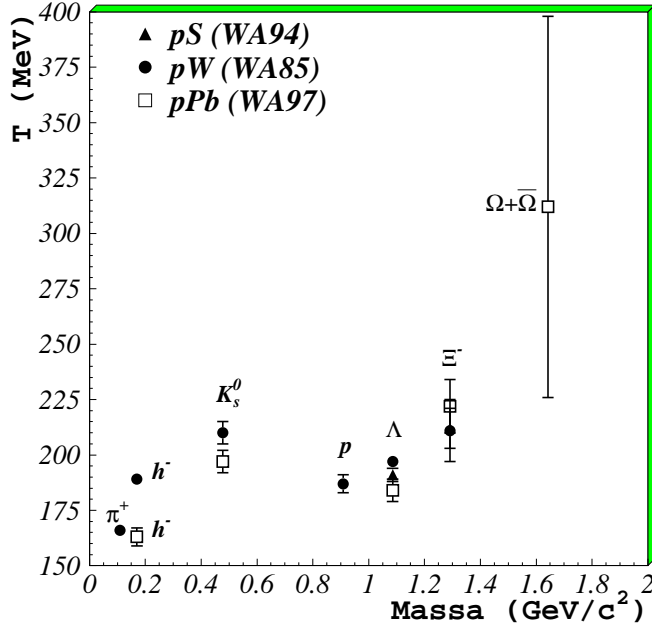


Figura 5.5: *Temperature apparenti delle negative (h^-) e delle diverse particelle identificate in interazioni p-S (esperimento WA94), p-W (esperimento WA85) e p-Pb (esperimento WA97).*

una dipendenza di T dalla massa della particella coinvolta.

Si è finora osservato che gli spettri di massa trasversa delle particelle prodotte nelle collisioni tra nuclei pesanti hanno un andamento compatibile con l'ipotesi di emissione da una sorgente termica in rapida espansione. I relativi parametri di temperatura apparente possono variare da un tipo di particella all'altro a causa delle loro differenti proprietà di *freeze-out* e della dipendenza della massa dall'energia legata al flusso trasverso. Questo risultato non è sufficiente da solo a provare il raggiungimento di un equilibrio termico di tipo locale anche negli stadi precedenti al *freeze-out*, condizione necessaria per giustificare l'approccio statistico alla dinamica della collisione e, ancor più, per provare l'esistenza di uno stato iniziale di QGP. Tuttavia, studiando più in dettaglio le distribuzioni di massa trasversa delle particelle identificate nell'interazione Pb-Pb, mostrate

tutte insieme in fig. 5.6, si può notare che in corrispondenza degli stessi intervalli di massa trasversa, particelle molto differenti mostrano pendenze simili nei loro spettri.

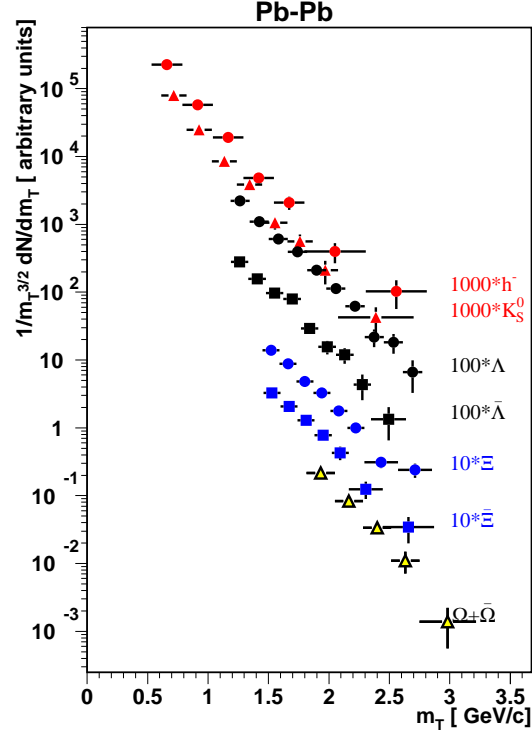


Figura 5.6: *Spettri di massa trasversa per tutte le particelle identificate in interazioni Pb-Pb.*

Questa proprietà, nota come “ m_T - scaling” [Raf97], fa sì che la misura della temperatura apparente in uno stesso intervallo di m_T fornisca lo stesso risultato per tutte le particelle studiate, come in effetti avviene per le coppie particella – antiparticella. Ciò rappresenta una chiara indicazione del raggiungimento dell’equilibrio termico locale ed è compatibile con l’ipotesi di emissione da una sorgente in cui i gradi di libertà elementari (quarks e gluoni) abbiano raggiunto l’equilibrio termico [Raf97].

5.3 Rapporti di produzione

La misura dei rapporti di produzione fornisce informazioni riguardanti l'equilibrio chimico nella produzione delle diverse specie di particelle. Nel paragrafo 1.7 si è già accennato all'importanza di stabilire il grado di saturazione nella produzione di stranezza, in quanto ciò potrebbe consentire di discriminare uno scenario di produzione adronica da uno che prevede la formazione di QGP. I rapporti di produzione, inoltre, vengono utilizzati nell'ambito di modelli termici contenenti l'intera evoluzione dinamica della collisione per determinare i parametri caratteristici della sorgente negli istanti immediatamente successivi all'urto, secondo un approccio di tipo statistico-termodinamico.

I rapporti di produzione riguardanti le Λ , Ξ ed Ω prodotte in collisioni Pb-Pb nell'esperimento WA97 sono riportati in tab. 5.1.

Essi sono stati ottenuti utilizzando la produzione di particelle calcolata nella regione di estrapolazione $p_T > 0 \text{ GeV}/c$ e $|y - y_{CM}| < 0.5$ (c.f.r. tab. 4.6). Gli errori riportati sono solo statistici e non includono quelli sistematici di estrapolazione (tab. 4.7) e quelli dovuti al *feed-down* (par. 4.4.1). In fig. 5.7, tali rapporti sono confrontati con quelli calcolati all'interno delle regioni di sovrapposizione tra le finestre cinematiche della particella a numeratore e quella a denominatore. La piena compatibilità dei rapporti calcolati con i due metodi permette di escludere eventuali dipendenze dei risultati dalla procedura di estrapolazione eseguita sui dati. Dalla fig. 5.7, come dalla tab. 5.1, si osserva un andamento crescente dei rapporti del tipo antiparticella/particella, in funzione del loro contenuto di stranezza.

I rapporti in tab. 5.1 sono pienamente compatibili entro gli errori con quelli recentemente misurati dall'esperimento NA49 [Jon96], [Gab98] e le leggere deviazioni sono da attribuirsi alle differenze negli intervalli di centralità selezionati e nelle regioni cinematiche di rivelazione dei due esperimenti.

Tabella 5.1: *Rapporti di produzione per le Λ , Ξ ed Ω prodotte in collisioni Pb-Pb.*

Rapporti	Pb-Pb
$\frac{\Omega^-}{\Xi^-}$	0.18 ± 0.02
$\frac{\bar{\Omega}^+}{\bar{\Xi}^+}$	0.28 ± 0.05
$\frac{\Omega^- + \bar{\Omega}^+}{\Xi^- + \bar{\Xi}^+}$	0.20 ± 0.02
$\frac{\Xi^-}{\Lambda}$	0.100 ± 0.004
$\frac{\bar{\Xi}^+}{\bar{\Lambda}}$	0.19 ± 0.02
$\frac{\Xi^- + \bar{\Xi}^+}{\Lambda + \bar{\Lambda}}$	0.110 ± 0.004
$\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}$	0.133 ± 0.007
$\frac{\bar{\Xi}^+}{\Xi^-}$	0.25 ± 0.02
$\frac{\bar{\Omega}^+}{\Omega^-}$	0.38 ± 0.08

Il calcolo della produzione di stranezza in interazioni tra nuclei pesanti assume particolare rilevanza se riferita a quella dovuta ad interazioni più semplici, quali sono quelle di tipo protone-nucleo. I rapporti di produzione delle particelle strane sono stati quindi calcolati anche nel caso di collisioni p-Pb ed i risultati, relativi alla stessa regione di estrapolazione considerata per le collisioni Pb-Pb, sono riportati in tab. 5.2.

Nella seconda colonna di tale tabella è riportata la variazione dei rispettivi rapporti nel passaggio da collisioni p-Pb a collisioni Pb-Pb, ottenuta dividendo i rapporti in tab. 5.1 con quelli della prima colonna. Si può notare che, per quanto riguarda i rapporti che coinvolgono particelle con diverso contenuto di stranezza, la variazione corrisponde ad un incremento tanto maggiore quanto più grande è

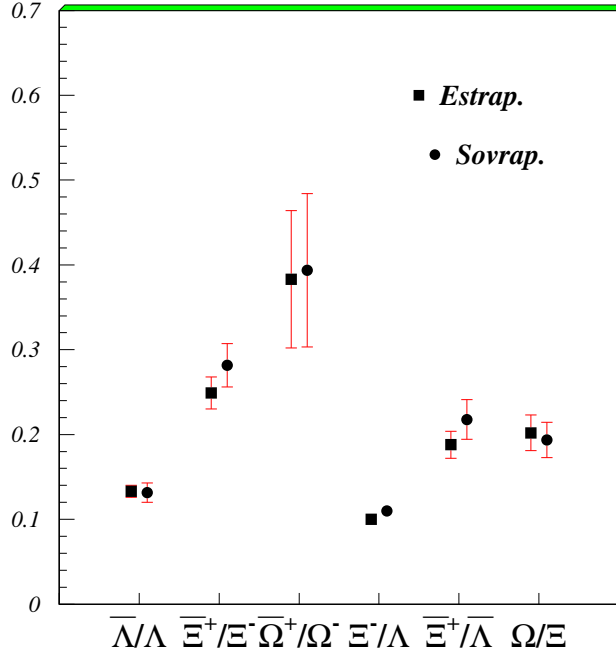


Figura 5.7: Confronto tra i rapporti di produzione estrapolati e quelli calcolati nelle regioni di sovrapposizione. Il rapporto Ω/Ξ si riferisce alla somma particella+antiparticella.

il contenuto di stranezza delle particelle coinvolte. L'incremento, inoltre, risulta maggiore per le antiparticelle che per le particelle. Poichè le normali interazioni adroniche tendono ad attenuare il contenuto di adroni multi-strani (ed ancor più quello di antibarioni multi-strani) attraverso reazioni con scambio di *flavour*, l'incremento osservato non è compatibile con uno scenario di reazione coinvolgente unicamente collisioni tra adroni. Tale risultato è invece in linea con uno scenario che prevede la formazione e l'emissione da una sorgente di materia deconfinata. Per quanto riguarda i rapporti del tipo antiparticella/particella, le variazioni riportate in tab. 5.2 corrispondono ad una decrescita per le $\bar{\Lambda}$ e le $\bar{\Xi}^+$, attribuibile a fenomeni di assorbimento degli antibarioni che si manifestano in maniera maggiore nel sistema di collisione più massivo. Il rapporto relativo

Tabella 5.2: *Rapporti di produzione per le Λ , Ξ ed Ω prodotte in collisioni p-Pb e loro variazioni nel confronto con gli analoghi rapporti calcolati in collisioni Pb-Pb.*

Rapporti	p-Pb	$E(\frac{Pb-Pb}{p-Pb})$
$\frac{\Omega^-}{\Xi^-}$	0.07 ± 0.03	2.5 ± 1.0
$\frac{\Omega^+}{\Xi^+}$	0.04 ± 0.02	7 ± 4
$\frac{\Omega^- + \Omega^+}{\Xi^- + \Xi^+}$	0.06 ± 0.02	3.2 ± 1.0
$\frac{\Xi^-}{\Lambda}$	0.051 ± 0.004	2.0 ± 0.2
$\frac{\Xi^+}{\Lambda}$	0.08 ± 0.01	2.4 ± 0.4
$\frac{\Xi^- + \Xi^+}{\Lambda + \Lambda}$	0.056 ± 0.004	2.0 ± 0.2
$\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}$	0.26 ± 0.02	0.52 ± 0.05
$\frac{\Xi^+}{\Xi^-}$	0.38 ± 0.05	0.65 ± 0.09
$\frac{\Omega^+}{\Omega^-}$	0.21 ± 0.13	1.8 ± 1.2

alle Ω , al contrario, pur in presenza di un grande errore statistico, presenta un incremento nel passaggio da interazioni p-Pb a quelle Pb-Pb, probabilmente in seguito alla concomitanza di due fattori: il modesto assorbimento di $\bar{\Omega}$ e Ω nel mezzo adronico (nel caso Pb-Pb) e la soppressione della produzione di barioni con tre unità di stranezza in interazioni adroniche, a causa dell'alta soglia in massa (nel caso p-Pb). Questa anomalia rafforza l'ipotesi che le Ω possano essere prodotte in collisioni Pb-Pb secondo un meccanismo differente da quello presente in interazioni p-Pb.

Come riferito nel par. 4.2.1, una maniera alternativa per valutare l'incremento di stranezza nel passaggio da interazioni di tipo protone-nucleo a quelle di tipo

nucleo-nucleo consiste nel normalizzare il numero di particelle strane di ciascun tipo al numero di particelle negative presenti nell'evento (prevalentemente π^-). Esso è stato allora calcolato mediante la formula

$$E_{h^-} = \left(\frac{\overline{P}_Y}{\overline{P}_{h^-}} \right)_{Pb-Pb} / \left(\frac{\overline{P}_Y}{\overline{P}_{h^-}} \right)_{p-Pb} \quad (5.3)$$

dove \overline{P}_Y indica la produzione estrapolata delle varie particelle strane e \overline{P}_{h^-} indica l'analoga quantità per le negative. I risultati sull'incremento di stranezza calcolato secondo la (5.3) sono mostrati in fig. 5.8 e riportati in tab. 5.3 per ciascun tipo di particella strana identificata.

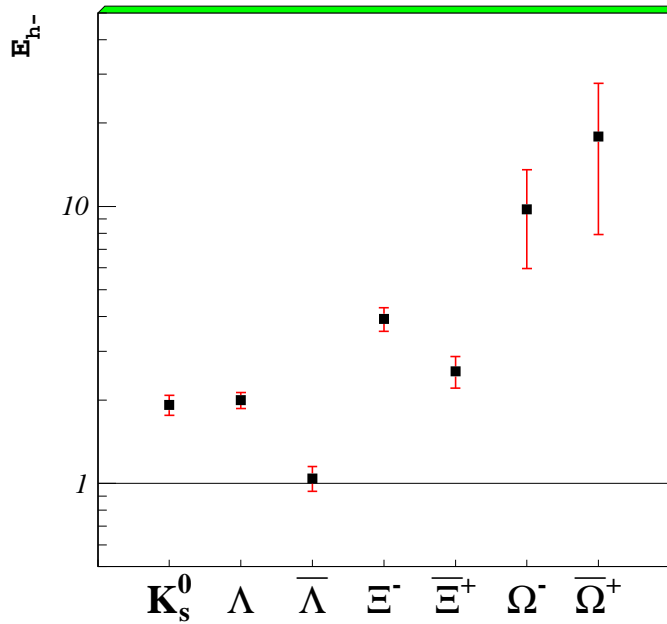


Figura 5.8: *Incremento di stranezza di K_s^0 , Λ , $\overline{\Lambda}$, Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- e $\overline{\Omega}^+$ in interazioni Pb-Pb rispetto ad interazioni p-Pb, normalizzato alla produzione di particelle negative.*

Tutti i punti rappresentativi della quantità E_{h^-} (ad eccezione della $\overline{\Lambda}$) si trovano al di sopra della linea continua orizzontale, corrispondente ad assenza di incre-

Tabella 5.3: *Incrementi di stranezza nel passaggio da interazioni p-Pb a quelle Pb-Pb, normalizzati al numero di particelle negative presenti nell'evento.*

Particelle	E_{h-}
K_S^0	1.9 ± 0.2
Λ	2.0 ± 0.1
$\bar{\Lambda}$	1.0 ± 0.1
Ξ^-	3.9 ± 0.4
$\bar{\Xi}^+$	2.5 ± 0.3
Ω^-	10 ± 4
$\bar{\Omega}^+$	18 ± 10

mento. Gli incrementi risultano crescenti con il contenuto di stranezza della particella anche se la significatività dell'incremento delle Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ è di sole 2 deviazioni standard, a causa principalmente del piccolo numero di Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ osservate nell'interazione p-Pb. Quantitativamente gli incrementi seguono le seguenti proporzioni:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{h-}(K_S^0) \sim E_{h-}(\Lambda) : E_{h-}(\Xi^-) : E_{h-}(\Omega^-) \\ 1 : (2.0 \pm 0.2) : (5 \pm 2) \end{array} \right. \quad (5.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{h-}(\bar{\Lambda}) : E_{h-}(\bar{\Xi}^+) : E_{h-}(\bar{\Omega}^+) \\ 1 : (2.4 \pm 0.4) : (17 \pm 10) \end{array} \right. \quad (5.5)$$

dove la prima relazione è stabilita tra particelle aventi rispettivamente uno, due e tre quarks s di valenza e la seconda riguarda antiparticelle con uno, due e tre quarks \bar{s} di valenza. Le stesse proporzioni sono ricavabili a partire dalle variazioni riportate nella seconda colonna di tab. 5.2. È interessante notare come la crescita degli incrementi sia più sostenuta per le antiparticelle (relazione 5.5), pur

non avendo esse alcun *quark* di valenza in comune con i costituenti del bersaglio e del proiettile. Questa caratteristica risulta difficilmente interpretabile in un contesto di produzione adronica ed un incremento così pronunciato della produzione dello stato $\bar{\Omega}^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$ nel passaggio da interazioni protone-nucleo a quelle nucleo-nucleo, presente anche dopo aver considerato l'effetto di sovrapposizione dei nucleoni interagenti, indica chiaramente la possibilità che le particelle possano essere prodotte da una sorgente di quarks e gluoni liberi e deconfinati.

Una valutazione quantitativa dell'incremento di stranezza presenta, tuttavia, alcune difficoltà dovute alla limitata regione dello spazio delle fasi accessibile dai rivelatori. Si è già visto nel par. 4.5 come le distribuzioni in rapidità in sistemi di collisione del tipo protone-nucleo possano essere asimmetriche, con un picco pronunciato nella regione di frammentazione del bersaglio. Questa caratteristica accomuna le particelle aventi almeno un *quark* di valenza in comune con il nucleone, quali h^- , K_S^0 , Λ e Ξ^- ; le antiparticelle e le Ω sono invece prodotte in prevalenza nella regione centrale. In interazioni di tipo nucleo-nucleo, invece, le distribuzioni di rapidità appaiono più simmetriche, in virtù della maggiore simmetria del sistema di collisione (cfr. fig. 4.4). Di conseguenza, il confronto tra la produzione di particelle strane e quella delle negative, eseguito in un ristretto intervallo centrale di rapidità, può portare ad una dipendenza dei risultati dalla forma della distribuzione di rapidità della particella considerata, specialmente nel caso di interazioni protone-nucleo. Qualitativamente si può prevedere che gli incrementi calcolati per $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}^+$ e Ω possano essere sottostimati rispetto agli altri e questo potrebbe spiegare il minore incremento misurato per $\bar{\Lambda}$ e $\bar{\Xi}^+$ rispetto a quello delle rispettive particelle; la consistenza interna delle relazioni (5.4) e (5.5) è in ogni caso preservata.

Una analoga misura dell'incremento di stranezza è stata recentemente ricalcolata dalla Collaborazione WA85 [Ant98], [Eva98] all'interno della regione cine-

matica $2.5 < y < 3.0$ e $p_T > 1.4 \text{ GeV}/c$ ed i risultati sono riportati nella prima colonna di tab. 5.4. Nella seconda colonna sono riportati gli incrementi E_{h-} misurati nell'esperimento WA97 ed estrapolati nella regione $p_T > 1.4 \text{ GeV}/c$, per facilitare il confronto.

Tabella 5.4: *Incremento di stranezza, normalizzato alle negative, misurato negli esperimenti WA85 (S-W e p-W) e WA97 (Pb-Pb e p-Pb) per $p_T > 1.4 \text{ GeV}/c$.*

	$E_{h-}(\frac{S-W}{p-W})$	$E_{h-}(\frac{Pb-Pb}{p-Pb})$
Λ	2.76 ± 0.22	2.70 ± 0.55
$\bar{\Lambda}$	2.69 ± 0.38	1.72 ± 0.49
Ξ^-	3.82 ± 0.51	2.77 ± 0.60
Ξ^+	3.87 ± 0.80	1.98 ± 0.60

Gli incrementi per le Λ e le Ξ^- risultano all'incirca compatibili nei due esperimenti, mentre per le antiparticelle essi differiscono di più di una deviazione standard. Una sovrastima degli incrementi delle antiparticelle nell'esperimento WA85 è ipotizzabile considerando gli argomenti già esposti circa le loro distribuzioni di rapidità. I valori di rapidità del centro di massa per i sistemi S-W e p-W sono differenti e corrispondono ai due estremi dell'intervallo $2.5 < y < 3.0$ di rivelazione (si veda la nota del par. 5.2). Il confronto tra la produzione di un dato tipo di particella nelle due interazioni viene quindi eseguito in una regione di rapidità spostata verso la regione di frammentazione del bersaglio nel caso di interazioni p-S ed in una spostata verso la regione di frammentazione del proiettile nel caso di interazioni S-W. Per particelle prodotte principalmente a rapidità centrale (quali le antiparticelle), ciò conduce ad una sovrastima della quantità E_{h-} . Tale effetto, come precedentemente esposto, si manifesta in senso opposto nell'esperimento WA97, per via della simmetria del sistema di collisione Pb-Pb e poichè l'intervallo di rapidità coperto è centrato sul valore del centro di massa

per entrambe le interazioni p-Pb e Pb-Pb.

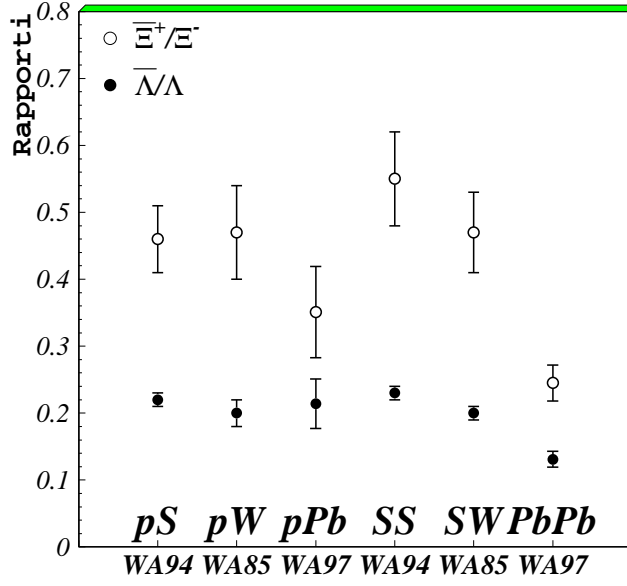


Figura 5.9: Rapporti $\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}$ e $\frac{\bar{\Xi}^+}{\Xi^-}$ per sistemi di collisione di complessità crescente.

Un confronto dei rapporti di produzione in funzione del sistema di collisione può essere effettuato utilizzando i risultati degli esperimenti WA85 e WA94, forniti nella finestra cinematica $2.3 < y < 2.8$ e $p_T > 1.2 \text{ GeV}/c$ per i dati p-W e S-W e $2.5 < y < 3.0$ e $p_T > 1.2 \text{ GeV}/c$ per i dati p-S e S-S [Eva98]. Per facilitare il confronto, i dati dell'esperimento WA97 sono stati estrapolati a $p_T > 1.2 \text{ GeV}/c$. La fig. 5.9 mostra i rapporti $\frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}$ e $\frac{\bar{\Xi}^+}{\Xi^-}$ per sistemi di collisione di complessità crescente. Entrambi i rapporti assumono valori compatibili in reazioni indotte da protoni e ioni zolfo, mentre per collisioni tra ioni piombo essi sono considerevolmente più bassi. Ancora una volta ciò potrebbe indicare la presenza di effetti di assorbimento, dovuti al maggiore *rescattering* in questo tipo di collisioni. In fig. 5.10 sono invece riportati i rapporti $\frac{\Xi^-}{\Lambda}$ e $\frac{\Xi^+}{\Lambda}$ nei diversi sistemi di collisione: i valori calcolati in collisioni p-Pb sono compatibili con quelli determinati in collisioni p-S e p-W e lo stesso vale per i rapporti in collisioni Pb-Pb rispetto a quelli

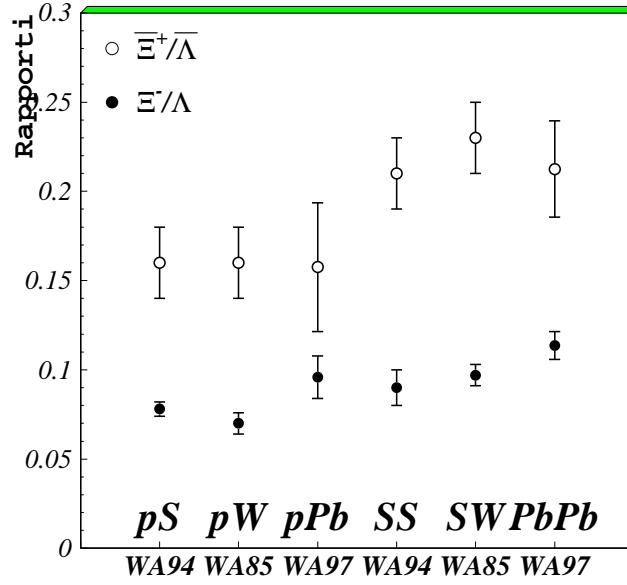


Figura 5.10: Rapporti $\frac{\Xi^-}{\Lambda}$ e $\frac{\Xi^+}{\bar{\Lambda}}$ per sistemi di collisione di complessità crescente.

osservati in interazioni S-S ed S-W.

5.4 Produzione di stranezza in funzione della centralità

L'esperimento WA97 consente di studiare la produzione di particelle strane in funzione della centralità della collisione, sfruttando l'informazione proveniente dai rivelatori di molteplicità. Per avere una stima della centralità bisogna mettere in relazione la molteplicità di particelle cariche nell'evento, cioè l'osservabile fisica direttamente misurata, con una variabile definita teoricamente che indica la centralità della collisione. Mediante il modello geometrico di collisione nucleare descritto in appendice C, si può definire la variabile di centralità N_p che indica il numero medio di nucleoni che partecipano alla collisione tra due nuclei. Si è poi assunto che la molteplicità media di particelle cariche sia proporzionale

ad N_p , mediante una costante (q) che costituisce l'unico parametro libero usato. Per tener conto delle fluttuazioni intrinseche nel numero N_p di nucleoni colpiti e nel numero di particelle prodotte in seguito a tali collisioni, si assume che la molteplicità sia distribuita intorno al suo valor medio ($q N_p$) secondo una gaussiana di larghezza $\sigma = q \sqrt{N_p}$ (ciò equivale ad assumere una dispersione poissoniana del numero di partecipanti) [Kha97]. L'ulteriore fluttuazione connessa alla risoluzione sperimentale del rivelatore di molteplicità è stata stimata usando le informazioni provenienti dalle due stazioni di microstrip al silicio (fig. 2.4) ed inserita nel modello. Le molteplicità fornite dalle due stazioni, una volta corrette per accettazione, per efficienza del rivelatore e per i contributi dovuti all'eventuale interazione fuori bersaglio, costituiscono infatti due misure indipendenti di una stessa quantità fisica. La risoluzione sperimentale è stata allora determinata suddividendo l'intervallo di molteplicità coperto in una serie di intervallini e determinando in ciascuno di essi la larghezza della gaussiana che descrive la differenza tra le due misure di molteplicità.

In fig. 5.11 è mostrato lo spettro di molteplicità misurato, con sovrapposto il risultato del modello elaborato. Per molteplicità al di sopra di 400, il modello è in grado di riprodurre fedelmente la molteplicità misurata, utilizzando come valore del parametro libero $q = 2.7$ (che rappresenta il numero medio di particelle cariche prodotte per nucleone partecipante). La discrepanza a basse molteplicità è dovuta alla soppressione di collisioni periferiche operata dal trigger dell'esperimento.

Per ottenere il numero di iperoni prodotti in funzione del numero di partecipanti, la distribuzione di molteplicità è stata divisa in quattro intervalli (fig. 5.11) ed in ognuno di essi è stato calcolato il numero medio di partecipanti utilizzando il modello sviluppato. L'estensione degli intervalli è stata scelta in modo che in essi cadano lo stesso numero di Ω (la particella con minore statistica) rivelate. Per il primo intervallo, dove è presente la discrepanza col calcolo del modello, il numero

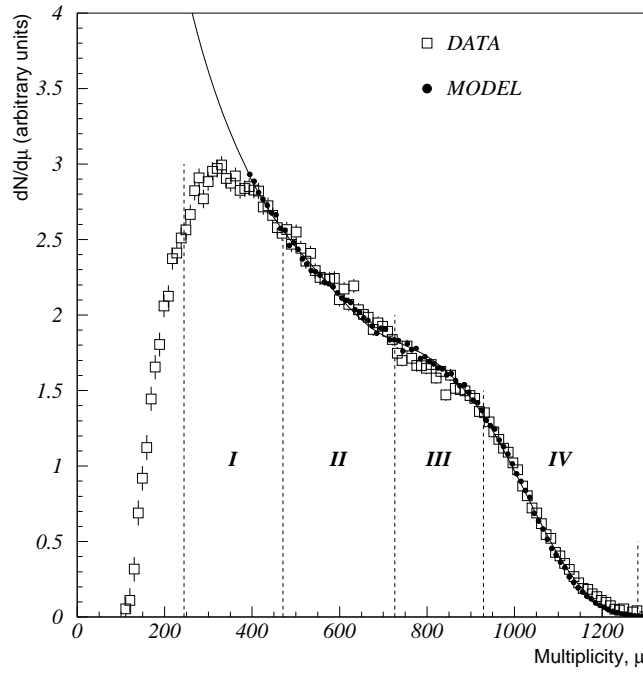


Figura 5.11: *Spettro di particelle cariche misurato (quadrati) confrontato col modello sviluppato per descrivere geometricamente la collisione tra nuclei (linea continua). I cerchi individuano la regione di spettro utilizzata per la procedura di best fit.*

medio di partecipanti è stato calcolato come media pesata, usando come peso il rapporto tra le molteplicità misurate e quelle risultanti dal modello. Questo accorgimento consente di determinare il numero di partecipanti nelle interazioni Pb-Pb tenendo conto della selezione operata dal trigger; per interazioni p-Pb, invece, il numero medio di partecipanti è stato calcolato integrando su tutti i possibili parametri di impatto.

In fig. 5.12a è stato riportato il numero di Λ , Ξ ed Ω prodotte per evento nelle interazioni p-Pb e Pb-Pb (cfr. tab. 4.6) in funzione del numero di partecipanti. L'effetto del trigger di interazione presente nei dati p-Pb è stato preso in considerazione nel calcolo della produzione di particelle, mentre nel caso di interazioni

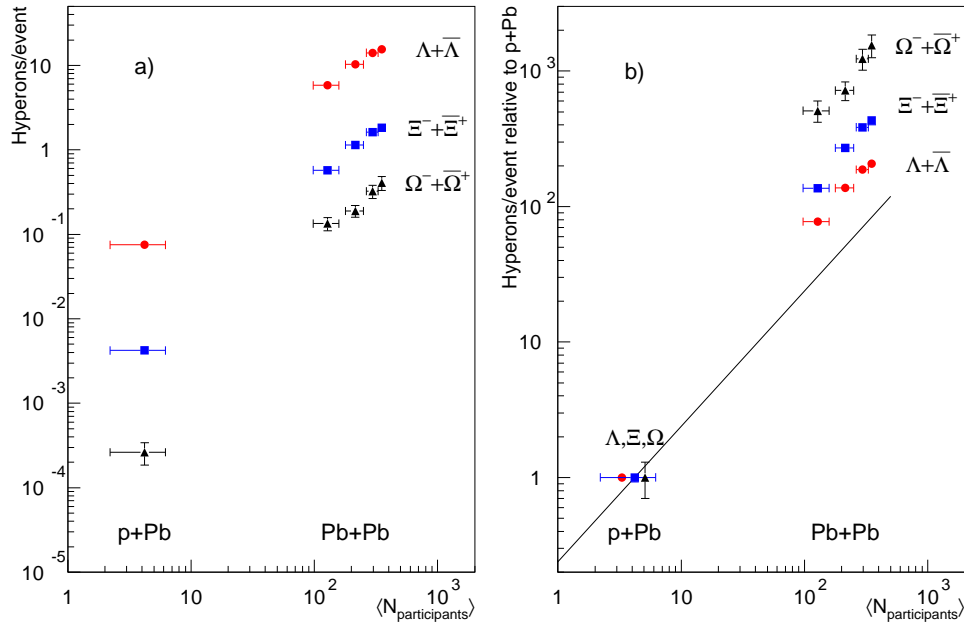


Figura 5.12: a) Numero di Λ , Ξ ed Ω prodotte per evento in funzione del numero medio di partecipanti. b) Numero di Λ , Ξ ed Ω prodotte per evento in unità della corrispondente produzione osservata in collisioni p-Pb. La linea continua indica la proporzionalità col numero di partecipanti.

Pb-Pb, l'effetto della selezione in centralità è presente coerentemente sia nel calcolo della produzione di particelle che in quello del numero di partecipanti. Le barre verticali di errore in fig. 5.12 mostrano le sole incertezze statistiche e non includono i sistematici dovuti al *feed-down* e quelli introdotti dalla procedura di estrapolazione. Come discusso nel capitolo 4, essi sono comunque minori degli attuali errori statistici. Le barre orizzontali di errore includono invece le deviazioni standard del numero di partecipanti in ciascuno dei quattro intervalli per collisioni Pb-Pb e l'intero intervallo possibile per collisioni p-Pb. In fig. 5.12a è chiaramente visibile una crescita uniforme nella produzione di iperoni strani, a partire da collisioni p-Pb fino agli urti Pb-Pb più centrali. In fig. 5.12b la pro-

duzione di ciascun tipo di particella è stata scalata in modo da porre ad uno i relativi valori per interazioni p-Pb. La produzione di iperoni risulta così espressa in unità della corrispondente produzione per interazioni p-Pb ed è confrontata con la linea continua proporzionale al numero di partecipanti, passante per il punto comune relativo all'interazione p-Pb. Si può osservare che la produzione di tutti gli iperoni cresce con la centralità molto più velocemente rispetto a quanto previsto dalla semplice proporzionalità col numero di partecipanti (e quindi dal semplice effetto di sovrapposizione dei nucleoni interagenti) e questo incremento aumenta in funzione del contenuto di stranezza della particella, essendo maggiore per le Ω rispetto alle Ξ e per le Ξ rispetto alle Λ . L'incremento delle Ω rispetto alla crescita col numero di partecipanti, in particolare, si manifesta con più di un ordine di grandezza.

In fig. 5.13 è riportata la produzione di tutte le particelle e le antiparticelle identificate nell'analisi dei dati Pb-Pb, sempre espressa in unità della corrispondente produzione per interazioni p-Pb. Le particelle sono state divise in due gruppi: quelle aventi almeno un *quark* di valenza in comune con il nucleone, mostrate in fig. 5.13a (anche se in realtà K_S^0 contiene entrambi i contributi $\bar{d}s$ e $d\bar{s}$), e quelle che non hanno alcun *quark* in comune con il nucleone, mostrate in fig. 5.13b. L'analisi separata dei due tipi di particelle rende ininfluenti i possibili effetti dovuti alle loro diverse caratteristiche di produzione.

La statistica accumulata consente di studiare l'andamento della produzione all'interno dell'intervallo di centralità coperto dalle interazioni Pb-Pb, corrispondente a $N_p > 100$. In tale intervallo, come risulta dalla fig. 5.13, la produzione di tutte le particelle segue fedelmente le linee tratteggiate indicanti la proporzionalità col numero di partecipanti. In maniera più quantitativa, una procedura di *best fit*, applicata ai punti relativi alla sola produzione in collisioni Pb-Pb ed assumendo una dipendenza del tipo N_p^β , fornisce i valori dell'esponente β riportati

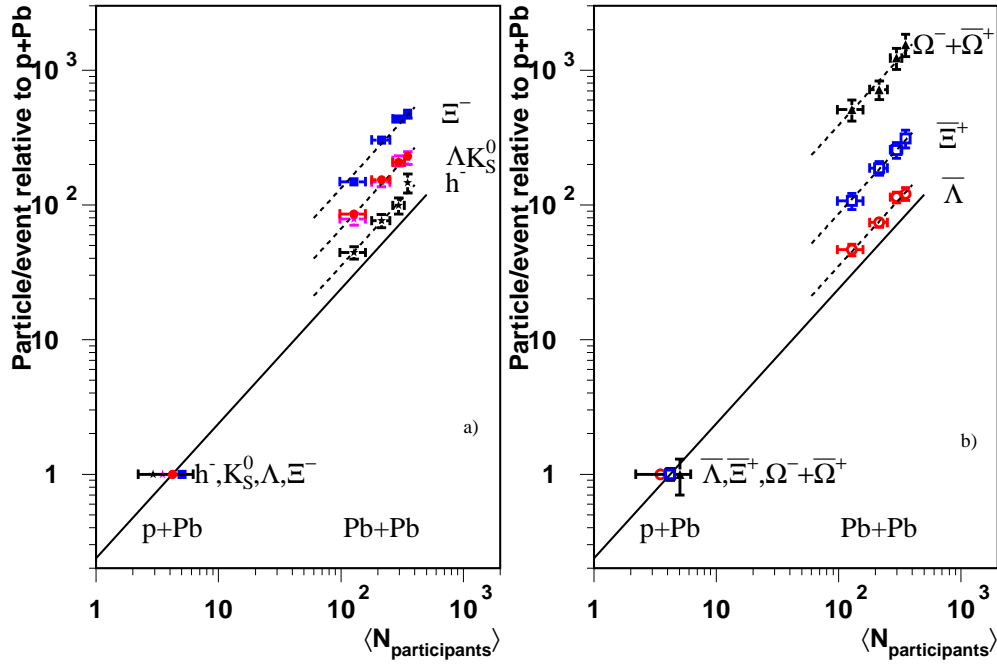


Figura 5.13: Numero di particelle per evento, in unità della corrispondente produzione osservata in collisioni p-Pb, in funzione del numero di partecipanti per a) h^- , K_S^0 , Λ e Ξ^- b) $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}^+$ e $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$. La linea continua indica la proporzionalità col numero di partecipanti.

in fig. 5.14: per tutte le particelle essi sono compatibili con l'unità.

Ciò consente di dare una seconda definizione dell'incremento di stranezza passando da interazioni p-Pb a quelle Pb-Pb, considerando il numero di partecipanti come elemento di normalizzazione. Secondo il modello geometrico descritto in appendice C, infatti, la produzione di particelle per partecipante rappresenta una quantità totalmente svincolata dall'effetto di sovrapposizione che si avrebbe se i nucleoni interagissero in maniera indipendente. Si definisce allora l'incremento

$$E_{N_p} = \left(\frac{\bar{P}_Y}{\langle N_p \rangle} \right)_{Pb-Pb} / \left(\frac{\bar{P}_Y}{\langle N_p \rangle} \right)_{p-Pb} \quad (5.6)$$

dove \bar{P}_Y indica la produzione estrapolata, riportata in tab. 4.6 e $\langle N_p \rangle$ è il numero medio di partecipanti relativo alla interazione considerata. Graficamente,

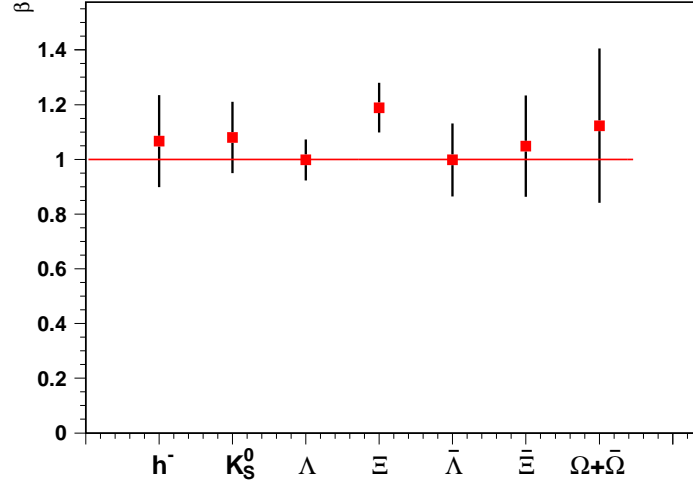


Figura 5.14: Valori dell'esponente β ricavati dai fit.

E_{N_p} corrisponde alla distanza tra la linea continua mostrata in fig. 5.13 e la linea tratteggiata corrispondente alla particella considerata. I valori di E_{N_p} calcolati sono riportati in fig. 5.15 per i due tipi di particelle prima definiti, in funzione del loro contenuto di stranezza.

Confrontando tali valori con quelli riportati in fig. 5.8, si nota che l'andamento generale dell'incremento di stranezza è qualitativamente riprodotto, anche se gli incrementi E_{h^-} sono sistematicamente inferiori a quelli definiti secondo la (5.6). Le negative, infatti, risultano crescere più velocemente del numero di partecipanti, per cui l'incremento E_{h^-} rappresenta una sottostima di quello calcolato rispetto al numero di partecipanti, E_{N_p} . Le proporzioni 5.4 e 5.5 e la discussione che le ha accompagnate continuano tuttavia a valere, anche se riferite alla quantità E_{N_p} .

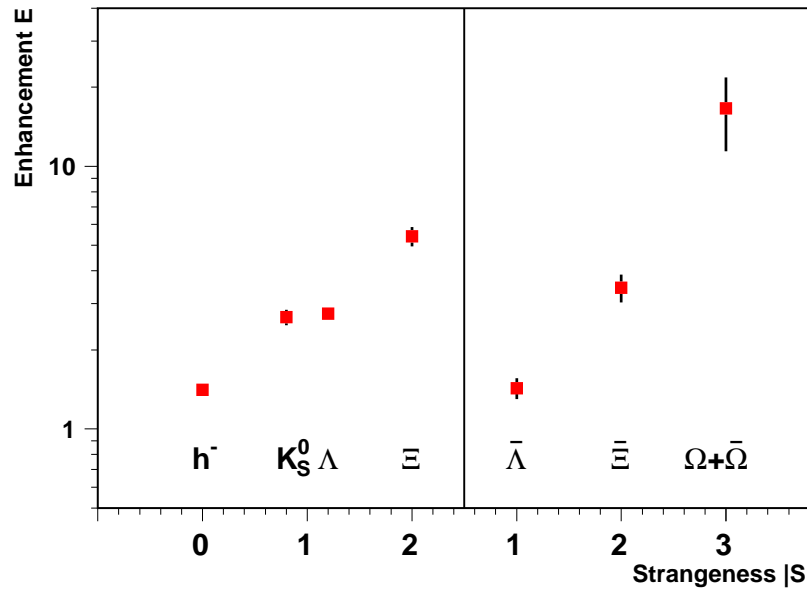


Figura 5.15: *Incremento di stranezza E_{N_P} per le varie particelle identificate, in funzione del loro contenuto di stranezza.*

Capitolo 6

Confronto con modelli di produzione adronica

6.1 Introduzione

L'aumento della produzione di particelle strane e multi-strane nelle interazioni nucleo-nucleo, riportato nel capitolo precedente, è stato valutato attraverso il confronto con l'interazione protone-nucleo, cioè in condizioni in cui non è prevista la formazione di QGP. In questo tipo di analisi, la ricerca di fenomeni nuovi nelle collisioni tra nuclei, indicati come caratteristici del QGP, si traduce come ricerca di deviazioni rispetto alle osservazioni fatte su interazioni nucleone-nucleo; è perciò di fondamentale importanza una comprensione il più possibile accurata della fisica che descrive l'interazione tra adroni, vista come “fondo convenzionale” e presente anche nelle collisioni nucleo-nucleo.

Ad alte energie, infatti, l'urto tra due nuclei non è direttamente descrivibile come semplice sovrapposizione di collisioni nucleone-nucleone. Come già osservato in appendice C, per un nucleone incidente che attraversa un nucleo bersaglio la scala di tempo tra due collisioni successive è troppo piccola rispetto a quella

richiesta dal processo di adronizzazione, per cui nell'interazione saranno coinvolti “oggetti intermedi” risultanti dalle prime collisioni. Questo nuovo tipo di dinamica potrebbe avere una influenza nelle osservabili e determinare delle differenze tra le collisioni nucleo-nucleo e protone-nucleo, senza dover necessariamente invocare una transizione di fase.

D'altra parte, la formulazione di una teoria rigorosa, capace di descrivere le collisioni protone-nucleo e gli eventi di fondo di tipo convenzionale che hanno luogo in collisioni nucleo-nucleo, risulta ostacolata dal carattere “*soft*” dei processi elementari coinvolti. La QCD perturbativa, infatti, non può essere applicata ad interazioni che coinvolgono bassi momenti trasferiti, quali quelle coinvolgenti i nucleoni partecipanti. Sono stati allora sviluppati modelli fenomenologici, basati sulla QCD, capaci di descrivere le collisioni tra nuclei estrapolando i concetti sviluppati nello studio delle collisioni e^+e^- , adrone-adrone e adrone-nucleo. Questi modelli di produzione adronica, contenenti la descrizione dell'intera evoluzione dinamica della collisione, sono in grado di fornire predizioni quantitative e, in linea di principio, potrebbero rivelare la presenza di fenomeni nuovi attraverso il confronto con i dati sperimentali. Essi, infatti, dovrebbero riprodurre fedelmente le osservabili fornite dallo studio delle collisioni protone-nucleo e quindi le eventuali discrepanze tra le loro predizioni ed i risultati relativi a collisioni nucleo-nucleo indicherebbero caratteristiche non interpretabili dalla fisica convenzionale. Questo progetto di ricerca appare subito molto arduo, anche perchè la quantità di fenomeni riproducibili attraverso meccanismi derivati dalle cosiddette “estrapolazioni di concetti di fisica adronica convenzionale” si è ben presto dimostrata superiore alle migliori previsioni. Il rischio è, quindi, che questi modelli Monte Carlo, con l'introduzione di meccanismi ad hoc, possano andare al di là di una semplice descrizione degli eventi di fondo nelle collisioni tra nuclei, nascondendo così eventuali segnali di plasma, senza peraltro fornire una precisa interpretazione

teorica dei fenomeni riprodotti.

Allo scopo di verificare la capacità di tali modelli di riprodurre le caratteristiche generali delle interazioni protone-piombo e piombo-piombo a 158 GeV/c per nucleone ed in particolare la produzione di stranezza a rapidità centrale, i risultati riportati nel capitolo 5 sono stati confrontati con le previsioni fornite da due Monte Carlo: VENUS 4.12 e RQMD 2.3.

Nel seguito del capitolo verranno esposte le principali caratteristiche dei due modelli, le modalità usate nella generazione degli eventi ed il metodo con il quale è stato condotto il confronto con i dati sperimentali. Seguiranno i risultati del confronto e le conclusioni che è possibile trarre da esso.

Questa analisi è stata oggetto di un poster presentato al “LXXXXIV Congresso Nazionale della Società Italiana di Fisica”, tenutosi a Salerno dal 28 Settembre al 2 Ottobre 1998 ed una sua versione preliminare è già stata pubblicata in [Vir98].

6.2 I modelli VENUS e RQMD

Due dei più accreditati e maggiormente usati modelli di produzione adronica in urti nucleari ad energie relativistiche sono il modello VENUS (*Very Energetic Nuclear Scattering*) [Wer93] e RQMD (*Relativistic Quantum Molecular Dynamics*) [Sor95]. Essi rappresentano l'estensione a collisioni di tipo nucleo-nucleo di due diversi modelli fenomenologici, ispirati alla QCD e sviluppati per la descrizione dell'interazione tra adroni: rispettivamente il *Dual parton model* [Cap87] e il *Lund model* [And87]. L'intera evoluzione dinamica della collisione tra nuclei è riprodotta all'interno di tali modelli attraverso meccanismi di interazione che fanno uso del concetto di “stringa”, intesa come tubo di flusso del campo di colore esistente tra quarks. Nel seguito del paragrafo verranno descritte le principali caratteristiche di tali meccanismi, evidenziando le differenze tra i due modelli e

gli effetti che esse provocano sulle osservabili fisiche da usare per il confronto.

Entrambi i modelli trattano la collisione tra nuclei da un punto di vista geometrico. I nucleoni dei nuclei proiettile e bersaglio si scontrano viaggiando lungo traiettorie rettilinee e la probabilità di interazione è data dalla sezione d'urto anelastica σ_{NN} definita in appendice C. I nucleoni che subiscono almeno una interazione anelastica nel processo d'urto vengono definiti partecipanti, i nucleoni rimanenti vengono chiamati spettatori. In RQMD tale distinzione viene fatta anche a livello di quarks, a seconda che essi interagiscano o meno con gli altri quarks costituenti dei nucleoni. Il risultato dell'interazione tra nucleoni è la formazione di una stringa che lega due cariche di colore, costituite da una coppia quark - antiquark o quark - diquark. I meccanismi di formazione delle stringhe, mostrati in fig. 6.1, sono tuttavia differenti per i due modelli.

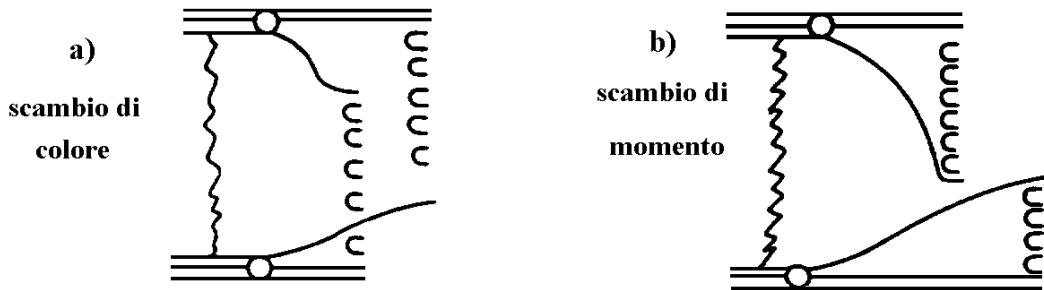


Figura 6.1: *Diagrammi che descrivono la formazione di stringhe in collisioni nucleari ad alta energia, dovute a) allo scambio di colore in VENUS e b) allo scambio di momento in RQMD [Wah97].*

In VENUS le stringhe sono formate attraverso lo “scambio di colore” (fig. 6.1a): un quark costituente di un nucleone bersaglio è legato ad un diquark appartenente ad un nucleone proiettile e viceversa. Nell'interazione non vengono scambiate nè particelle nè momento, ma lo scambio di colore produce due nuove stringhe che acquistano una consistente energia grazie alla grande differenza di momento tra

i partoni legati. In RQMD, invece si ha uno “scambio di momento” tra i partoni interagenti (fig. 6.1b) e le stringhe vengono formate tra il partone che ha interagito e i rispettivi spettatori dei nucleoni proiettile e bersaglio. La stringa viene eccitata grazie al trasferimento di momento longitudinale tra gli adroni. Nonostante le differenze nella loro formazione, le stringhe prodotte nei due modelli hanno caratteristiche simili. La differenza sostanziale nelle osservabili finali risiede nel diverso contenuto a quark delle stringhe: mentre nello scambio di momento le stringhe contengono gli stessi quark dei nucleoni incidenti, nello scambio di colore vengono formate stringhe utilizzando partoni provenienti da differenti nucleoni; ciò può portare ad un incremento del contenuto barionico nella regione centrale di rapidità [Wer89].

Seguendo l’evoluzione dinamica della collisione, la successiva produzione di particelle è introdotta nei modelli attraverso il processo di frammentazione delle stringhe. Il campo di colore induce la produzione di una coppia $q - \bar{q}$, la quale scherma la forza di colore tra le cariche originali e consente la formazione di due sottostringhe. Queste continuano a dividersi secondo un processo iterativo, finchè tutti i frammenti di stringa creati sono identificabili con adroni stabili o con risonanze conosciute. La procedura di frammentazione viene eseguita in maniera diversa nei due modelli, con differenze di natura principalmente tecnica. Esse riguardano, ad esempio, il modo di determinare i punti di rottura sulla superficie delle stringhe. La differenza più sostanziale risiede nel fatto che in RQMD una delle due sottostringhe prodotte per frammentazione della stringa originaria è già identificato con un adrone stabile e non frammenta più.

Nelle collisioni tra nuclei ad alta energia le particelle prodotte nelle interazioni primarie possono interagire tra loro e con i nucleoni spettatori, secondo un processo noto come *rescattering*. Questa eventualità è riprodotta nei modelli di produzione adronica introducendo una frammentazione non indipendente delle

stringhe. L'interazione può dunque avvenire tra le stringhe originali, i frammenti di stringa intermedi, le risonanze e gli adroni prodotti per frammentazione ed i nucleoni spettatori del bersaglio e del proiettile. A tutti questi elementi, genericamente indicati come “oggetti”, vengono assegnate delle traiettorie nello spazio-tempo e l'interazione ha luogo se esse si avvicinano sufficientemente l'una all'altra. Nel modello VENUS viene associato il raggio R_M agli oggetti con numero barionico nullo ed il raggio R_B agli oggetti rimanenti: l'interazione avviene se la minima distanza tra le due traiettorie è minore della somma dei raggi dei relativi oggetti. La dimensione dei raggi è lasciata come parametro libero del modello. Il risultato dell'interazione tra oggetti è la formazione di un “agglomerato di quarks” di *flavour* e momento somma di quelli degli oggetti costituenti. Successivamente l'agglomerato decade in maniera iterativa, finché non si riduce ad una risonanza o ad un adrone stabile.

In RQMD, al contrario, la probabilità di interazione è definita dalle sezioni d'urto misurate sperimentalmente o, quando ciò non è possibile, stimate attraverso vari modelli di interazione adronica. In questo caso l'interazione coinvolge principalmente adroni, in virtù del particolare meccanismo di frammentazione utilizzato, e procede mediante collisioni binarie che portano alla formazione di risonanze, le quali possono a loro volta interagire in base ai loro parametri caratteristici misurati sperimentalmente. Questo secondo metodo ha il vantaggio di non utilizzare parametri liberi e di fornire una interpretazione più realistica del processo di *rescattering*.

In effetti, la procedura di *rescattering* introduce le differenze più sostanziali nelle predizioni dei due modelli. Essa influenza notevolmente le osservabili fisiche ottenibili dai modelli e, tra l'altro, genera l'espansione trasversa delle particelle prodotte, dato che i momenti trasversi introdotti nella frammentazione delle stringhe sono orientati a caso. In RQMD le interazioni secondarie consentono al

sistema interagente, costituito da un gas ideale di adroni e risonanze, di procedere verso uno stato di equilibrio.

I meccanismi introdotti all'interno dei modelli di produzione adronica per simulare l'evoluzione dinamica della collisione sono regolati da un certo numero di parametri interni, i cui valori vengono determinati attraverso il confronto con i dati sperimentali. In VENUS, i parametri che regolano la frammentazione delle stringhe sono individuati utilizzando dati relativi agli urti $e^+ e^-$ e leptone-nucleo ad alta energia; quelli che regolano la formazione delle stringhe sono determinati dall'accordo con i dati relativi agli urti adrone-adrone e, infine, i dati sugli urti adrone-nucleo e nucleo-nucleo permettono di fissare i parametri di geometria e di *rescattering*. In tale modello i valori dei parametri così determinati non vengono cambiati a seconda del tipo di collisione studiata, per cui i meccanismi introdotti sono intesi ad assicurare una interpretazione univoca e coerente di tutti i diversi processi di collisione ad alta energia. RQMD, invece, è stato ideato appositamente per riprodurre le collisioni tra nuclei ed usa un modello (FRITIOF [Nil87]) già regolato e verificato per lo studio dell'urto tra nucleoni. Nello studio dell'urto tra nuclei, d'altra parte, l'introduzione in tale modello delle sezioni d'urto e delle probabilità di decadimento misurate consente di rinunciare all'uso di parametri liberi, permettendo una verifica più diretta del meccanismo di interazione attraverso il confronto con i dati.

Per quanto riguarda l'incremento nella produzione di stranezza nel passaggio da collisioni nucleone-nucleone a interazioni tra nuclei, è importante sottolineare che esso è in una certa misura contenuto nei modelli stessi, perchè originato dalle collisioni multiple dei nucleoni interagenti nella materia nucleare.

In VENUS, al crescere della densità di materia nella regione di interazione, aumenta la probabilità di scambi multipli di colore tra i nucleoni interagenti, i quali avvengono secondo il diagramma illustrato in fig. 6.2. Procedendo da

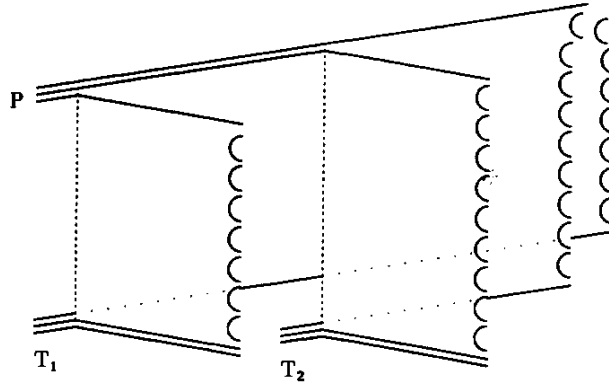


Figura 6.2: *Diagramma che descrive lo scambio multiplo di colore tra nucleoni interagenti [Wer93].*

sinistra a destra, un nucleone del nucleo proiettile (P) effettua uno scambio di colore con un nucleone del nucleo bersaglio (T_1). Successivamente, l'interazione con un secondo nucleone del nucleo bersaglio (T_2) determina un secondo scambio di colore con uno dei quarks residui di P . L'ultimo quark di P è legato mediante una doppia stringa ai quark rimanenti di T_1 e T_2 . Le stringhe doppie formate in scambi multipli di colore frammentano creando coppie $q - \bar{q}$, secondo quanto mostrato in fig. 6.3.

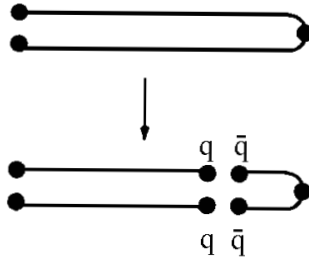


Figura 6.3: *Schema di frammentazione delle stringhe doppie nel modello VENUS [Wer93].*

La probabilità di creare una coppia $s - \bar{s}$ è dunque doppia rispetto alle stringhe ordinarie e ciò consente un aumento nella produzione di stranezza in sistemi di collisione a densità elevata. Questo effetto risulta più evidente a rapidità centrali, dato che la regione centrale di interazione è quella a più alta concentrazione di materia interagente.

In RQMD, le collisioni multiple subite dai quarks interagenti nello stadio iniziale della collisione tra nuclei hanno l'effetto di modificare la struttura a quark degli adroni formati per frammentazione. I loro quark originali di valenza vengono rimpiazzati da quarks provenienti dal mare e la probabilità che un barione acquisti una o più unità di stranezza aumenta col numero di collisioni subite.

Un ulteriore aumento di stranezza è generato nei modelli durante la fase di *rescattering*. In VENUS, l'effetto delle interazioni secondarie è quello di aumentare il momento trasverso delle particelle prodotte e il numero di particelle strane nella regione di frammentazione del bersaglio e del proiettile, nelle quali è più alta la probabilità di interazione dei frammenti di stringa con i nucleoni spettatori. In RQMD, la maggior parte dell'incremento di stranezza è prodotta durante la fase adronica della collisione, dominata dalle interazioni tra risonanze. Le coppie di quark non-strani sono preferenzialmente annichilate in processi di formazione di risonanze e stringhe e vengono di tanto in tanto sostituite da coppie di quarks strani nei corrispondenti processi di decadimento.

La necessità di riprodurre i risultati sperimentali riguardanti la produzione di stranezza e di coppie barioniche a rapidità centrale ha portato ad introdurre nel modello RQMD un ulteriore meccanismo che agisce nello stadio di pre-equilibrio delle collisioni tra nuclei. L'interazione tra stringhe in collisioni ad alta densità nucleare è modellata in termini di fusione di stringhe in "funi di colore". Le funi possono essere considerate come un modello di materia costituita da quarks deconfinati, dominata da eccitazioni longitudinali. Il decadimento delle

funi di colore, sempre descritto in modo fenomenologico, produce un aumento della molteplicità di particelle prodotte a rapidità centrale e, in generale, porta ad una modifica delle osservabili fisiche che tende inevitabilmente ad avvicinarle alle previsioni fatte nell'ambito di modelli di QGP. Le modifiche apportate ai modelli per simulare le interazioni che avvengono in ambienti ad alta densità nucleare e di energia si discostano chiaramente dall'originale progetto che consiste nella ricerca di fenomeni nuovi attraverso il confronto delle previsioni dei modelli Monte Carlo con i risultati sperimentali. Infatti i fenomeni di tipo collettivo, quali l'agglomerato di quarks introdotto in VENUS e le funi di colore introdotte in RQMD, rappresentano dei meccanismi del tutto nuovi rispetto a quelli utilizzati nelle normali interazioni adroniche meno complesse e tendono ad avvicinarsi alle idee che stanno alla base dei fenomeni esotici che si vorrebbero evidenziare.

6.3 Confronto con i risultati sperimentali

Allo scopo di confrontare i risultati sperimentali con le previsioni dei due modelli sopra descritti, è stata eseguita una generazione in larga scala di eventi p-Pb e Pb-Pb a 160 GeV/c per nucleone con i programmi VENUS versione 4.12 e RQMD versione 2.3. Gli eventi sono stati generati senza modificare i parametri interni dei modelli ed usando le loro opzioni di base. I numeri di eventi generati sono riportati nelle prime due colonne di tab. 6.1, mentre la corrispondente statistica accumulata dall'esperimento WA97 consiste di circa 120 milioni di eventi p-Pb e circa 200 milioni di eventi Pb-Pb.

Tabella 6.1: *Statistica degli eventi generati con VENUS ed RQMD.*

	p-Pb	Pb-Pb	Pb-Pb con trigger
VENUS 4.12	500.000	20.000	6945
RQMD 2.3	228.000	11.500	3825

Per riprodurre la selezione introdotta dal trigger di centralità presente nei dati Pb-Pb, le particelle prodotte nella simulazione sono state inseguite nell'apparato sperimentale per mezzo del programma GEANT [Brun]. Questo programma, tra l'altro, è in grado di simulare il rilascio di energia delle particelle che attraversano i petali di scintillatore preposti alla selezione di eventi ad alta molteplicità. La selezione sperimentale di centralità negli eventi generati è stata riprodotta richiedendo che almeno 5 scintillatori su 6 forniscano un segnale sopra una certa soglia e regolando questa in modo che la distribuzione di molteplicità di particelle cariche si avvicini il più possibile a quella sperimentalmente misurata dai rivelatori di molteplicità. Il numero di tali eventi che soddisfano la condizione di trigger è riportato nella terza colonna della tab. 6.1 per entrambi i modelli e rappresenta il campione statistico effettivamente utilizzato per il confronto con i dati sperimentali.

In fig. 6.4 è mostrata la distribuzione di parametro di impatto (a, b) e di molteplicità di particelle cariche nella regione $2 < \eta < 4$ (c, d) per eventi Pb-Pb generati da RQMD e VENUS rispettivamente. Le regioni in grigio individuano gli eventi selezionati dalla condizione di trigger riprodotta.

In fig. 6.5 le distribuzioni di molteplicità prodotte dai due modelli e selezionate dal trigger sono confrontate con quella misurata sperimentalmente. Entrambi i modelli riproducono in modo soddisfacente la distribuzione misurata a basse molteplicità, mentre la sottostimano ad alte molteplicità; la differenza è leggermente minore per gli eventi generati con VENUS.

Le osservabili fisiche confrontate riguardano le particelle negative e quelle strane K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- , $\bar{\Xi}^+$, Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ e sono

- a)** il numero di particelle prodotte per interazione (nel caso di collisioni p-Pb) o per evento selezionato (nel caso di collisioni Pb-Pb);
- b)** le temperature apparenti delle corrispondenti distribuzioni di massa trasversa.

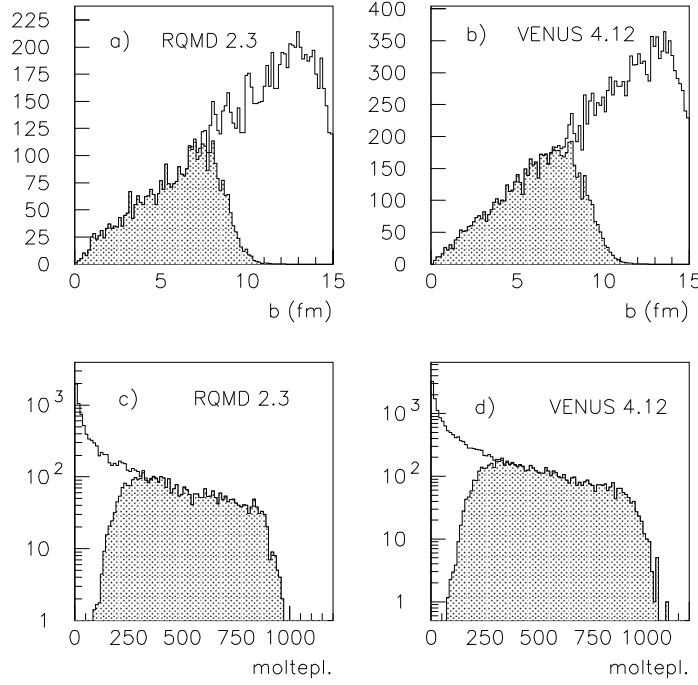


Figura 6.4: *Distribuzioni di parametro di impatto (a , b) e molteplicità di particelle cariche nella regione $2 < \eta < 4$ (c , d) per eventi Pb-Pb generati da RQMD e VENUS. Le regioni in grigio indicano gli eventi selezionati dal trigger di centralità.*

La molteplicità dei diversi tipi di particella è stata determinata negli eventi simulati semplicemente contando il loro numero all'interno delle corrispondenti regioni cinematiche di accettazione usate per i dati reali e normalizzandolo al numero di eventi generati. La restrizione della procedura di confronto all'interno delle regioni cinematiche di rivelazione delle diverse particelle consente di evitare eventuali disaccordi dovuti alla estrapolazione effettuata sui dati sperimentali. Per la determinazione delle temperature apparenti, è stato usato il metodo della *Maximum Likelihood* con la funzione (4.11), sempre all'interno delle regioni di

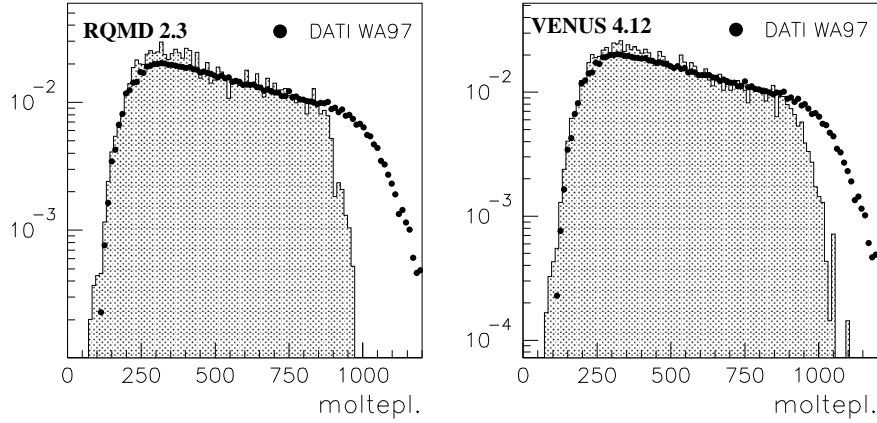


Figura 6.5: *Distribuzioni di molteplicità prodotte da RQMD e VENUS con la condizione di trigger. I pallini indicano l'analoga distribuzione sperimentalmente misurata.*

accettanza, secondo la procedura usata per lo studio delle distribuzioni di massa trasversa sperimentalmente misurate. Nel confronto sono state considerate anche le particelle negative, alle quali è stata assegnata la massa dei pioni, così come fatto per i dati reali; ciò ha consentito di verificare le previsioni dei modelli su una osservabile fisica comunemente accessibile in letteratura e legata alle caratteristiche globali della collisione. Infine, i rapporti di produzione e gli incrementi di stranezza forniti dai modelli Monte Carlo sono stati infine calcolati all'interno della regione comune $|y - y_{CM}| < 0.5$ e $p_T > 0 \text{ GeV}/c$, utilizzata per l'estrapolazione dei risultati sperimentali.

In tab. 6.2 sono riportati i numeri delle particelle generate in interazioni p-Pb e Pb-Pb che cadono all'interno delle rispettive regioni di accettanza.

In fig. 6.6 e fig. 6.7 sono invece riportate le distribuzioni di rapidità di Λ e $\bar{\Lambda}$ generate da VENUS e RQMD rispettivamente per collisioni p-Pb e Pb-Pb.

Tabella 6.2: *Numero di particelle generate con VENUS ed RQMD in interazioni p-Pb e Pb-Pb all'interno delle rispettive regioni di accettazione.*

	p-Pb		Pb-Pb	
	VENUS	RQMD	VENUS	RQMD
h^-	268287	95408	509914	289796
K_S^0	12039	4910	34562	23296
Λ	10673	4171	22157	17315
$\bar{\Lambda}$	3559	1200	8572	2359
Ξ^-	882	131	3549	1480
$\bar{\Xi}^+$	447	57	1964	392
Ω^-	176	5	916	95
$\bar{\Omega}^+$	123	4	768	40

Si può notare come entrambi i modelli riproducano le principali caratteristiche delle distribuzioni di Λ e $\bar{\Lambda}$ in collisioni p-Pb, descritte nel par. 4.5. VENUS, tuttavia, prevede una produzione di Λ e $\bar{\Lambda}$ nella regione di frammentazione del bersaglio maggiore di quella ottenuta con RQMD, come si deduce soprattutto dallo spostamento a sinistra della relativa distribuzione di $\bar{\Lambda}$ rispetto a quella di RQMD. Le distribuzioni di Λ e $\bar{\Lambda}$ nel Pb-Pb appaiono invece simmetriche in entrambi i modelli, in accordo con i risultati richiamati nel par. 4.5, anche se sensibili differenze sono evidenti nella forma delle distribuzioni delle Λ . Queste differenze sono attribuibili al diverso meccanismo di *rescattering* presente nei due modelli [Wer93].

6.3.1 Confronto per le interazioni p-Pb

In fig. 6.8 sono riportati i numeri di particelle per interazione p-Pb, misurati dall'esperimento WA97 all'interno delle rispettive regioni di accettazione, confrontati

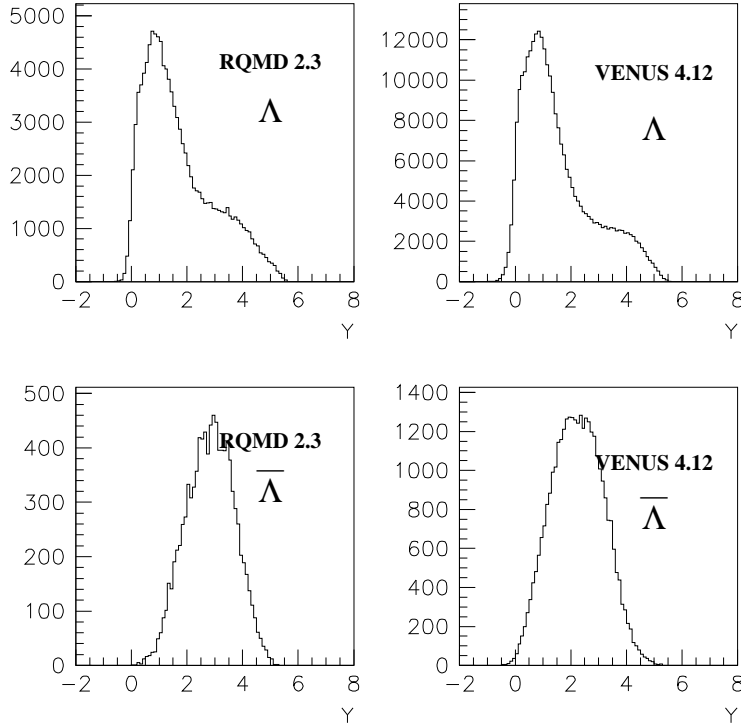


Figura 6.6: *Distribuzioni di rapidità prodotte da RQMD e VENUS per Λ e $\bar{\Lambda}$ in interazioni p-Pb.*

con il numero di particelle per evento generate da VENUS ed RQMD.

La scala orizzontale non ha significato, se non per separare le differenti particelle. Nella maggior parte dei casi, le barre di errore sono contenute nelle dimensioni dei simboli utilizzati. Si può notare che entrambi i modelli riproducono bene la molteplicità delle negative, K_S^0 e Λ . Per le successive particelle, VENUS mostra una significativa sovrastima rispetto ai dati, che diventa sempre più consistente all'aumentare del contenuto di stranezza della particella e passando da particelle ad antiparticelle. Le discrepanze diventano di circa un ordine di grandezza in corrispondenza delle Ω^- e $\bar{\Omega}^+$. RQMD, al contrario, riproduce in maniera

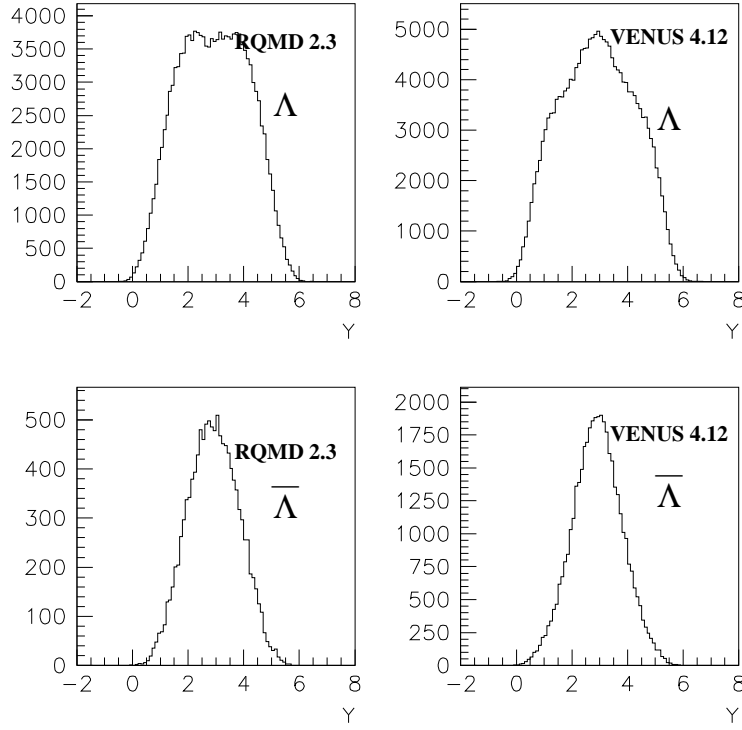


Figura 6.7: *Distribuzioni di rapidità prodotte da RQMD e VENUS per Λ e $\bar{\Lambda}$ in interazioni Pb-Pb.*

soddisfacente le molteplicità di tutte le particelle esaminate.

Il confronto tra le temperature apparenti misurate e quelle previste dai modelli è riportato in fig. 6.9, nella quale sono stati usati gli stessi simboli della figura precedente. Le Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ sono state analizzate insieme a causa della bassa statistica del campione sperimentale.

Si può osservare che RQMD prevede lo stesso valore di temperatura apparente per tutte le particelle analizzate, pari a circa 150 MeV . VENUS si discosta da questo comportamento e prevede temperature apparenti che sembrano in graduale crescita con la massa della particella, tranne per le Λ e Ξ^- , che mostrano valori

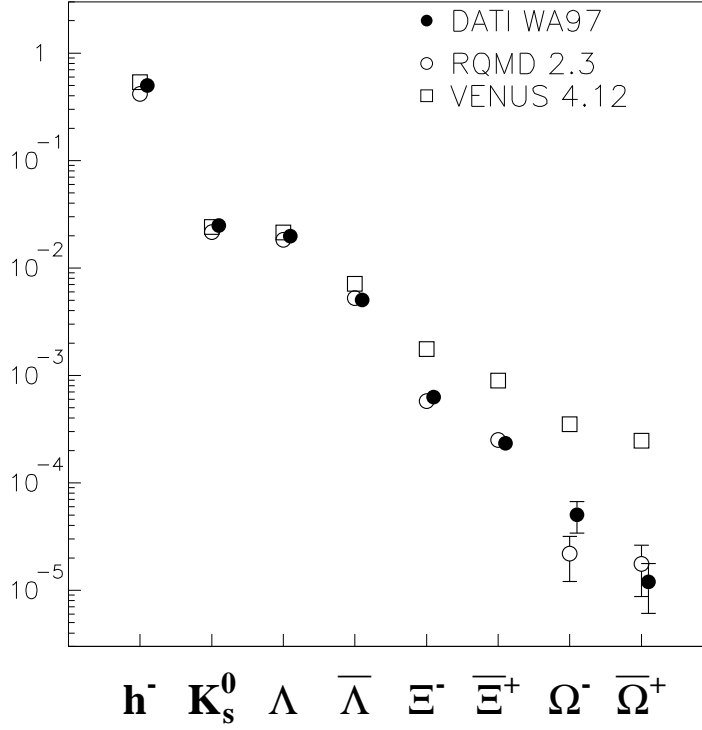


Figura 6.8: *Particelle per interazione p-Pb misurate dall'esperimento WA97 nelle regioni di accettazione (cerchi neri), confrontate con le particelle per evento generate da VENUS (quadrati bianchi) ed RQMD (cerchi bianchi).*

sensibilmente più alti e del tutto incompatibili con i dati sperimentali. Questa discrepanza era stata già osservata in interazioni p-Ar e p-Xe per le Λ [Der91] ed ora la sua presenza è confermata anche per le Ξ^- . Essa può essere dovuta al meccanismo di *rescattering*, il quale aumenta la produzione di particelle ad alto momento trasverso nella regione di frammentazione del bersaglio, a causa delle interazioni dei frammenti di stringa con i nucleoni spettatori. Le Λ e le Ξ^- , infatti, sono prodotte principalmente in tale regione ed è ragionevole supporre che questo effetto si propaghi in qualche misura anche nella regione centrale di rapidità. Le $\bar{\Lambda}$ e $\bar{\Xi}^+$ vengono prodotte più centralmente e dunque risentono meno

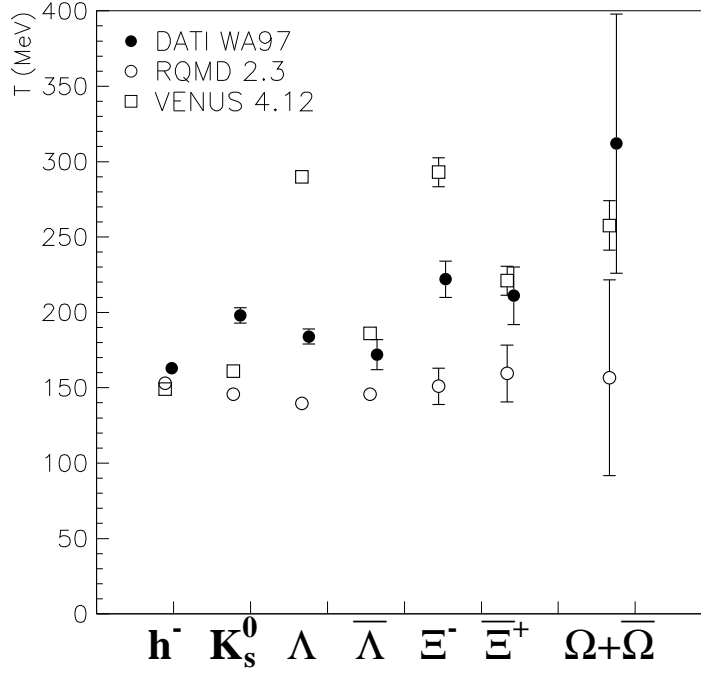


Figura 6.9: *Temperature apparenti misurate dall'esperimento WA97 nelle regioni di accettazione per interazione p-Pb (cerchi neri), confrontate con quelle previste da VENUS (quadrati bianchi) ed RQMD (cerchi bianchi).*

di questo effetto.

La regolazione dei parametri di *rescattering* in VENUS potrebbe essere anche alla base della discrepanza osservata per le molteplicità di particelle multi-strane in fig. 6.8. Infatti, se si considera la struttura gerarchica dei suoi parametri, un cambiamento nei parametri introdotti per la descrizione dei precedenti stadi della collisione introdurrebbe un disaccordo del modello con i numerosi dati relativi ad interazioni e^+e^- , leptone-nucleo ed adrone-adrone. D'altra parte, le osservabili comunemente misurate in collisioni nucleo-nucleo, come le molteplicità di negative, K_s^0 e Λ , sono in buon accordo con quelle dell'esperimento WA97 e di altri

esperimenti [Too87], [Dem82]; perciò è possibile che i parametri del *rescattering* non siano ancora stati opportunamente regolati per riprodurre le caratteristiche di produzione delle particelle multi-strane.

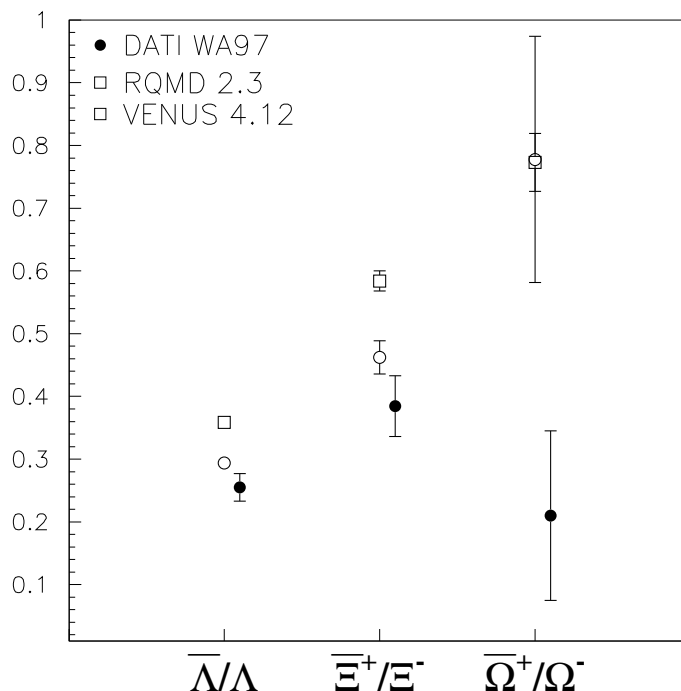


Figura 6.10: *Rapporti del tipo antiparticella/particella misurati da WA97 in interazioni p-Pb e confrontati con le previsioni di VENUS ed RQMD.*

In fig. 6.10, infine, è mostrato il confronto dei rapporti di produzione del tipo antiparticella/particella per interazioni p-Pb. Entrambi i modelli concordano nel prevedere un andamento crescente di tale rapporto col contenuto di stranezza delle particelle coinvolte, in maniera simile a quanto osservato per gli analoghi rapporti sperimentali in interazioni Pb-Pb (fig. 5.7). Il rapporto $\frac{\bar{\Omega}^+}{\Omega^-}$ misurato da WA97 sembra invece discostarsi da questo andamento. I consistenti errori statistici non consentono tuttavia di trarre conclusioni definitive circa l'eventuale

disaccordo con i modelli.

6.3.2 Confronto per le interazioni Pb-Pb

Il confronto della molteplicità di particelle prodotte in collisioni Pb-Pb nelle rispettive regioni di accettazione è riportato in fig. 6.11, con le stesse notazioni delle figure precedenti.

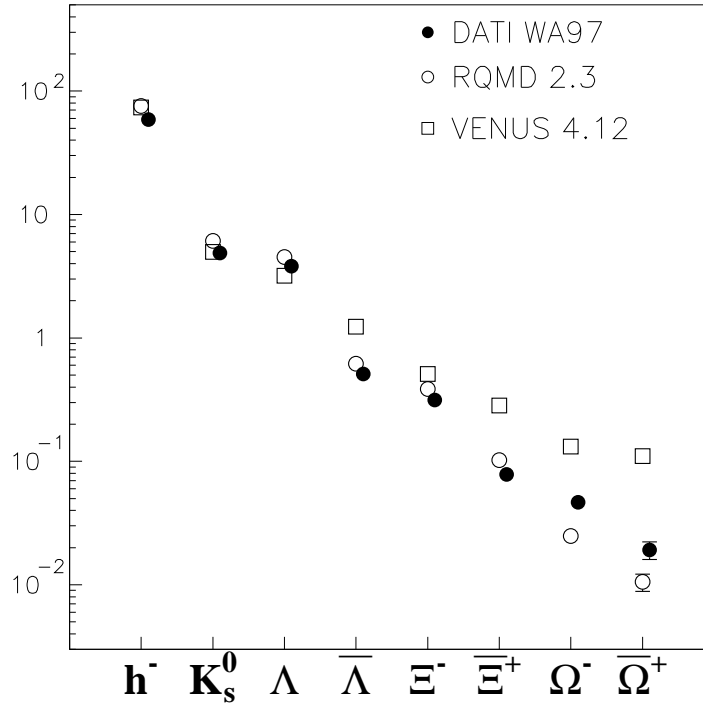


Figura 6.11: Particelle per evento Pb-Pb misurate dall'esperimento WA97 nelle regioni di accettazione (cerchi neri), confrontate con le particelle per evento generate da VENUS (quadrati bianchi) ed RQMD (cerchi bianchi).

L'accordo con i dati sperimentali è soddisfacente per le molteplicità delle negative, K_s^0 e Λ , mentre VENUS sovrastima nuovamente le molteplicità delle particelle

successive, raggiungendo una discrepanza di circa un ordine di grandezza per le Ω^- e $\bar{\Omega}^+$. RQMD mostra, invece, un discreto accordo per quanto riguarda le $\bar{\Lambda}$, Ξ^- e Ξ^+ , mentre sottostima la produzione di Ω^- e $\bar{\Omega}^+$ di circa un fattore due.

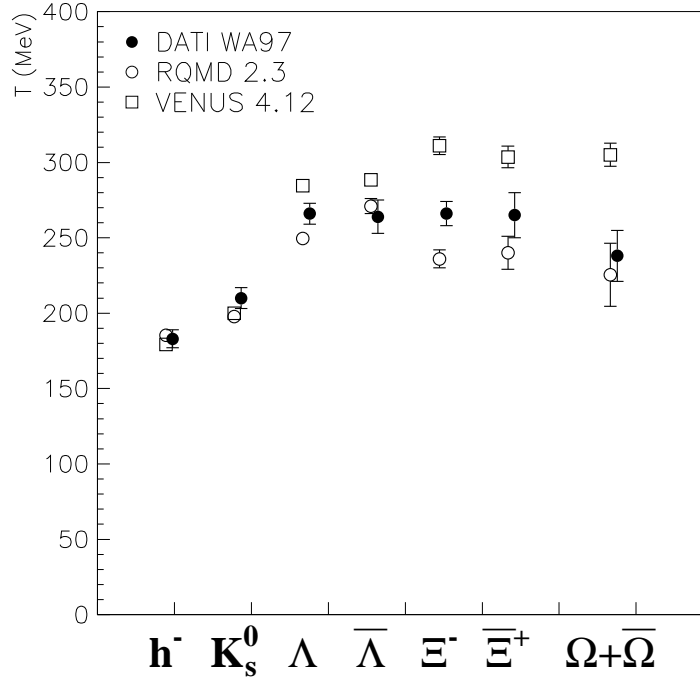


Figura 6.12: *Temperature apparenti misurate dall'esperimento WA97 nelle regioni di accettazione per interazione Pb-Pb (cerchi neri), confrontate con quelle previste da VENUS (quadrati bianchi) ed RQMD (cerchi bianchi).*

Il confronto delle temperature apparenti, mostrato in fig.6.12, rivela un generale accordo dei due modelli con i dati di WA97. Le previsioni di RQMD, in particolare, riproducono fedelmente le temperature apparenti misurate, secondo quanto è stato già osservato in [Hec98] e discusso nel par. 5.2. La deviazione dei dati di WA97 dalla crescita lineare della temperatura apparente con la massa della particella introdotta dalla relazione (5.2), sembra dunque essere confermata

dalle previsioni di entrambi i modelli. L'espansione trasversa introdotta all'interno dei modelli di produzione adronica è originata nella fase di *rescattering*, determinata dalle interazioni delle particelle nello stato finale.

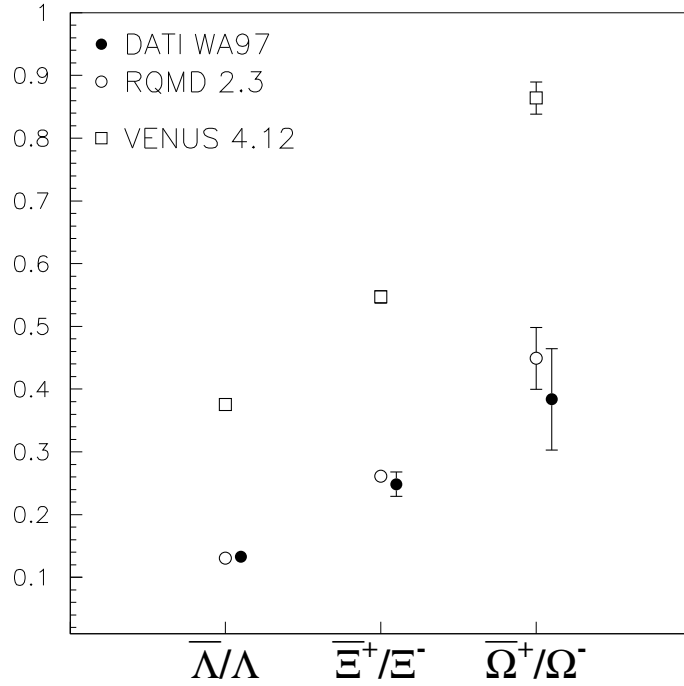


Figura 6.13: Rapporti del tipo antiparticella/particella misurati da WA97 in interazioni Pb-Pb e confrontati con le previsioni di VENUS ed RQMD.

In fig. 6.13 si può infine osservare come entrambi i modelli riproducano l'andamento crescente dei rapporti del tipo antiparticella/particella al crescere del loro contenuto di stranezza. Tuttavia, mentre RQMD ne riproduce correttamente anche i valori, VENUS li sovrastima di un fattore circa tre.

6.3.3 Confronto dell'incremento di stranezza

L'incremento di stranezza (E_{h-}) nel passaggio da interazioni p-Pb a Pb-Pb, valutato normalizzando la produzione di particelle strane a quella delle negative, è stato calcolato nei modelli nella regione $|y - y_{CM}| < 0.5$ e $p_T > 0 \text{ GeV}/c$ e confrontato con quello ottenuto estrapolando alla stessa regione i dati di WA97.

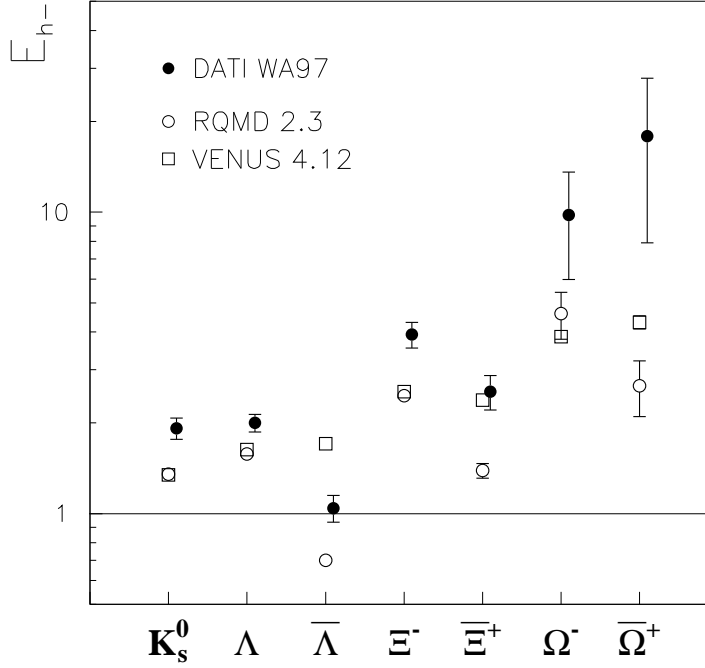


Figura 6.14: *Incremento di stranezza in interazioni Pb-Pb rispetto ad interazioni p-Pb, normalizzato alla produzione di particelle negative. I cerchi neri indicano le misure di WA97, i quadrati ed i cerchi bianchi indicano le predizioni di VENUS ed RQMD.*

In fig.6.14 è possibile notare come anche i modelli predicano un incremento di stranezza ed il suo andamento in funzione del contenuto di stranezza risulti in generale compatibile con quello osservato sperimentalmente. I risultati dei due

modelli concordano per quanto concerne gli incrementi di K_S^0 , Λ , Ξ^- e Ω^- , mentre VENUS prevede un incremento per le antiparticelle maggiore di quello rilevato da RQMD, come già osservato in precedenza. Dato che VENUS non è in grado di riprodurre le molteplicità di particelle multi-strane misurate nell'interazione p-Pb, usata come riferimento per valutare gli incrementi di stranezza, è preferibile discutere il confronto con i dati del solo modello RQMD. Quest'ultimo sottostima tutti gli incrementi misurati ed in maniera particolare quelli delle antiparticelle. È opportuno osservare che se si introducono gli errori sistematici di estrapolazione, riportati in tab. 4.7, si ha come effetto quello di diminuire la discrepanza negli incrementi di K_S^0 e di aumentarla per gli incrementi di Ω^- e $\bar{\Omega}^+$, in entrambi i casi di circa il 15%. Dal punto di vista numerico, gli incrementi di stranezza previsti da RQMD seguono le seguenti proporzioni

$$\left\{ \begin{array}{llll} E_{h-}(K_S^0) \sim & E_{h-}(\Lambda) & : & E_{h-}(\Xi^-) & : & E_{h-}(\Omega^-) \\ & 1 & : & (1.56 \pm 0.06) & : & (2.9 \pm 0.5) \end{array} \right. \quad (6.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{llll} E_{h-}(\bar{\Lambda}) & : & E_{h-}(\bar{\Xi}^+) & : & E_{h-}(\bar{\Omega}^+) \\ & 1 & : & (2.0 \pm 0.1) & : & (4 \pm 1) \end{array} \right. \quad (6.2)$$

da confrontare con le (5.4) (5.5), valide per i dati di WA97. Le proporzioni tra gli incrementi forniti da RQMD risultano compatibili con quelle sperimentali entro due deviazioni standard.

6.3.4 Confronto della produzione di stranezza in funzione della centralità

L'analisi della produzione di stranezza in funzione della centralità dell'evento può essere condotta in maniera analoga a quanto fatto per i dati di WA97. Nelle

distribuzioni di molteplicità di particelle cariche mostrate in fig. 6.5 sono stati individuati gli stessi intervalli scelti per la distribuzione sperimentale e, all'interno di ciascuno di essi, è stato calcolato il numero medio di partecipanti alla collisione, sfruttando l'informazione fornita direttamente dal modello VENUS. I numeri così ottenuti e quelli calcolati applicando ai dati Monte Carlo il modello geometrico di collisione nucleare descritto in appendice C e nel par. 5.4, differiscono di non più del 10% nel primo intervallo e di circa il 4% negli intervalli successivi. La scala di centralità fornita dai modelli Monte Carlo è dunque leggermente diversa da quella adoperata per i dati sperimentali. La produzione di h^- , Λ , Ξ ed Ω in funzione del numero di partecipanti, ottenuta da VENUS ed RQMD nella regione $|y - y_{CM}| < 0.5$ e $p_T > 0 \text{ GeV}/c$ è mostrata rispettivamente in fig. 6.15 e fig. 6.16, secondo una rappresentazione grafica uguale a quella utilizzata per i dati reali (fig. 5.12).

Si può osservare come entrambi i modelli riproducano qualitativamente sia l'incremento di produzione di stranezza passando da collisioni p-Pb a collisioni Pb-Pb (in misura maggiore rispetto a quanto previsto dalla proporzionalità col numero di partecipanti), sia la gerarchia degli incrementi (crescenti con il contenuto di stranezza della particella) già osservata sui dati.

Per quanto riguarda le negative, in particolare, anche i modelli prevedono una crescita con la centralità dell'evento più veloce di quella del numero di partecipanti, così come osservato nei dati reali. I modelli, d'altra parte, consentono l'identificazione delle particelle negative all'interno della regione di accettazione sperimentale e la tab. 6.3 riassume le stime delle percentuali di particelle non strane h_{NS}^- (e^- , μ^- , τ^- , ρ^- , \bar{p}) e strane h_S^- (K^- , Σ^- , $\bar{\Sigma}^-$, Ξ^- , Ω^- , ...) presenti nelle negative, fornita da VENUS ed RQMD in collisioni p-Pb e Pb-Pb.

L'incremento delle negative rispetto al numero di partecipanti che si avrebbe se fossero interamente costituite da particelle non strane sarebbe, secondo la

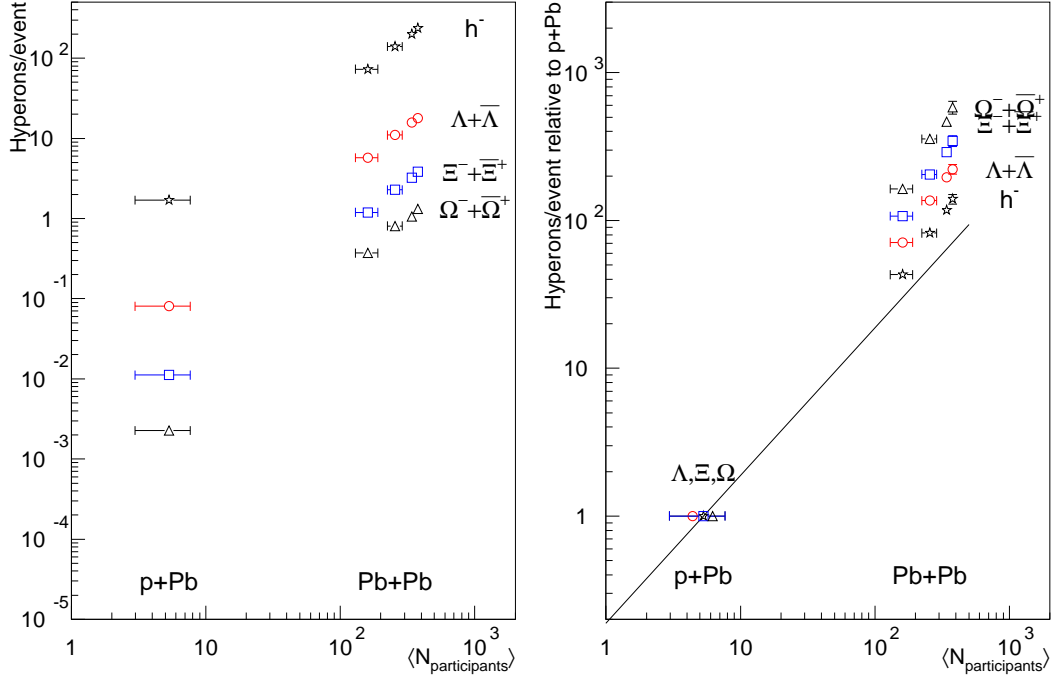


Figura 6.15: a) Numero di h^- , Λ , Ξ e Ω prodotte per evento generato da VENUS in funzione del numero medio di partecipanti. b) Numero di h^- , Λ , Ξ e Ω per evento in unità della corrispondente produzione osservata in collisioni p-Pb.

definizione (5.6):

$$E_{N_p}(h_{NS}^-) = \frac{\left(\frac{h_{NS}^-}{h^-}\right)_{Pb-Pb}}{\left(\frac{h_{NS}^-}{h^-}\right)_{p-Pb}} \times E_{N_p}(h^-) = 0.96 \times E_{N_p}(h^-) \quad (6.3)$$

dove il fattore moltiplicativo, calcolato sostituendo i valori di tab. 6.3, non cambia a seconda del modello usato. Gli incrementi delle negative rispetto al numero di partecipanti osservati sperimentalmente e previsti dai modelli sono dunque influenzati dall'aumento di produzione delle particelle strane in esse contenute solo per un 4%, per cui essi sono quasi interamente attribuibili ad un effetto

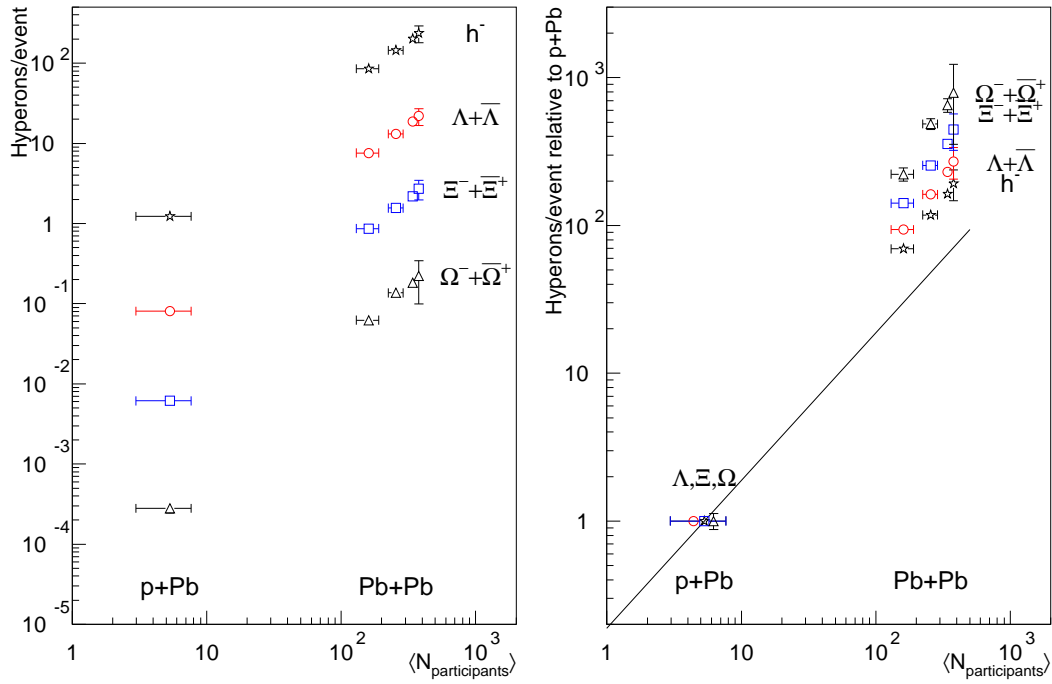


Figura 6.16: a) Numero di h^- , Λ , Ξ e Ω prodotte per evento generato da RQMD in funzione del numero medio di partecipanti. b) Numero di h^- , Λ , Ξ e Ω per evento in unità della corrispondente produzione osservata in collisioni p-Pb.

intrinseco nella dinamica della collisione.

L'utilizzo dei modelli consente di determinare il tipo di dipendenza della produzione delle particelle strane in funzione della centralità. Per questo studio si è ritenuto opportuno rilasciare la condizione di trigger riprodotta negli eventi simulati, onde sfruttare anche l'informazione proveniente dall'intervallo di centralità non coperto dall'esperimento WA97. Data l'esigua statistica delle particelle multi-strane generate con RQMD, è stato utilizzato per questo studio solamente il modello VENUS. In fig. 6.17 è mostrato il numero di h^- , Λ , Ξ e Ω prodotte da VENUS in collisioni Pb-Pb di qualsiasi parametro di impatto, in

Tabella 6.3: *Percentuali di particelle non strane h_{NS}^- (e^- , μ^- , τ^- , ρ^- , \bar{p}) e strane h_S^- (K^- , Σ^- , $\bar{\Sigma}^-$, Ξ^- , Ω^- ) presenti nell negative, fatta da VENUS ed RQMD in collisioni p-Pb e Pb-Pb.*

	p-Pb		Pb-Pb	
	VENUS	RQMD	VENUS	RQMD
h_{NS}^-/h^-	89.8%	86.2%	86.4%	83.1%
h_S^-/h^-	10.2%	13.8%	13.6%	16.9%

funzione del loro numero di partecipanti. I punti in nero indicano la produzione delle stesse particelle prevista in interazioni p-Pb. Il modello prevede quindi un incremento continuo della produzione di negative e particelle strane in funzione della centralità, passando da collisioni p-Pb a collisioni Pb-Pb. Assumendo una dipendenza del tipo N_p^β , la procedura di *best fit* applicata ai punti di fig. 6.17 fornisce i valori dell'esponente β riportati in fig. 6.18 (da confrontare con fig. 5.14, relativa ai dati sperimentali). Per tutte le particelle, quindi, la crescita della produzione è più rapida del numero di partecipanti ed avviene tanto più velocemente quanto maggiore è il contenuto di stranezza della particella considerata. Questo scenario è sostanzialmente differente da quello suggerito dai dati sperimentali, per i quali la produzione di stranezza nell'intervallo di centralità coperto dall'esperimento WA97 appare proporzionale al numero di partecipanti il parametro β non dipende dal tipo di particella considerata. Uno studio analogo, condotto sulla statistica disponibile di eventi RQMD, ha portato a risultati compatibili con quelli previsti dal modello VENUS.

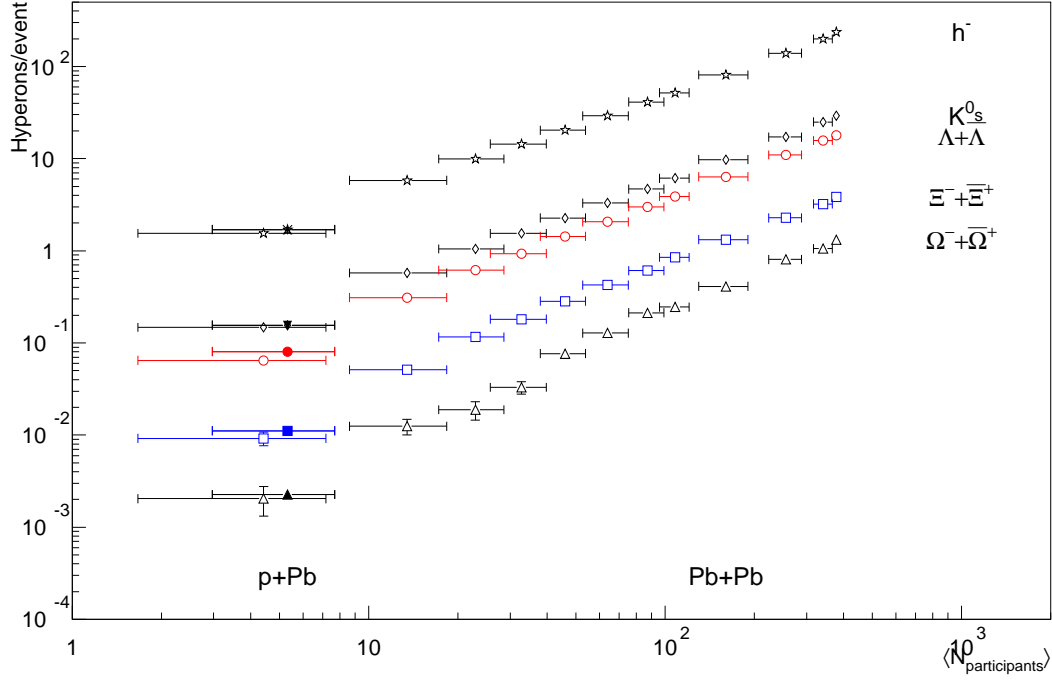


Figura 6.17: Numero di h^- , Λ , Ξ e Ω prodotte per evento generato da VENUS in funzione del numero medio di partecipanti. La condizione di trigger sulle collisioni Pb-Pb è stata rilasciata e in nero sono indicati i numeri relativi alle collisioni p-Pb.

6.4 Discussione

Il confronto dei dati sperimentali con le previsioni di modelli Monte Carlo consente una migliore comprensione dei processi che hanno luogo durante le collisioni studiate, attraverso la verifica dei meccanismi in essi introdotti per riprodurli. Il disaccordo di VENUS con i dati sperimentali relativi sia al numero di particelle multi-strane prodotte che alle distribuzioni di massa trasversa di Λ e Ξ^- è attribuibile ad una inadeguata descrizione dello stadio finale della collisione. I

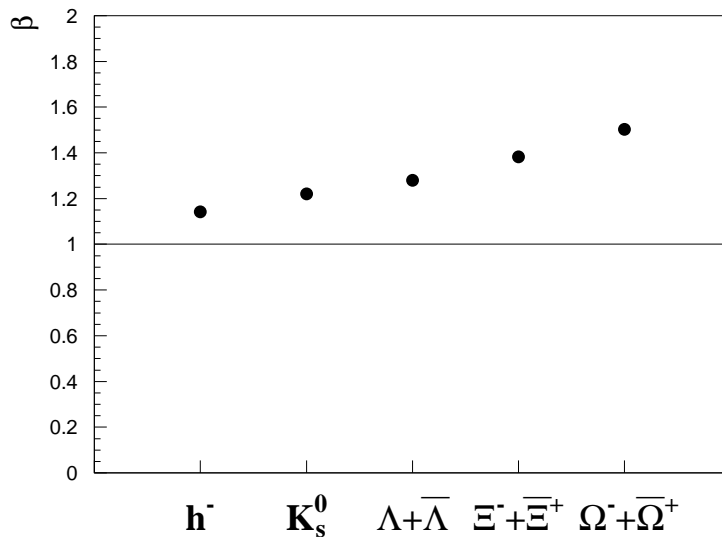


Figura 6.18: Valori dell'esponente β ricavati dai fit sui dati di VENUS.

parametri liberi R_M e R_B che regolano il *rescattering* sono stati determinati dal confronto con i dati relativi ad interazioni protone-nucleo e nucleo-nucleo precedenti agli esperimenti con fasci di piombo all' SPS del CERN. È dunque possibile che una loro migliore regolazione con dati più recenti possa ridurne il disaccordo. In ogni caso, il tentativo di concentrare la mancanza di informazione circa il complicato processo di *rescattering* entro pochi parametri si traduce in un modello molto semplificato, quale quello di "agglomerato di quarks" descritto nel par. 6.2, che può risultare intrinsecamente inadeguato.

Il più complesso modello di *rescattering* introdotto in RQMD, che peraltro fa riferimento a parametri misurati sperimentalmente, permette di riprodurre meglio i dati relativi a collisioni p-Pb e Pb-Pb. L'accordo tra le temperature apparenti di Ξ e Ω misurate in collisioni Pb-Pb e quelle previste dal modello rappresenta una verifica dei meccanismi in esso presenti e consente di interpretare il risultato sperimentale in uno scenario in cui gli adroni multi-strani si disaccoppiano pre-

maturamente dal resto del sistema interagente formato in seguito alla collisione, prima che si sia sviluppato un apprezzabile flusso trasverso.

Per quanto riguarda l'incremento della produzione di stranezza nel passaggio da collisioni p-Pb a Pb-Pb, l'accordo di massima del modello con i dati sperimentali non consente una interpretazione altrettanto immediata. I meccanismi collettivi introdotti in RQMD per riprodurre tale incremento, ed in particolare il meccanismo della fusione di stringhe in funi di colore, rappresentano concetti nuovi rispetto alla sovrapposizione di collisioni adroniche elementari, quasi quanto lo stato di QGP. Le modifiche che tali meccanismi introducono nelle osservabili fisiche non permettono tuttavia una loro differenziazione rispetto a quelle previste in caso di transizione di fase di QCD, per cui la verifica o il rigetto di una o dell'altra ipotesi non possono aver luogo in queste condizioni. La speranza è che l'osservazione di una discontinuità nella produzione di stranezza in funzione del numero di partecipanti, possa fornire una osservazione relativa al segnale di stranezza capace di discriminare una delle due ipotesi alternative.

Conclusioni

I risultati esposti in questa tesi hanno permesso di raggiungere una più approfondita comprensione della dinamica delle collisioni tra nuclei di piombo. Lo studio della produzione di stranezza, in particolare, ha fornito nuove e più precise indicazioni circa la formazione di uno stato deconfinato di quarks e gluoni durante i primi istanti della collisione.

L'analisi delle distribuzioni di massa trasversa delle diverse particelle identificate, soprattutto se eseguita in un intervallo comune di m_T , ha evidenziato il raggiungimento di un equilibrio termico di tipo locale della materia interagente formata in seguito alla collisione. Le temperature apparenti estratte da tali distribuzioni permettono di misurare l'energia delle particelle emesse, composta da un contributo dovuto al moto termico (legato alla temperatura di *freeze-out*) e da uno connesso all'espansione trasversa del sistema interagente (legato alla velocità di flusso trasverso). Il confronto delle temperature apparenti in funzione del sistema di collisione ha rivelato una crescita di entrambi i contributi in funzione della massa complessiva del sistema interagente. Nelle collisioni Pb-Pb, dunque, le temperature previste nello stadio iniziale della collisione ed il numero di interazioni nello stadio finale risultano maggiori di quelle ottenute in seguito a collisioni di nuclei meno massivi.

Il confronto delle temperature apparenti in funzione della massa delle particelle identificate, sempre nel caso di interazioni Pb-Pb, ha rivelato una deviazione

delle temperature apparenti delle Ξ ed Ω dall'andamento crescente in funzione della massa della particella, seguito dalle altre particelle. Questa caratteristica è stata interpretata ipotizzando un prematuro disaccoppiamento delle particelle multi-strane dal resto del sistema interagente, dovuto alla loro minore probabilità di interazione nello stato di gas adronico.

Il calcolo dei rapporti di produzione di particelle strane a rapidità centrale, inoltre, ha consentito di mettere in relazione la produzione di stranezza in collisioni Pb-Pb con quella misurata in collisioni p-Pb della stessa energia. Questo tipo di confronto, effettuato sia attraverso i rapporti tra particelle con diverso contenuto di stranezza che attraverso i rapporti delle particelle strane con le negative presenti nell'evento, ha evidenziato un incremento nella produzione di particelle strane nel passaggio dalle collisioni p-Pb a quelle Pb-Pb che risulta crescente con il contenuto di stranezza della particella considerata. Le proporzioni tra gli incrementi, riportate nelle relazioni (5.4) e (5.5), mostrano che la loro crescita col contenuto di stranezza è più sostenuta per le particelle strane che non hanno alcun quark di valenza in comune con i costituenti dei nuclei bersaglio e proiettile. Queste caratteristiche sono di difficile interpretazione in un contesto di produzione adronica, data l'alta soglia in massa delle reazioni di produzione dei barioni multi-strani, e sono indicate come segnali della transizione di fase verso uno stato di QGP.

I risultati sulla produzione di stranezza in funzione della centralità (misurata dal numero di partecipanti), infine, suggeriscono il seguente scenario: le particelle strane nella regione centrale di rapidità sono prodotte in maniera crescente con la centralità e la crescita è più veloce di quanto previsto dalla proporzionalità col numero di partecipanti. Questo incremento risulta più pronunciato all'aumentare del contenuto di stranezza e raggiunge un ordine di grandezza nel caso di Ω . Limitatamente all'intervallo di centralità coperto dalle interazioni Pb-Pb

($N_p > 100$), tuttavia, la produzione di stranezza risulta proporzionale al numero di partecipanti, per cui si può ipotizzare che tutti gli incrementi raggiungano il loro massimo per valori di N_p minori di 100, divenendo poi costanti per valori superiori.

Questo scenario risulta compatibile con quanto misurato dall'esperimento NA50 a proposito della soppressione del mesone J/Ψ in collisioni Pb-Pb a 158 GeV/c per nucleone [Abr96]. Come si può notare dalla fig. 1.17, la produzione di questo stato $c\bar{c}$ è soppressa in maniera anomala a partire da liberi cammini medi nella materia nucleare maggiori di 10 fm, corrispondenti, nell'ambito del modello geometrico delle collisioni nucleari, ad un numero di partecipanti N_p maggiore di 160. I risultati di entrambi gli esperimenti possono essere spiegati assumendo la formazione di uno stato di QGP in collisioni Pb-Pb e la sua assenza in collisioni p-Pb. Di conseguenza, diventa di primaria importanza ricercare, nella regione di centralità intermedia tra questi due sistemi di collisione, una eventuale evidenza della transizione verso un nuovo stato di materia nucleare, che potrebbe manifestarsi, ad esempio, in un repentino cambio nell'incremento della produzione di particelle strane. A questo scopo è stato progettato l'esperimento NA57 [Cal96], naturale proseguimento di WA97, che si propone di misurare la produzione di stranezza in collisioni Pb-Pb estendendo l'intervallo di centralità selezionato fino a $N_p \sim 50 \div 60$ ed è appena entrato nella fase di presa dati.

Il confronto dei dati sperimentali con due tra i modelli di produzione adronica più accreditati ha mostrato che, a livello dell'interazione p-Pb, VENUS non è in grado di riprodurre la produzione di particelle multi-strane e sovrastima di circa un ordine di grandezza le Ω^- e $\bar{\Omega}^+$. RQMD, invece, mostra un complessivo accordo con i dati, tranne probabilmente per quel che riguarda il rapporto $\frac{\bar{\Omega}^+}{\Omega^-}$, peraltro affetto dalla bassa significatività statistica.

Per quanto riguarda le collisioni Pb-Pb, RQMD è in grado di riprodurre sia

le temperature apparenti, confermando la deviazione sperimentalmente osservata delle temperature apparenti di Ξ e Ω dalla proporzionalità con la massa della particella, sia la produzione di particelle strane, pur sottostimando quella delle Ω di un fattore 2; l'incremento di stranezza per particelle multi-strane misurato dal WA97 risulta leggermente sottostimato da RQMD, pur rimanendo confrontabile entro due deviazioni standard.

Entrambi i modelli prevedono una crescita continua della produzione di particelle passando da interazioni p-Pb a interazioni Pb-Pb e questa caratteristica non sembra per il momento compatibile con i risultati sperimentali, che invece propendono per una saturazione della produzione di stranezza ad alte centralità, per le quali essa raggiunge la proporzionalità col numero di partecipanti. Questa differenza nei possibili scenari di produzione rafforza la necessità di una misura di particelle strane a rapidità centrale in un più esteso intervallo di centralità delle collisioni tra nuclei di piombo, progettato dal suddetto esperimento NA57. In particolare, la rivelazione di un brusco salto nell'incremento della produzione di stranezza per centralità non coperte dall'esperimento WA97 sarebbe in completo disaccordo con le previsioni dei modelli di produzione adronica analizzati e sarebbe difficilmente interpretabile nell'ambito di modelli che non contengono l'ipotesi di formazione dello stato di QGP: la presenza di tale stato solo in collisioni con sufficiente rilascio di energia nella regione centrale di interazione tra i due nuclei fornirebbe una spiegazione più evidente del fenomeno di soglia ipotizzato.

Appendice A

Geometria del decadimento delle V^0

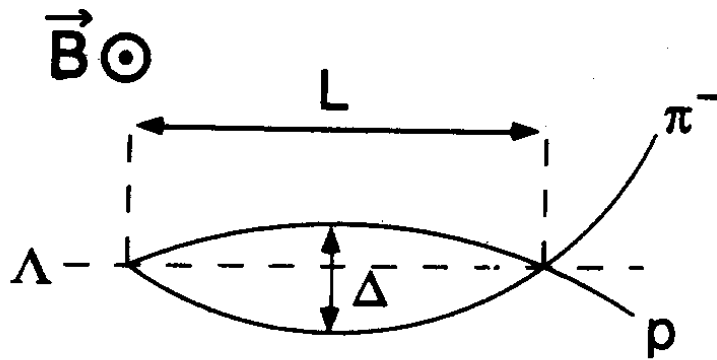


Figura A.1: *Tipica geometria di decadimento di una Λ nella configurazione cowboy.*

In fig. A.1 è mostrata la proiezione nel piano xy di un tipico decadimento di una V^0 (nel caso specifico di una Λ) nella configurazione cowboy. Si considerino le seguenti distanze:

L = distanza tra il vertice della V^0 ed il secondo punto di intersezione delle tracce

di decadimento

Δ = massima distanza trasversa tra le due tracce di decadimento lungo L .

Per il calcolo si farà riferimento alla fig. A.2.

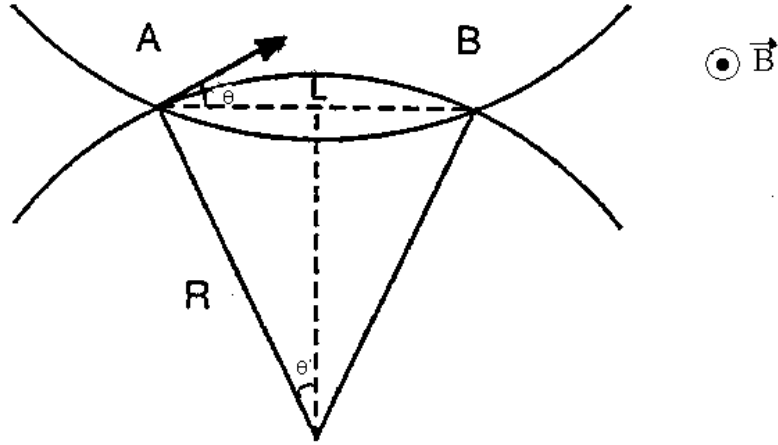


Figura A.2: *Schema di decadimento di una V^0 nella configurazione cowboy.*

Per una particella di carica e e momento p in moto entro un campo magnetico B ad essa perpendicolare, vale la relazione

$$R = \frac{p}{eB} \quad (\text{A.1})$$

Dalla fig. A.2 si ha

$$\sin \theta = \frac{L}{2R} \quad (\text{A.2})$$

e, per piccoli θ , risulta

$$\sin \theta \sim \tan \theta = \frac{q_T}{q_L} \quad (\text{A.3})$$

dove q_T e q_L sono rispettivamente le componenti trasverse e longitudinali del momento dei prodotti di decadimento. Poichè le tracce di decadimento nell'esperimento WA97 hanno momenti dell'ordine di parecchi GeV/c e il loro massimo momento trasverso è $q_{T_{MAX}} = 0.1 \text{ GeV}/c$ per le Λ e $\bar{\Lambda}$ e $q_{T_{MAX}} = 0.2 \text{ GeV}/c$ per i K_S^0 , risulta $p \gg q_T$, per cui $q_L \sim p$. Sostituendo dunque le equazioni (A.1) e (A.2) nella (A.3), si ha:

$$L \sim 2 \left(\frac{p}{eB} \right) \left(\frac{q_T}{p} \right) = \frac{2 q_T}{eB} \quad (\text{A.4})$$

Tale distanza risulta quindi invariante per trasformazioni di Lorentz longitudinali ed il suo valore massimo è caratteristico della particella che decade. La massima distanza L , espressa in metri, risulta:

$$L_{MAX} \sim \frac{2 q_{T_{MAX}}(GeV/c)}{eB(Tesla)} \left(\frac{10^9 e}{c} \right) = \frac{2 q_{T_{MAX}}(GeV/c)}{0.2998 B(Tesla)} \quad (\text{A.5})$$

Considerando il campo magnetico $B = 1.8 \text{ Tesla}$ di OMEGA, si ha che

$$\begin{aligned} L_{MAX} &\sim 40 \text{ cm per } \Lambda \text{ e } \bar{\Lambda} \\ L_{MAX} &\sim 80 \text{ cm per } K_S^0. \end{aligned}$$

Per quanto riguarda la distanza Δ , dalla fig. A.2 si ha:

$$\Delta = (R_1 - R_1 \cos \theta_1) + (R_2 - R_2 \cos \theta_2) \quad (\text{A.6})$$

dove gli indici 1 e 2 indicano le quantità relative alle due tracce di decadimento.

Dalla relazione (A.1), considerando che $\cos \theta = \frac{q_L}{p}$, si ha:

$$(R_i - R_i \cos \theta_i) = \frac{p_i}{eB} \left(1 - \frac{q_{Li}}{p_i} \right) = \frac{1}{eB} \left(\sqrt{q_T^2 + q_{Li}^2} - q_{Li} \right) \quad (\text{A.7})$$

Le relazioni che legano le componenti del momento delle particelle di decadimento

nel sistema del laboratorio alle quantità p^\star , E_i^\star e θ^\star nel sistema del centro di massa sono:

$$\begin{cases} q_{T_i} &= (-1)^i p^\star \sin \theta^\star \\ q_{L_i} &= \gamma [\beta E_i^\star + (-1)^i p^\star \cos \theta^\star]. \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Considerando il caso $\theta^\star = \frac{\pi}{2}$ (decadimento con massimo momento trasverso) e sostituendo le (A.8) nella (A.7), si ha:

$$(R_i - R_i \cos \theta_i) = \frac{1}{eB} \left(\sqrt{p^{\star 2} + (\gamma^2 - 1) E_i^{\star 2}} - \sqrt{\gamma^2 - 1} E_i^\star \right) \quad (\text{A.9})$$

per cui Δ dipende dal momento della particella che decade (attraverso γ) e dalle quantità E_i^\star e p^\star , note a partire dalle masse delle particelle coinvolte nel decadimento. Esprimendo tali quantità in GeV/c , si ha che

$$(R_i - R_i \cos \theta_i)(metri) = \frac{1}{0.2998 B(Tesla)} \left(\sqrt{p^{\star 2} + (\gamma^2 - 1) E_i^{\star 2}} - \sqrt{\gamma^2 - 1} E_i^\star \right) \quad (\text{A.10})$$

Facendo il calcolo per $\gamma = 10$, corrispondente ai tipici momenti delle particelle di decadimento, e considerando il campo magnetico di OMEGA, risulta:

$$\begin{aligned} \Delta(\gamma = 10) &= 0.7 \text{ cm per } \Lambda \text{ e } \bar{\Lambda} \\ \Delta(\gamma = 10) &= 3.0 \text{ cm per } K_S^0. \end{aligned}$$

Appendice B

Produzione di pioni e protoni in interazioni p-W e S-W a 200 GeV/c per nucleone

Nell'esperimento WA85 un contatore Čerenkov a soglia, costituito da 16 celle contenenti una miscela di freon e CO_2 a pressione atmosferica [WA85p] permetteva di identificare le particelle cariche prodotte sia nelle interazioni p-W che in quelle S-W a 200 GeV/c per nucleone. Le soglie per π , K e p sono indicate in fig. B.1, sovrapposte alla distribuzione in momento di un campione di tracce cariche che attraversano il rivelatore. Come si può notare, è possibile identificare come pioni le particelle di dato momento che danno segnale nel Čerenkov, mentre i protoni possono essere identificati soltanto in assenza di segnale; l'identificazione unambigua dei kaoni non risulta praticabile. L'identificazione di particelle di entrambi i segni di carica è consentita invertendo la polarità del campo magnetico di OMEGA.

Come primo stadio della procedura di identificazione delle particelle, le tracce cariche ricostruite nell'apparato sono state selezionate richiedendo che esse ab-

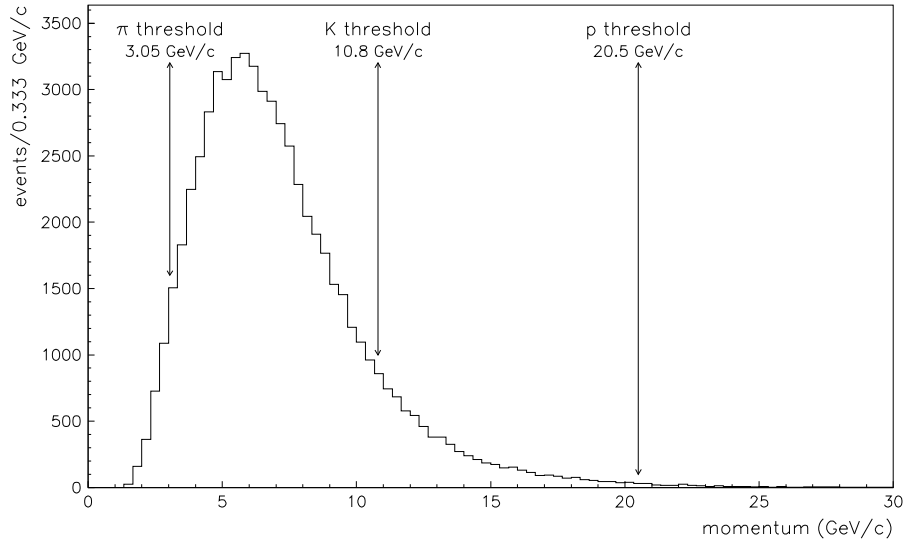


Figura B.1: *Distribuzione in momento delle tracce che attraversano il Čerenkov; sono indicate le soglie per π , K e p .*

biano segno compatibile con la polarità del campo magnetico adoperata, provengano dal bersaglio e siano rivelate da almeno sei delle sette camere proporzionali multifili usate come elementi traccianti. Il secondo stadio consiste nella definizione delle matrici di correlazione che determinano le corrispondenze tra le celle del Čerenkov (C1) e gli elementi di scintillatore appartenenti a due odoscopi (HY1 e HY2) posti, rispettivamente, davanti e dietro il rivelatore. Una particella è allora definita come un candidato pione se attraversa gli elementi correlati del sistema HY1-C1-HY2 ed almeno una delle celle di C1 nella correlazione ha dato segnale (identificazione “positiva”). Un candidato protone (o antiprotone) è definito dall’assenza di segnale nelle celle correlate (identificazione “negativa”). Il campione usato consiste di ~ 3 milioni di eventi p-W e di ~ 1 milione di eventi S-W acquisiti con entrambe le polarità del campo magnetico ed i numeri di candidati identificati sono riportati in tab. B.1.

Tabella B.1: *Statistica delle particelle identificate.*

	p -W	S-W
π^+	232.962	323.834
π^-	137.223	185.891
p	11.768	2.690
\bar{p}	1.457	487

Come ultimo stadio della procedura di identificazione delle particelle, si sono considerati l'effetto dell'inefficienza del Čerenkov e l'effetto del fondo in esso presente, quest'ultimo dovuto a rumore elettronico, ad interazioni secondarie nella sua struttura o a particelle sopra soglia non ricostruite o rigettate dalla selezione sulle tracce.

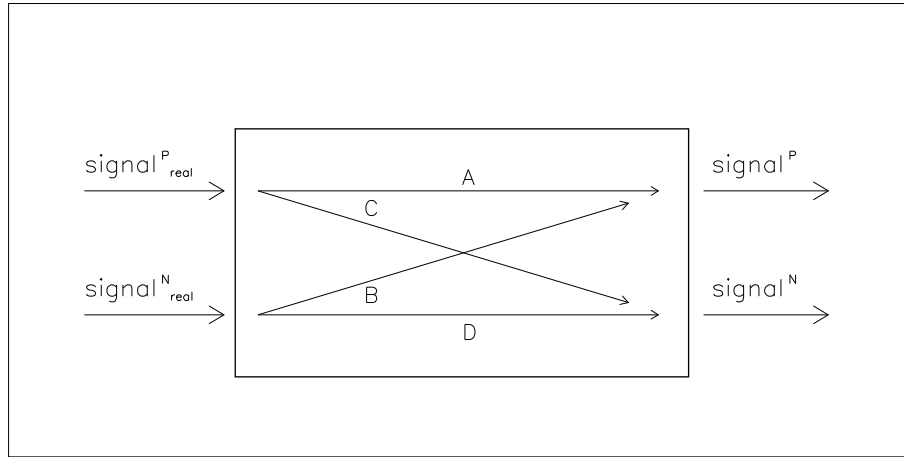


Figura B.2: *Rappresentazione schematica dell'azione del Čerenkov.*

Il fondo e l'inefficienza del rivelatore danno origine ad un fenomeno di mescolamento del segnale, in quanto una traccia sopra soglia può essere associata ad una cella inefficiente, mentre una cella associata ad una traccia sotto soglia può dare segnale a causa del fondo. L'azione del Čerenkov può essere schematizzata come mostrato in fig. B.2, nella quale $signal^P_{real}$ e $signal^N_{real}$ rappresentano rispet-

tivamente le effettive particelle sopra e sotto soglia e $signal^P$ e $signal^N$ indicano le particelle identificate, come descritto in precedenza, rispettivamente in analisi positiva e negativa. Il mescolamento può essere descritto dalla seguente relazione:

$$\begin{pmatrix} signal^P \\ signal^N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} signal_{\text{real}}^P \\ signal_{\text{real}}^N \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

dove, in riferimento alla fig. B.2, A e D rappresentano le efficienze di identificazione rispettivamente in analisi positiva e negativa e B e C denotano gli effetti di fondo ed inefficienza, rispettivamente. Questi parametri sono stati determinati utilizzando le tracce di decadimento delle V^0 ricostruite nello stesso esperimento e identificate come K_S^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ [Aba97], [Aba96].

Le distribuzioni di massa trasversa sono state studiate nelle finestre cinematiche $2.5 < y < 3.0$ e $0.7 < p_T < 1.1 \text{ GeV}/c$ per π^\pm e $2.75 < y < 3.0$ e $1.2 < p_T < 1.8 \text{ GeV}/c$ per p e \bar{p} . Gli spettri di massa trasversa per ciascuna specie di particella identificata sono stati considerati composti da due contributi, uno dovuto alla effettiva particella in esame e l'altro dovuto al fondo risultante da errate identificazioni, come spiegato in precedenza. Inoltre, ad ogni spettro di massa trasversa è stato associato uno spettro che rappresenta il corrispondente fondo: sono state usate le particelle identificate in analisi negativa (i candidati $K + p$ o $K + \bar{p}$, denominati $signal^N$) per lo spettro dei pioni e quelle identificate in analisi positiva (i candidati $\pi + K$, denominati $signal^P$) per lo spettro dei protoni. Per ciascuna coppia di spettri, le particelle effettive nel primo (ad esempio i π^+) costituiscono il fondo nel secondo (per esempio i $K + p$) e viceversa. Ad essi è stata quindi applicata una procedura di *best fit* congiunta, descrivendo entrambi i contributi con la funzione

$$\frac{1}{m_T^{3/2}} \frac{dN}{dm_T} = A e^{-\beta m_T}$$

e richiedendo che i parametri T dei contributi incrociati siano compatibili entro gli

errori. L'ambiguità presente nei campioni è stata calcolata attraverso la relazione (B.1) ed è stata mantenuta costante nei *fit*. I risultati della procedura di *best fit* sono mostrati in fig. B.3 e le relative temperature apparenti sono riportate in tab. B.2, insieme ai loro errori statistici.

L'intera analisi è stata pubblicata in [Ant97].

Tabella B.2: *Temperature apparenti per le particelle identificate.*

	p -W	S-W
Particella	$1/\beta$ (MeV)	$1/\beta$ (MeV)
π^+	166 ± 2	198 ± 16
π^-	167 ± 1	186 ± 2
p	187 ± 4	219 ± 8
\bar{p}	136 ± 7	151 ± 28

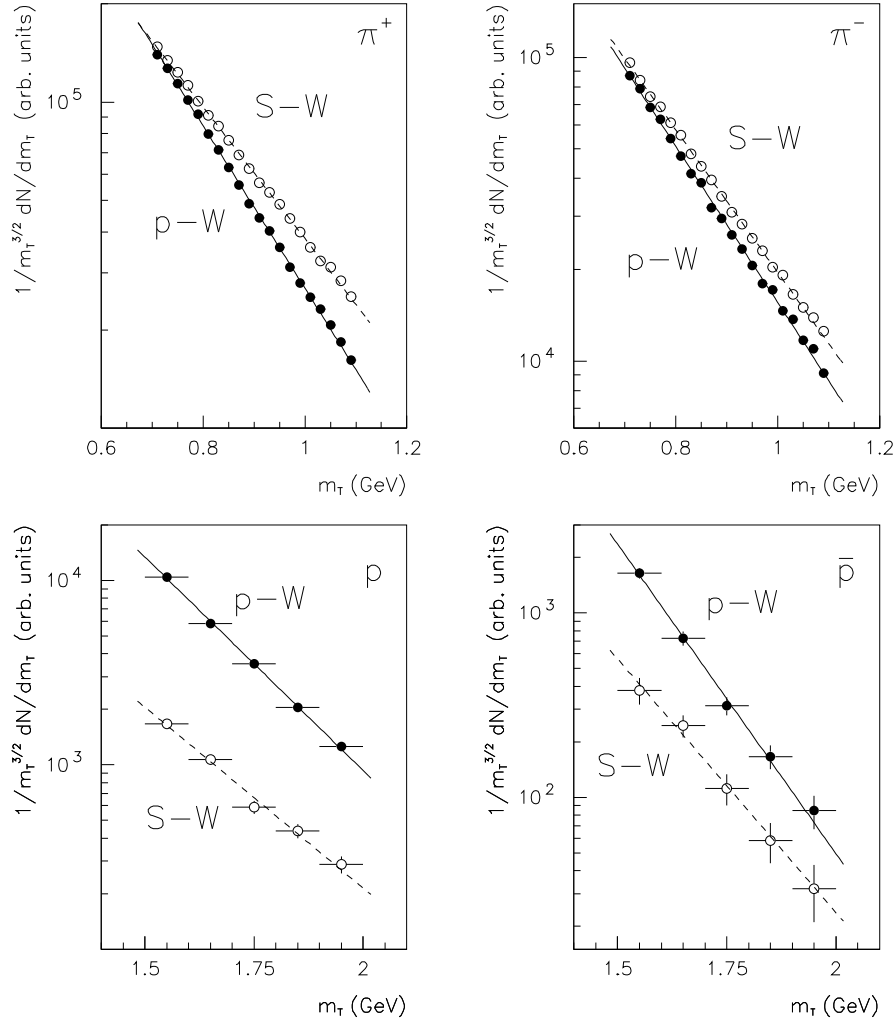


Figura B.3: *Distribuzioni di massa trasversa per le particelle identificate.*

Appendice C

Modello geometrico di collisione nucleare

Il modello geometrico di collisione nucleare esposto nel seguito è stato formulato in [Bia76] ed è sviluppato in analogia con il modello di Glauber delle interazioni nucleari. L'assunzione di base del modello consiste nel fatto che la collisione anelastica tra due nuclei può essere descritta in termini di sovrapposizione incoerente delle collisioni dei singoli nucleoni costituenti.

La variabile più indicata per caratterizzare la centralità delle collisioni tra nuclei è il numero di partecipanti N_p , inteso come il numero di nucleoni che hanno subito almeno una collisione anelastica durante il processo d'urto. Nella collisione nucleare ad alta energia, infatti, un nucleone del nucleo proiettile trapassa l'intero nucleo bersaglio in un tempo molto minore di quello necessario alla produzione di adroni secondari per frammentazione del nucleone stesso. La produzione di particelle secondarie non dipende, quindi, dal numero di collisioni subite da un dato nucleone, ma solo dal numero di essi che ha subito almeno una collisione. La variabile N_p risulta, dunque, più intimamente legata alla molteplicità di particelle secondarie prodotte nell'interazione. In virtù dell'ipotesi di base del modello, è

possibile determinare N_p usando il calcolo delle probabilità.

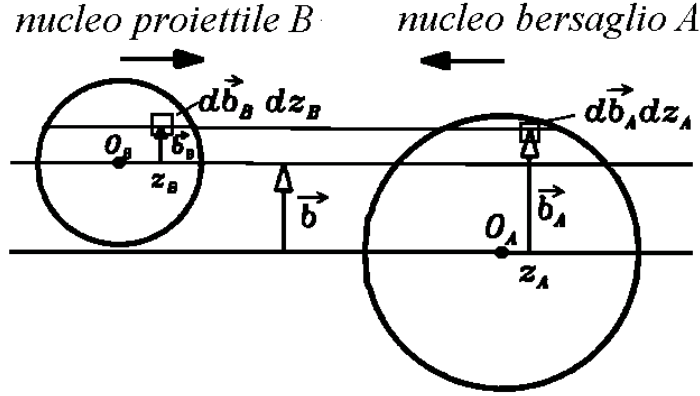


Figura C.1: Collisione di un nucleo proiettile B (incidente lungo la direzione \vec{z}) con un nucleo bersaglio A con un parametro di impatto \vec{b} .

In fig. C.1 è mostrata la geometria della collisione tra un nucleo proiettile B ed un nucleo bersaglio A , con parametro di impatto \vec{b} . Il numero di nucleoni partecipanti alla collisione è dato dalla somma dei nucleoni partecipanti di A e di B . Si consideri dapprima il nucleo bersaglio A ed un solo nucleone incidente di B : la probabilità che tale nucleone collida con uno qualsiasi dei nucleoni di A , avente parametro di impatto \vec{b}_A , è $T_A(\vec{b}_A) \sigma_{NN}$, dove σ_{NN} è la sezione d'urto anelastica per collisioni tra nucleoni, privata della componente riguardante i fenomeni diffrattivi (il cui contributo alla perdita di energia dei nucleoni collidenti è del tutto trascurabile). Il suo valore, alle energie considerate, è $\sigma_{NN} = 30 \text{ mb}$. La funzione

$$T_A(\vec{b}) = \int dz \rho_A(z, \vec{b})$$

definisce il profilo del nucleo A lungo la direzione trasversa ed è normalizzata in

modo che

$$\int d^2\vec{b} T(\vec{b}) = 1. \quad (\text{C.1})$$

ρ_A descrive invece la distribuzione di densità nucleare che, per nuclei sferici, può essere parametrizzata con la forma di Woods-Saxon [deJ74]

$$\rho_A(r) = \frac{\rho_o}{1 + e^{(r-R)/c}}, \quad r = \sqrt{b^2 + z^2}, \quad (\text{C.2})$$

dove R è il raggio nucleare, pari a $R = 6.6 \text{ fm}$ per il nucleo di piombo, c descrive lo spessore della corteccia nucleare ($c = 0.54 \text{ fm}$ per Pb) e ρ_o è la costante di normalizzazione che garantisce la (C.1).

La probabilità che il nucleone di B subisca un numero n di urti con i nucleoni di A aventi parametro di impatto \vec{b}_A , e solo con essi, è:

$$\binom{n_A}{n} [T_A(\vec{b}_A) \sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\vec{b}_A) \sigma_{NN}]^{n_A-n}, \quad (\text{C.3})$$

dove n_A è il numero totale di nucleoni del nucleo A. La probabilità totale che il nucleone di B subisca almeno un urto anelastico con i nucleoni di A aventi parametro di impatto \vec{b}_A è ottenibile sommando la (C.3) su tutti i possibili n :

$$\sum_{n=1}^{n_A} \binom{n_A}{n} [T_A(\vec{b}_A) \sigma_{NN}]^n [1 - T_A(\vec{b}_A) \sigma_{NN}]^{n_A-n} = 1 - [1 - T_A(\vec{b}_A) \sigma_{NN}]^{n_A}. \quad (\text{C.4})$$

Integrando su tutti i possibili parametri di impatto dei nuclei di A, si ottiene la probabilità che il nucleone di B collida con il nucleo A. Questa è, in sostanza, la sezione d'urto anelastica nucleare di A:

$$\sigma_A = \int d^2\vec{b}_A \{1 - [1 - T_A(\vec{b}_A) \sigma_{NN}]^{n_A}\} \quad (\text{C.5})$$

Il numero medio di nucleoni di B che partecipano alla collisione è dunque proporzionale a $n_B \sigma_A$, se si indica con n_B il numero totale di nucleoni del nucleo B . Allo stesso modo, il numero medio di nucleoni di A che partecipano alla collisione è proporzionale a $n_A \sigma_B$, per cui il numero medio di nucleoni partecipanti alla collisione tra A e B risulta (a meno di una costante di normalizzazione)

$$N_p = n_A \sigma_B + n_B \sigma_A \quad (\text{C.6})$$

e sostituendo le formule per il calcolo della sezione d'urto anelastica dei nuclei A e B (c.f.r. eq. C.5) nella (C.6) si ottiene:

$$N_p = n_A \int d^2 \vec{b}_B \{1 - [1 - T_B(\vec{b}_B) \sigma_{NN}]^{n_B}\} + n_B \int d^2 \vec{b}_A \{1 - [1 - T_A(\vec{b}_A) \sigma_{NN}]^{n_A}\} \quad (\text{C.7})$$

La relazione (C.7) definisce la variabile “numero di partecipanti” a partire da quantità note, quali la sezione d'urto nucleone-nucleone ed i parametri della distribuzione di densità nucleare.

Bibliografia

- [Aba95] S. Abatzis et al., Phys. Lett. B359 (1995) 382.
- [Aba96] S. Abatzis et al., Phys. Lett. B376 (1996) 251.
- [Aba97] S. Abatzis et al., Phys. Lett. B393 (1997) 210.
- [Abat95] S. Abatzis et al., Phys. Lett. B354 (1995) 178.
- [Abat97] S. Abatzis et al., Phys. Lett. B400 (1997) 239.
- [Abr96] M.C. Abreu et al., Coll. NA50, Nucl. Phys. A610 (1996) 404c.
- [Ake90] T. Åkesson et al., Coll. NA34, Z. Phys. C64 (1990) 369.
- [Aga96] G. Agakichiev et al., Coll. NA45, Nucl. Phys. A610 (1996) 317c.
- [Agg96] M. Aggarwal et al., Coll. WA98, Nucl. Phys. A610 (1996) 200c.
- [Alb91] R. Alber et al., Coll. WA80, Z. Phys. C51 (1991) 1.
- [Alb94] T. Alber et al. Coll. NA35, Z. Phys. C64 (1994) 195.
- [Alb95] T. Alber et al., Coll. NA49, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3814.
- [Alb96] T. ALber et al., Phys. Lett. B366 (1996) 56.
- [And87] B. Anderson et al., Nucl. Phys. B281 (1987) 289.

- [And92] E. Andersen et al., Coll. NA36, Phys. Lett. B294 (1992) 127.
- [Ant95] F. Antinori et al., Coll. WA97, Nucl. Phys. A590 (1995) 139c.
- [Ant97] F. Antinori et al., Phys. Lett. B412 (1997) 407.
- [Ant98] F. Antinori et al., in via di pubblicazione in Phys. Lett. B (1998).
- [App96] G. Appelquist et al., Coll. NA52, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3907.
- [App97] H. Appelshäuser et al., Coll. NA49, Proc. “13th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions”, Tsukuba, Giappone (1997).
- [Bar96] R.M. Barnett et al., Phys. Rev. D54 (1996) 1.
- [Bea96] I.G. Bearden et al., Nucl. Phys. A610 (1996) 175c.
- [Bea97] I.G. Bearden et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2080.
- [Bam89] A. Bamberger et al., Z. Phys. C43 (1989) 25.
- [Bea97] I.G. Bearden et al., Coll. NA44, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 2080.
- [Beu84] W. Beusch, Omega Prime, CERN/SPSC/84-62 (1984) 204.
- [Bia76] A. Bialas, M. Bleszyński e W. Czyz, Nucl. Phys., B111 (1976) 461.
- [Bjo83] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D27 (1983) 140.
- [Bla91] D. Blaschke, Nucl. Phys. A525 (1991) 269c.
- [Bla96] J.P. Blaizot, J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1703.
- [Bro74] F.R. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 65, (1990) 2491.
- [Brun] R. Brun et al., GEANT3, CERN program library Q123.

- [Cal96] R. Caliendo et al., NA57 Proposal, CERN/SPSLC/96-40 SPSLC/P300 (1996).
- [Cal97] R. Caliendo et al., Coll. WA97, Proc. “Relativistic Heavy Ion School-Workshop”, Praga (1997), pubblicato in Czech. Jou. Phys. v.48 s.1 (1998) 69-74.
- [Cal98] R. Caliendo et al., Coll. WA97, Proc. “XXXIIIrd Rencontres de Moriond”, Les Arcs (Francia), (1998), in via di pubblicazione.
- [Cali98] R. Caliendo et al., Coll. WA97, Proc. “6th Conference on Strangeness in Quark Matter”, Padova (1998), in via di pubblicazione.
- [Calia98] R. Caliendo, Riunione di Collaborazione dell’esperimento WA97, gennaio 1998.
- [Cap87] A. Capella et al., Z. Phys. C33 (1987) 541.
- [Cap97] A. Capella et al., Phys. Lett. B393 (1997) 431.
- [Cha95] S. Chapman, J.R. Nix e U. Heinz, Phys. Rev. C52 (1995) 2694.
- [Che76] T.P. Cheng, Phys. Rev. D13 (1976) 2161.
- [Cheng] T.P. Cheng, L.F. Li, “*Gauge theory of elementary particle physics*”.
- [Cho74] A. Chodos et al., Phys. Rev. D9, (1974) 3471.
- [Cle91] J. Cleymans, Nucl. Phys. A525 (1991) 205c.
- [Dan85] P. Danielewicz e M. Gyulassy, Phys. Rev. D31 (1985) 53.
- [deJ74] C.W. deJager, H. deVries e C. deVries, Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 485.

- [Dem82] C. De Marzo et al., Phys. Rev. D26 (1982) 1019.
- [Der91] I. Derado et al., Z. Phys. C50 (1991) 31.
- [Dib95] D. Di Bari et al., Coll. WA85, Nucl. Phys. A590 (1995) 307c.
- [Dre96] A. Drees, Nucl. Phys. A610 (1996) 536c.
- [Eva94] D. Evans et al., Coll. WA85, Nucl. Phys. A566 (1994) 225c.
- [Eva98] D. Evans et al., Coll. WA85 e WA94, Proc. “6th Conference on Strangeness in Quark Matter”, Padova (1998), in via di pubblicazione.
- [Fer50] E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5 (1950) 570.
- [Fok95] P. Foka, “Study of Strangeness Production in Central Nucleus Nucleus Collisions at 200 GeV/Nucleon”, tesi di Ph.D., (1995).
- [Fok97] P. Foka et al. Coll. NA49, Proc. XXXII Rencontres de Moriond, Les Arcs Francia (1997).
- [Gab98] F. Gabler et al., Coll. NA49, Proc. “6th Conference on Strangeness in Quark Matter”, Padova (1998), in via di pubblicazione.
- [Gav88] S. Gavin, M. Gyulassy and A. Jakson, Phys. Lett. B207 (1998) 257.
- [Gav97] S. Gavin, R. Vogt, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1006.
- [Gle91] N.K. Glendenning et al., LBL-30645 (1991).
- [Gol60] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee e A. Pais, Phys. Rev. 120 (1960) 300.
- [Gre64] O.W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 598.
- [Gro81] H. Grote et I. McLarren, DD/EE/81-2 (EPIO Maunal).

- [Han54] R. Hanbury Brown e R.Q. Twiss, *Phil. Mag.* 45 (1954) 663.
- [Has81] P. Hasenfratz et al., *Phys. Lett. B*95 (1981) 199.
- [Hax80] W.C. Haxton e L. Heller, *Phys. Rev. D*22 (1980) 1198.
- [Hec98] H. van Hecke, H. Sorge e N. Xu, CERN PREPRINT 9804035 (1998).
- [Hei94] E. Heijine et al., *Nucl. Instr. Meth. A*349 (1994) 138.
- [Hei96] U. Heinz, *Nucl. Phys. A*610 (1996) 264.
- [Hei98] U. Heinz, *Proc. "6th Conference on Strangeness in Quark Matter"*, Padova (1998), in via di pubblicazione.
- [Hel98] H. Helstrup, Riunione di Collaborazione dell'esperimento WA97, 9 luglio 1998.
- [Jac96] P. Jacobs et al., *Coll. NA49, Proc. "14th International Conference on Particles and Nuclei"*, Williamsburg (USA) (1996).
- [Jam94] F. James MINUIT Reference Manual, CERN Program Library D506 (1994).
- [Jon96] P.G. Jones et al., *Nucl. Phys. A*610 (1996) 188c.
- [Kam96] B. Kämpfer, preprint FZR-149, hep-ph/9612336.
- [Kan86] K. Kanaya, H. Satz, *Phys. Rev. D*34 (1986) 3193.
- [Kap92] J. Kapusta, P. Lichard and D. Seibertr, *Nucl Phys. A*544 (1992) 485c.
- [Kap93] J. Kapusta, P. Lichard and D. Seilbert, *Phys. Rev. D*47 (1993) 4171.
- [Kha97] D. Kharzeev, C. Lourenço, M. Nardi e H. Satz, *Z. Phys. C*74 (1997) 307.

- [Koc86] P. Koch, B Müller, J. Rafelski, Phys. Rep. 142 (1986) 167.
- [Kog83] J.B. Kogut, Rev. Mod. Phys. 55 (1983) 775.
- [Lan53] L.D. Landau, Izv. Akad. Nauk. SSSR 17 (1953) 51.
- [Las94] J.C. Lasalle e A. Michalon, ORHION User's Guide & Reference Manual (1994).
- [Lat80] C.M.G. Lattes, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, Phys. Rep. (1980) 65.
- [Lie98] R. Lietava, Riunione di Collaborazione dell'esperimento WA97, gennaio 1998.
- [Liu84] H. Liu e G. Shaw, Phys. Rev. D30 (1984) 1137.
- [Lou96] C. Lourenço, Nucl. Phys. A610 (1996) 552c.
- [Mat89] T. Matsui e H. Satz, Phys. Lett. B220 (1989) 471.
- [McL82] L. McLerran, Phys. Rep. 88 (1982) 379.
- [Nil87] B. Nilsson Almqvist e E. Stenlund, Comput. Phys. Commun., 43 (1987) 387.
- [Par96] Particle Data Group, Phys. Rev. D54 (1996) 1.
- [Pla83] D.E. Plane, CERN/SPS/83-22 (1983).
- [Pod54] J. Podolansky e R. Armenteros, Phil. Mag. 45 (1954) 13.
- [Pra86] S. Pratt, Phys. Rev. D33 (1986) 1314.
- [Qli97] G.Q. Li e G.E. Brown "Photon production in heavy-ion collisions at SPS energies", CERN preprint NUCL-TH/9706076, in via di pubblicazione in Nucl. Phys.

- [Raf82] J. Rafelski e B. Müller, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066.
- [Raf86] J. Rafelski e B. Müller, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2334.
- [Raf96] J. Rafelski, J. Letessier e A. Tounsi, Acta Phys. Pol. B27 (1996) 1037.
- [Raf97] J. Rafelski, J. Letessier e A. Tounsi, Proc. “XXXVII Cracow School of Theoretical Physics”, Zakopane (Polonia) (1997) in via di pubblicazione in Acta Phys. Pol. B.
- [Rol97] G. Roland te al., Coll. NA49, Proc. “13th International Conference on Ultra-Relativistic nucleus-Nucleus Collisions”, Tsukuba, Giappone, (1997), in via di pubblicazione in Nucl. Phys. A.
- [Sat84] H. Satz, Nucl. Phys. A418, (1984) 447c.
- [Sat86] H. Satz, Nature V.324 (1986) 116-120.
- [Sat90] H. Satz, Plenary Talk at the Joint International Lepton-Photon Symposium on High Energy Physics, CERN, (1990) 593.
- [Sch86] D. Schram, Proc. 2nd ESO-CERN Symposium, Gerching (1986) 269.
- [Sch93] E. Schnedermann, J. Sollfrank e U. Heinz, NATO ASI Series B303 (1993) 175.
- [Sor95] H. Sorge, Phys. Rev. C52 (1995) 3291.
- [Sri92] D.K. Srivastava, B. Sinha, M. Gyulassy and X.N. Wang, Phys. Lett. B276 (1992) 276.
- [Sto96] R. Stock, Proc. ICHEP’96, Varsavia, 1996, IKF-HEMPG/5-96.
- [Str94] M.T. Srickland, Phys. Lett. B331 (1994) 245.

- [Too87] W.S. Toothacker et al., Phys. Lett. B197 (1987) 271.
- [Vir98] T. Virgili et al., Coll. WA97, Proc. “6th Conference on Strangeness in Quark Matter”, Padova (1998), in via di pubblicazione.
- [WA85p] WA85 proposal, CERN/SPSC/84-76 (1984) 206.
Addendum 1, CERN/SPSC/87-18 (1987).
Addendum 2, CERN/SPSC/88-20 (1988).
- [WA97p] WA97 proposal, CERN/SPSLC/91-29 (1991) 263.
- [Wah97] A. Waheed e G. Furlan, Rivista del Nuovo Cimento, v.19, n.10 (1997).
- [Wei96] W. Weise, Nucl. Phys. A610, (1996) 35c.
- [Wer89] K. Werner, Z. Phys. C42 (1989) 85.
- [Wer93] K. Werner, Phys. Rep. 232, N. 2-5 (1993) 87-299.
- [Wil74] K.G. Wilson, Phys. Rev. D14 (1974) 2455.
- [Won94] C.Y. Wong, “*Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*”, World Scientific (1994).