

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Soppressione di particelle cariche ad alto momento
trasverso in collisioni centrali Pb-Pb a LHC con ALICE

Relatore

Prof. Marcello Lunardon

Correlatore

Dott. Mattia Faggin

Laureando

Giovanni Celotto

Anno Accademico 2020/2021

Indice

| | |
|---|-----------|
| Introduzione | ii |
| 1 Collisioni di ioni pesanti e QGP | 1 |
| 1.1 Quark-Gluon Plasma | 1 |
| 1.2 Collisioni di ioni pesanti | 2 |
| 2 ALICE | 4 |
| 2.1 ITS: Inner Tracking System | 4 |
| 2.2 TPC: Time Projection Chamber | 5 |
| 2.3 VZERO | 5 |
| 3 Simulazione Monte Carlo | 6 |
| 3.1 Modello di Glauber | 6 |
| 3.1.1 Ipotesi del modello | 6 |
| 3.2 Metodo Glauber Monte Carlo | 7 |
| 3.2.1 Costruzione del nucleo | 7 |
| 3.2.2 Simulazione della collisione | 7 |
| 3.2.3 Risultati della simulazione | 9 |
| 4 Analisi dati ALICE | 12 |
| 4.1 Selezione dei dati | 12 |
| 4.2 Centralità ad ALICE | 12 |
| 4.3 R_{CP} : Central-to-Periphereal Ratio | 13 |
| 4.4 R_{AA} (Nuclear Modification Factor) | 15 |
| Conclusioni | 17 |

Introduzione

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) è uno dei quattro grandi esperimenti al Large Hadron Collider (LHC) presso il CERN di Ginevra, in Svizzera. L'obiettivo dell'esperimento è lo studio di collisioni ultrarelativistiche tra nuclei pesanti (^{208}Pb) al fine di ricreare le condizioni estreme di densità di energia che si suppone caratterizzassero il nostro universo nei primi milionesimi di secondo dopo il Big Bang e che si possano trovare attualmente in natura soltanto all'interno delle stelle di neutroni. In tali condizioni, i quark e i gluoni, normalmente confinati negli adroni, risultano liberi all'interno del volume di un plasma che costituisce uno stato della materia chiamato Quark-Gluon Plasma (QGP). Oltre a collisioni Pb-Pb ad ALICE vengono studiate anche collisioni tra protoni e nuclei di piombo (p-Pb) e tra soli protoni (p-p).

L'obiettivo di questa tesi consiste nell'analizzare una delle conseguenze della formazione del QGP, in particolare la soppressione del numero di particelle cariche ad alto momento trasverso prodotte in collisioni centrali Pb-Pb. Tale effetto può essere messo in evidenza valutando il rapporto tra le distribuzioni dei momenti trasversi delle particelle prodotte in collisioni centrali e periferiche. Nel primo tipo di collisioni ci si attende la produzione di un QGP più caldo e denso e quindi una maggior soppressione, nelle collisioni periferiche, invece, ci si aspetta che tali effetti risultino meno evidenti.

Un'ulteriore possibilità per mettere in evidenza questo effetto nel QGP è il confronto degli spettri in momento trasverso di particelle cariche prodotte in collisioni Pb-Pb con quelle prodotte in collisioni p-p opportunamente normalizzate.

La tesi è divisa in quattro capitoli: nel primo si introduce il Quark-Gluon Plasma e la sua formazione negli acceleratori, nel secondo vengono descritti i principali rivelatori di ALICE coinvolti nella raccolta dati di particelle cariche, nel terzo si illustra una simulazione di collisioni tra nuclei di Piombo scritta in C++ e basata sul modello di Glauber, infine, nell'ultimo capitolo, si analizzano dei dati relativi a collisioni Pb-Pb e p-p raccolti ad ALICE rispettivamente nel 2015 e 2017.

Capitolo 1

Collisioni di ioni pesanti e QGP

1.1 Quark-Gluon Plasma

La materia nucleare è costituita da protoni e neutroni, entrambi adroni, e in particolare barioni, formati dall'unione di tre quark ($|uud\rangle$ per il protone e $|udd\rangle$ per il neutrone). Tali quark, nell'interpretazione del Modello Standard, risultano legati dall'interazione forte mediata da dei bosoni di gauge: i gluoni. Sulla base di esperimenti spettroscopici circa i livelli energetici di stati legati instabili del charmonio ($c\bar{c}$) e bottomonio ($b\bar{b}$), il potenziale di interazione tra un quark e un antiquark risulta essere ben descritto dalla somma di un termine coulombiano, inversamente proporzionale alla distanza e un termine di “confinamento” che cresce linearmente con essa [15].

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + Kr \quad (1.1)$$

La costante α_S che compare nella (1.1) è detta costante di accoppiamento forte, e il suo valore dipende dall'energia dei processi considerati: in particolare, α_S diminuisce all'aumentare dell'impulso trasferito (o equivalentemente al diminuire delle distanze) tra quark, consentendo il fenomeno della libertà asintotica.

Per effetto del termine lineare del potenziale (1.1), i quark risultano confinati insieme ai gluoni all'interno degli adroni, stati legati di carica di colore complessivamente neutra. Il tentativo di isolare un singolo quark da un adrone comporta un aumento dell'energia potenziale tale da creare una coppia quark-antiquark che rende impossibile la produzione di quark liberi.

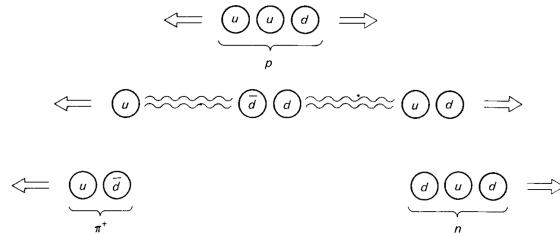


Figura 1.1: Confinamento di colore. Immagine presa da [9]

Nonostante non siano mai stati osservati quark o gluoni liberi, la Cromodinamica Quantistica (QCD) prevede l'esistenza di uno stato della materia in cui i quark e i gluoni, comunemente chiamati “partoni”, risultano deconfinati, il cosiddetto Quark-Gluon Plasma (QGP)¹.

Il deconfinamento e la formazione del QGP possono avvenire in due modalità differenti che consistono nel raggiungere condizioni estreme di densità di numero barionico e/o temperatura (Figura 4.1).

¹Le prime teorie sull'esistenza di questo stato della materia risalgono al 1975 con gli articoli di Cabibbo e Parisi [3] e Collins e Perry [7]

Nel primo caso, quando la densità di numero barionico raggiunge un valore critico, le distanze tra i quark di adroni adiacenti sono così ridotte da far sì che le forze attrattive diventino deboli e i quark possano quindi muoversi su un volume esteso, con la scomparsa dei confini tra i singoli adroni².

In modo analogo, il deconfinamento può presentarsi come conseguenza del raggiungimento di elevate temperature ($T \simeq 170 \text{ MeV} \simeq 2 \cdot 10^{12} \text{ K}$): in tali condizioni vengono prodotte nuove coppie di quark-antiquark (con numero barionico uguale ed opposto senza alterare il numero barionico totale del sistema) che hanno come conseguenza la riduzione delle distanze tra i quark presenti e quindi la scomparsa dei confini adronici [16].

In particolare, la QCD su reticolo, o più semplicemente “LatticeQCD” prevede in corrispondenza della temperatura critica a densità di numero barionico nulla, un aumento del rapporto tra densità di energia e la quarta potenza della temperatura ϵ/T^4 (Figura 4.2) che, per un gas ideale quantistico, risulta proporzionale al numero dei gradi di libertà del sistema ed è interpretabile come una transizione da una fase adronica ad una partonica [11] [10].

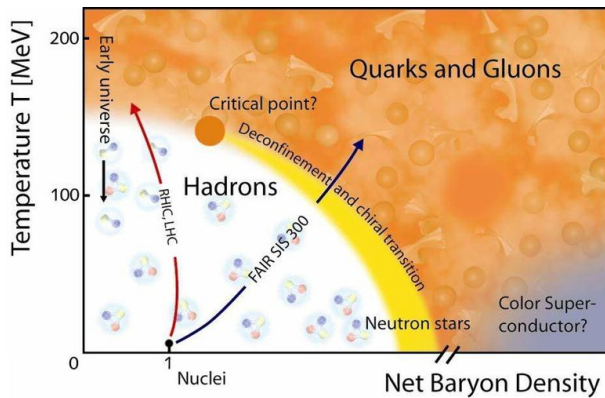


Figura 1.2: Diagramma di fase del QGP

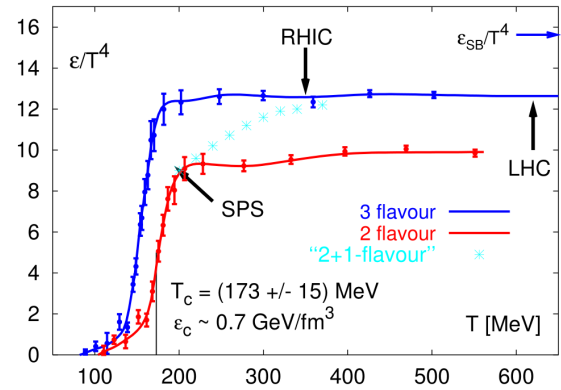


Figura 1.3: Calcoli di Lattice QCD: ϵ/T^4 in funzione della temperatura

1.2 Collisioni di ioni pesanti

Come si è visto, il QGP può formarsi ad alte temperature e/o ad elevate densità di numero barionico. Le collisioni di ioni pesanti a LHC sfruttano quasi esclusivamente la prima modalità (Figura 4.1).

Storicamente, i primi studi relativi alle collisioni ultrarelativistiche tra nuclei sono stati effettuati presso i laboratori di Brookhaven (AGS) e del CERN di Ginevra (SPS) con esperimenti a bersaglio fisso. A partire dal 1994-95 si sono cominciati a studiare collisioni di soli ioni pesanti, in cui due fasci opposti erano accelerati alla stessa energia: Au-Au all'AGS di Brookhaven, Pb-Pb all'SPS del CERN. Diversi successi, tra cui le prime evidenze del deconfinamento dei quark presso SPS, hanno portato allo sviluppo di altri esperimenti, in particolare a RHIC e successivamente a LHC.

In tali collisioni i nuclei risultano contratti lungo la direzione dei fasci e, per fattori di Lorentz sufficientemente elevati, si attraversano in un tempo minore dei tempi caratteristici delle interazioni forti. Tale ipotesi, introdotta da Bjorken [13], è soddisfatta nelle collisioni che hanno luogo a LHC³.

Se il sistema formato in seguito alle interazioni tra i partoni costituenti raggiunge una densità di energia sufficientemente elevata da superare un valore critico ($\epsilon \simeq 1 \text{ GeV/fm}^3$), il QGP si forma in $t < 1 \text{ fm/c}$ [16]. Nelle fasi successive alla formazione del QGP, il sistema, una volta raggiunta una condizione di equilibrio termico locale, si espande principalmente nella direzione longitudinale alla direzione dei fasci per un gradiente di pressione, seguendo le leggi dell'idrodinamica relativistica: in tale direzione, infatti, le dimensioni del sistema possono risultare contratte rispetto al piano longitudinale

²Si suppone che questo QGP caratterizzi il cuore delle stelle di neutroni, dove le elevate forze gravitazionali permettono di raggiungere densità barioniche inaccessibili negli esperimenti

³Bjorken stima il tempo di attraversamento dei nuclei come $\tau_{\text{cross}} = 2R/\gamma$, mentre il tempo tipico delle interazioni forti è stimato dal parametro di scala della QCD $\tau_{\text{strong}} \simeq 1/\Lambda_{\text{QCD}} \simeq 1 \text{ fm/c}$

di un fattore γ dell'ordine di 10^3 .

Considerando per esempio collisioni Pb-Pb ad energia nel centro di massa per coppia di nucleoni pari a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$, condizioni che hanno luogo negli esperimenti di ALICE, si ha

$$\gamma = \frac{E_N}{M_N c^2} \simeq \frac{2.5 \text{ TeV}}{1 \text{ GeV}} \simeq 2.5 \cdot 10^3 \quad (1.2)$$

Espandendosi, il sistema si raffredda fino a raggiungere la temperatura di transizione di fase, quando ha inizio l'adronizzazione.

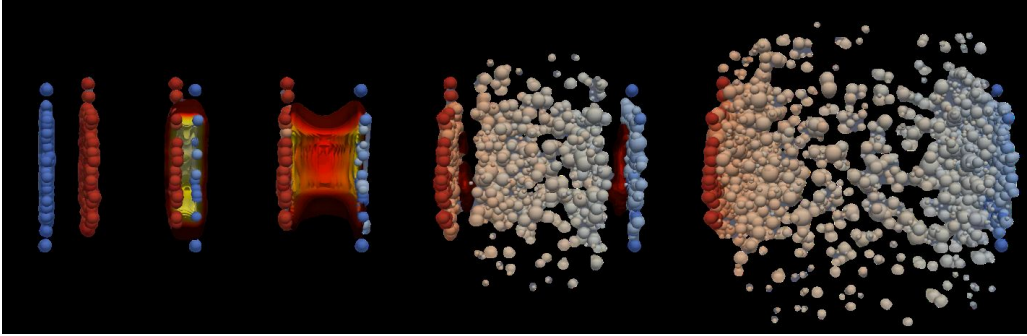


Figura 1.4: Rappresentazione artistica di una collisione nucleo-nucleo. Immagine realizzata da Hannah Petersen

Conclusa l'adronizzazione, il sistema continua ad espandere, mentre tra gli adroni formati sono ancora presenti interazioni elastiche ed anelastiche. Successivamente, le interazioni anelastiche terminano (*chemical freeze-out*) e con esse vengono fissate le abbondanze relative tra le specie particellari. Ulteriori collisioni elastiche hanno luogo fino a quando le distanze lo permettono (*kinetic freeze-out*), senza alterare il tipo di particelle presenti. Infine, le particelle sono rivelate dai detector che vengono raggiunti solamente a $t \simeq 10^{-13} \text{ fm/c}$ dall'istante della collisione.

Nonostante il QGP esista per una frazione di tempo estremamente ridotta e antecedente alla rivelazione delle particelle dai detector, queste portano delle informazioni rilevanti sulla sua esistenza. Infatti, le particelle ad alto p_T derivano dalla frammentazione (e conseguente adronizzazione) dei partoni prodotti nelle prime fasi della collisione, i quali riescono ad attraversare il QGP, interagendo con esso e perdendo energia, prima di frammentare [13]. La modifica degli spettri in momento trasverso permette quindi di provare la produzione del QGP e verificare l'interazione dei partoni con esso.

Contrariamente a quanto succede in collisioni Pb-Pb, in collisioni di tipo p-p alle stesse energie nel centro di massa il QGP non si forma, essendoci un'unica collisione tra nucleoni con conseguente minor densità di energia nella zona di collisione. Tali collisioni risultano comunque di fondamentale importanza nello studio della modifica degli spettri in seguito all'interazione con il QGP, fungendo da baseline di riferimento per capire che aspetto avrebbero tali spettri in assenza di interazione con il mezzo.

Capitolo 2

ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) è un esperimento in corso presso LHC, dedicato allo studio delle collisioni di ioni pesanti ultrarelativistici. In particolare, ad ALICE si studiano collisioni Pb-Pb, Pb-p e p-p ad energie del centro di massa per coppia di nucleoni dell'ordine del TeV . L'obiettivo primario dell'esperimento consiste nella produzione e nello studio delle proprietà del Quark-Gluon Plasma.

Il rivelatore è composto principalmente di due parti: una centrale (“central barrel”), finalizzata alla rivelazione di adroni, elettroni e fotoni, avvolta da un magnete che genera un campo magnetico solenoidale di $B = 0.5\text{ T}$ e una periferica per la rivelazione di muoni. Nel seguito ci si focalizzerà sulla descrizione dell'apparato sperimentale rivelante per le parti successive della tesi, limitando la descrizione ai rivelatori ITS, TPC e VZERO.

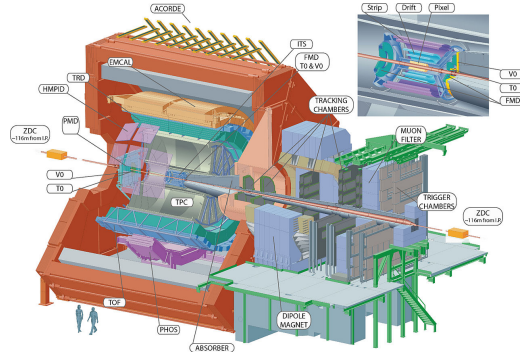


Figura 2.1: Schema del rivelatore ALICE

2.1 ITS: Inner Tracking System

L'Inner Tracking System (ITS) [4] è un rivelatore di vertice al silicio che circonda la beam pipe. È composto da 6 layer cilindrici di differente tecnologia: SPD (Silicon Pixel Detector) per i due layer più interni che si trovano rispettivamente a 3.9 cm e 7.6 cm, SDD (“Silicon Drift Detectors”) per i due layer intermedi situati a 15.0 cm e 23.9 cm, e infine SSD (“Silicon Strip Detectors”) per quelli più esterni distanti 38.0 cm e 43.0 cm dall'asse dei fasci. L'ITS ha come principali obiettivi:

- la determinazione del vertice primario con una risoluzione inferiore a $100\text{ }\mu\text{m}$
- la ricostruzione dei vertici secondari di decadimento di adroni con quark beauty o charm
- tracciamento e identificazione di particelle cariche con $p_T < 200\text{ MeV}/c$ che non raggiungono la TPC
- miglioramento della misura dell'impulso e della risoluzione angolare delle particelle ricostruite dalla TPC

A partire dal 2021, in vista delle nuove prese dati del Run 3, l'ITS sarà aggiornato e presenterà 7 layer di nuova tecnologia con sensori a pixel monolitici “MAPS” (monolithic active pixel sensors) che permetteranno la ricostruzione delle tracce a partire dalle sole informazioni di questo rivelatore, oltre a migliorare la risoluzione della coordinata z e diminuire la lunghezza di radiazione.

2.2 TPC: Time Projection Chamber

La Time Projection Chamber (TPC) è il principale rivelatore di ALICE usato per il tracciamento di particelle ionizzanti. Si tratta di una camera cilindrica riempita di gas di Ne-CO₂ con un raggio interno di 85 cm per contenere l'ITS e la beam pipe, e uno esterno di 247 cm.

Nella camera, la carica prodotta dalla radiazione ionizzante raggiunge i detector alle basi del cilindro mediante un campo elettrico garantito da un catodo centrale che divide a metà la TPC. I rivelatori alle basi fino all'inizio del 2021 erano costituiti da 72 camere proporzionali a multi-fili che permettevano una ricostruzione bidimensionale della traccia della particella carica. Le camere a multi-fili sono state di recente sostituite con nuovi rivelatori GEM (Gas Electron Multipliers), utilizzabili a partire dalle prossime prese dati. La terza coordinata, parallela all'asse dei fasci, è stimata sulla base del tempo di deriva.

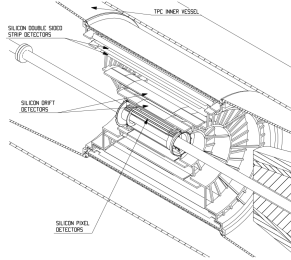


Figura 2.2: Inner Tracking System

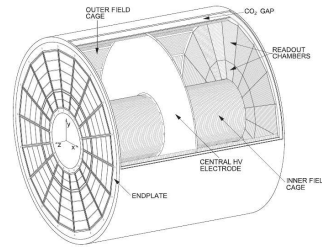


Figura 2.3: Time Projection Chamber

2.3 VZERO

Il rivelatore VZERO è formato da due moduli: VZERO-A e VZERO-C, che coprono rispettivamente un intervallo di pseudorapidità di $2.8 < \eta < 5.1$ e $-3.7 < \eta < -1.7$ per collisioni al vertice primario [5]. Ciascun modulo è diviso in 4 anelli in direzione radiale, a loro volta composti da 8 sezioni azimutali (Figura 2.4).

Le funzioni, oltre a quella principale di fornire le condizioni di trigger per gli eventi, sono: monitorare le condizioni dei fasci, scartare fondi indotti dai fasci, stimare la luminosità, molteplicità e centralità degli eventi e la direzione del piano di azione degli eventi di collisioni nucleo-nucleo.

Il modulo VZERO-C si trova davanti all'assorbitore adronico, prima dello spettrometro di muoni, il modulo VZERO-A, invece dalla parte opposta ad una distanza di 3.29 m dal vertice primario.

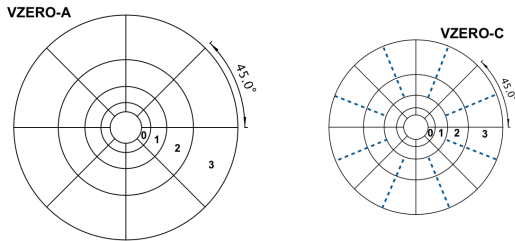


Figura 2.4: Schema dei due moduli VZERO

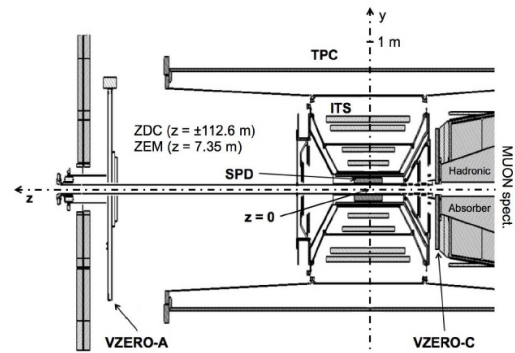


Figura 2.5: Posizione dei moduli rispetto all'apparato

Capitolo 3

Simulazione Monte Carlo

In questo capitolo si introducono le ipotesi alla base del modello semiclassico di Glauber per la geometria della collisione di nuclei nel limite ottico, e si descrive il funzionamento di un programma che simula tali collisioni, permettendo di calcolare alcune quantità di interesse per l'analisi successiva.

3.1 Modello di Glauber

Si consideri una collisione tra due nuclei di ^{208}Pb che si muovono in direzione opposta. Per eventi di questo tipo si definisce il parametro di impatto b come la distanza tra i centri dei nuclei nel piano trasverso ai fasci incidenti. A seconda del rapporto tra il parametro di impatto e le dimensioni dei nuclei coinvolti, un evento si definisce *centrale* o *periferico*.

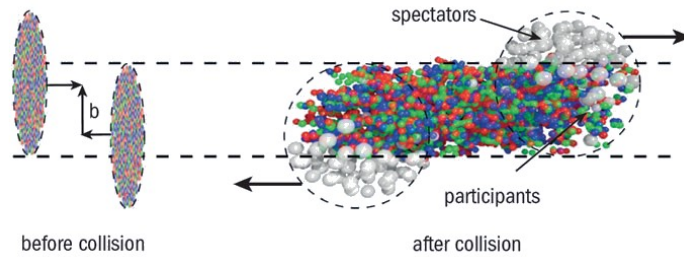


Figura 3.1: Rappresentazione schematica di urto tra nuclei

Il modello di Glauber è un modello semiclassico per la geometria di una collisione caratterizzata da un determinato parametro di impatto b , che esprime l'interazione tra due nuclei come sovrapposizione incoerente di interazioni tra i nucleoni costituenti. In una generica collisione si definisce *partecipante* un nucleone direttamente coinvolto in almeno una collisione elementare nucleone-nucleone (NN) e *spettatore* un nucleone che non viene coinvolto (Figura 3.1). Attraverso tale modello è possibile stimare delle quantità geometriche che non corrispondono ad osservabili fisicamente misurabili, tra cui il numero di collisioni elementari nucleone-nucleone (N_{coll}) e il numero di nucleoni partecipanti (N_{part}).

3.1.1 Ipotesi del modello

Le assunzioni principali del modello geometrico di Glauber nel limite ottico sono le seguenti:

- I protoni e i neutroni sono considerati indistinguibili (nucleoni) e puntiformi
- I nucleoni di uno stesso nucleo sono considerati indipendenti l'uno dall'altro.

- Il nucleo e i nucleoni costituenti si muovono in linea retta senza venire deflessi in seguito ad interazioni.

Tale approssimazione può considerarsi valida in urti ad energie relativistiche, quando l'impulso trasverso scambiato nella collisione è trascurabile rispetto alla componente longitudinale e quest'ultima può considerarsi come unica componente non nulla ed inalterata nel processo.

- La sezione d'urto anelastica di una collisione elementare $\sigma_{NN}^{\text{inel}}$ si suppone costante durante l'evento.

Nonostante dopo la prima interazione un nucleone possa passare in uno stato eccitato e conseguentemente avere una sezione d'urto maggiore, interagendo più facilmente, in eventi di questo tipo il tempo tra due collisioni è di qualche ordine di grandezze più piccolo del tempo di formazione delle particelle prodotte in una collisione e quindi degli effetti conseguenti alle interazioni precedenti.

Sulla base di queste ipotesi è possibile ricavare delle espressioni analitiche per il numero di collisioni N_{coll} e di partecipanti N_{part} in una collisione nucleo-nucleo a parametro di impatto b [14].

3.2 Metodo Glauber Monte Carlo

L'implementazione di un metodo Monte Carlo del modello di Glauber (MCG) permette di ricavare le quantità geometriche viste sopra attraverso la simulazione di N_{events} collisioni tra due nuclei di ^{208}Pb . Esistono delle differenze nei risultati tra il modello di Glauber nel limite ottico e la simulazione Monte Carlo, soprattutto in collisioni periferiche, discusse in [14]. L'algoritmo di seguito descritto è stato realizzato con un codice C++ in ambiente ROOT.

3.2.1 Costruzione del nucleo

Il primo step dell'algoritmo consiste nel generare le posizioni in uno spazio tridimensionale di 208 nucleoni del nucleo di ^{208}Pb a partire dalla funzione di densità di Fermi:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (3.1)$$

I parametri R e a , rispettivamente il raggio del nucleo in corrispondenza del quale la densità si dimezza e la diffusività, sono ottenuti da esperimenti di scattering elettronico, mentre il parametro ρ_0 di normalizzazione è determinato dalla condizione $\int_0^\infty \rho(r) 4\pi r^2 dr = A$ ed è irrilevante per una generazione di coordinate radiali con densità data dalla 3.1. In questa tesi si è utilizzato $R = (6.624 \pm 0.035) \text{ fm}$ e $a = (0.549 \pm 0.008) \text{ fm}$ [8].

La coordinata radiale viene generata dalla distribuzione $4\pi r^2 \rho(r)$, mentre gli angoli polari e azimutali vengono generati in modo isotropo: l'angolo polare segue una distribuzione sinusoidale, l'angolo azimutale è invece uniforme nell'intervallo $[0, 2\pi]$.

Si è inoltre richiesta nel corso della generazione una "hard-sphere exclusion", ovvero un vincolo sulla distanza minima tra due nucleoni dello stesso nucleo pari a $d_{\text{min}} = (0.4 \pm 0.4) \text{ fm}$ [12]. Tale parametro non ha derivazione sperimentali, ma è tale da permettere di tener conto delle dimensioni dei nucleoni senza introdurre dei bias troppo significativi nella disposizione degli stessi rispetto alla distribuzione (3.1).

3.2.2 Simulazione della collisione

Al fine di simulare la collisione tra due nuclei, viene generato un parametro di impatto b da una distribuzione lineare $dP/db \propto b$ in un range compreso tra 0 e un valore massimo $b_{\text{max}} = 20 \text{ fm} > 2R_{\text{Pb}}$, tale da garantire l'osservazione di eventi con zero collisioni. I nuclei vengono inizialmente posizionati nei punti di coordinate $(0, 0, 0)$ e $(b, 0, z)$, dove la coordinata z è del tutto irrilevante ai fini del conteggio di collisioni e partecipanti dal momento che coincide con la direzione dei fasci.

Generando i nucleoni secondo la 3.1, in generale, i nuclei avranno un centro di massa diverso dal centro

della distribuzione utilizzato. Ad esempio per il primo nucleo varrà:

$$\vec{R}_{CM} = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{r}_i}{A} \neq (0, 0, 0) \quad (3.2)$$

Questo significa che la distanza nel piano trasverso tra i centri geometrici dei nuclei sarà in generale differente dal parametro di impatto generato. Per garantire una dipendenza più accurata delle grandezze calcolate rispetto a quest'ultimo, si traslano i nuclei generati in modo tale che i centri di massa degli stessi siano nelle posizioni volute: rispettivamente $(0, 0, 0)$ e $(b, 0, z)$: così facendo il parametro di impatto rappresenta la distanza effettiva tra i centri dei nuclei nel piano trasverso. In fase di analisi dati si è verificato che tale ricentramento non altera il numero medio di collisioni o partecipanti in funzione del parametro di impatto, ma solo la dispersione di queste grandezze raggruppate in classi di centralità che risulta minore dopo il ricentramento.

Dalla proiezione dei nucleoni sul piano xy si stabiliscono il numero di nucleoni partecipanti ed il numero di collisioni: due nucleoni di differenti nuclei si considerano partecipanti se la loro relativa distanza nel piano trasverso è inferiore al raggio della sezione d'urto anelastica $\sigma_{NN}^{\text{inel}}$:

$$d < \sqrt{\frac{\sigma_{NN}^{\text{inel}}}{\pi}} \quad (3.3)$$

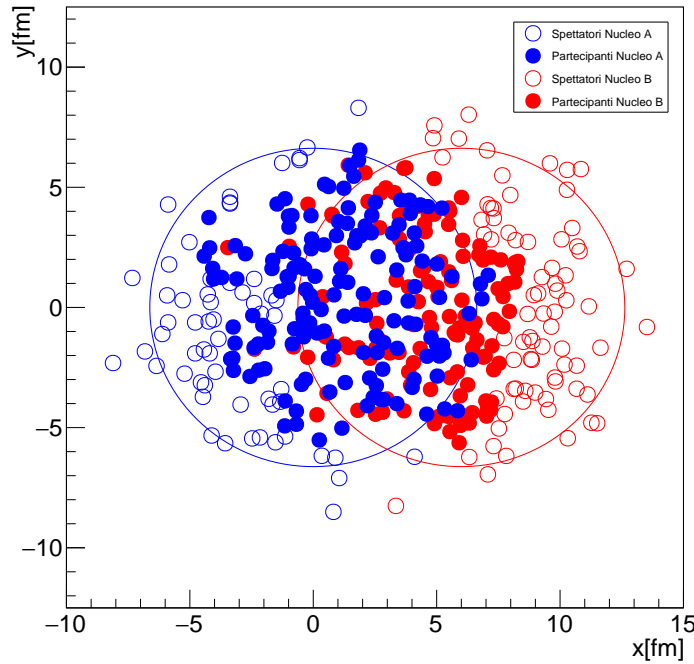


Figura 3.2: Piano XY di una collisione tra due nuclei di Piombo a $b = 6$ fm

È possibile quindi contare il numero di nucleoni coinvolti in almeno una collisione (N_{part}) e il numero di collisioni totali (N_{coll}). Vengono inoltre scartati tutti gli eventi in cui non si è presentata alcuna collisione.

La sezione d'urto anelastica $\sigma_{NN}^{\text{inel}}$ tra nucleoni viene stimata sperimentalmente da collisioni pp e $p\bar{p}$ e sottraendo un contributo di sezione d'urto elastica da quella totale [12]. Essa dipende dall'energia nel centro di massa del processo: per urti tra nuclei di Piombo a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, a cui si è interessati in vista della fase di analisi dati, risulta $\sigma_{NN}^{\text{inel}} = (67.6 \pm 0.6)$ mb.

3.2.3 Risultati della simulazione

La Tabella 3.1 riporta il numero medio di partecipanti $\langle N_{\text{part}} \rangle$, il numero medio di collisioni $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ per classi di centralità definite in base al parametro di impatto b . Si riporta inoltre lo scarto quadratico medio (RMS) di queste classi che fornisce un indice della dispersione di tali grandezze. Le ultime righe della tabella riportano le classi di centralità che saranno utilizzate nella seconda parte della tesi.

Le incertezze sistematiche sui valori medi sono ottenute variando in modo indipendente i parametri della simulazione Glauber Monte Carlo per verificare la sensibilità di N_{coll} e N_{part} rispetto alle variazioni della sezione d'urto anelastica tra nucleoni $\sigma_{NN}^{\text{inel}}$, della distanza minima richiesta tra nucleoni d_{min} e dei parametri della distribuzione di Fermi a e R . In particolare, il valore della sezione d'urto anelastica $\sigma_{NN}^{\text{inel}} = (67.6 \pm 0.6) \text{ mb}$ è stato variato tra 67 mb e 68.2 mb, i parametri della densità sono stati variati di una deviazione standard e la minima distanza tra nucleoni $d_{\text{min}} = (0.4 \pm 0.4) \text{ fm}$ è stata variata tra $d_{\text{min}} = 0 \text{ fm}$ e $d_{\text{min}} = 0.8 \text{ fm}$. L'incertezza sistematica totale riportata in Tabella 3.1 è stata ottenuta sommando in quadratura tutte le deviazioni dai valori di default per ogni variazione considerata.

Nei grafici seguenti si riportano la dipendenza delle due grandezze N_{coll} e N_{part} rispetto a b (3.3 e 3.4), gli istogrammi delle occorrenze di eventi con un determinato valore di N_{coll} e N_{part} mettendo in evidenza le classi di centralità definite in base al parametro di impatto e la distribuzione degli eventi in funzione del parametro di impatto (3.7). I plot presentati di seguito sono stati ottenuti con l'algoritmo descritto simulando 10M eventi con almeno una collisione.

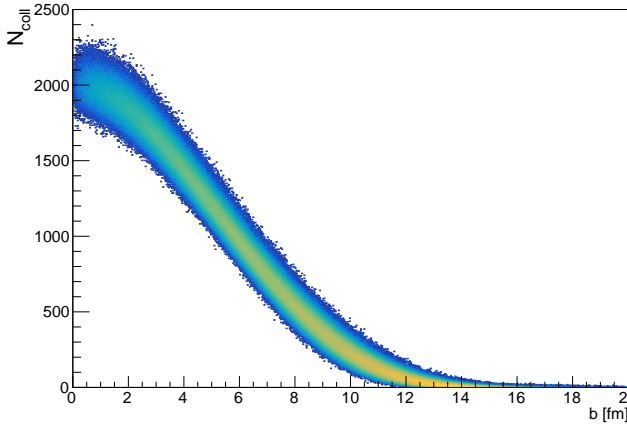


Figura 3.3: N_{coll} in funzione di b

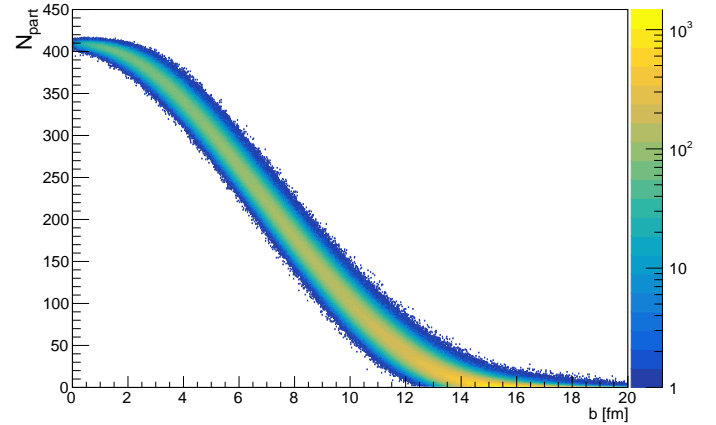


Figura 3.4: N_{part} in funzione di b

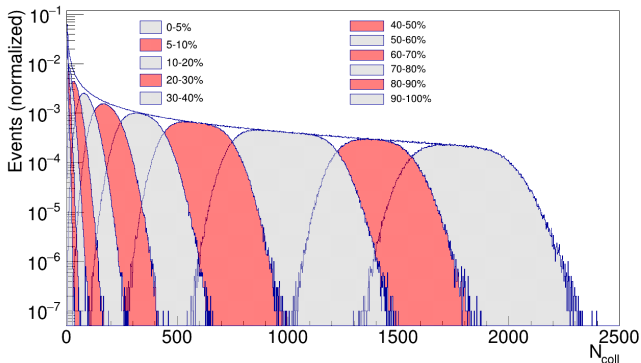


Figura 3.5: Numero di eventi (normalizzato agli eventi totali) in funzione di N_{coll}

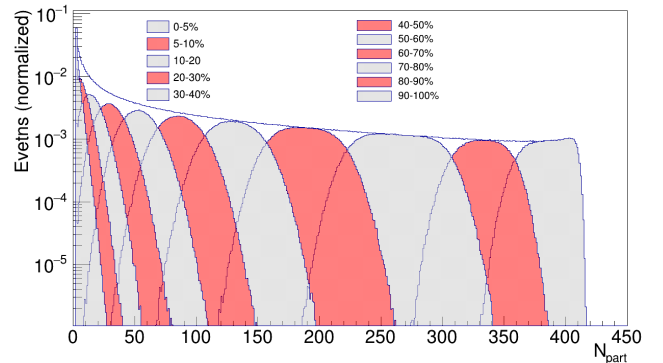
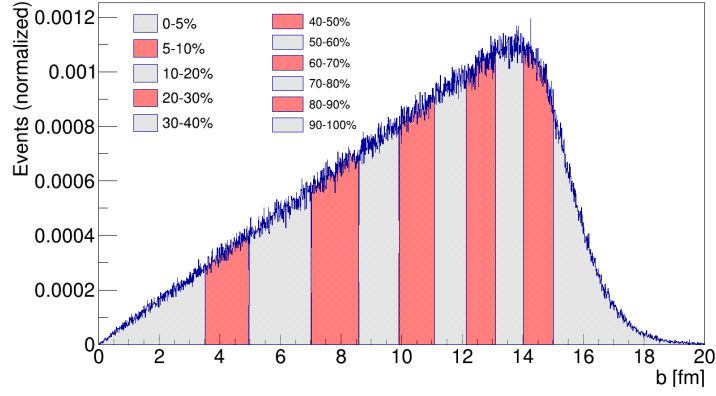
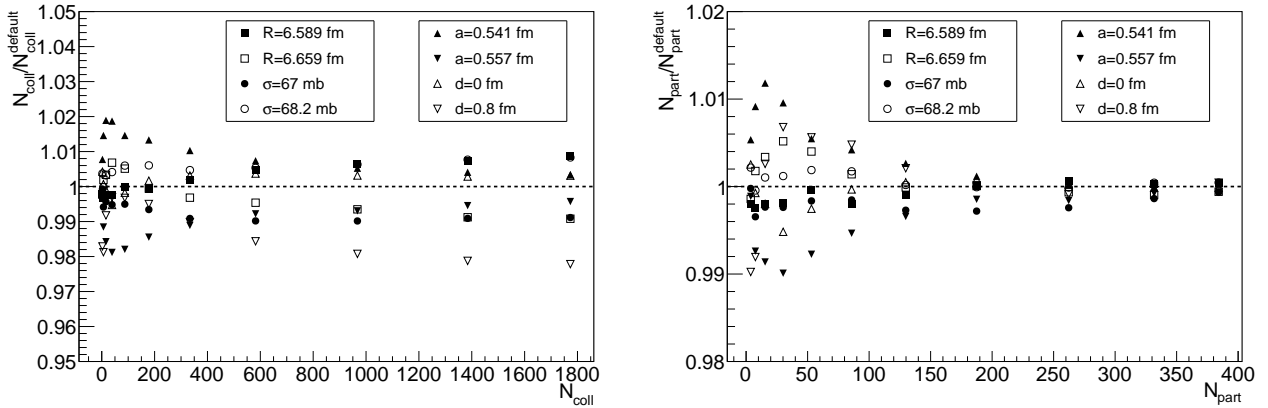


Figura 3.6: Numero di eventi (normalizzato agli eventi totali) in funzione di N_{part}


 Figura 3.7: Numero di eventi (normalizzato agli eventi totali) con $N_{\text{part}} > 0$ in funzione di b

Dalla 3.7 si nota come il numero degli eventi segua inizialmente una distribuzione $dN/db \propto b$ per parametri di impatto minori del doppio del raggio del nucleo, mentre per valori maggiori il numero di eventi con almeno una collisione diminuisca velocemente.

Si riportano di seguito dei plot rappresentativi della dipendenza delle quantità N_{coll} e N_{part} rispetto alle variazioni dei parametri della simulazione, utilizzata, come descritto in precedenza, per stimare la componente “sistematica” dell’errore associato a tali quantità.


 Figura 3.8: Dipendenza di $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ e $\langle N_{\text{part}} \rangle$ dai parametri della simulazione

Come si vede dalle Figure 3.8a e 3.8b, i valori medi per le classi di centralità considerate risultano variare al più del 2.2% e 1.2% rispettivamente per N_{coll} e N_{part} per una singola variazione dei parametri.

| centralità | $b_{\min}[fm]$ | $b_{\max}[fm]$ | $\langle N_{\text{part}} \rangle$ | RMS | sist. | $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ | RMS | sist. |
|------------|----------------|----------------|-----------------------------------|-------|-------|-----------------------------------|-------|-------|
| 0 – 5% | 0.00 | 3.50 | 384.2 | 16.5 | 0.53 | 1773 | 150 | 51 |
| 5 – 10% | 3.50 | 4.96 | 331.7 | 17.9 | 0.64 | 1384 | 116 | 39 |
| 10 – 20% | 4.96 | 7.01 | 262.2 | 27.1 | 0.84 | 967.4 | 148.5 | 25 |
| 20 – 30% | 7.01 | 8.58 | 187.4 | 22.5 | 0.65 | 582.0 | 103 | 14 |
| 30 – 40% | 8.58 | 9.91 | 129.8 | 19.0 | 0.73 | 333.5 | 72.3 | 7.2 |
| 40 – 50% | 9.91 | 11.08 | 85.79 | 16.2 | 0.77 | 178.2 | 49.3 | 4.0 |
| 50 – 60% | 11.08 | 12.14 | 53.12 | 13.5 | 0.65 | 87.30 | 31.6 | 2.2 |
| 60 – 70% | 12.14 | 13.11 | 30.12 | 10.7 | 0.52 | 38.91 | 18.7 | 1.1 |
| 70 – 80% | 13.11 | 14.03 | 15.45 | 7.76 | 0.24 | 15.92 | 10.2 | 0.43 |
| 80 – 90% | 14.03 | 15.02 | 7.545 | 4.84 | 0.11 | 6.385 | 5.18 | 0.17 |
| 90 – 100% | 15.02 | 20.00 | 3.752 | 2.47 | 0.045 | 2.625 | 2.36 | 0.053 |
| 0 – 5% | 0.00 | 3.50 | 384.2 | 16.5 | 0.53 | 1773 | 150 | 51 |
| 30 – 50% | 8.58 | 11.08 | 107.8 | 28.2 | 0.73 | 255.8 | 99.3 | 5.5 |
| 60 – 80% | 12.14 | 14.03 | 22.79 | 12 | 0.42 | 27.41 | 19 | 1.4 |

Tabella 3.1: Risultati di $\langle N_{\text{part}} \rangle$ e $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ per classi di centralità definite in base al parametro di impatto

Si riportano in Tabella 3.2 i risultati pubblicati dalla collaborazione ALICE [6] con una simulazione basata sul modello di Glauber in cui si definiscono le classi di centralità in base al segnale prodotto sugli scintillatori V0A e V0C. Il modello utilizzato differisce da quello presentato in questa tesi, tuttavia i valori di $\langle N_{\text{part}} \rangle$, $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ e i rispettivi RMS risultano confrontabili.

| centralità | $\langle N_{\text{part}} \rangle$ | RMS | sist. | $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ | RMS | sist. |
|------------|-----------------------------------|-------|--------|-----------------------------------|-------|--------|
| 0 – 5% | 383.4 | 17.8 | 0.568 | 1763 | 149 | 19.4 |
| 5 – 10% | 331.2 | 19.6 | 1.03 | 1382 | 118 | 15.7 |
| 10 – 20% | 262 | 27.2 | 1.15 | 973.4 | 147 | 11.3 |
| 20 – 30% | 187.9 | 21.6 | 1.34 | 592.7 | 100 | 8.21 |
| 30 – 40% | 130.8 | 17 | 1.33 | 343.8 | 67.8 | 5.76 |
| 40 – 50% | 87.14 | 13.2 | 0.928 | 185.7 | 43.9 | 3.33 |
| 50 – 60% | 54.34 | 9.87 | 0.802 | 91.41 | 26 | 2.11 |
| 60 – 70% | 30.97 | 6.97 | 0.57 | 40.5 | 13.9 | 1.03 |
| 70 – 80% | 15.72 | 4.58 | 0.241 | 16.12 | 6.62 | 0.341 |
| 80 – 90% | 6.973 | 2.64 | 0.0729 | 5.667 | 2.84 | 0.1 |
| 90 – 100% | 2.785 | 1.09 | 0.048 | 1.708 | 0.986 | 0.0474 |
| 0 – 5% | 383.4 | 17.8 | 0.568 | 1763 | 149 | 19.4 |
| 30 – 50% | 109 | 26.6 | 1.11 | 264.8 | 97.5 | 4.51 |
| 60 – 80% | 23.35 | 9.64 | 0.404 | 28.31 | 16.3 | 0.68 |

Tabella 3.2: Risultati pubblicati da ALICE di $\langle N_{\text{part}} \rangle$ e $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ per classi di centralità definite in base al segnale prodotto sugli scintillatori V0

Capitolo 4

Analisi dati ALICE

In questo ultimo capitolo vengono analizzati dei dati relativi a collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV avvenute nel 2015 ad ALICE e confrontati con dati prodotti da un generatore di eventi HIJING, in cui non si considera la perdita di energia dovuta all'interazione col mezzo. Gli effetti della produzione di questo stato della materia sono evidenziati mediante l'analisi di due osservabili: R_{CP} e R_{AA} a partire dagli spettri in momento trasverso di particelle cariche.

L'analisi è stata svolta in ambiente AliROOT, ovvero ambiente ROOT ottimizzato per l'esperimento ALICE attraverso una serie di librerie specifiche.

4.1 Selezione dei dati

In una generica collisione Pb-Pb vengono prodotte migliaia di particelle. Di queste viene effettuata una iniziale selezione durante la presa dati stessa che verifica le necessarie coincidenze tra detector o il soddisfacimento di valori di soglia e una seconda selezione offline finalizzata a limitare l'analisi ai dati provenienti da interazioni adroniche con la massima efficienza.

In particolare, tra le condizioni presenti si sono richiesti vertici di interazione primaria con coordinata $|z_{vtx}| < 10$ cm e pseudorapidità delle tracce $|\eta| < 0.8$.

Si sottolinea che la selezione sulle tracce per particelle cariche utilizzata è minimale e nel corso dell'analisi non si sono tenuti conto di correzioni e incertezze legate all'efficienza dei detector.

4.2 Centralità ad ALICE

A differenza del modello geometrico di Glauber, in un esperimento reale il parametro di impatto non è noto e non è quindi possibile classificare gli eventi sulla base di esso. É comunque possibile definire una centralità dell'evento sulla base degli effetti che esso produce. In particolare, la *centralità* di un evento ad ALICE è definita come la percentuale di sezione d'urto adronica corrispondente alla molteplicità misurata al di sopra di un certo valore di soglia: N_{ch}^{THR} [6]

$$c \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_{N_{ch}^{THR}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'_{ch}} dN'_{ch} \quad (4.1)$$

Dalle informazioni combinate dei diversi rivelatori è possibile selezionare gli eventi in base alla centralità e costruire quindi spettri dei momenti trasversi (p_T) delle particelle prodotte in un urto appartenente ad una determinata classe di centralità.

Nel seguito della tesi si considereranno le seguenti classi di centralità, alle quali è stato associato un numero medio di collisioni N_{coll} e di partecipanti N_{part} sulla base della simulazione effettuata nel Capitolo 3¹:

¹Gli N_{coll} e N_{part} associati sono ottenuti per classi definite in base al parametro di impatto e non al segnale prodotto nel rivelatore VZERO che è il criterio mediante il quale sperimentalmente si definiscono le classi di centralità

- 0-5 % per eventi centrali
- 30-50 % per eventi semicentrali
- 60-80% per eventi periferici

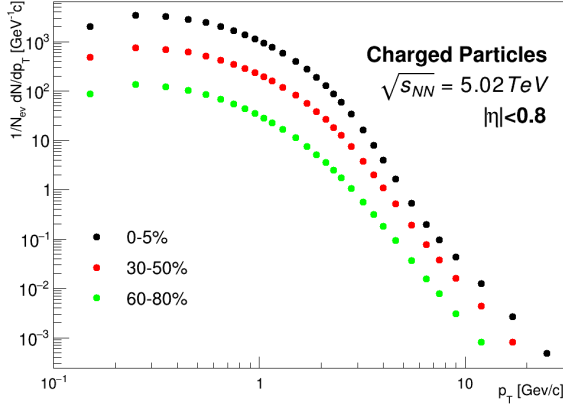


Figura 4.1: Spettro in momento trasverso di particelle cariche con $|\eta| < 0.8$ nelle classi di centralità considerate

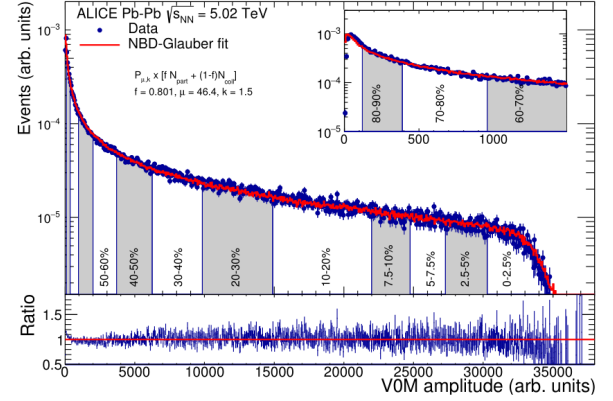


Figura 4.2: Distribuzione della somma delle ampiezze dei segnali negli scintillatori VZERO per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$

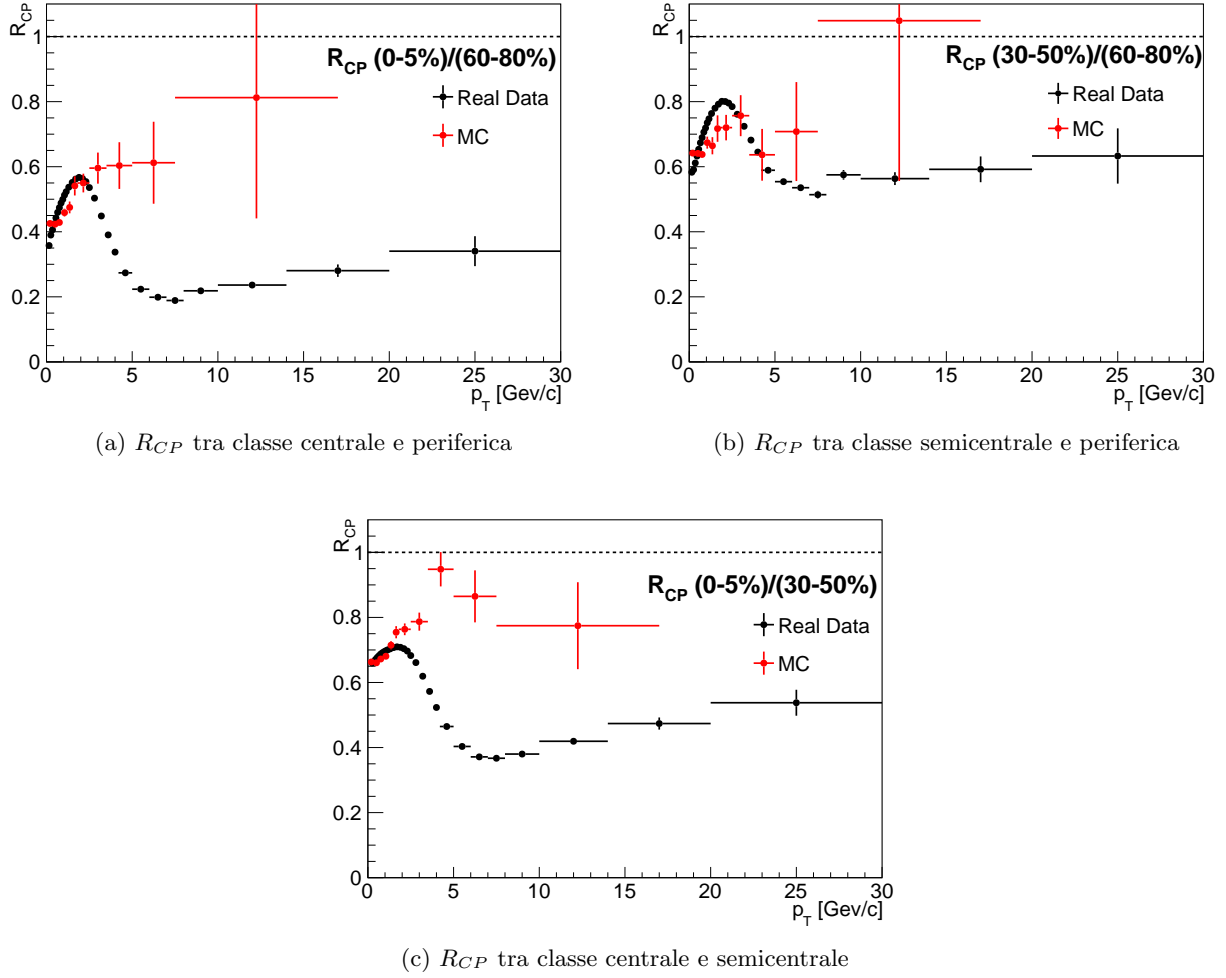
4.3 R_{CP} : Central-to-Peripheral Ratio

A partire da tali spettri in p_T è possibile calcolare l' R_{CP} (central-to-peripheral ratio) definito come il rapporto tra gli spettri in momento trasverso normalizzati rispetto al numero di collisioni binarie della corrispondente classe di centralità, ottenuto nella simulazione effettuata del precedente capitolo e riportato in Tabella 3.1.

$$R_{CP} = \frac{dN_{\text{cent}}^{PbPb}/dp_T}{\langle N_{\text{coll}} \rangle_{\text{cent}}} \frac{\langle N_{\text{coll}} \rangle_{\text{periph}}}{dN_{\text{periph}}^{PbPb}/dp_T} = \frac{dN_{\text{cent}}^{PbPb}/dp_T}{\langle T_{AA} \rangle_{\text{cent}}} \frac{\langle T_{AA} \rangle_{\text{periph}}}{dN_{\text{periph}}^{PbPb}/dp_T} \quad (4.2)$$

Nella (4.2) si è introdotta la funzione di sovrapposizione nucleare media (average nuclear overlap function) $\langle T_{AA} \rangle$, definita come il rapporto tra il numero di collisioni medie per classe di centralità e la sezione d'urto anelastica tra due nucleoni $\sigma_{NN}^{\text{inel}}$ utilizzata nel modello di Glauber.

Si riportano di seguito i plot degli R_{CP} tra classe centrale e periferica, semicentrale e periferica, ed infine centrale e semicentrale. Volendo mettere in evidenza gli effetti di formazione del QGP, si confrontano tali rapporti con quelli ottenuti dai dati del simulatore di eventi HIJING, in cui l'informazione relativa alla perdita di energia dei partoni dovuta all'interazione con il mezzo non è stata considerata. È da sottolineare che il numero di eventi che si aveva a disposizione per l'analisi dei dati simulati (indicati con MC nei plot seguenti) era molto inferiore a quelli reali e questo comporta un aumento nelle fluttuazioni statistiche negli spettri, soprattutto nei bin ad alto impulso trasverso. Gli errori tengono conto delle sole incertezze statistiche legate al conteggio delle particelle con un determinato impulso trasverso.

Figura 4.3: R_{CP} calcolato per diversi classi di centralità

In assenza di dipendenza dalla centralità dell'evento, ci si aspetta un R_{CP} unitario per p_T sufficientemente elevati. Tuttavia, nei 3 plot risulta evidente una soppressione che inizia a $p_T \simeq 2 \text{ GeV}/c$ e diventa massima per particelle cariche prodotte con momento trasverso pari a $p_T \simeq 6 - 7 \text{ GeV}/c$. Tale soppressione raggiunge un fattore 5 nel rapporto tra classe centrale e periferica (4.3a) e rimane significativa fino ai $30 \text{ GeV}/c$. Inoltre, si sottolinea che tali effetti sono del tutto assenti nei dati simulati, in cui gli R_{CP} diventano compatibili con l'unità per $p_T \simeq 10 \text{ GeV}/c$ e il minimo è completamente assente. La causa dell'iniziale soppressione nei dati MC è invece da attribuire ad effetti di materia nucleare fredda nelle collisioni tra ioni pesanti scollegati dal QGP derivanti dall'utilizzo del generatore HIJING e che riducono la produzione di particelle a basso p_T .

Dai plot realizzati si vede inoltre che, in accordo alle attese, la differenza tra picco e il minimo dell' R_{CP} è più elevata nel rapporto tra classe centrale e periferica (4.3a) rispetto agli altri due casi (4.3b e 4.3c), dove si confrontano classi più vicine in termini di centralità e quindi gli effetti di perdita di energia sono più simili.

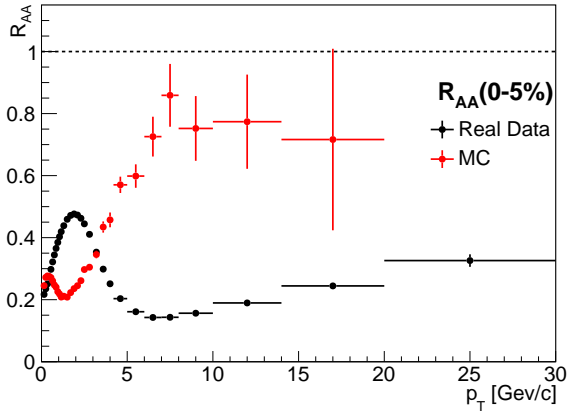
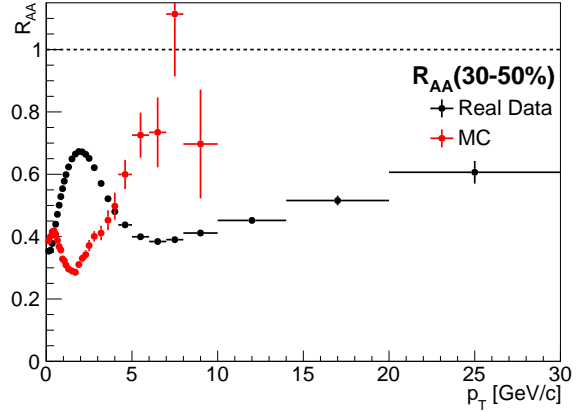
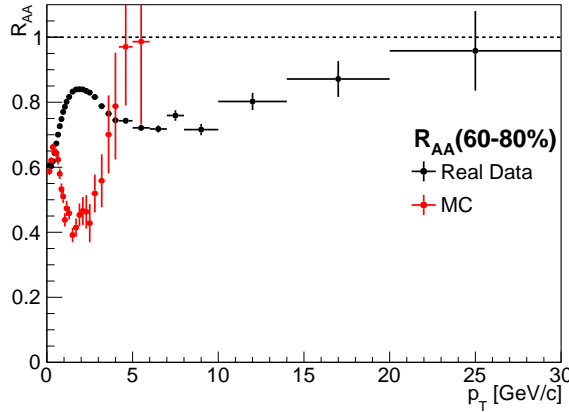
4.4 R_{AA} (Nuclear Modification Factor)

Analogamente all' R_{CP} un'osservabile utile per mettere in evidenza gli effetti della formazione del QGP è il fattore di modificazione nucleare (nuclear modification factor) R_{AA} , definito come il rapporto tra lo spettro in p_T di particelle cariche prodotte in collisioni nucleo-nucleo (nel caso in esame Pb-Pb) e lo spettro in p_T di quelle prodotte in collisioni p-p moltiplicato per il numero di collisioni binarie medie $\langle N_{coll} \rangle$ per una determinata classe di centralità di collisioni A-A.

$$R_{AA} = \frac{dN^{AA}/dp_T}{\langle N_{coll} \rangle dN^{pp}/dp_T} = \frac{dN^{AA}/dp_T}{\langle T_{AA} \rangle d\sigma^{pp}/dp_T} \quad (4.3)$$

Nel computo dell' R_{AA} c'è da tener conto del fatto che gli eventi salvati da ALICE sono una frazione degli eventi totali corrispondente al numero di eventi che soddisfano determinate condizioni di trigger sul segnale prodotto sul rivelatore VZERO: lo spettro in p_T di collisioni pp ottenuto non fornisce allora il numero di particelle per evento, ma il numero di particelle per evento che soddisfano tali requisiti. La moltiplicazione di tale spettro per il numero di collisioni binarie ottenute sarebbe corretta se la sezione d'urto di trigger del rivelatore VZERO σ_{V0} , intesa come area efficace di interazione tale per cui l'evento soddisfa le condizioni di trigger, coincidesse con la sezione d'urto anelastica σ_{NN}^{inel} utilizzata nella precedente simulazione. In realtà, la prima risulta minore della seconda e il valore stimato per collisioni a $\sqrt{s_{NN}} = 5$ TeV risulta $\sigma_{V0} = 50.87 \pm 0.04$ mb [1]: è allora necessario normalizzare lo spettro in p_T dei protoni moltiplicandolo per $\langle N_{coll} \rangle \sigma_{V0} / \sigma_{NN}^{inel}$.

Si riportano i plot dei Nuclear Modification Factor R_{PbPb} per le classi di centralità sopra considerate, ancora confrontate con la stessa osservabile ottenuta da eventi generati dal simulatore HIJING. Le incertezze riportate sono solo quelle statistiche.

(a) R_{AA} della classe centrale(b) R_{AA} della classe semicentrale(c) R_{AA} della classe perifericaFigura 4.4: R_{AA} per diverse classi di centralità

Come nel caso dell' R_{CP} , nell'ipotesi di indipendenza dalla centralità ci si aspetta un R_{AA} unitario, il quale significherebbe che una collisione tra nuclei di piombo comporti una produzione di particelle $\langle N_{coll} \rangle$ volte maggiore di quella prodotta in collisioni pp, senza alcuna dipendenza dall'impulso trasverso.

Risulta tuttavia evidente dai plot presentati che in collisioni centrali (4.4a) ci sia una soppressione di tale osservabile massima per particelle cariche con $p_T = 6 - 7 \text{ GeV}/c$ e ancora visibile per particelle con $p_T \simeq 30 \text{ GeV}/c$. In collisioni semicentrali e periferiche questi effetti sono ridotti e in particolare nel plot dell' R_{AA} per la classe 60 – 80% gli ultimi bin risultano compatibili con il valore unitario: ciò è dovuto alla minor produzione del QGP in eventi periferici e conseguentemente alla minor perdita di energia causata dall'interazione con il mezzo.

Gli R_{AA} calcolati utilizzando i dati simulati, nonostante la minor statistica a disposizione, confermano le attese: per gli eventi centrali si vede come tale osservabile raggiunga presto la compatibilità con l'unità con la scomparsa del minimo a $p_T \simeq 6 - 7 \text{ GeV}/c$.

Al fine di verificare l'andamento dell' R_{AA} con quello pubblicato dalla collaborazione ALICE si è sovrapposto l'istogramma ottenuto per la classe centrale. Si riporta il plot con i due R_{AA} , in cui i marker rossi sono quelli pubblicati nell'articolo [2], quelli neri sono ottenuti in questa tesi con le sole incertezze statistiche.

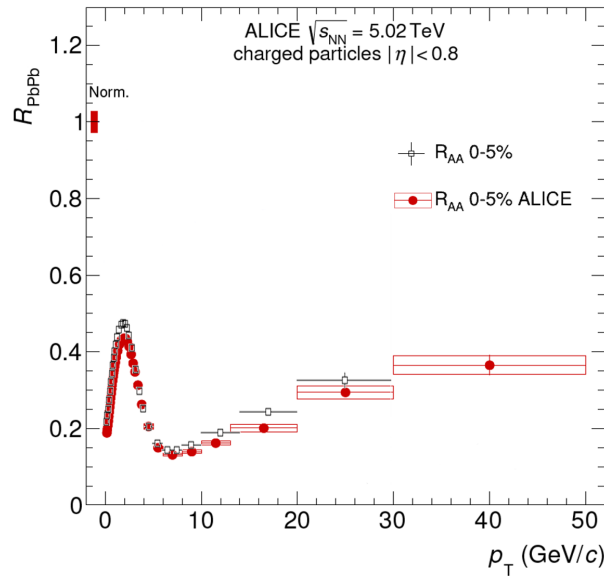


Figura 4.5: Confronto tra l' R_{AA} pubblicato da ALICE e quello ottenuto in questa tesi

Come si vede in 4.5, l'andamento è qualitativamente simile. La differenza più evidente consiste in un fattore di scala dell'ordine del $\sim 10\%$ e da ricondurre ad analisi legate alle efficienze dei detector trascurate in questo lavoro. La soppressione massimale ottenuta è comunque di un fattore 7 ($R_{AA} \simeq 0.14$) per particelle prodotte con $p_T \simeq 6 - 7 \text{ GeV}/c$ in accordo con quanto pubblicato in [2].

Conclusioni

Dall'analisi svolta si è messa in luce la soppressione di particelle cariche ad elevato impulso trasverso prodotte in collisioni centrali Pb-Pb. Questo è stato fatto valutando i plot di due osservabili: l' R_{CP} e l' R_{AA} . Entrambe le osservabili mostrano come gli effetti di soppressione siano più evidenti in eventi centrali e limitati in collisioni periferiche, mentre il confronto con i dati simulati da HIJING ha mostrato come questi effetti siano da ricondurre proprio all'interazione con il QGP.

Nonostante l'analisi non abbia tenuto conto di correzioni e incertezze legate all'efficienza dei detector, essa permette di mettere in evidenza effetti giustificabili con la formazione di tale stato della materia.

Bibliografia

- [1] ALICE 2017 luminosity determination for pp collisions at $\sqrt{s} = 5$ TeV. Nov 2018.
- [2] Shreyasi Acharya, D Adamová, J Adolfsson, MM Aggarwal, G Aglieri Rinella, M Agnello, N Agrawal, Z Ahammed, SU Ahn, S Aiola, et al. Transverse momentum spectra and nuclear modification factors of charged particles in pp, p-pb and pb-pb collisions at the lhc. *Journal of high energy physics*, 2018(11):1–33, 2018.
- [3] N. Cabibbo and G. Parisi. Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation. *Phys. Lett. B*, 59:67–69, 1975.
- [4] ALICE collaboration. Alignment of the alice inner tracking system with cosmic-ray tracks. *Journal of Instrumentation*, 5(03):P03003–P03003, Mar 2010.
- [5] ALICE Collaboration. Performance of the alice vzero system. 2013.
- [6] ALICE Collaboration. Centrality determination in heavy ion collisions. Aug 2018.
- [7] John C. Collins and M. J. Perry. Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34:1353, 1975.
- [8] C.W. De Jager, H. De Vries, and C. De Vries. Nuclear charge- and magnetization-density-distribution parameters from elastic electron scattering. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 14(5):479–508, 1974. Nuclear Charge and Moment Distributions.
- [9] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2020.
- [10] Lars Husdal. On effective degrees of freedom in the early universe. *Galaxies*, 4(4):78, Dec 2016.
- [11] Frithjof Karsch. Lattice qcd at high temperature and density. In *Lectures on quark matter*, pages 209–249. Springer, 2002.
- [12] Constantin Loizides, Jason Kamin, and David d’Enterria. Improved monte carlo glauber predictions at present and future nuclear colliders. *Physical Review C*, 97(5):054910, 2018.
- [13] Gines Martinez. Advances in quark gluon plasma, 2013.
- [14] Michael L Miller, Klaus Reygers, Stephen J Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 57:205–243, 2007.
- [15] Donald Hill Perkins. *Introduction to high energy physics; 4th ed.* Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000.
- [16] Li Yi. *Study of quark gluon plasma by particle correlations in heavy ion collisions*. Springer, 2016.