

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Prestazioni del rivelatore a tempo di volo
(TOF) di ALICE a LHC in funzione del
tasso di occupazione delle particelle**

Relatore:
Prof.ssa Luisa Cifarelli

Presentata da:
Francesca Ercolessi

Correlatore:
Dott. Francesco Noferini

Anno Accademico 2016/2017

Sommario

Questa tesi si propone di studiare le prestazioni del rivelatore *Time Of Flight* (TOF) dell'esperimento ALICE in funzione di alcune caratteristiche del rivelatore e degli eventi di collisione. ALICE è l'esperimento dell'anello LHC del complesso del CERN di Ginevra dedicato alla ricerca di prove sperimentali alla base dell'esistenza di uno stadio della materia chiamato *Quark Gluon Plasma* (QGP). Lo studio di questo esperimento si concentra sull'analisi della grande molteplicità di dati provenienti da collisioni tra ioni pesanti di piombo, per questo motivo è necessario che ALICE sia composto da numerosi rivelatori preposti alla raccolta di diverse informazioni. Le analisi di questo elaborato si concentrano sul rivelatore TOF il quale, attraverso la tecnica del tempo di volo, opera in combinazione con il rivelatore a tracciamento *Time Projection Chamber* (TPC) per fornire le informazioni necessarie a determinare la massa delle particelle. Poiché queste informazioni provengono dai due rivelatori in maniera indipendente è stato sviluppato un algoritmo che oltre a ricostruire la traccia nella TPC ne permette l'estrapolazione fino al TOF, consentendo di associarla ad un segnale di questo rivelatore.

Nel campione di tracce associate esiste una certa percentuale di associazioni scorrette, si parla in questo caso di "*mismatch*". Le analisi effettuate in questa tesi, svolte principalmente sui dati di simulazione Monte Carlo per collisioni Pb-Pb, hanno permesso di determinare quali fattori influenzino in maniera dominante questo fenomeno. Per questo scopo è stato introdotto un modello statistico che si è dimostrato estremamente efficace nel descrivere le dipendenze del *mismatch* dalle caratteristiche degli eventi. Lo studio effettuato in questa tesi ha permesso, inoltre, di testare l'utilizzo di una variabile alternativa (n_σ) per la definizione della finestra di matching del rivelatore, in sostituzione a quella comunemente utilizzata (ΔR).

Indice

Introduzione	1
1 La fisica di ALICE	3
1.1 Generalità sul Modello Standard	3
1.2 QCD	5
1.2.1 Confinamento e libertà asintotica	6
1.2.2 Transizioni di fase	7
1.3 Collisioni tra ioni pesanti	10
1.3.1 Evoluzione del QGP in una collisione	11
1.4 Prove sperimentali a favore del QGP	13
1.4.1 Soppressione della J/ψ	14
1.4.2 Jet quenching	16
1.4.3 Prove elettromagnetiche: fotoni diretti	18
1.4.4 Flusso ellittico	19
1.4.5 Aumento della stranezza	21
2 L'esperimento ALICE a LHC	23
2.1 The Large Hadron Collider: LHC	23
2.2 ALICE: A Large Ion Collider Experiment	25
2.2.1 Sistema di tracciamento interno: ITS	27
2.2.2 Camera a proiezione temporale: TPC	28
2.2.3 Rivelatore di radiazione di transizione: TRD	28
2.2.4 Rivelatore a luce Cherenkov per particelle ad alto momento: HMPID	29
2.2.5 Spettrometro di fotoni: PHOS	29
2.2.6 Rivelatore di muoni FMS	30
2.2.7 Rivelatori ad alta pseudorapidità	31

2.2.8	Rivelatore di raggi cosmici ACORDE	32
2.3	Il sistema a tempo di volo: TOF	33
2.3.1	Applicazione della tecnica del <i>Time of Flight</i>	33
2.3.2	Caratteristiche strutturali del TOF	35
2.3.3	I supermoduli	36
2.3.4	Le MRPC: camere a piani resistivi paralleli a multigap	38
2.3.5	Elettronica	41
3	Studio delle prestazioni del rivelatore TOF in funzione del tasso di occupazione	43
3.1	Generalità sul sistema di riferimento adottato e sulle variabili di interesse	44
3.2	Dipendenza dell'efficienza di associazione dalla finestra di matching	47
3.3	Dipendenza del mismatch dalle caratteristiche del rivelatore	50
3.3.1	Un modello per la descrizione del mismatch	50
3.3.2	Raffinamento del modello	52
3.3.3	Applicazione del modello ai dati della simulazione MC per collisioni Pb-Pb	53
3.3.4	Risultati	55
	Conclusioni	58
	Bibliografia	59

Introduzione

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) è l'esperimento dell'anello LHC dedicato allo studio delle condizioni in cui verte la materia nucleare a valori di densità e temperatura estremamente elevati. A differenza degli altri esperimenti del complesso del CERN di Ginevra, ALICE si concentra sull'analisi dei dati provenienti da collisioni tra ioni pesanti di piombo arrivando ad energie di centro di massa di $\sqrt{s} \sim 5.5$ TeV per coppia di nucleoni, che consentono di raggiungere condizioni critiche in energia per studiare il comportamento della materia nucleare in modo unico al mondo.

La fisica degli ioni pesanti si applica principalmente alla parte del Modello Standard che studia le interazioni forti, la Cromodinamica Quantistica (QCD). In questo contesto i fenomeni che l'esperimento ALICE si propone di studiare sono il *deconfinamento* e la *rottura della simmetria chirale*. Calcoli di QCD su reticolo hanno infatti dimostrato che superata una certa temperatura e densità di energia critica si prevede di osservare una transizione di fase della materia nucleare ad uno stadio in cui i quark risultano deconfinati: il *Quark Gluon Plasma (QGP)*. In queste condizioni la simmetria chirale risulterebbe approssimativamente ripristinata e i quark sarebbero privati delle loro masse dinamiche, che possedevano all'interno dello stadio confinato degli adroni.

Gli obiettivi di ALICE tuttavia non si fermano alla ricerca nel campo della fisica sub-nucleare, secondo il *Modello Cosmologico Standard* infatti le condizioni estreme studiate dall'esperimento sono quelle che si sarebbero dovute verificare nei primissimi istanti successivi ($\sim 10^{-6}$ s) allo scoppio del Big Bang. In questo modo lo studio delle proprietà microscopiche della materia risulta strettamente legato alla formazione dell'Universo poichè alcuni suoi aspetti, come l'asimmetria tra materia e antimateria, sono legati alle proprietà di questa transizione di fase.

Le condizioni per la formazione del *Quark Gluon Plasma* sono ben riproducibili in collisioni tra ioni pesanti ultrarelativistici come quelle che avvengono tra ioni di piombo ad LHC. Poiché una collisione di questo tipo produce una molteplicità di particelle notevole è necessario che ALICE sia composto da numerosi rivelatori preposti alla raccolta di diverse informazioni. In particolare in questo elaborato verrà analizzato il rivelatore TOF

(*Time Of Flight*) il quale, attraverso la tecnica del tempo di volo, permette di ricavare informazioni sulla velocità delle particelle che, combinate con le misurazioni effettuate dai sistemi di tracciamento, permettono di stimarne la massa. L'elemento base del TOF è il rivelatore *Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC)*, un particolare tipo di rivelatore a gas che garantisce ottime efficienze e una risoluzione temporale inferiore a 100 ps.

L'elaborato si articola in 3 capitoli: il primo tratta della fisica alla base dei fenomeni che l'esperimento ALICE si propone di studiare, il secondo tratta la struttura dell'esperimento con particolare attenzione al rivelatore TOF, e il terzo capitolo tratta l'analisi svolta sui dati di simulazione Monte Carlo in collisioni Pb-Pb e analizza nel dettaglio i risultati ottenuti. Il terzo capitolo si concentra in particolare sullo studio dell'efficienza di associazione traccia-segnale e del *mismatch* del TOF e sulle loro dipendenze dalle caratteristiche del rivelatore e degli eventi.

Capitolo 1

La fisica di ALICE

1.1 Generalità sul Modello Standard

Un problema fondamentale in fisica è sempre stato quello di determinare le forze *fondamentali* che agiscono in natura e investigare se sia possibile ricondurle alla manifestazione di un'unica forza. Le interazioni fondamentali sono ad oggi quattro: debole, elettromagnetica, gravitazionale e forte; tra queste l'interazione debole e quella elettromagnetica appaiono unificate nell'*interazione elettrodebole*. Con Modello Standard si intende la teoria che permette di descrivere la forza elettrodebole e la forza forte, escludendo l'interazione gravitazionale poiché non descrivibile da una teoria di campo quantizzato normalizzabile. Esso può essere considerato come la summa delle conoscenze ad oggi note nel campo delle particelle e delle loro interazioni, tuttavia, pur fornendo una descrizione valida ed estremamente precisa ad una grande varietà di fenomeni della fisica nucleare e subnucleare, non è una teoria completa poiché non permette di trovare una spiegazione a fenomeni quali l'asimmetria presente nel cosmo tra materia e antimateria, l'evidente prevalenza nell'Universo della materia ed energia oscura ($\sim 95\%$) e l'origine delle masse delle particelle. Il Modello Standard si basa sulla Teoria Quantistica dei Campi (QFT) secondo la quale ogni particella non va intesa nella definizione classica di corpuscolo ma piuttosto come un *quanto* di un campo.

Secondo questo modello le particelle sono suddivise in due grandi gruppi: i *fermioni*, particelle con spin semintero che obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac e costituiscono la materia, e i *bosoni*, con spin intero che obbediscono alla statistica di Bose-Einstein e sono le particelle mediatrici delle forze. I *quark* e i *leptoni* appartengono alla famiglia dei fermioni e sono attualmente considerati i componenti ultimi della materia. I bosoni mediatori delle forze fondamentali sono il fotone, per l'interazione elettromagnetica, i

bosoni vettoriali W^- , W^+ e Z^0 , per l'interazione debole e 8 gluoni, per l'interazione forte. Per completare il quadro occorre introdurre il bosone scalare di Higgs che si accoppia ai campi deboli W^- , W^+ e Z^0 e ai leptoni e quark, i quali in virtù di tale accoppiamento acquisiscono massa efficace. In Figura 1.1 è mostrato l'elenco delle particelle elementari previste dal modello standard.

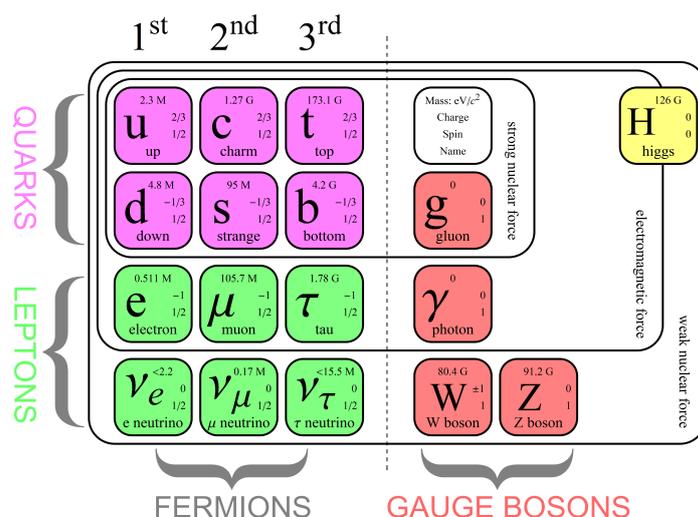


Figura 1.1: Particelle elementari del Modello Standard.

Volendo effettuare una stima dell'intensità delle varie interazioni fondamentali è necessario tenere conto che essa dipende in generale, oltre che da costanti, da grandezze cinematiche e intrinseche; fissando queste ultime in modo univoco è possibile ottenere un confronto tra le interazioni in termini di intensità. In questo caso si otterrà la *costante di accoppiamento*, un numero puro che caratterizza la singola interazione ad una data scala di energia; essa è un parametro libero del modello teorico e deve quindi essere determinata sperimentalmente.

Ad altissime energie i valori delle tre costanti di accoppiamento, elettromagnetica, debole e forte, sono molto vicini tra loro e di conseguenza le intensità delle tre forze divengono molto simili, mentre a basse energie si può ottenere una scala adimensionale dove l'intensità delle interazioni forti è $\alpha_S \sim 1$, l'intensità dell'interazione elettromagnetica è $\alpha = 1/137 \sim 10^{-2}$, quella dell'interazione debole $\alpha_W \sim 10^{-5}$ e dell'interazione gravitazionale $\alpha_g \sim 10^{-38}$.

1.2 QCD

La *Cromodinamica Quantistica* (QCD) è la teoria che descrive l'interazione forte, la quale ha luogo fra *quark* e *gluoni*. Essa nasce per analogia con l'elettrodinamica quantistica (QED), teoria che descrive le interazioni elettromagnetiche attraverso lo scambio di fotoni. Nel caso dell'interazione elettromagnetica la sorgente della forza è la carica elettrica, mentre nel caso dell'interazione forte è la carica di colore. La QCD è una teoria di gauge non Abeliana basata sul gruppo di simmetria $SU(3)$, per questo motivo esistono 3 diversi stati di carica di *colore* per ciascun quark (rosso, blu e verde) e 3 cariche di anticoloro per i rispettivi antiquark; tali cariche saranno poi accoppiate con 8 campi di gauge, anch'essi portatori della carica di colore, ovvero i mediatori della forza: i *gluoni*.

I vertici fondamentali dell'interazione forte sono riassunti in Figura 1.2. Una caratteristica fondamentale di questa interazione è che il vertice forte modifica l'indice di colore ma non quello di sapore per cui l'interazione forte conserva il sapore dei quark.

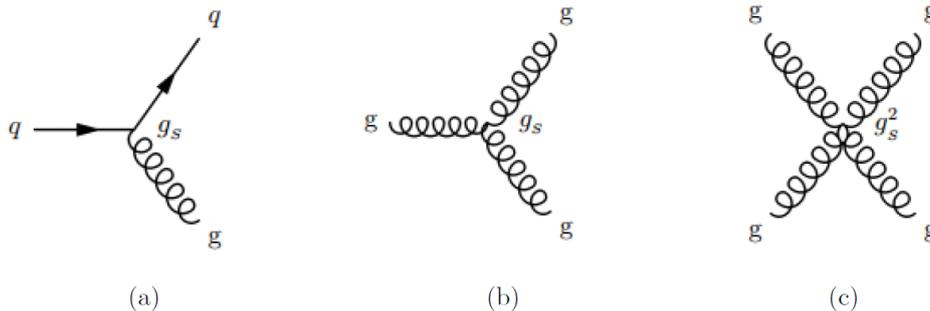


Figura 1.2: Vertici fondamentali della Cromodinamica Quantistica: (a) interazione quark-quark gluone; (b) interazione gluone-gluone-gluone; (c) interazione tra quattro gluoni.

Nonostante sia stata creata per analogia con l'interazione elettromagnetica, l'interazione forte ha una fenomenologia assai diversa come si può notare in Figura 1.2 (b) e (c). Sono infatti possibili vertici di interazione con tre e quattro gluoni poiché a differenza dei fotoni, che non sono portatori di carica elettrica, i mediatori della forza forte sono portatori di carica di colore e dunque mutuamente interagenti [1].

1.2.1 Confinamento e libertà asintotica

Il termine *libertà asintotica* è utilizzato per descrivere il comportamento dei quarks a valori di energia e momento trasferito molto elevati, o equivalentemente, a valori di distanze molto brevi. Nei processi di scattering ad alta energia tra leptoni e nucleoni si nota che i quark si comportano come particelle libere o debolmente legate. Le teorie dimostrano come la costante di accoppiamento dell'interazione forte dipenda fortemente dall'energia e quindi dal momento trasferito q^2 in modo tale che, al crescere di queste grandezze, α_S decresca asintoticamente a 0 (si veda Figura 1.3):

$$\lim_{q^2 \rightarrow \infty} \alpha_S = 0 \quad (1.1)$$

Questo fa sì che ad alte energie (o piccole distanze) l'intensità dell'interazione forte diminuisca drasticamente. Per questo motivo i partoni, quarks e gluoni costituenti degli adroni, sono da considerarsi liberi all'interno degli stati legati della QCD.

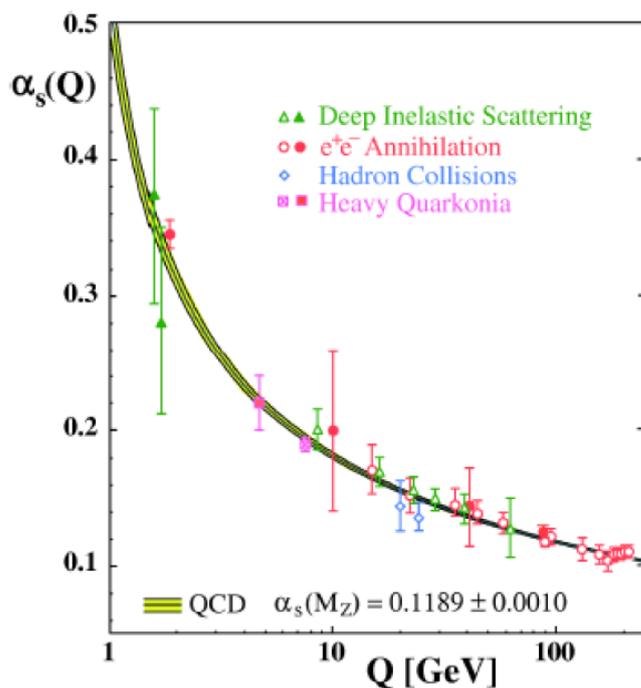


Figura 1.3: Andamento della costante di accoppiamento della QCD in funzione dell'impulso trasferito, ricavato da alcuni valori sperimentali relativi a collisioni con diversi tipi di particelle incidenti e diverse energie nel centro di massa [2].

Al diminuire dell'impulso trasferito tuttavia si nota un aumento della costante α_S . Questo fatto comporta che, a basse energie, o a grandi distanze, l'intensità dell'interazione aumenti enormemente e conduca al fenomeno chiamato *confinamento*. La diretta conseguenza di questo fatto è che in natura i quarks non si presentano mai isolati ma sempre confinati all'interno degli adroni, gli stati legati della QCD, a formare una particella neutra in colore (*colorless*) [2].

Un altro fenomeno da citare nella trattazione della QCD ad alte energie è la restaurazione della simmetria chirale. La chiralità è una proprietà che distingue le particelle in *sinistrorse* e *destrorse*. Un sistema che possiede questa proprietà si trasforma nel sistema con chiralità opposta sotto una trasformazione di parità. Essa è strettamente legata all'*elicità*¹, in particolare la chiralità tende all'*elicità* nel limite di massa nulla. Secondo il Modello Standard i fermioni dovrebbero possedere tutti massa nulla e sarebbero dunque soggetti alla simmetria chirale, necessaria alla coerenza della teoria. L'acquisizione di massa avviene tramite la rottura spontanea di simmetria dovuta all'introduzione del campo di Higgs.

Sebbene non sia legata direttamente alle transizioni di fase in QCD si nota che il ruolo della rottura spontanea della simmetria chirale diventa meno importante all'aumentare dell'impulso trasferito, per cui all'interno degli adroni i quark leggeri si comportano come se la simmetria chirale fosse restaurata [3].

1.2.2 Transizioni di fase

Secondo quanto concluso nei paragrafi precedenti possiamo affermare che a bassi valori di temperatura e densità barionica la QCD risulta governata dal fenomeno del confinamento e dalla rottura della simmetria chirale. Tuttavia all'aumentare della temperatura T e della densità di energia ρ è stato mostrato come la costante di accoppiamento dell'interazione forte decresca comportando il passaggio dei quarks e dei gluoni ad uno stadio deconfinato governato dalla libertà asintotica e dalla restaurazione della simmetria chirale.

Queste considerazioni portano a concludere che il vuoto in QCD sia sottoposto ad una transizione di fase ad un certo valore di temperatura e densità che segna il passaggio dalla condizione adronica ad una in cui il sistema è previsto comportarsi come un fluido

¹L'*elicità* di una particella è definita come la proiezione del suo vettore di spin nella direzione del suo impulso. Dalla definizione consegue che se il vettore di spin è diretto nella stessa direzione del momento, allora l'*elicità* sarà positiva, altrimenti risulterà negativa.

debolmente interagente di quark e gluoni.

Consideriamo un approccio alla transizione di fase di tipo termodinamico, basato sul *bag model*, un modello per la descrizione del confinamento che paragona i partoni all'interno degli adroni ad oggetti intrappolati all'interno di una “*bag*”; seguendo questo approccio possiamo analizzare il diagramma di fase della QCD, espresso in funzione della temperatura e del potenziale bariochimico² μ_B (Figura 1.4).

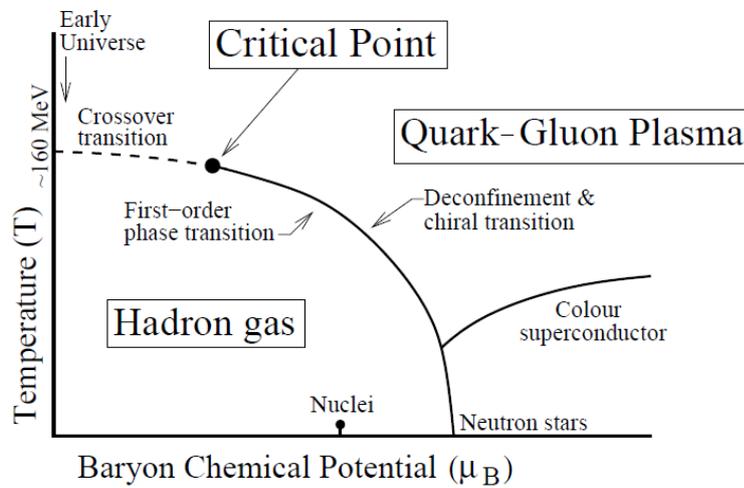


Figura 1.4: Diagramma di fase QCD [4].

Nel grafico sono riportate le varie curve di transizione di fase che separano le regioni in cui la materia si presenta in forme diverse, riportate nel piano $\mu - T$, con in ascissa il potenziale bariochimico ed in ordinata la temperatura del sistema. Valori bassi di temperatura e potenziale bariochimico corrispondono alla materia nucleare ordinaria e a mano a mano che si sale in temperatura e potenziale si incontrano le curve di transizione di fase. Oltre alla regione adronica, a bassi valori di T e μ_B , e la regione di plasma di quark e gluoni, ad alti T e μ_B , si può notare una regione caratterizzata da superconduttività di

²Il *potenziale bariochimico* esprime l'energia necessaria per incrementare di un'unità il numero quantico barionico del sistema (N_B è il numero barionico totale, comprendente barioni e antibarioni):

$$\mu_B = \partial E / \partial N_B.$$

colore ad elevati valori di temperatura e bassi valori di potenziale bariochimico. Tuttavia, ovviamente, il diagramma di fase è noto solo in maniera schematica poiché non sono noti sperimentalmente i precisi confini per le varie forme di materia [4]. Se si considera la fase adronica, a basse temperature, la legge di Stefan-Boltzmann esprime la pressione del gas adronico in funzione della temperatura:

$$P_H = d_H \frac{\pi^2}{90} T^4$$

in cui d_H è un fattore che tiene conto della degenerazione dei gradi di libertà del sistema. Nella fase deconfinata del Quark Gluon Plasma si avrà:

$$P_{QGP} = d_{QGP} \frac{\pi^2}{90} T^4 - B$$

in cui d_{QGP} è il fattore di degenerazione del QGP e B è chiamata *bag constant* e rappresenta la differenza tra la densità “reale” di energia del vuoto in QCD e quella prevista con il calcolo perturbativo.

A questo punto è possibile ottenere la temperatura critica della trasformazione, come nel caso di due sistemi termodinamici in contatto termico e chimico l’uno con l’altro, con la condizione $\mu_B=0$:

$$P_{QGP} = P_H;$$

si ottiene quindi:

$$T_c^4 = \frac{90}{\pi^2} \frac{B}{d_{QGP} - d_H}.$$

Utilizzando il valore $B^{1/4} \sim 220$ MeV si ottiene una stima della temperatura critica:

$$T_c \sim 160 \text{ MeV}.$$

Tuttavia per considerare i fenomeni nell’intorno della zona critica in modo più rigoroso è necessario introdurre i risultati della simulazione di QCD su reticolo, che tuttavia incontra alcune difficoltà a valori non nulli del potenziale bariochimico. La temperatura e densità critica estrapolate, nel limite chirale di massa nulla e nell’approssimazione $\mu_B=0$, sono [6]:

$$T_c = (173 \pm 15) \text{ MeV} \tag{1.2}$$

$$\epsilon_c \sim 1 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-3} \tag{1.3}$$

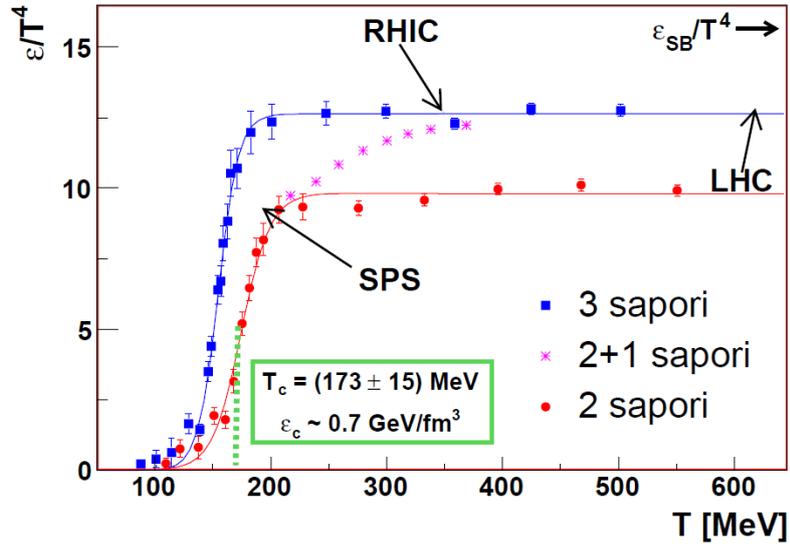


Figura 1.5: Predizioni su reticolo dell'andamento del rapporto ε/T^4 in funzione della temperatura nel passaggio di stato dalla materia adronica al QGP. Il grafico mostra l'incremento del numero di gradi di libertà del sistema in prossimità della temperatura critica. Inoltre, sono riportati i punti ricavati alle diverse energie da SPS, RHIC e LHC [4].

1.3 Collisioni tra ioni pesanti

Negli istanti immediatamente successivi ad un evento di collisione tra ioni pesanti ultra-relativistici si assiste alla formazione di una zona ad alta temperatura e densità generata dallo scontro dei nucleoni partecipanti all'interazione, come mostra la Figura 1.6. Se l'urto non è perfettamente centrale, tuttavia, alcuni protoni e neutroni non sono coinvolti nella collisione e continuano il loro moto imperturbato lungo la direzione del fascio, si parla in questo caso di nucleoni *spettatori*.

Le collisioni tra ioni pesanti sono generalmente classificate secondo la *centralità*, la quale è relazionata al parametro d'impatto³ b . Ovviamente maggiore è la centralità dell'interazione maggiore è l'energia raggiunta nella collisione e quindi la probabilità di produrre le condizioni adatte per la formazione del QGP.

³Il parametro d'impatto b è definito come la distanza sul piano ortogonale alla direzione dei fasci tra i centri dei due nuclei interagenti. Una collisione completamente centrale avrà un valore di $b \sim 0$.

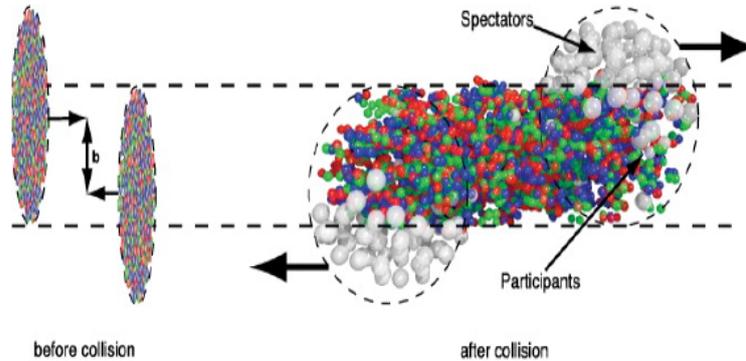


Figura 1.6: Rappresentazione di una collisione tra nuclei pesanti. Prima della collisione i nuclei ultrarelativistici sono rappresentabili come due dischi di spessore molto piccolo per la contrazione Lorentziana delle distanze; dopo la collisione si nota una zona in cui si trovano i nucleoni partecipanti all'interazione ad alta temperatura e densità, mentre gli spettatori continuano il loro moto lungo la direzione del fascio.

Il moto delle particelle coinvolte nella collisione può essere descritto in termini di *rapidità*:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}$$

in cui E è l'energia e p_L la componente del momento lungo l'asse del fascio. Nel limite ultrarelativistico la rapidità può essere approssimata con la *pseudorapidità*

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

in cui θ è l'angolo tra il momento della particella e l'asse del fascio.

1.3.1 Evoluzione del QGP in una collisione

Dopo un evento di collisione tra ioni pesanti è possibile riconoscere diverse fasi che conducono alla formazione del QGP e successivamente ad un processo di adronizzazione (si veda Figura 1.7).

Prima della formazione del Quark Gluon Plasma sono prodotti quark pesanti e getti di adroni con grande massa o alto momento trasferito, processo chiamato *hard scattering*;

essi rappresentano un segnale esterno al QGP e possono fungere da sonde per investigarne le proprietà. In questo primo stadio si assiste anche alla produzione di fotoni diretti, i quali possono essere reali o virtuali. Questi ultimi, essendo prodotti nella prima fase dell'interazione, possono essere utilizzati per ricostruire la distribuzione dei momenti dei quarks da cui sono stati prodotti.

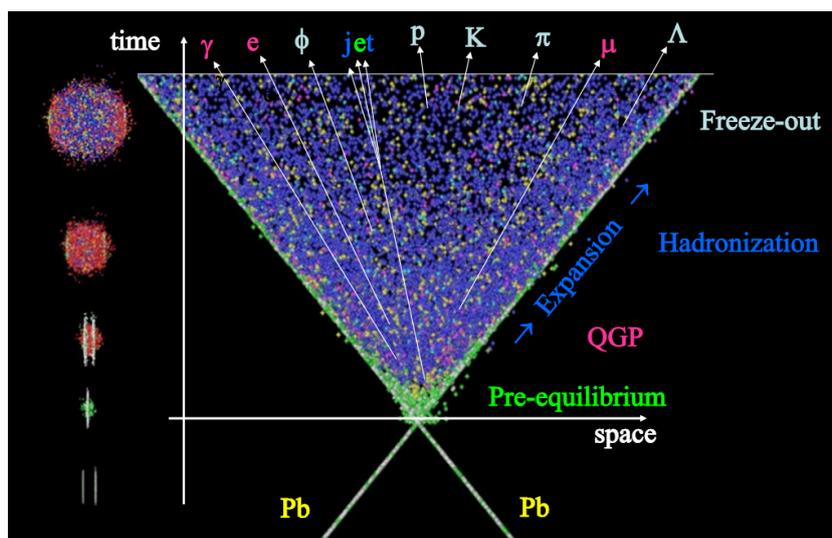


Figura 1.7: Evoluzione di una collisione Pb-Pb ad alte energie nel centro di massa. In ascissa è riportata la propagazione spaziale dei prodotti e in ordinata l'evoluzione temporale.

Successivamente le particelle prodotte nelle collisioni primarie continuano a interagire mutualmente dando origine ad una regione ad altissima densità di materia ed energia all'equilibrio termico da cui può essere prodotto il Quark Gluon Plasma. Questa fase è detta *termalizzazione*. A questo punto, a causa della forte pressione interna del sistema si assiste ad una espansione con conseguente diminuzione di densità di energia e temperatura. Quando viene raggiunta una determinata densità critica comincia il processo di adronizzazione e di formazione degli stati legati.

Quando la quantità di adroni prodotta è sufficiente a far sì che le collisioni abbiano energia troppo bassa per essere inelastiche si raggiunge il *chemical freeze-out* e le abbondanze tra le varie specie chimiche vengono fissate. L'espansione continua fino al

raggiungimento della temperatura di *freeze-out cinematico* quando le distanze tra gli adroni superano il raggio delle interazioni forti [8]. In Figura 1.8 sono mostrate le fasi evolutive a cui è andato incontro l'Universo dopo il Big Bang e la formazione del Quark Gluon Plasma, in analogia con le fasi dell'evoluzione del sistema interagente dopo la collisione tra ioni pesanti (*Little Bang*).

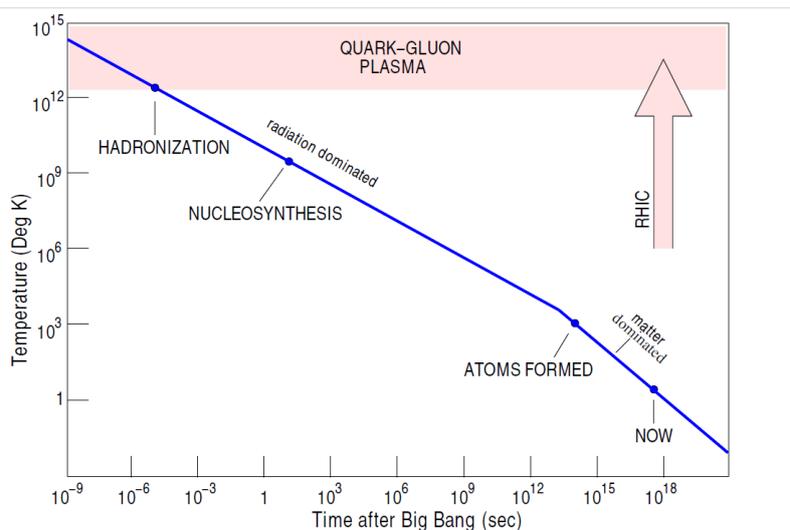


Figura 1.8: Storia dell'evoluzione della temperatura dell'Universo [4].

1.4 Prove sperimentali a favore del QGP

Per studiare sperimentalmente il QGP, non potendo studiarlo direttamente, è necessario analizzare la grande quantità di informazioni provenienti dallo studio di una collisione nucleo-nucleo (A-A) e riconoscere le proprietà che possono indicare la formazione del Quark Gluon Plasma. Alcuni di questi osservabili del QGP sono *canali adronici*, che da una parte sono facili da rivelare poiché possiedono sezioni d'urto molto grandi ma d'altra parte sono influenzati durante l'evoluzione del sistema dalle interazioni forti. Altri osservabili sono *canali elettromagnetici*, che hanno il vantaggio di avere memoria delle condizioni iniziali della collisione non interagendo con la materia adronica, ma lo svantaggio di essere difficili da rivelare in un ambiente ad alto background come un evento di collisione A-A.

Le prove dell'esistenza del QGP vengono generalmente divise in:

- *hard probes* cioè segnali prodotti nelle prime fasi delle collisioni per interazione con partoni ad alto momento;
- *soft probes* segnali prodotti in fasi successive della collisione legate ad interazione con partoni con impulsi molto più bassi.

Lo scopo di questa sezione non è quello di fornire una spiegazione dettagliata di tutte le prove sperimentali a favore del QGP conosciute, ma di descrivere alcune delle più importanti e fornire alcuni dati sperimentali ricavati da ALICE e da alcuni dei più importanti esperimenti che si occupano del Quark Gluon Plasma quali PHENIX e STAR al RHIC.

1.4.1 Soppressione della J/ψ

Tra gli osservabili del QGP, i quark pesanti sono di particolare interesse poiché la loro produzione è prevista durante i primi istanti della collisione; la loro massa richiede infatti un'energia di formazione molto alta non raggiungibile durante il processo di termalizzazione. Per questo motivo la misurazione dei *quarkonium states*⁴ e degli adroni contenenti quark pesanti può fornire informazioni essenziali sulle proprietà del sistema fortemente interagente che si forma nei primi istanti della collisione. In particolare secondo il modello di *color screening* misurare la probabilità di dissociazione dei *quarkonium states* può dare informazioni importanti sulla temperatura iniziale del sistema. Il potenziale di legame tra la coppia di quark potrebbe infatti diminuire fortemente a seguito di effetti di schermaggio di colore e in funzione della temperatura del mezzo si dovrebbe osservare la soppressione di stati legati quali ad esempio la J/ψ ($c\bar{c}$); i quark c e \bar{c} procederanno secondo traiettorie separate nel mezzo deconfinato e condurranno alla produzione di mesoni D.

L'entità della soppressione che si osserva è quantificata dal rapporto R_{AA} tra le distribuzioni di impulso trasverso in collisioni A-A e p-p normalizzato per $\langle N_{coll} \rangle$, numero medio di collisioni nucleone-nucleone che avviene in un singolo evento di collisione A-A

⁴Con il termine *quarkonia* si indicano gli stati legati di quark pesanti come il *charmonium* ($c\bar{c}$) o il *bottonium* ($b\bar{b}$).

previsto dal modello di Glauber⁵:

$$R_{AA} = \frac{\left(\frac{d^3N}{dp^3}\right)_{AA}}{\left(\frac{d^3N}{dp^3}\right)_{pp} \langle N_{coll} \rangle}.$$

In Figura 1.9 è mostrato l'andamento di questo rapporto in funzione dei nucleoni partecipanti per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV in ALICE, confrontate con i dati sperimentali raccolti dall'esperimento a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV e con le previsioni teoriche.

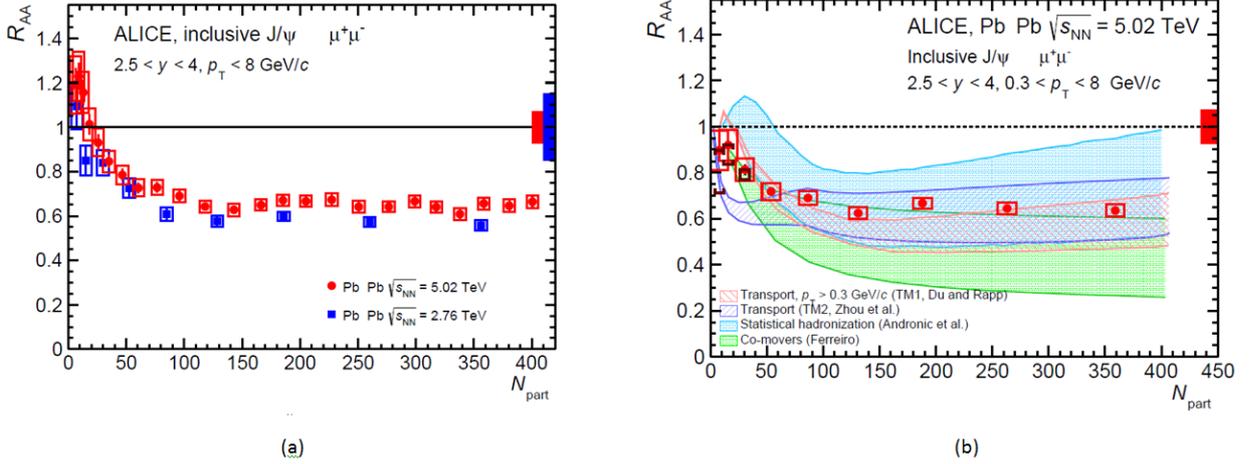


Figura 1.9: Andamento del rapporto R_{AA} per lo stato J/ψ in funzione dei nucleoni partecipanti per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV in ALICE comparato con i risultati ottenuti dall'esperimento per collisioni a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV (a) e con le previsioni teoriche dello *Statistical Hadronization Model* e del *Transport Model* (b) [9] (per una trattazione dettagliata dei modelli si rimanda rispettivamente a [10] e [11]).

Si può notare come la soppressione dello stato aumenti all'aumentare della centralità dell'urto e come le previsioni teoriche descrivano in modo abbastanza soddisfacente i dati. Tra i valori sperimentali raccolti a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV si

⁵Il *modello di Glauber* è un modello semi-classico per la geometria della collisione tra due nuclei con parametro di impatto b che descrive l'interazione tra nuclei espressa come sovrapposizione incoerente di interazioni tra i nucleoni che li costituiscono.

misura una differenza sistematica di $\sim 15\%$, che tuttavia rientra pienamente all'interno delle incertezze delle misure.

In Figura 1.10 è mostrato l'andamento del rapporto tra i valori di R_{AA} tra i dati raccolti da ALICE a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in funzione della centralità dell'urto. Il grafico non evidenzia un'effettiva dipendenza dal numero di nucleoni partecipanti e anche in questo caso i modelli teorici sono compatibili con i dati sperimentali all'interno delle loro incertezze [9].

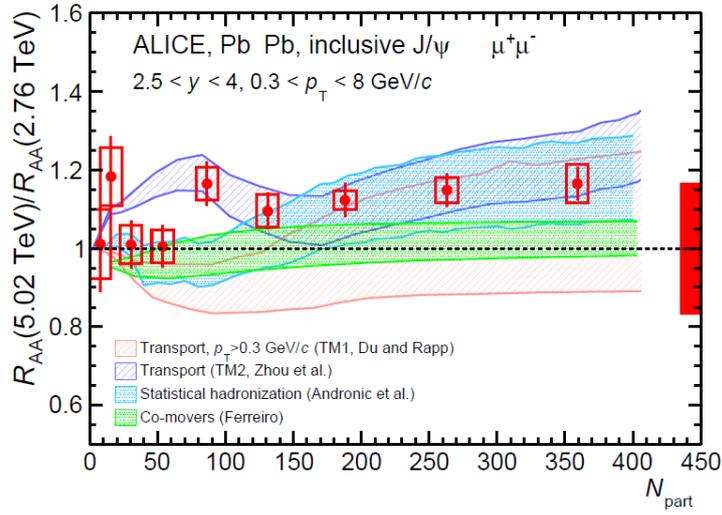


Figura 1.10: Rapporto del valore di R_{AA} tra i dati raccolti da ALICE a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [9].

1.4.2 Jet quenching

Nelle primissime fasi della collisione, prima che si formi il QGP, si può assistere alla creazione di partoni ad alto impulso trasverso $p_T \gg 1$ GeV/c. Queste particelle una volta create si propagano attraverso il QGP perdendo gradualmente la loro energia attraverso processi di Bremsstrahlung⁶ irraggiando gluoni vicino alla direzione di propagazione del partone iniziale.

⁶Con *Bremsstrahlung* si intende una radiazione che viene prodotta a causa della decelerazione di una particella carica deviata da un'altra particella carica, il fenomeno è noto anche come *radiazione di frenamento*.

Il processo di attenuazione di getti ad alto impulso trasverso a seguito di questi processi di frenamento è detto *jet quenching* (Figura 1.11). La perdita di energia di queste particelle dipende tra le altre cose dalla distanza L che esse devono percorrere nel mezzo, questa dipendenza può fornire importanti informazioni sulla natura del QGP [4].

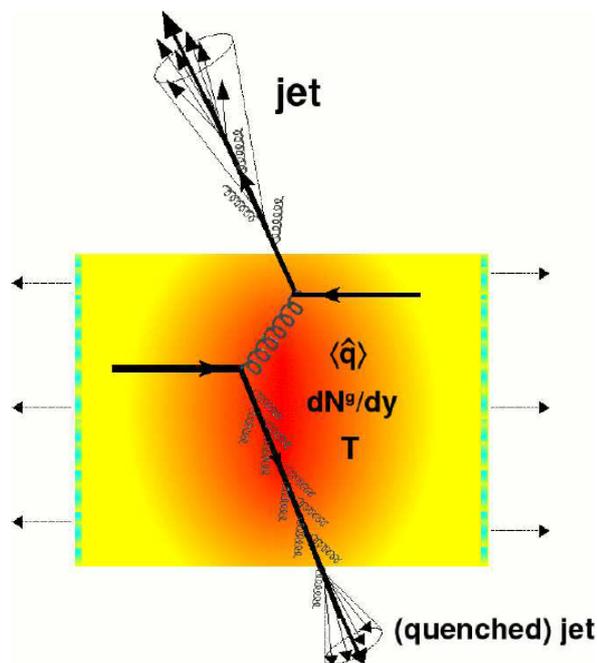
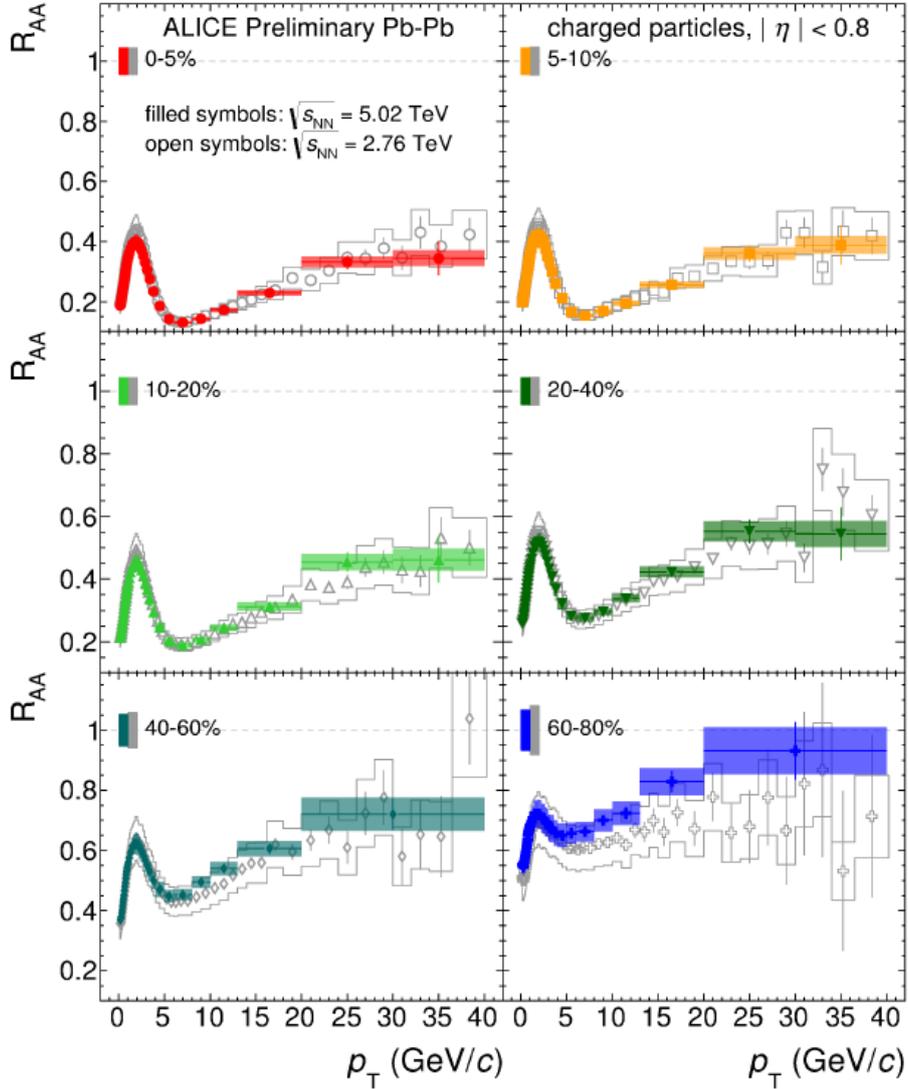


Figura 1.11: Rappresentazione del fenomeno di *jet quenching*. Vi è la produzione di due getti di adroni, uno viene emesso vicino alla superficie del mezzo denso e uno all'interno, quest'ultimo viene frenato e perde la sua energia [12].

La Figura 1.12 mostra alcuni importanti risultati ricavati dall'esperimento ALICE che esprimono questo fenomeno attraverso il rapporto R_{AA} delle distribuzioni di impulsi di particelle cariche in funzione del loro impulso trasverso, mostrando un confronto tra i dati ottenuti per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. È evidente l'effetto di soppressione degli adroni ad alto p_T osservando l'andamento del rapporto R_{AA} , il quale presenta un minimo marcato per impulsi $p_T \sim 6 - 7$ GeV/c per poi crescere nuovamente ad impulsi maggiori. All'interno delle incertezze i dati raccolti alle diverse energie del centro di massa sono in buon accordo [13].



ALI-PREL-107300

Figura 1.12: Rapporto R_{AA} delle distribuzioni di impulsi di particelle cariche misurati in collisioni Pb-Pb da ALICE a energie del centro di massa $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV in diversi intervalli di centralità [13].

1.4.3 Prove elettromagnetiche: fotoni diretti

I segnali elettromagnetici costituiscono un'informazione particolarmente significativa nello studio della dinamica del QGP nei primi istanti della sua formazione, essi permettono infatti di estrarre informazioni sulle fasi iniziali più calde del plasma non influenzate

dalle interazioni con gli stati adronici finali. Tuttavia, come già accennato questo tipo di osservabili sono difficili da rivelare in particolar modo perché devono competere con un grande fondo.

Nelle collisioni nucleo-nucleo i fotoni diretti sono prodotti in ogni stadio della collisione e perciò sono sensibili a diverse fasi dell'evoluzione del QGP.

I fotoni con basso impulso trasverso sono prodotti principalmente nella fase di evoluzione del *Quark Gluon Plasma*, dando importanti informazioni sulla temperatura del fluido, mentre quelli con impulso trasverso maggiore di 5 GeV/c sono prodotti principalmente durante le fasi di *hard scattering* partoniche nei primi istanti della collisione fornendo così informazioni sulla dinamica iniziale del mezzo [14].

1.4.4 Flusso ellittico

Un altro osservabile sperimentale che può dare informazioni sulla formazione del QGP è la distribuzione azimutale delle particelle nel piano perpendicolare alla direzione del fascio. Se si considera una collisione di due nuclei sferici identici con parametro di impatto b non nullo, la distribuzione azimutale finale delle particelle emesse nell'interazione può essere scritta nella forma di Fourier:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{d^3 N}{p_T dp_t dy d\phi} = \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \frac{1}{2\pi} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos n(\phi - \Phi_R) \right], \quad (1.4)$$

in cui p_T è il momento trasverso, y la rapidità, ϕ l'angolo azimutale del momento della particella uscente e Φ_R l'angolo del piano di reazione; quest'ultimo non è noto ed è stimato usando la distribuzione trasversa delle particelle nello stato finale. I primi due termini armonici v_1 e v_2 sono detti rispettivamente *flusso diretto* e *flusso ellittico*.

In un urto di tipo centrale la distribuzione azimutale finale è isotropa e perciò $v_n = 0$. In un urto non centrale invece, la regione all'interno della quale i nucleoni interagiscono presenta (per $b \neq 0$) una chiara asimmetria di forma assimilabile, in prima approssimazione, ad un ellissoide. Tale asimmetria spaziale iniziale nel sistema delle coordinate assicura un gradiente di pressione anisotropo nel piano trasverso alla collisione conducendo ad uno stato finale caratterizzato da anisotropia nella distribuzione di impulsi e conseguentemente a v_n non nulli.

I flussi anisotropi v_n sono una misura del grado di termalizzazione della materia quark-gluonica prodotta nella collisione fra ioni pesanti, poiché essi sono sensibili ai primi fm/c della collisione e in particolare forniscono informazioni importanti sulla pressione nei primi istanti dell'evento. Il flusso dipende dalle condizioni iniziali della collisione e quindi

dall'energia del fascio, dal numero di massa dei nuclei interagenti e dalla centralità della collisione; ma esso dipende anche da alcune caratteristiche delle particelle che compongono il fascio come il momento trasverso p_T , la rapidità y e la pseudorapidità η [4]. La Figura 1.13 mostra i dati rappresentanti $v_2(p_T)$ ricavati da ALICE per diverse specie di particelle in collisioni Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, questi dati sono in ottimo accordo con i calcoli teorici dell'idrodinamica e portano a concludere che si sia formato un fluido perfetto durante la collisione: il QGP.

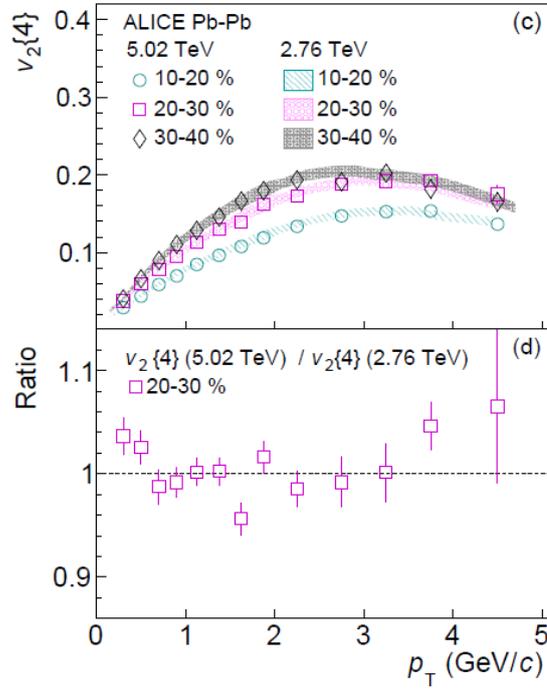


Figura 1.13: (c) Valori di flusso ellittico in funzione dell'impulso trasverso per diverse specie di particelle confrontati con i calcoli teorici termodinamici nell'esperimento ALICE in collisioni Pb-Pb $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV (le misure a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV sono inoltre rappresentate con sfumature continue). (d) Rapporto tra i dati raccolti da ALICE alle due energie del centro di massa in funzione dell'impulso trasverso [15].

Si può quindi concludere che la dipendenza del *flusso ellittico* dall'impulso trasverso misurato in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV non varia, entro i limiti delle incertezze sperimentali, dai risultati ottenuti a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

In Figura 1.14 è mostrato il flusso ellittico integrato misurato con centralità del 20%-30%, e si può notare un aumento del valore di flusso ellittico da RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) a LHC il quale risulta coerente con le previsioni teoriche per energie più elevate [15].

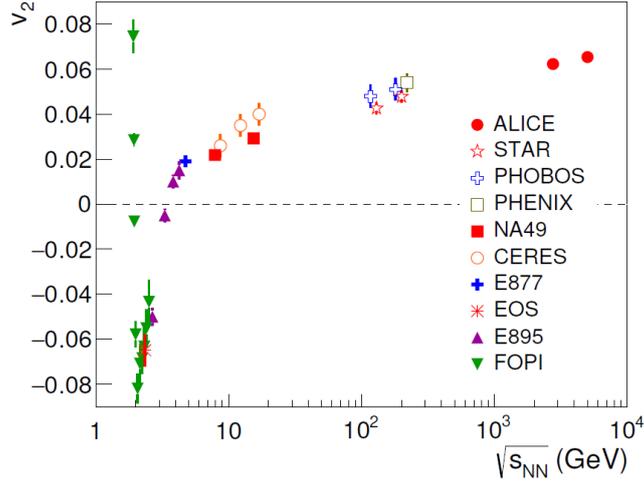


Figura 1.14: Flusso ellittico integrato misurato da ALICE in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV con centralità del 20%-30% comparati con risultati di altri esperimenti ottenuti ad energie minori con centralità simile [15].

1.4.5 Aumento della stranezza

Storicamente uno dei primi segnali della possibile osservazione del QGP è stato l'aumento della stranezza nei prodotti della collisione di ioni pesanti. Tale segnale consisterebbe nell'osservazione di un aumento, nei prodotti della collisione, di adroni contenenti uno o più quark s o antiquark \bar{s} . La produzione di particelle strane sarebbe fortemente soppressa nelle collisioni A-A in assenza di formazione di QGP a causa della grande massa dei quark in questione e quindi della grande energia richiesta per formarli, se comparata a quella dei più leggeri u o d .

Se c'è formazione di QGP, oltre alle grandi densità di energia raggiunte vi è la presenza di un gran numero di gluoni che possono produrre i mesoni $s\bar{s}$ attraverso il canale di formazione $gg \rightarrow s\bar{s}$, questo fenomeno è favorito dal fatto che i quark u e d sono già abbondantemente presenti nella fase iniziale del QGP e, essendo fermioni, tendono a impedire la formazione di altri stati identici per il principio di Pauli.

L'aumento della stranezza può essere misurato considerando i rapporti di particelle *strane* misurati in collisioni Pb-Pb normalizzati rispetto al numero medio di nucleoni partecipanti nell'interazione.

I risultati di ALICE a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV per le particelle Λ s, Ξ s e Ω s sono mostrati in Figura 1.15 come funzioni della centralità (proporzionale a $\langle N_{part} \rangle$). Si può notare come l'aumento di produzione delle particelle strane cresca all'aumentare del numero di nucleoni partecipanti e della stranezza delle particelle stesse mostrando come i risultati di ALICE siano in accordo con i dati raccolti ad energie minori da SPS e RHIC [8].

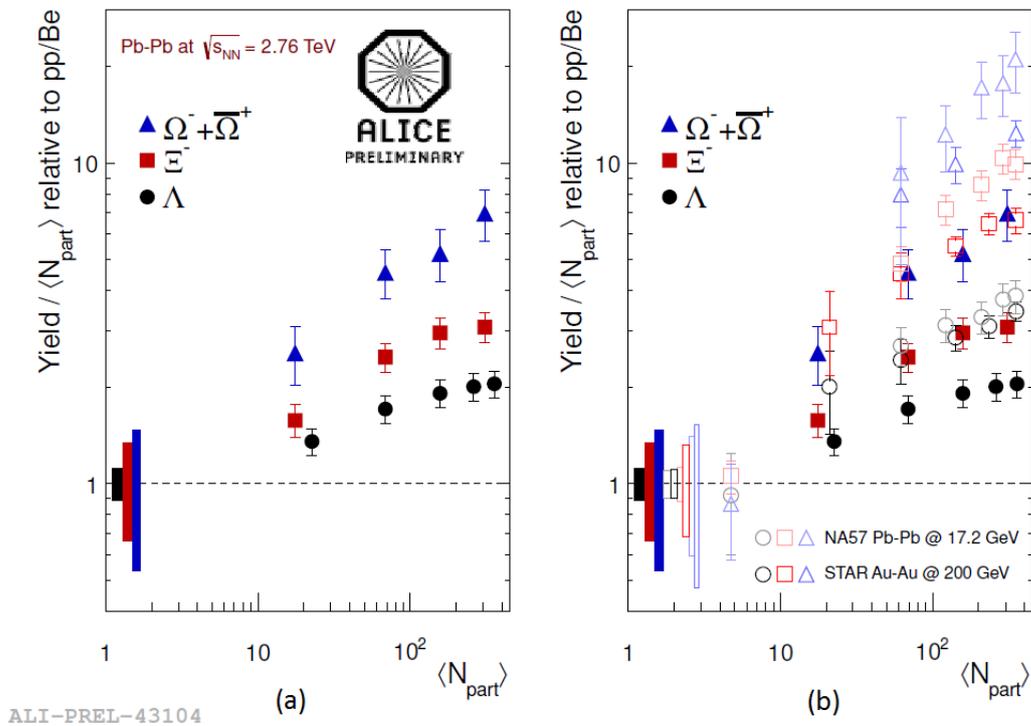


Figura 1.15: (a) Aumento della produzione di Λ , Ξ^- e $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ come funzione del numero di nucleoni partecipanti (dati raccolti presso ALICE). (b) Confronto con misurazioni effettuate a energie più basse presso SPS e RHIC [18].

Capitolo 2

L'esperimento ALICE a LHC

ALICE, acronimo di *A Large Ion Collider Experiment*, è uno dei 4 esperimenti principali allestiti lungo l'acceleratore LHC presso il CERN di Ginevra. Tutti gli esperimenti sorti lungo l'anello del Large Hadron Collider sono stati progettati per analizzare, nel modo più completo possibile, le particelle prodotte nelle collisioni che si verificano al centro della loro struttura, in modo che sia possibile ricostruire e studiare l'evoluzione del sistema nello spazio e nel tempo. ALICE tuttavia si differenzia poiché nasce per analizzare i prodotti di collisioni tra ioni di piombo, arrivando ad energie del centro di massa di $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV, tali da permettere lo studio delle proprietà del Quark Gluon Plasma. Poiché una collisione tra ioni pesanti produce una molteplicità di particelle notevole è necessario che ALICE sia composto da numerosi rivelatori preposti alla raccolta di diverse informazioni; in particolare in questo elaborato verrà analizzato il rivelatore TOF il quale, attraverso la tecnica del tempo di volo, permette di ricavare informazioni sulla velocità delle particelle che, combinate con le misurazioni effettuate dai sistemi di tracciamento, permettono di stimarne la massa.

2.1 The Large Hadron Collider: LHC

Il Large Hadron Collider è un acceleratore di adroni costituito da due anelli composti da magneti superconduttori, i quali si estendono per una lunghezza di circa 27 km di tunnel e guidano il percorso all'interno del collider di due fasci di particelle ad alta energia, che si muovono in direzioni opposte ad una velocità prossima a quella della luce. Sono quattro gli esperimenti principali che utilizzano rivelatori per analizzare la miriade di particelle prodotte da collisioni in questo acceleratore:

- i più grandi, ATLAS e CMS, hanno permesso di verificare le ipotesi del Modello Standard, prima fra tutte la scoperta del Bosone di Higgs nel 2012, forti del fatto che avere due rivelatori progettati in modo indipendente è vitale per la conferma incrociata delle nuove scoperte;
- ALICE e LHCb hanno rivelatori specializzati per la focalizzazione su fenomeni specifici, in particolare il primo, come già accennato, ha come principale obiettivo raccogliere evidenze sperimentali del Quark Gluon Plasma, mentre il secondo è dedicato in particolare allo studio della violazione della simmetria CP ¹.

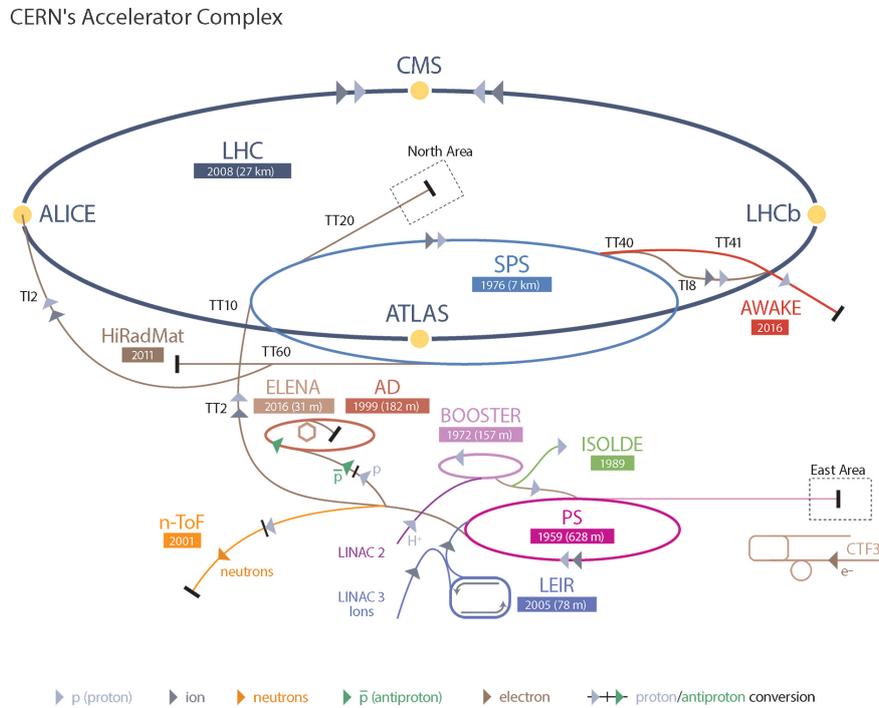


Figura 2.1: Complesso di acceleratori presso il CERN di Ginevra

Per ottenere le energie richieste per gli obiettivi che gli esperimenti si propongono di raggiungere è stato necessario realizzare un sistema complesso di acceleratori che lavorano ad energie crescenti, come mostrato in Figura 2.1 [8].

¹Simmetria di un sistema per coniugazione particella-antiparticella (C) e per inversione delle coordinate spaziali, ossia per coniugazione di parità (P).

2.2 ALICE: A Large Ion Collider Experiment

Il rivelatore ALICE è progettato per studiare la materia nucleare, fortemente interagente, sotto condizioni estreme di temperatura e densità di energia come quelle che si verificano in una collisione tra ioni pesanti ultrarelativistici. L'obiettivo principale con cui nacque questo esperimento è quello di esplorare l'esistenza di una transizione di fase tra la materia adronica e il cosiddetto Quark Gluon Plasma (QGP), nel quale i quark non risultano confinati all'interno degli adroni ma si presentano liberi. Per raggiungere questo obiettivo ALICE si concentra sull'acquisizione di dati delle collisioni tra ioni di piombo, pur essendo tuttavia anche interessato ad acquisire sulle collisioni protone-protone, in particolare per ottenere un confronto con i dati Pb-Pb. Una rappresentazione schematica della struttura dell'esperimento è raffigurata in Figura 2.2.

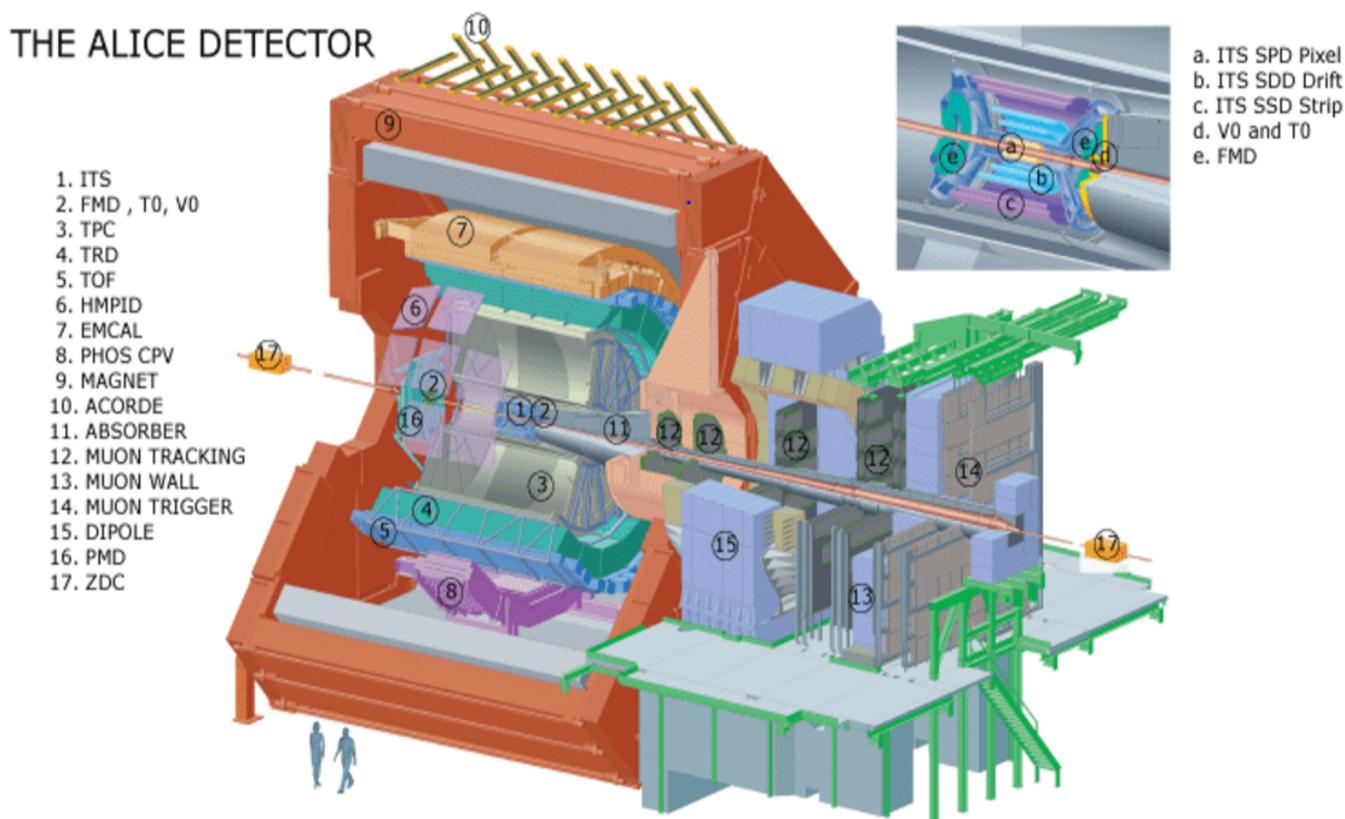


Figura 2.2: Rappresentazione schematica del rivelatore ALICE

I rivelatori che compongono l'esperimento possono essere suddivisi nei seguenti gruppi:

- Rivelatori con scopo principale la ricostruzione dei vertici, il tracciamento, l'identificazione di particelle e la misura dell'impulso, situati nella parte centrale. Essi coprono un angolo polare di $\pm 45^\circ$ (che equivale ad una condizione sulla pseudorapidità di $|\eta| < 0.9$) e sono racchiusi all'interno di un magnete a campo solenoidale debole ed uniforme con valore nominale di 0.5 T.

Rivelatori che coprono l'intero angolo azimutale:

- Inner Tracking System (ITS);
- Time Projection Chamber (TPC);
- Transition Radiation Detector (TRD);
- Time of Flight (TOF);

Rivelatori che coprono parzialmente l'angolo azimutale:

- High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID);
 - PHOton Spectrometer (PHOS);
 - ElectroMagnetic CALorimeter (EMCAL).
- Uno spettrometro a muoni: Forward Muon Spectrometer (FMS) collocato a $2.5 < \eta < 4.0$;
 - Rivelatori posti fuori dal magnete a pseudorapidità molto alta ($\eta > 4.0$) utilizzati per il triggering e per misurare caratteristiche globali dell'evento:
 - Forward Multiplicity Detector (FMD);
 - Photon Multiplicity Detector (PMD);
 - Zero Degree Calorimeter (ZDC);
 - V0 Detector;
 - T0 Detector.
 - Un rivelatore che ricopre la parte superiore del magnete per la rivelazione di raggi cosmici: Alice COsmic Ray DETector (ACORDE).

Le sezioni seguenti provvederanno a fornire informazioni più dettagliate su alcuni dei rivelatori elencati, i principali [8].

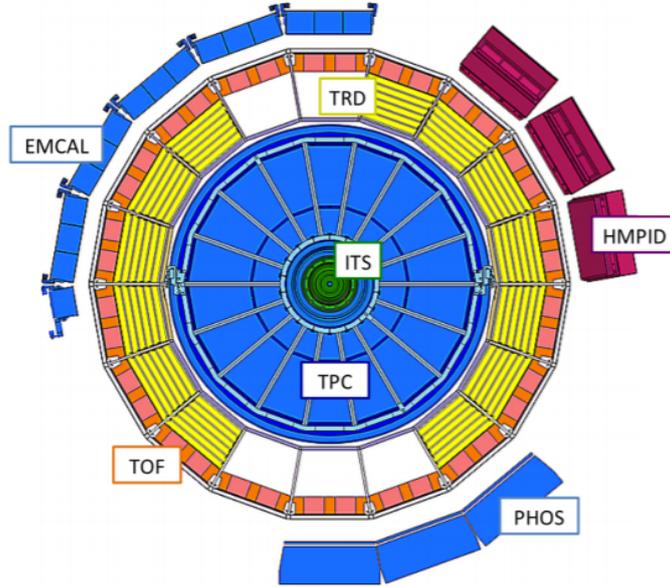


Figura 2.3: Sezione trasversale del rivelatore ALICE che mostra i rivelatori posti nello *space frame* (la struttura portante dell'apparato).

2.2.1 Sistema di tracciamento interno: ITS

L'ITS (*Inner Tracking System*) è il rivelatore di ALICE più vicino alla *beam pipe* di LHC e il suo compito principale consiste nella determinazione del vertice primario della collisione e dei vertici secondari per la ricostruzione dei decadimenti dei vari tipi di particelle. Il sistema consiste in sei strati cilindrici concentrici basati su tre tecnologie diverse di rivelatori in silicio posizionati attorno all'asse del fascio con raggi che vanno da 4 a 44 cm: Silicon Pixel Detector (SPD), Silicon Drift Detector (SDD) e Silicon Strip Detector (SSD).

La struttura del rivelatore è stata progettata tenendo conto dell'elevata molteplicità di eventi prevista per collisioni centrali Pb-Pb, per questo motivo i 4 strati interni sono dispositivi praticamente bidimensionali di cui i due più vicini alla beam pipe sono stati realizzati con rivelatori a pixel e quelli più centrali con rivelatori a drift. Infine i due piani più esterni ($r \sim 44$ cm) sono realizzati con rivelatori a microstrip.

I rivelatori SPD hanno lo scopo principale di determinare il vertice primario con una risoluzione dell'ordine di $100 \mu\text{m}$.

I quattro rivelatori al silicio più esterni sono dotati di una lettura analogica tale da poter effettuare l'identificazione di particelle attraverso la misura della perdita di energia $\frac{dE}{dx}$

in regione non relativistica e per particelle a basso momento ($p_T < 100$ MeV); questo rende ITS uno spettrometro indipendente per particelle a basso p_T [5].

2.2.2 Camera a proiezione temporale: TPC

La TPC (*Time Projection Chamber*) costituisce il sistema tracciante principale di ALICE ed è costruito in modo da vantare un'ottima performance di tracciamento in ambienti in cui la molteplicità di eventi è estremamente elevata, come nel caso di collisioni Pb-Pb. Il rivelatore ha una forma cilindrica di raggio interno $r_{min} \simeq 80$ cm, valore determinato considerando la massima densità accettabile di punti di impatto per unità di superficie ($d_{imp} = 0.1 \text{ cm}^{-2}$), e un raggio esterno $R_{max} \simeq 250$ cm, valore determinato dalla minima lunghezza di traccia necessaria per ottenere una risoluzione su dE/dx minore del 10%. La lunghezza totale del rivelatore lungo la direzione del fascio è di $\simeq 500$ cm.

La TPC è in grado di tracciare particelle entro un largo range di impulsi trasversi, da $p_T \simeq 0.1$ GeV/c a $p_T \simeq 100$ GeV/c; in particolare per impulsi maggiori di 100 MeV/c si ottiene un'efficienza di ricostruzione $> 90\%$. Le tracce ottenute dalla TPC sono poi accoppiate con quelle dell'ITS permettendo di determinare il momento trasverso delle particelle cariche con una risoluzione migliore dell'1% per particelle a bassi impulsi e migliore del 20% per particelle con $p_T \simeq 100$ GeV/c [19].

2.2.3 Rivelatore di radiazione di transizione: TRD

Il TRD (*Transition Radiation Detector*) è dedicato all'identificazione di elettroni con $p_T > 1$ GeV/c, al di sotto di questo valore infatti gli elettroni possono essere identificati dalla TPC attraverso la misura della perdita di energia dE/dx .

Combinando il TRD con i rivelatori ITS e TPC si ottiene una capacità di identificazione di elettroni sufficiente per eseguire misure che espandono gli obiettivi che ALICE può raggiungere, primo fra tutti lo studio delle risonanze dei mesoni vettori leggeri e pesanti, possibile analizzando la massa invariante della coppia elettrone-positrone. Sfruttando la misura del vertice secondario fornita da ITS, il TRD permette anche di distinguere i mesoni a seconda della loro origine: provenienti dall'interazione o da decadimenti di particelle più pesanti.

Il rivelatore è diviso in 18 settori rispetto all'angolo azimutale ϕ , ognuno dei quali costituito di 5 moduli segmentati in 6 strati. Ogni modulo contiene un radiatore e una camera proporzionale a multifili (MWPC)², un rivelatore che misura la traiettoria di una

²La camera proporzionale a multifilo (*MultiWire Proportional Chamber*) venne ideata nel 1968 al CERN da Georges Charpak il quale ricevette il Premio Nobel per la fisica nel 1992.

data particella attraverso l'interazione della stessa con il gas contenuto all'interno della camera [20].

2.2.4 Rivelatore a luce Cherenkov per particelle ad alto momento: HMPID

Il rivelatore HMPID (*High Momentum Particle Identification Detector*) è stato progettato per estendere l'intervallo di identificazione di impulsi di pioni e kaoni fino a 3 GeV/c e di protoni fino a 5 GeV/c estendendo la gamma di identificazione consentita dalle misure di perdita di energia dei rivelatori ITS, ITC e TRD. Per questo motivo questo rivelatore svolge un ruolo fondamentale nell'identificazione di particelle nell'esperimento fornendo un contributo importante ai risultati degli altri rivelatori e ricoprendo quindi un ruolo fondamentale nella comprensione delle collisioni di ioni pesanti in ALICE.

L'alta frequenza di *readout* del rivelatore è tale da permettere l'identificazione anche in condizioni di molteplicità superiori a quelle previste per collisioni Pb-Pb e la dimensione del pad di lettura del segnale consente di rilevare le tracce cariche con una buona risoluzione spaziale e un'alta efficienza di riconoscimento dei *multi-hit*.

L'HMPID è un rivelatore a luce Cherenkov di tipo *Ring Imaging (RICH)*³ composto da 7 moduli in una superficie totale attiva di 12 m², rappresentando così l'applicazione più vasta di questa tecnica. I fotoni Cherenkov, emessi quando una particella carica attraversa lo strato di C₆F₁₄ (*perfluoroesano*) liquido di 15 mm di spessore, vengono rilevati da un contatore fotonico che sfrutta uno strato sottile di CsI (*ioduro di cesio*) depositato sul catodo di una camera proporzionale a multifilo (MWPC) [21].

2.2.5 Spettrometro di fotoni: PHOS

Il *PHOTon Spectrometer* è un calorimetro elettromagnetico ad alta risoluzione atto alla misurazione dei fotoni diretti prodotti nelle prime fasi delle collisioni e a distinguerli da quelli provenienti dai decadimenti adronici successivi. La grande importanza della misura di questi fotoni diretti risiede nel fatto che la loro produzione con momenti trasversi superiori a 2 GeV/c è superiore nel QGP rispetto alla materia adronica ordinaria.

Il PHOS è posto a circa 4.6 m dal vertice di interazione ed è composto da più di 17280 canali coprendo una superficie di circa 8 m². I canali sono realizzati in cristalli scintillatori

³Questo rivelatore sfrutta l'*effetto Cherenkov* ovvero l'emissione di radiazione elettromagnetica da parte di un materiale le cui molecole sono polarizzate da una particella carica in moto che lo attraversa a velocità superiore a quella con cui si propaga la luce nello stesso mezzo. L'RICH permette l'identificazione di particelle cariche attraverso la misura dell'angolo θ_c ovvero l'angolo di emissione della radiazione *Cherenkov*, il quale è legato alla velocità della particella come: $\cos \theta_c = \frac{c}{nv}$.

di tungstato di piombo ($PbWO_4$) raffreddato a -25°C . Il rivelatore è ottimizzato per misurare principalmente fotoni di impulso $\sim 0.5\div 10$ GeV/c e ha una granularità adatta a rivelare i contributi dei fotoni diretti in un grande fondo derivante da decadimento di adroni. Il segnale per i fotoni diretti è stato stimato essere di circa 5/10% rispetto a quelli prodotti dai decadimenti [22].

2.2.6 Rivelatore di muoni FMS

L'FMS (*Forward Muon Spectrometer*) è uno spettrometro a muoni che permette di rivelare le coppie $\mu^+\mu^-$, frutto del decadimento di mesoni vettori contenenti quark pesanti. Poiché la soppressione della produzione delle risonanze con quark pesanti ($J/\psi, \psi', \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$) è una delle conseguenze della presenza del QGP, la rivelazione operata da questo spettrometro è di vitale importanza poiché sfruttando la massa invariante delle coppie muone-antimuone sarà possibile misurare la quantità dei mesoni citati prodotti nell'interazione. Lo spettrometro, mostrato in Figura 2.4, consiste in un assorbitore conico anteriore situato a ~ 90 cm dal punto di interazione, un assorbitore conico a piccolo angolo lungo circa 15 m, un grande magnete di dipolo con un campo magnetico di ~ 3 T·m, 10 camere traccianti ad alta granularità e un filtro a muoni in ferro spesso 1.2 m.

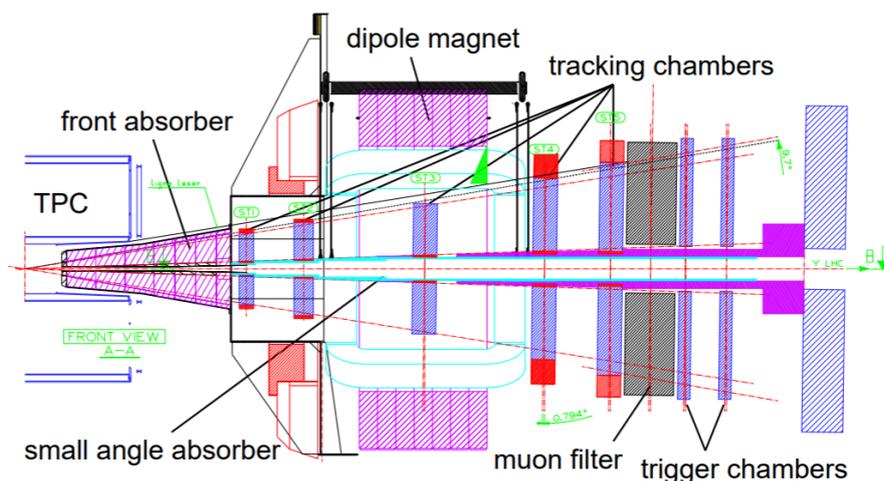


Figura 2.4: Rappresentazione schematica del Forward Muon Spectrometer di ALICE.

Poiché l'obiettivo di questo rivelatore è quello di misurare il set di risonanze mesoniche a partire da ϕ fino a Υ , lo spettrometro deve avere una risoluzione di massa compresa tra 100 MeV e 10 GeV per permettere, in particolare, la separazione tra i Υ [23].

2.2.7 Rivelatori ad alta pseudorapidità

- Calorimetri a zero gradi (*Zero Degree Calorimeters ZDC*):

il ruolo dei calorimetri ZDC è quello di misurare la centralità della collisione attraverso la rivelazione del numero di nucleoni partecipanti nell'interazione.

Quando due nuclei pesanti accelerati si scontrano frontalmente si parla di collisioni centrali e in questo tipo di collisioni si ottengono densità e temperature molto elevate. Come mostrato in Figura 2.5 le collisioni possono essere di tipo centrale o periferico, nelle collisioni periferiche solo pochi protoni e neutroni sono coinvolti e la maggior parte dei nucleoni si muove lungo la linea del fascio senza partecipare all'interazione (*nucleoni spettatori*). Il principio alla base degli ZDC è quello di stimare il numero di nucleoni partecipanti nell'interazione misurando il numero di nucleoni spettatori e sottraendo questo valore al numero totale di nucleoni coinvolti.

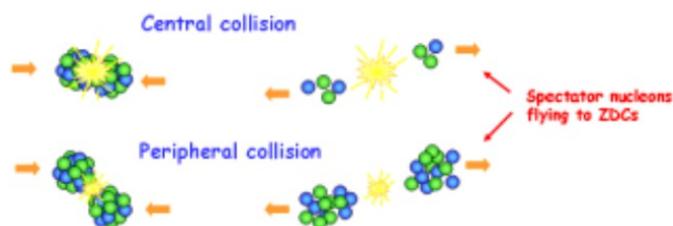


Figura 2.5: Rappresentazione delle collisioni di tipo centrale e periferico.

I calorimetri ZDC si differenziano in base al tipo di nucleone che sono atti a rivelare: calorimetri per neutroni o calorimetri per protoni.

Senza entrare nel merito della geometria ottica che permette la focalizzazione dei nucleoni spettatori in appositi calorimetri, ci si limiterà a dire che i neutroni uscenti dall'interazione senza essere stati coinvolti in collisioni, e quindi senza aver ceduto la propria energia cinetica, proseguono dritti lungo l'asse del fascio mentre i protoni subiscono una deviazione maggiore e vengono focalizzati fuori dalla *beam pipe* [24].

- *Photon Multiplicity Detector* PMD:
questo rivelatore è composto da piccoli contatori a gas ed è atto a misurare la molteplicità e la distribuzione spaziale di fotoni.
- *Forward Multiplicity Detector* FMD:
il FMD estende la copertura per la molteplicità di particelle cariche nelle regioni ad alta pseudorapidità dando ad ALICE la più ampia copertura dei 4 esperimenti di LHC per queste misurazioni.

2.2.8 Rivelatore di raggi cosmici ACORDE

La caverna sotterranea di ALICE offre un ambiente ideale per la rivelazione di muoni atmosferici ad alta energia provenienti da raggi cosmici; per questo obbiettivo è nato il rivelatore ACORDE composto da una serie di 60 moduli di scintillatori posti sui 3 lati superiori del magnete centrale di ALICE. Questo rivelatore svolge un duplice ruolo: da una parte funziona come trigger di raggi cosmici per l'esperimento, dall'altra rivela, in combinazione con alcuni dei rivelatori interni, singoli muoni atmosferici ed eventi *multi-muon*.

Con ACORDE, l'esperimento ALICE è stato in grado di individuare fasci di muoni con la più elevata molteplicità mai registrata oltre che a misurare indirettamente raggi cosmici primari ad energia molto elevata.

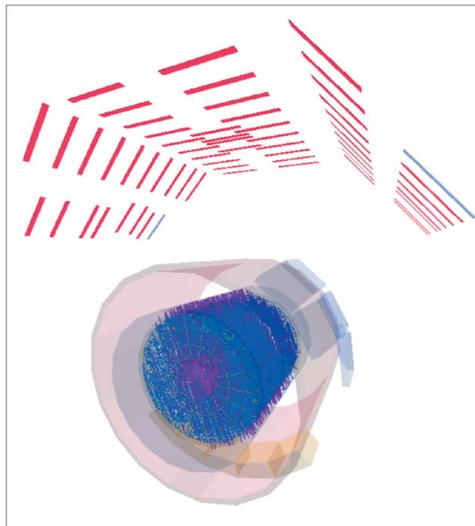


Figura 2.6: Rappresentazione della distribuzione spaziale dei moduli del rivelatore ACORDE, in blu e rosso.

2.3 Il sistema a tempo di volo: TOF

Uno degli aspetti più importanti del lavoro di ALICE è l'identificazione delle particelle (*Particle IDentification, PID*) eseguita combinando diverse tecniche di identificazione tra i vari rivelatori. Per ottenere l'identificazione di una particella è necessario conoscerne carica e massa, ma mentre la carica può essere ottenuta attraverso misure dirette, per ricavare il valore della massa è necessaria una misura indiretta, attraverso la stima di una grandezza direttamente dipendente da essa, come l'impulso. Conoscendo l'impulso della particella e la sua velocità sarà possibile ricavarne la massa attraverso la relazione relativistica:

$$p = m \cdot v \cdot \gamma \quad (2.1)$$

in cui γ è il fattore di Lorentz. Lo scopo principale del rivelatore TOF (*Time Of Flight*) è quello di permettere l'identificazione fornendo informazioni sulla velocità della particella attraverso la misura del tempo impiegato dalla stessa per percorrere la distanza tra il vertice di interazione e la superficie interna del rivelatore. Questo valore, associato alla misura dell'impulso fornita dal rivelatore di tracciamento TPC attraverso la misura del raggio di curvatura della traiettoria, permette la determinazione della massa della particella. Poiché le informazioni sull'impulso e sulla velocità provengono separatamente da due rivelatori diversi, è stato sviluppato un algoritmo che oltre a ricostruire la traccia nella TPC ne permette l'estrapolazione fino al TOF consentendo di associare le due informazioni e giungere alla corretta stima della massa della particella.

La scelta della tecnica del tempo di volo come metodo identificativo deriva dal fatto che il 99% delle particelle prodotte nelle collisioni Pb-Pb ad LHC hanno momenti inferiori a 2.5 GeV/c, in questo intervallo il metodo del *Time Of Flight* rappresenta una soluzione ottimale.

2.3.1 Applicazione della tecnica del *Time of Flight*

Il *tempo di volo* è definito come il tempo necessario alla particella per percorrere la distanza L compresa tra il vertice di interazione e la superficie attiva del rivelatore. Questa informazione, combinata con la misura dell'impulso fornita dai rivelatori a tracciamento, permette la stima della massa della particella attraverso la relazione relativistica:

$$m = \frac{p}{\beta \cdot \gamma \cdot c} = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\left(\frac{c \cdot t_{TOF}}{L}\right)^2 - 1}$$

in cui $\beta = \frac{v}{c}$ e γ è il fattore di Lorentz.

La risoluzione sulla massa sarà dunque:

$$\left(\frac{dm}{m}\right)^2 = \left(\frac{dp}{p}\right)^2 + \gamma^4 \cdot \left[\left(\frac{dt_{TOF}}{t_{TOF}}\right)^2 + \left(\frac{dL}{L}\right)^2\right]$$

Considerando nota la lunghezza di tracciamento L con una precisione di $dL/L \sim 0.1\%$ e il momento con una risoluzione $dp/p \sim 1\%$ la risoluzione della massa dipenderà interamente dalla precisione sulla misura del tempo di volo t_{TOF} . Supponendo di voler ottenere una risoluzione $dt_{TOF}/t_{TOF} \sim 1\%$ per una particella che percorre una lunghezza L di 3 m in 10 ns sarà necessaria una risoluzione temporale di circa 100 ps, questo risulta essere il limite di risoluzione accettabile nella misura del tempo di volo e deve includere tutte le possibili sorgenti di errore, elettronica inclusa.

Inoltre è possibile esprimere la capacità del rivelatore di distinguere due particelle con stesso momento e stessa lunghezza di traccia ma massa differente in termini del numero di deviazioni standard tra due misure di tempo di volo:

$$n_{sd} = \frac{\Delta t}{\delta t} = \frac{Lc}{2} \cdot \frac{(m_1^2 - m_2^2)}{p^2 \delta t} \quad (2.2)$$

in cui δt è la risoluzione totale del rivelatore TOF, σ_{TOF} , data dai seguenti contributi [5]:

$$\sigma_{TOF}^2 = \sigma_{MRPC}^2 + \sigma_{TDC}^2 + \sigma_{Cal}^2 + \sigma_{Clk}^2 + \sigma_{t_0}^2$$

in cui

- σ_{MRPC} è la risoluzione delle Multigap Resistive Plate Chambers (MRPC);
- σ_{TDC} è la risoluzione intrinseca delle *readout boards*;
- σ_{Cal} è l'insieme delle incertezze dovute alle costanti di calibrazione;
- σ_{Clk} è l'incertezza che tiene conto del ritardo della distribuzione del segnale di trigger nell'elettronica;
- σ_{t_0} è la risoluzione sulla misura del tempo dell'interazione.

Le prestazioni del rivelatore TOF permettono la separazione di elettroni, kaoni, pioni, protoni e deutoni fino a valori di momento di alcuni GeV/c come mostrato in Figura 2.7.

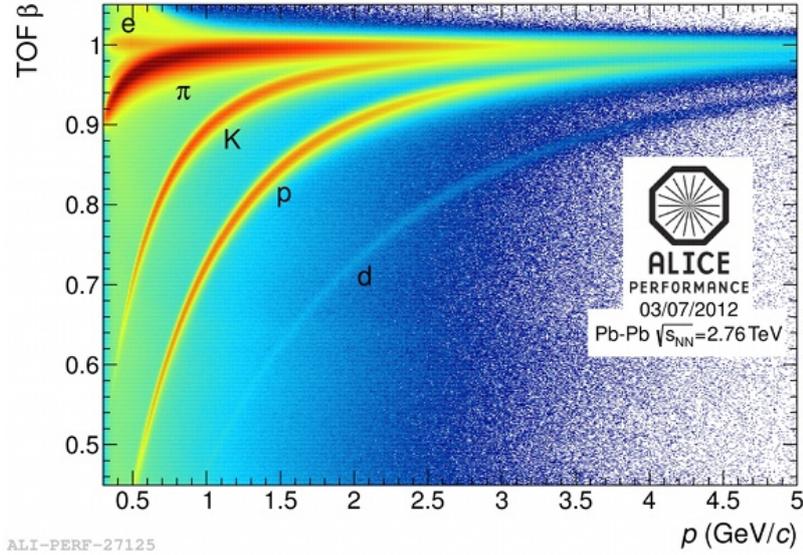


Figura 2.7: Variabile $\beta = v/c$ misurata dall'esperimento ALICE come funzione del momento p della particella in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

2.3.2 Caratteristiche strutturali del TOF

Le caratteristiche con cui è stato realizzato il rivelatore TOF sono derivate da richieste fortemente vincolanti dovute alle condizioni in cui verte l'esperimento e agli obiettivi che questo si propone di raggiungere.

Poiché la molteplicità per collisioni Pb-Pb è molto elevata è stato necessario richiedere una grande segmentazione del rivelatore in modo da ridurre al minimo la sovrapposizione di tracce in uno stesso canale del TOF. Per questo il sistema è formato da più di 157000 canali per una superficie complessiva di circa 160 m^2 . Come già accennato un altro vincolo posto dalle condizioni in cui verte l'esperimento è l'eccellente risoluzione richiesta sul tempo di volo ~ 100 ps, ma anche la grande accettazione richiesta (superiore a 2 unità di rapidità) e l'altissima efficienza ($> 95\%$).

La scelta che permette di rispettare queste condizioni è basata sulla tecnologia RPC (*Resistive Plate Chamber*), in particolare sulle MRPC (*Multigap Resistive Plate Chamber*) di cui si darà una spiegazione dettagliata nel capitolo 2.3.4.

Il rivelatore TOF si sviluppa nello *space-frame* di ALICE ad una distanza dal fascio di ~ 4 m, con una forma cilindrica, che copre completamente l'angolo azimutale ϕ nella regione centrale di pseudorapidità $|\eta| < 0.9$. È suddiviso rispetto all'angolo azimutale in 18 settori ad ognuno dei quali corrisponde un supermodulo, suddiviso a sua volta, lungo la direzione del fascio, in 5 moduli diversi (1 centrale, 2 intermedi e 2 esterni) a seconda

della regione in η che coprono. I moduli contengono un totale di 1638 strisce MRPC che coprono un'area di $\sim 160 \text{ m}^2$ con 157248 elettrodi di lettura (*pads*).

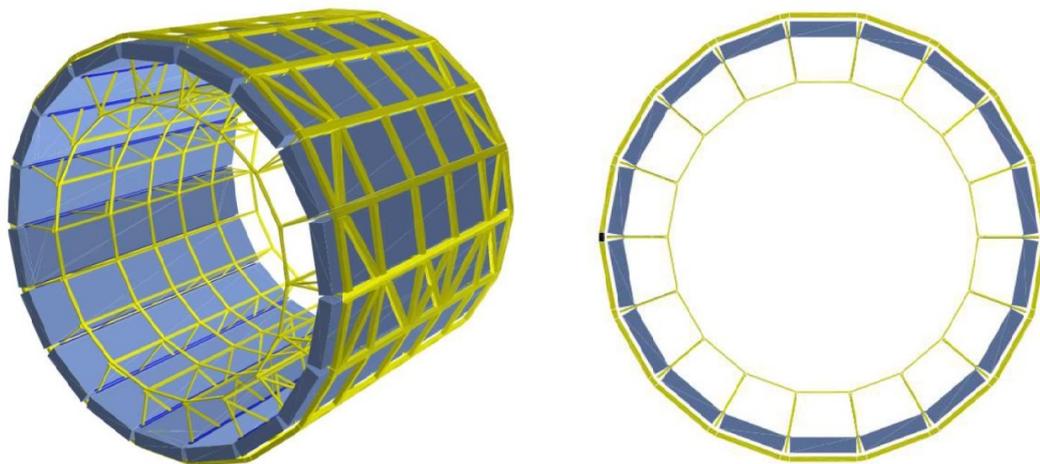


Figura 2.8: Posizionamento nei 18 settori del TOF all'interno del frame di ALICE.

2.3.3 I supermoduli

Come già accennato ognuno dei 18 settori ospita un supermodulo costituito da 5 moduli diversi:

- uno centrale lungo 1.14 m, che contiene 15 MRPC;
- due intermedi lunghi 1.47 m ciascuno e contenenti 19 MRPC a testa;
- due esterni, ciascuno lungo 1.78 m e contenente 19 MRPC.

All'interno di ogni modulo le MRPC vengono disposte in modo tale che la loro area attiva sia leggermente sovrapposta e siano posizionate leggermente inclinate rispetto alla posizione orizzontale al fine di ridurre al minimo le aree morte e perché risultino il più possibile perpendicolari rispetto alle particelle in arrivo dall'interazione.

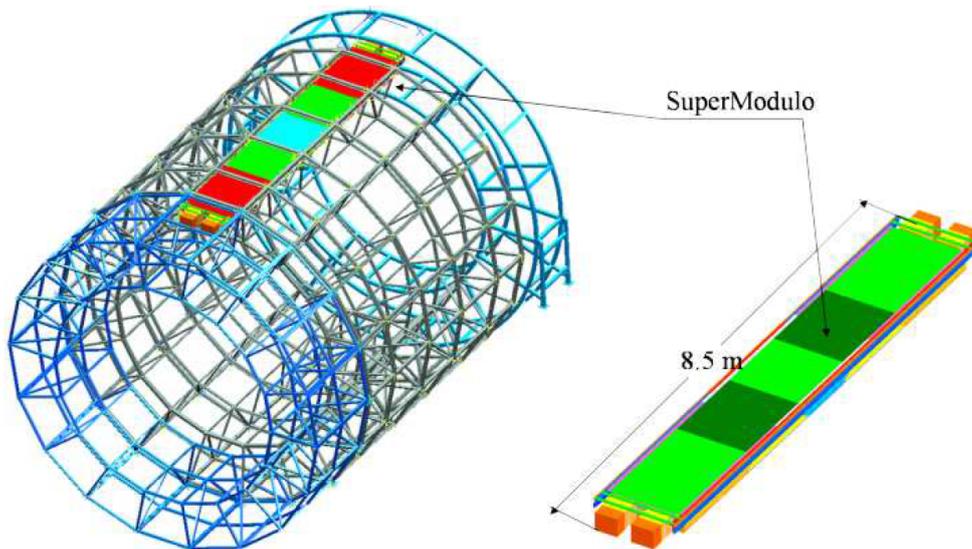


Figura 2.9: Rappresentazione di un supermodulo, della sua posizione nello space-frame e della suddivisione in moduli.

In ciascuna estremità del supermodulo sono posizionati due *crates* nei quale alloggia l'elettronica di lettura. Ogni modulo del TOF è costituito da due volumi separati: una regione interna, contenente gas, in cui sono inserite le MRPC, ed una esterna che contiene l'elettronica di front-end. La parte che ospita le MRPC è realizzata con fibra di vetro ed è ricoperta internamente da uno strato di alluminio per assicurare un buon schermaggio elettromagnetico. Allo stesso modo anche la regione contenente le schede di front-end è protetta da uno strato di alluminio. Il volume di gas è separato dall'elettronica da un piano spesso 1.3 cm di *alluminio/honeycomb*⁴ racchiuso tra due strati di alluminio di 1 mm.

La trasmissione dei segnali dai pad di lettura, sulle MRPC, alle schede di front-end avviene tramite dei cavi *twisted-pair*⁵ connessi alle schede d'interfaccia.

Nel TOF ci sono 90 moduli per un volume complessivo di gas di 16 m³, la migliore miscela ottenuta è composta da 90% di freon ($C_2H_2F_4$), 5% di isobutano (C_4H_{10}) e 5% di esafluoruro di zolfo (SF_6). Il costo notevole di questa miscela ha richiesto l'utilizzo di un sistema chiuso di circolazione del gas.

Per mantenere le temperature dettate dalle specifiche di ALICE, è previsto un sistema di

⁴L'*honeycomb* è un materiale in cui l'alluminio è modellato in una struttura che richiama la forma di un nido d'ape.

⁵I cavi *twisted pair* sono formati da fili di rame intrecciati a coppie e ciascuna coppia è intrecciata a sua volta con le altre.

raffreddamento ad acqua per le schede di *front-end* e per i *crates* contenenti l'elettronica di *read-out* [26].



Figura 2.10: Supermodulo in fase di assemblaggio.

2.3.4 Le MRPC: camere a piani resistivi paralleli a multigap

Una RPC (*Resistive Plate Chamber*) è un rivelatore che consiste essenzialmente in due elettrodi piani paralleli, costituiti da materiale ad elevata resistività, che racchiudono al loro interno un volume di gas a pressione atmosferica.

Questi rivelatori si basano sul processo fisico di ionizzazione del gas che contengono al loro interno; quando una particella che passa attraverso il gas ha un'energia sufficiente per ionizzarlo produce delle coppie elettrone-ione lungo la sua traccia, queste coppie possono essere raccolte usando un campo elettrico, che fa migrare gli elettroni verso l'anodo positivo, e gli ioni verso il catodo negativo. Il moto verso gli elettrodi di queste coppie elettrone-ione può generare, se questi presentano energia sufficiente, una nuova ionizzazione delle molecole del gas che produce elettroni e ioni secondari. Questo fenomeno si ripete dando luogo a quella che viene chiamata *moltiplicazione a valanga* e la distribuzione delle cariche prodotte assume una forma a goccia.

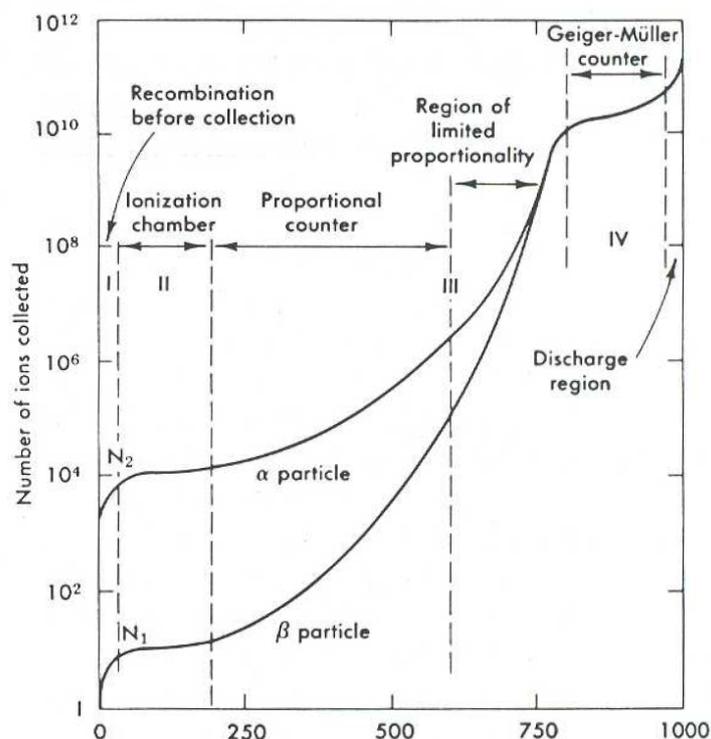


Figura 2.11: Numero di ioni raccolti sugli elettrodi di un rivelatore a ionizzazione in funzione del campo elettrico applicato.

La natura dei processi di moltiplicazione che si innescano nel volume gassoso dipende fortemente dai valori di campo elettrico applicati come mostrato in Figura 2.11. In una prima fase il numero di ioni che giunge agli elettrodi si mantiene pressoché costante, questo stato corrisponde alla condizione per cui per azione del campo elettrico le particelle cariche prodotte per ionizzazione primaria giungono agli elettrodi senza ionizzare il gas. All'aumentare dell'intensità del campo elettrico gli elettroni e ioni acquistano energia sufficiente per ionizzare le molecole del gas e si innescano i processi di ionizzazione a valanga, giungendo quindi ad una fase in cui maggiore è l'intensità del campo elettrico e minore è la distanza che gli elettroni devono percorrere prima di poter ionizzare gli atomi del gas, questo stadio è detto *proporzionale* poiché il numero di cariche raccolte è approssimativamente proporzionale al valore della tensione applicata. Aumentando nuovamente la tensione si giunge ad una condizione in cui il numero di ioni raccolti sugli elettrodi risulta nuovamente indipendente dalla tensione, questo stadio può essere spiegato tenendo conto che le valanghe possono degenerare negli *streamers*, cioè

valanghe di dimensioni molto elevate.

Aumentando ancora la tensione applicata, si arriva ad innescare una scarica tra anodo e catodo del rivelatore, con la formazione di una scintilla.

L'utilizzo delle semplici RPC come rivelatori per il TOF è escluso dalla necessità di avere simultaneamente risoluzioni temporali dell'ordine di 100 ps, un'elevata efficienza e un alto indice di sopportazione di flussi incidenti di particelle elevati. Per poter sopportare i flussi aspettati per l'esperimento ALICE è necessario limitare la quantità di carica prodotta e operare in regime proporzionale. Nelle RPC a singolo gap questo è possibile solo utilizzando gap piccoli o campi elettrici poco intensi, ma in questo caso si perde in efficienza o si ottiene una risoluzione temporale peggiore.

Questo problema è stato risolto con lo sviluppo della camera a piani resistivi multigap (MRPC), che consiste essenzialmente in una RPC in cui vengono inseriti dei piani resistivi equidistanziati in modo da suddividere la distanza tra i due elettrodi in tanti intervalli uguali e indipendenti. L'utilizzo delle MRPC permette, a differenza delle RPC a singolo gap, di operare in regime proporzionale anche applicando campi esterni molto elevati con la condizione di avere gap sufficientemente piccoli. La valanga viene infatti limitata dalla piccola distanza che può percorrere all'interno del gas riducendo al minimo la possibilità di avere *streamers* poiché i processi che si originano all'interno di ogni singolo gap sono indipendenti.

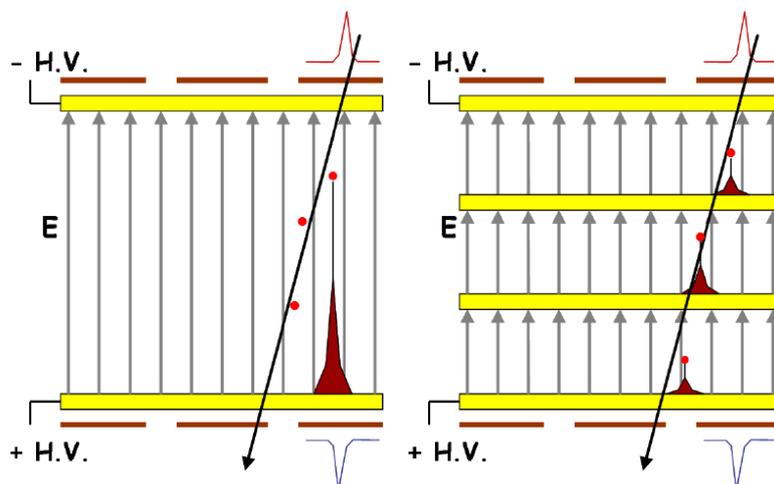


Figura 2.12: Rappresentazione di una RPC e di una MRPC, si può notare come una MRPC consista essenzialmente in una RPC in cui vengono inseriti dei piani resistivi equidistanziati in modo da suddividere la distanza tra i due elettrodi in tanti intervalli.

Le MRPC per il TOF di ALICE sono del tipo a *doppio stack*, con un anodo centrale e due catodi disposti in maniera simmetrica intorno. Questa configurazione presenta diversi vantaggi, in particolare permette di avere un numero maggiore di gaps senza dover aumentare la tensione di lavoro applicata e riuscendo a produrre un segnale in uscita in carica più ampio di un fattore due rispetto ai rivelatori a singolo stack. Ogni MRPC si presenta come una strip con un'area attiva di $7,4 \times 120 \text{ cm}^2$ con *gap* di $250 \mu\text{m}$ di ampiezza, ognuna di esse comprende 96 pads di lettura, disposti su 2 file da 48, ciascuno di area $2,5 \times 3,5 \text{ cm}^2$; tali pads vengono realizzati su circuiti prestampati (*Printed Circuit Board, PCB*) che servono per isolarli dagli elettrodi ad alta tensione. Una rappresentazione della struttura interna di una MRPC è fornita in Figura 2.13 [27].

2.3.5 Elettronica

Le componenti essenziali del sistema di elettronica del TOF sono due: l'elettronica di *front-end*, che converte i segnali provenienti dalle MRPC in segnali digitali, e la scheda di *read-out* attraverso la quale viene letto il segnale in uscita. Il segnale proveniente da ogni pad viene amplificato e discriminato da una *Front End Analogue card* (FEA) contenente un chip ASIC NINO (*Application Specific Integrated Circuit*). Questo fornisce un segnale di uscita con larghezza corrispondente alla durata sopra soglia del segnale, TOT (*Time Over Threshold*), cioè l'intervallo di tempo in cui prima il fronte di salita e poi quello di discesa del segnale attraversano la soglia minima di rivelazione. Questo segnale in uscita viene quindi trasmesso ai *crates* dove viene letto da una scheda TDC chiamata TRM (*TDC Readout Module*) contenente i chip degli HPTDC (*High Performance TDC*).

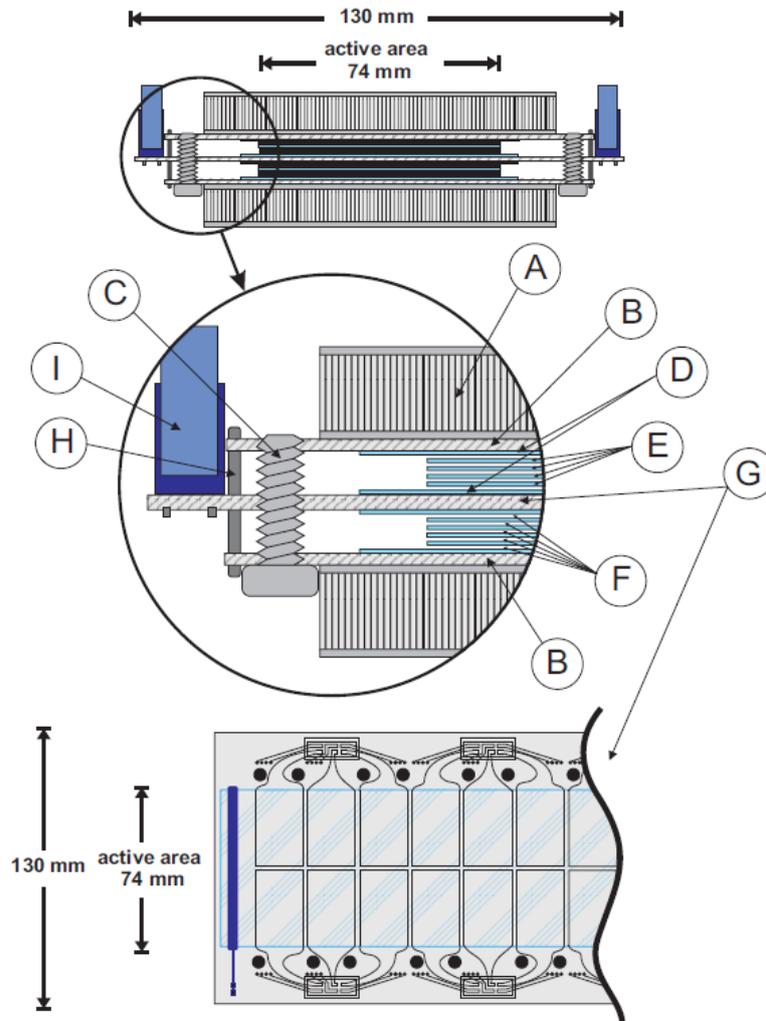


Figura 2.13: Sezione trasversale di una MRPC a doppio stack: (A) pannello di honeycomb, (B) PCB con pad catodici, (C) viti in plexiglas, (D) vetri resistivi esterni, (E) vetri interni, (F) gap, (G) PCB centrale con pad anodici, (H) pin metallici per il trasporto della tensione dai catodi alla parte centrale, (I) connettori dei cavi flat per il trasporto del segnale alla scheda di front-end.

Capitolo 3

Studio delle prestazioni del rivelatore TOF in funzione del tasso di occupazione

Il rivelatore TOF opera in combinazione con la TPC (*Time Projection Chamber/Camera a Proiezione Temporale*) per fornire le informazioni necessarie a determinare la massa delle particelle: impulso e velocità. Poiché queste informazioni provengono dai due rivelatori in maniera indipendente è stato sviluppato un algoritmo che oltre a ricostruire la traccia nella TPC ne permette l'estrapolazione fino al TOF, consentendo di associarla ad un segnale di questo rivelatore. Quando è possibile associare ad una traccia estrapolata un segnale del TOF si parla di *matched track*.

Nel campione di tracce associate esiste una certa percentuale di associazioni scorrette, che possono essere dovute ad esempio a scattering multiplo, che conduce ad un'errata ricostruzione della traccia e di conseguenza ad un'associazione scorretta ad un segnale del TOF, oppure a tracce che non raggiungono il rivelatore a tempo di volo perché il raggio di curvatura della loro traiettoria nella TPC non lo permette.

Quando una traccia della TPC viene associata al corretto segnale sul TOF si ha un evento di *good match*, mentre quando l'associazione è scorretta si parla di *bad match*.

In questo elaborato si darà particolare importanza all'efficienza di matching del TOF, ovvero l'efficienza di associazione delle tracce estrapolate dalla TPC con i segnali del rivelatore.

3.1 Generalità sul sistema di riferimento adottato e sulle variabili di interesse

Come già anticipato nel capitolo precedente, il rivelatore TOF si sviluppa nello *space-frame* di ALICE con una forma cilindrica, che copre completamente l'angolo azimutale ϕ nella regione centrale di pseudorapidità $|\eta| < 0.9$. In Figura 3.1 è mostrato il sistema di riferimento polare convenzionale nel quale si considera immerso il rivelatore. In questo capitolo assumeremo tuttavia un sistema di riferimento diverso da quello globale di ALICE, in particolare uno tale per cui i moduli dei vari settori giacciono nel piano x - z .

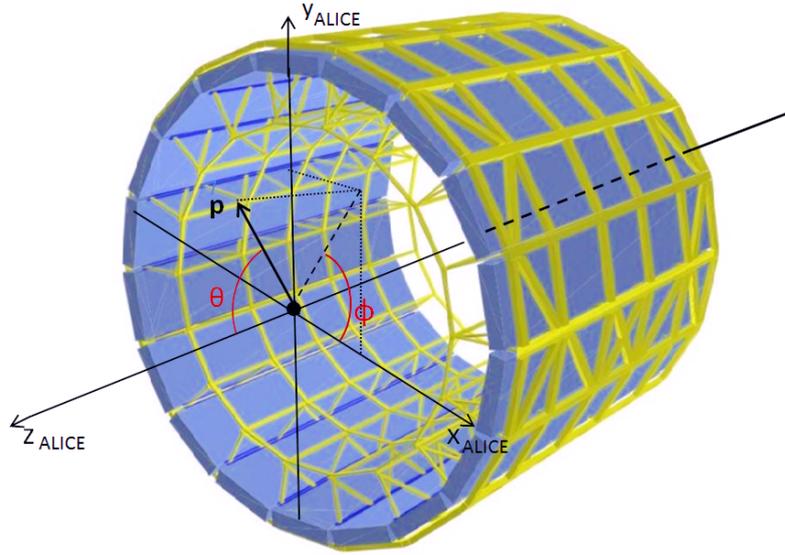


Figura 3.1: Rappresentazione del rivelatore TOF nel sistema di riferimento polare convenzionale.

Come già specificato nel capitolo precedente ogni MRPC si presenta come una strip comprendente 96 pads di lettura, disposti su 2 file da 48, ciascuno di area $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$. Si supponga che una strip sia colpita da una particella, sebbene la caratteristica disposizione dei pads lungo la MRPC faccia sì che la maggioranza degli hits si manifestino al centro del pad, essi possono in generale avvenire in un punto qualsiasi del piano, all'interno dell'area di un pad o nel caso peggiore a cavallo tra più pads.

Si conderi la Figura 3.2 in cui viene mostrato un dettaglio di una MRPC durante l'hit di una particella; le variabili Δx e Δz , chiamate residui, rappresentano le distanze spaziali, lungo i due assi x e z , del centro del pad acceso dal punto in cui è avvenuto l'hit.

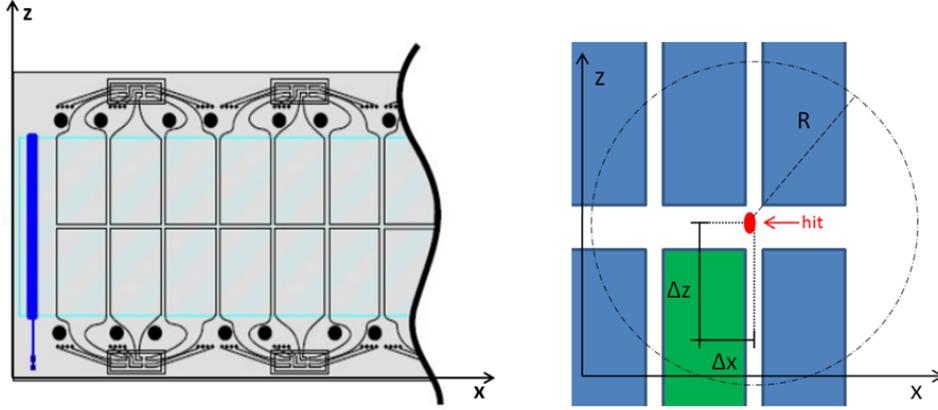


Figura 3.2: Rappresentazione di una sezione di una MRPC contenente i pads di lettura nel piano x-z. Vengono mostrate le variabili Δx , Δz e la *matching window* R rispetto al pad acceso in verde.

È ora possibile introdurre la variabile ΔR :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta z)^2} \quad (3.1)$$

e la variabile n_σ come:

$$n_\sigma = \sqrt{\frac{(\Delta x)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(\Delta z)^2}{\sigma_z^2}} \quad (3.2)$$

In cui σ_x e σ_z sono le incertezze associate ai residui e sono definite come somma in quadratura della deviazione standard di una distribuzione uniforme, in cui l'intervallo di distribuzione è la dimensione del pad lungo l'asse considerato, e della deviazione standard di una distribuzione Gaussiana data dalla risoluzione associata all'estrapolazione della traccia.

Perché una data traccia sia associata ad un segnale del TOF, e si possa parlare quindi di evento di *matching*, la sua estrapolazione deve essere a non più di una data distanza R da un pad che ha dato un segnale, tale distanza è chiamata *matching window* (si veda Figura 3.2). Per definire la finestra di matching del TOF la variabile utilizzata è convenzionalmente ΔR , in questo elaborato verrà tuttavia preso in considerazione l'utilizzo di n_σ per valutare eventuali vantaggi e svantaggi che questa scelta comporterebbe.

È inoltre necessario introdurre i concetti di efficienza di matching o di associazione e *mismatch* i quali saranno indispensabili nelle sezioni successive.

L'efficienza di matching è il numero di tracce associate correttamente rapportate al numero di totale di tracce estrapolate dalla TPC al TOF:

$$\varepsilon_{match} = \frac{N_{GoodMatch}}{N_{tracce}}; \quad (3.3)$$

si parla invece di *mismatch* come del numero di tracce associate erroneamente rapportate al numero totale di tracce associate, indipendentemente che si tratti di *good* o *bad match*:

$$mism = \frac{N_{BadMatch}}{N_{Match}} = \frac{N_{BadMatch}}{N_{GoodMatch} + N_{BadMatch}}. \quad (3.4)$$

L'efficienza di matching è sensibile ad alcuni fattori che possono influire sulla capacità di associare correttamente le tracce, tra cui le interazioni che le particelle possono avere nel materiale passivo del TRD posto tra TPC e TOF, le zone morte o i canali spenti del rivelatore e l'inefficienza dell'algoritmo di ricostruzione utilizzato per associare le tracce con i segnali del TOF. In Figura 3.3 è mostrata l'efficienza di matching in funzione dell'impulso trasverso della particella, ricavata attraverso analisi effettuate sulla simulazione Monte Carlo per collisioni Pb-Pb.

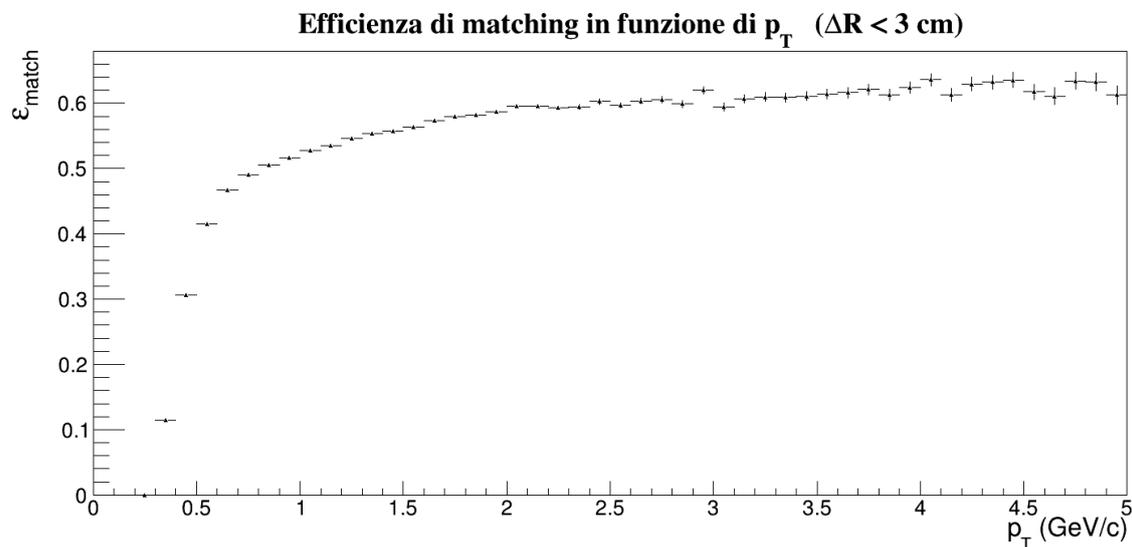


Figura 3.3: Efficienza di matching in funzione dell'impulso trasverso p_T ottenuta attraverso i dati della simulazione Monte Carlo per collisioni Pb-Pb con finestra di matching $R = 3$ cm.

Si può notare come ad eccezione della regione di bassi impulsi trasversi, dove dominano gli effetti di scattering multiplo e l'assorbimento nel materiale passivo, l'efficienza di associazione presenta un appiattimento a ~ 0.6 , che rimane costante per impulsi maggiori di $\sim 2 \text{ GeV}/c$. È necessario tuttavia precisare che questo valore di efficienza è determinato principalmente dall'accettazione del rivelatore e dalla mappa di canali accesi, trascurando questi effetti l'efficienza del TOF risulta maggiore del 95%.

3.2 Dipendenza dell'efficienza di associazione dalla finestra di matching

La scelta della finestra di matching ha una grande influenza sull'efficienza di associazione del rivelatore: una finestra ampia, infatti, aumenta la percentuale di *matched tracks* perché offre una più ampia possibilità di trovare un pad acceso nell'intorno dell'hit della particella, d'altra parte tuttavia aumenta anche la probabilità di *bad matches* rischiando di associare a quella data traccia *pads* che non le corrispondono. La scelta di una finestra di matching piccola d'altro canto diminuisce il numero di *matched tracks*, ma entro un certo limite inferiore di larghezza, può evitare *bad matches*.

Si considerino le variabili ΔR e n_σ , definite nella sezione precedente; studiando la dipendenza dell'efficienza di associazione da queste due variabili si può determinare quale sia l'influenza della finestra di matching sulle prestazioni del rivelatore. In particolare, si può investigare quale delle due grandezze è preferibile utilizzare per stabilire la migliore *matching window* al fine di massimizzare l'efficienza.

In Figura 3.4 e 3.5 è mostrato l'andamento dell'efficienza di matching in funzione della variabile ΔR (3.4) e n_σ (3.5) per regioni di impulso trasverso differente.

Poiché, come è stato evidenziato, l'efficienza di associazione dipende dall'impulso il grafico mostra le efficienze di matching normalizzate facendo sì che saturassero al valore 1 per $\Delta R = 10 \text{ cm}$; l'intento di questa analisi è infatti quello di analizzare esclusivamente l'influenza data dalla *matching window*. In assenza di normalizzazione le curve di efficienza raggiungerebbero valori di saturazione via via decrescenti al diminuire dell'impulso trasverso.

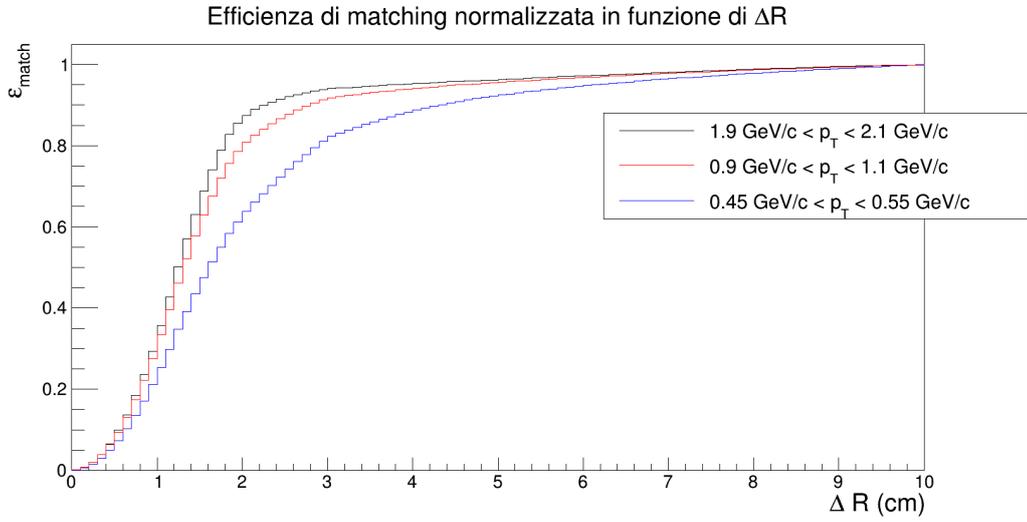


Figura 3.4: Andamento dell'efficienza di matching normalizzata a 1 in funzione della variabile ΔR per tre regioni di impulso trasverso.

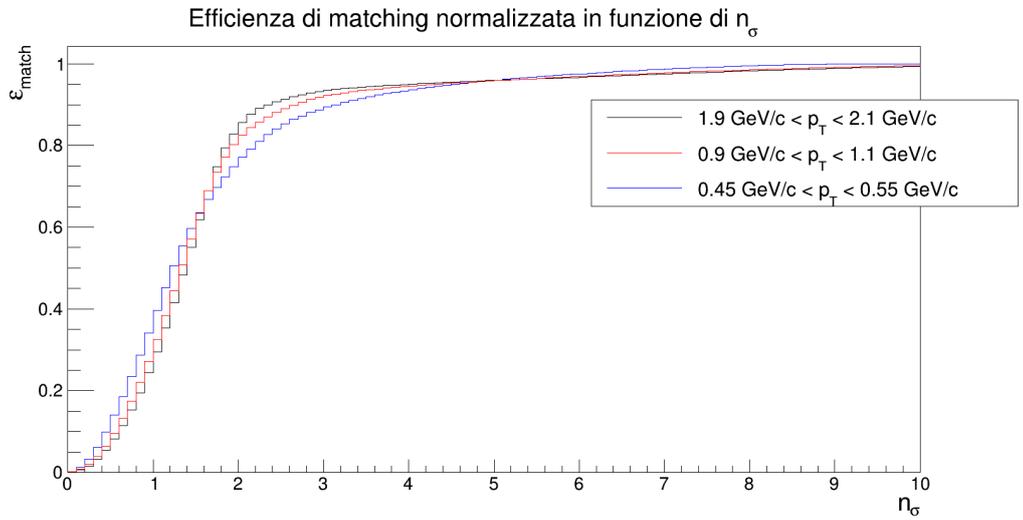


Figura 3.5: Andamento dell'efficienza di matching normalizzata a 1 in funzione della variabile n_σ per tre regioni di impulso trasverso.

Si può notare come, indipendentemente dalla variabile di interesse, l'efficienza di associazione presenti un appiattimento che rimane costante per valori di ΔR e n_σ maggiori

di ~ 3 cm e ~ 3 , rispettivamente. È tuttavia evidente che, mentre in Figura 3.5 la scelta della regione di impulsi trasversi non modifica che leggermente l'andamento della curva, in Figura 3.4 a mano a mano che diminuisce il valore di p_T si assiste ad un'evidente diminuzione di efficienza per valori di $\Delta R < 3.5$ cm. Questo effetto può essere spiegato tenendo conto del fatto che la risoluzione sul tracciamento peggiora muovendosi verso impulsi più bassi; usando la variabile n_σ questo peggioramento non viene evidenziato poiché nella definizione 3.2 i residui sono rapportati con le loro incertezze, le quali tengono conto della loro risoluzione.

Prima di concludere che la variabile n_σ sia più vantaggiosa di ΔR per definire la scelta della finestra di matching, in termini di massimizzazione di efficienza, è necessario tenere conto dell'influenza che queste variabili possono avere sul *mismatch* (indicato con *mism* nella formula 3.4). L'analisi effettuata sui dati della simulazione MC per collisioni Pb-Pb sul *mismatch* è mostrata in Figura 3.6.

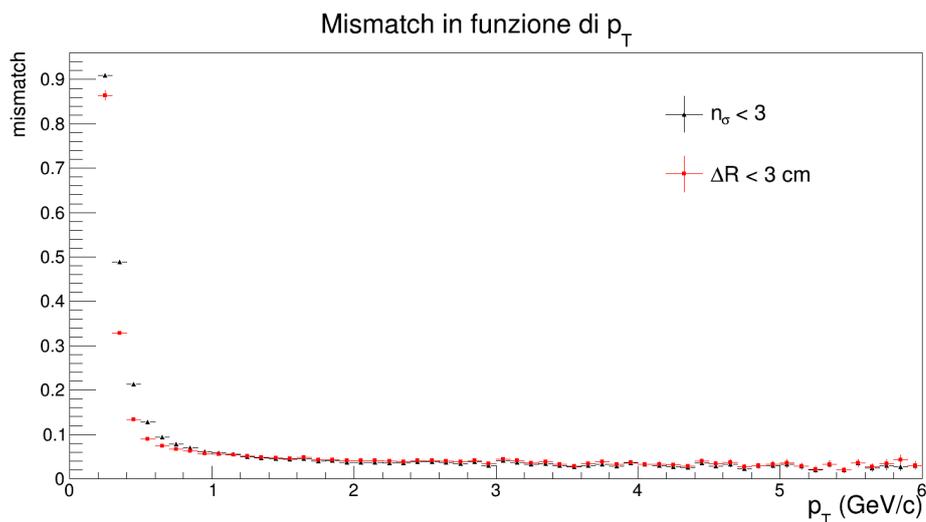


Figura 3.6: Andamento del *mismatch* (*mism*) in funzione dell'impulso trasverso p_T operando tagli sulla finestra di matching utilizzando le variabili ΔR (rosso) e n_σ (nero).

In questo caso è evidente che il taglio in ΔR risulta più conveniente rispetto a quello in n_σ in termini di minimizzazione del *mismatch*.

Si conclude che la scelta della variabile n_σ in sostituzione a ΔR , nella definizione della *matching window*, non porti vantaggi evidenti alle prestazioni del rivelatore. Sebbene, infatti, l'utilizzo della variabile n_σ sia più conveniente in termini di massimizzazione dell'efficienza di matching, ΔR permette invece di minimizzare il *mismatch*.

3.3 Dipendenza del mismatch dalle caratteristiche del rivelatore

In questa sezione verrà introdotto un modello teorico per la descrizione del *mismatch* che possa esprimerne la dipendenza dalle caratteristiche del rivelatore, tra cui l'occupancy¹, la *matching window*, la superficie dei pads e l'efficienza di matching.

Lo scopo di questa trattazione è quello di verificare la validità di questo modello attraverso un confronto tra due stime dei parametri di interesse ottenute attraverso analisi sui dati della simulazione Monte Carlo Pb-Pb. Questo permetterà di verificare quali parametri influenzino in maniera rilevante il *mismatch* e potrà essere utile per approfondire analisi sulle possibilità di limitare al minimo questo fenomeno al fine di massimizzare l'efficienza di associazione TPC-TOF.

3.3.1 Un modello per la descrizione del mismatch

Come affermato nelle sezioni precedenti se all'interno della finestra di matching di un dato hit, prodotto da una particella sul rivelatore TOF, si trova un pad acceso si è in presenza di un evento di *matching*. La presenza di un segnale all'interno della *matching window* non è tuttavia una condizione sufficiente ad affermare che si sia verificato un *good match*; non è infatti garantito che l'accensione del pad sia dovuta ad un cosiddetto *good hit*. Si parla di *fake hit* quando si verifica l'accensione di un pad sul TOF all'interno della *matching window* di un dato hit, che non corrisponda alla traccia estrapolata in quel punto; si parla invece di *good hit* quando c'è corrispondenza tra segnale e traccia. Avere una stima del numero medio di eventi di *fake hit* può fornire una buona approssimazione del numero medio di eventi di *mismatch* e fornire informazioni importanti sulla sua dipendenza dalle caratteristiche del rivelatore.

È ragionevole considerare il numero di conteggi di *fake hit* distribuito secondo una distribuzione binomiale:

$$P_B(n; N) = \frac{N!}{n! \cdot (N - n)!} \cdot p^n \cdot q^{N-n},$$

in cui la probabilità p (di successo) è quella di accensione di un pad sul totale di canali del TOF, ovvero il tasso di occupazione del rivelatore $p = N_{TOF}^{acc}/N_{TOF}^{tot}$, N il numero totale di pads presenti all'interno della *matching window* $N = (\pi R^2)/A_{pad}$ (dove A_{pad} è l'area del singolo pad), e n il numero di *fake hits*.

¹Con *occupancy* si intende il numero di pads del TOF accesi in un evento. La frazione tra l'occupancy e il numero totale di pads del rivelatore, $N_{TOF}^{acc}/N_{TOF}^{tot}$, è il tasso di occupazione del TOF.

Il numero medio di eventi di *fake hit* può essere quindi stimato come:

$$p \cdot N = \mu = \frac{\pi \cdot N_{TOF}^{acc} \cdot R^2}{A_{pad} \cdot N_{TOF}^{tot}}. \quad (3.5)$$

Questo valore può dunque essere considerato una buona approssimazione del numero medio di eventi di *mismatch* e fornisce informazioni importanti sulla sua dipendenza dall'*occupancy* del rivelatore e dalla *matching window*; in particolare si attenderà una dipendenza lineare dal tasso di occupazione del rivelatore e una dipendenza quadratica dalla finestra di matching.

In Figura 3.8 e 3.7 è mostrato uno studio effettuato sugli eventi di *mismatch*, utilizzando i dati di simulazione Monte Carlo Pb-Pb e p-p, che mostra come le ipotesi avanzate siano accurate e che la direzione presa nella descrizione del *mismatch* è corretta. I dati mostrano quanto atteso: una dipendenza lineare dal tasso di occupazione del rivelatore e una dipendenza quadratica dalla finestra di matching.

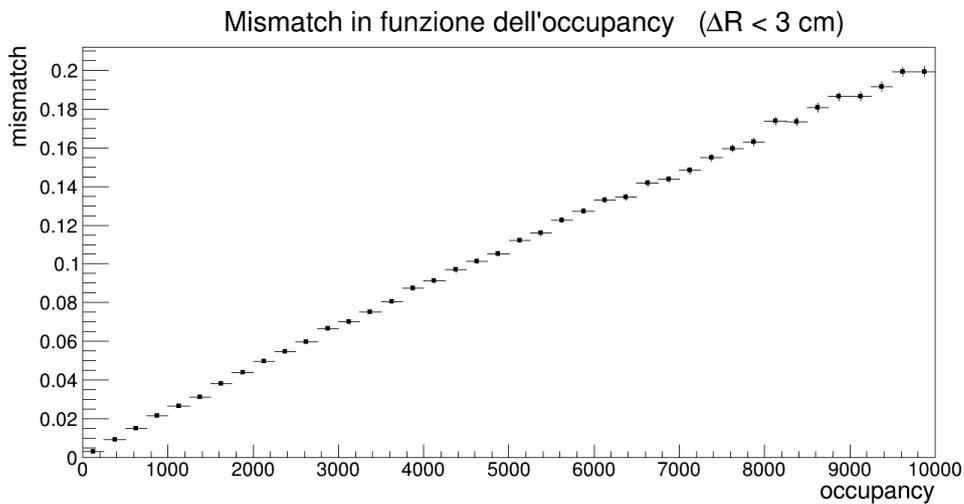


Figura 3.7: Andamento del *mismatch* in funzione dell'occupancy del rivelatore ottenuta attraverso i dati della simulazione Monte Carlo Pb-Pb.

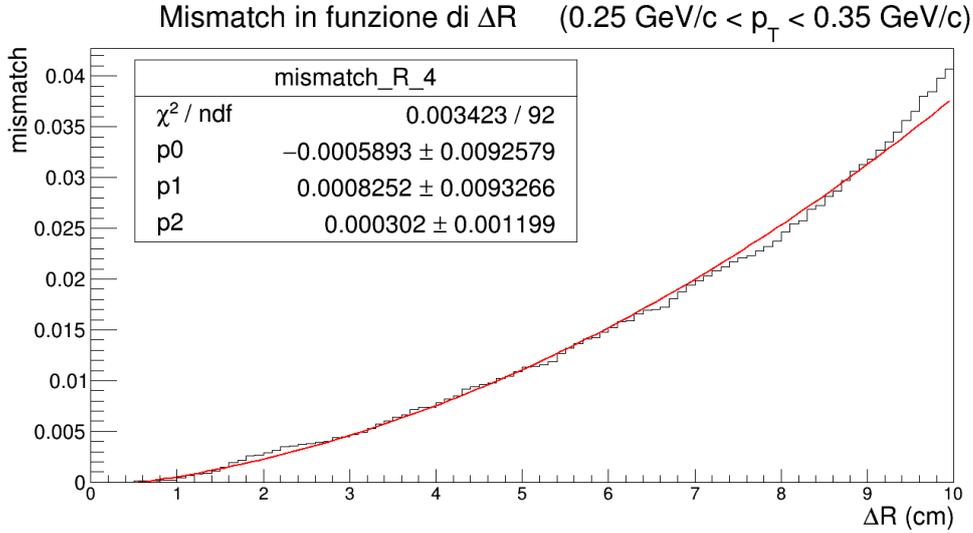


Figura 3.8: Andamento del *mismatch* in funzione della finestra di matching ottenuta attraverso i dati della simulazione MC p-p.

3.3.2 Raffinamento del modello

Si consideri la definizione di *mismatch* introdotta nella sezione 3.1:

$$mism = \frac{N_{badmatch}}{N_{badmatch} + N_{goodmatch}}; \quad (3.6)$$

si definiscano con p_0 la probabilità che si verifichi almeno un *fake hit*, e con p_1 la probabilità che, nel caso di presenza simultanea di *fake hit* e *good hit*, si verifichi un *bad match* associando alla traccia il segnale sbagliato.

In questo contesto l'espressione del numero di eventi di *bad match* può essere scritta come:

$$N_{badmatch} = p_0 \cdot (1 - \varepsilon) + p_0 \cdot p_1 \cdot \varepsilon \quad (3.7)$$

in cui ε rappresenta la probabilità che si verifichi un *good hit*. Un'ottima stima di questo parametro è l'efficienza di matching (definizione 3.3), normalizzata facendo sì che per valori di impulso maggiori di $\sim 5 \text{ GeV}/c$ saturi al valore 1; in questo modo si escludono effetti di accettazione che riducono l'efficienza del rivelatore.

L'espressione 3.7 tiene conto dei casi:

- in cui si verifichi un *fake hit* e non si verifichi un *good hit* e quindi inevitabilmente si tratti di *bad match*: $p_0 \cdot (1 - \varepsilon)$;

- in cui in presenza di un *fake hit* e di un *good hit* si verifichi comunque un *bad match* associando alla traccia il segnale errato: $p_0 \cdot p_1 \cdot \varepsilon$.

Allo stesso modo l'espressione del numero di eventi di *good match* in funzione delle probabilità p_0 e p_1 può essere scritta come:

$$N_{goodmatch} = \varepsilon \cdot (1 - p_0) + \varepsilon \cdot p_0 \cdot (1 - p_1), \quad (3.8)$$

considerando i casi:

- in cui non si verifichino *fake hits* e si verifichi un *good hit* e quindi inevitabilmente si tratti di *good match*: $\varepsilon \cdot (1 - p_0)$;
- in cui si verifichino un *fake hit* e un *good hit* e alla traccia sia associato il segnale corretto: $\varepsilon \cdot p_0 \cdot (1 - p_1)$.

Combinando le equazioni 3.7, 3.8 e 3.6 e operando alcune semplificazioni si ottiene l'espressione del *mismatch*:

$$mism = \frac{p_0 \cdot (1 - \varepsilon) + p_0 \cdot p_1 \cdot \varepsilon}{p_0 \cdot (1 - \varepsilon) + \varepsilon}. \quad (3.9)$$

3.3.3 Applicazione del modello ai dati della simulazione MC per collisioni Pb-Pb

Per verificare la validità del modello introdotto nella sezione precedente è stata effettuata un'analisi sui dati della simulazione Monte Carlo per collisioni Pb-Pb esprimendo il *mismatch* in funzione dell'efficienza di associazione ed effettuando un fit con la funzione modello 3.9.

Rappresentando in un unico grafico il *mismatch* e l'efficienza di matching normalizzata a 1 (ε) in funzione dell'impulso trasverso, come mostrato in Figura 3.9, è possibile estrapolare i punti allo stesso valore di impulso trasverso e realizzare un grafico del *mismatch* in funzione di ε . Grafici di questo tipo sono stati realizzati variando l'intervallo di *occupancy* tra $2000 \div 3000$ (bassa occupancy), $5000 \div 6000$ (media occupancy), $8000 \div 10000$ (alta occupancy), e variando la *matching window* tra 3, 6 e 10 cm.

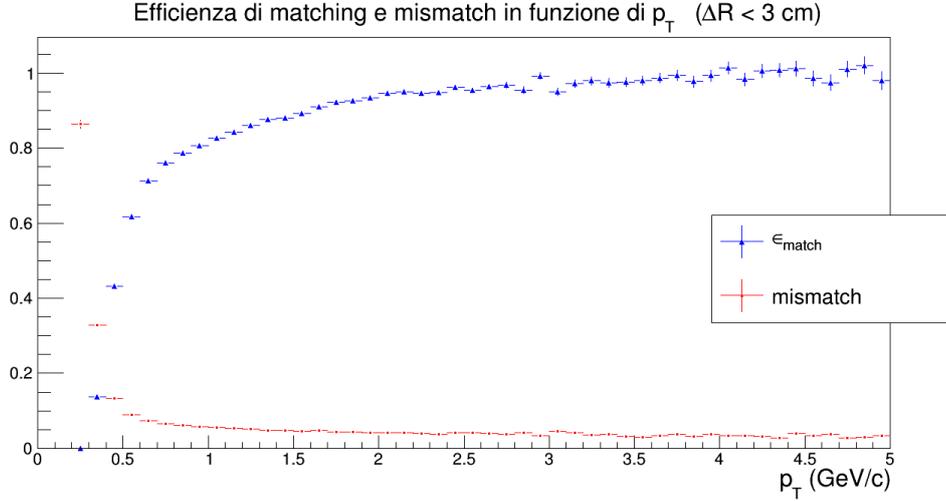


Figura 3.9: Grafico raffigurante l’efficienza di matching normalizzata a 1 e *mismatch* (*mism*) in funzione dell’impulso trasverso p_T per una finestra di *matching* di 3 cm.

Su ognuno di questi grafici è stato quindi effettuato un fit utilizzando la funzione modello 3.9 con parametri liberi p_0 e p_1 ; i risultati ottenuti sono mostrati in Figura 3.10 e l’ottimo accordo della funzione di fit con i dati sperimentali può già essere considerato un indizio della correttezza del modello introdotto.

Tuttavia per poter ottenere un confronto numerico sulla bontà dell’ipotesi avanzata è necessario stimare un valore “aspettato” di un parametro libero, ad esempio p_0 , e confrontarlo con quello ottenuto attraverso il fit sui grafici.

Le analisi presentate nella sezione 3.3.1 accreditano l’ipotesi avanzata che la distribuzione di eventi di *fake hit* sia binomiale. È tuttavia noto che la distribuzione di Poisson può essere ottenuta come limite delle distribuzioni binomiali nel caso di valori di n sufficientemente elevati e di p sufficientemente bassi. Si può concludere che nel caso di interesse la distribuzione è in realtà approssimabile ad una Poissoniana, ipotizzando quindi che il numero di conteggi sia distribuito secondo:

$$P(n) = \frac{\mu^n}{n!} \cdot e^{-\mu}.$$

Per ottenere una stima del valore del parametro p_0 è necessario conoscere il valore medio del numero di conteggi di *mismatch* in ognuno dei 9 casi presi in esame, poiché, noto μ^{exp} , sarà infatti possibile ottenere il valore di p_0^{exp} come:

$$p_0^{exp} = 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu^{exp}}. \quad (3.10)$$

La stima del valore di μ è stata ottenuta a partire dai dati della simulazione Monte Carlo attraverso l'equazione 3.5.

3.3.4 Risultati

Alcuni dei 9 grafici raffiguranti il *mismatch* in funzione dell'efficienza di matching, ottenuti come descritto nel paragrafo precedente, sono mostrati in Figura 3.10.

I fit effettuati attraverso la funzione modello 3.9 sono stati ottenuti considerando la regione di efficienza di matching compresa tra $0.04 \div 0.8$ al fine di considerare la zona contenente i punti significativi per lo studio. La regione di efficienza maggiore di 0.8 contiene infatti una grande molteplicità di punti sperimentali a cui sono associati errori piuttosto grandi, considerare questi dati potrebbe influenzare negativamente l'adattamento del fit alle regioni con efficienza minore. I due punti sperimentali con efficienza di matching più bassa sono stati esclusi dal fit poiché in questa regione dominano grandi effetti sistematici nella stima dell'efficienza.

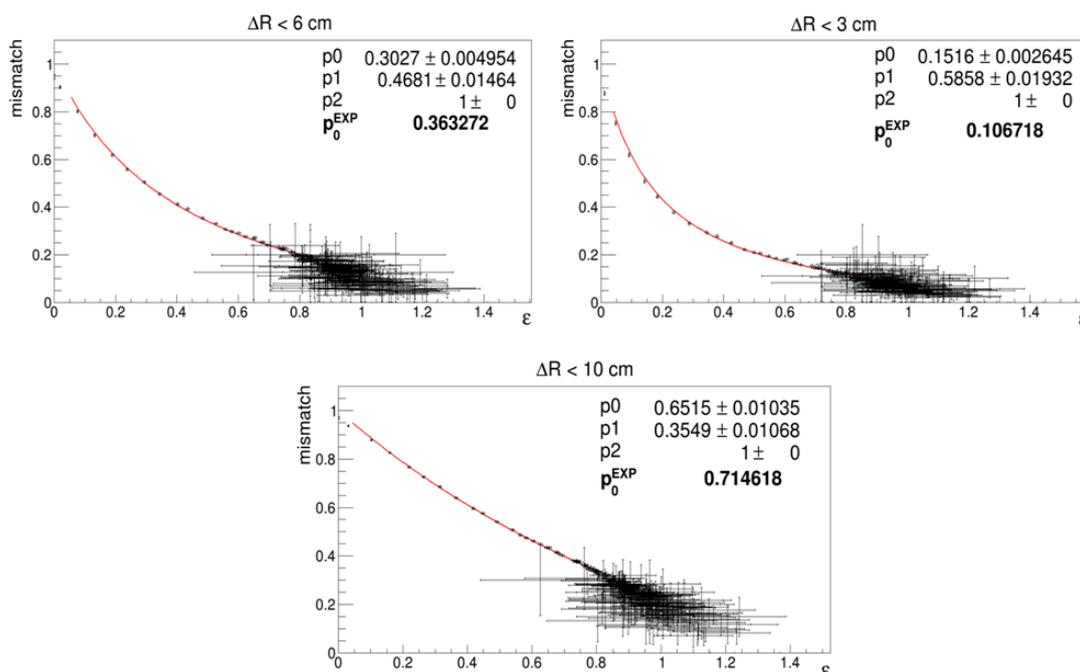


Figura 3.10: Grafico raffigurante il *mismatch* (*mism*) in funzione dell'efficienza di matching normalizzata a 1 per una finestra di *matching* di 3, 6 o 10 cm in regione di alta occupancy (8000 \div 10000 pads accesi). In ciascun grafico è mostrato il risultato del fit effettuato con la funzione modello 3.9 e del valore teorico stimato secondo la 3.10.

I valori del parametro p_0 ricavati attraverso il fit sono stati poi confrontati con i valori di p_0^{exp} ottenuti attraverso la 3.10. Il confronto è mostrato in Figura 3.11; se i dati fossero in perfetto accordo effettuando un fit lineare sarebbe atteso un andamento compatibile con la bisettrice del primo quadrante. Il risultato del fit è mostrato in figura e risulta coerente con le aspettative entro un errore del $\sim 4\%$, il quale, tenendo conto delle numerose approssimazioni considerate nella trattazione, si può ritenere un intervallo ragionevole.

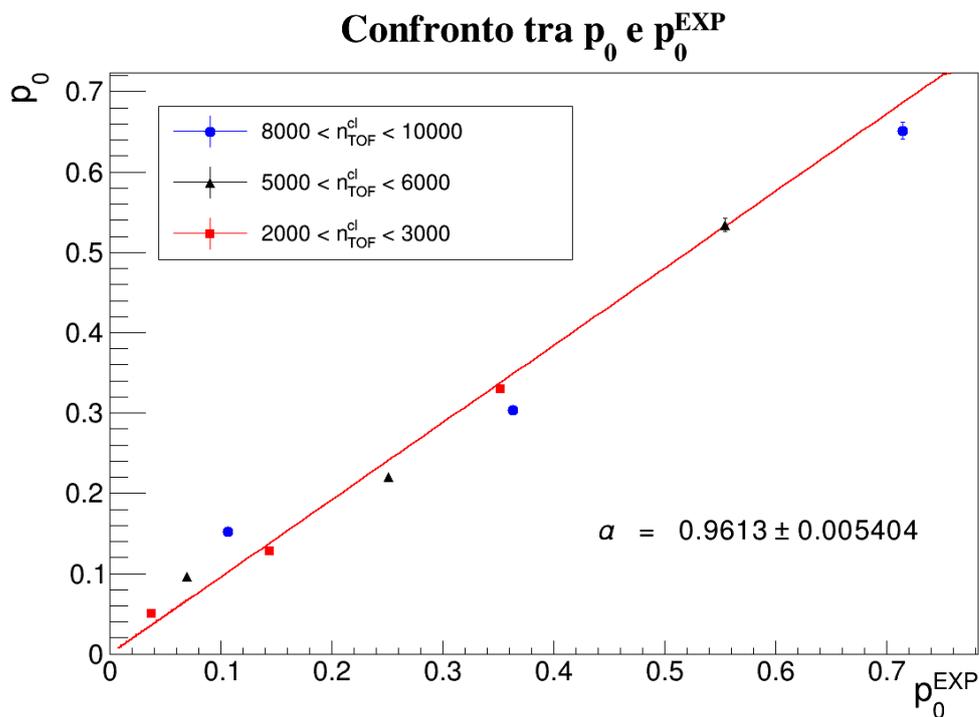


Figura 3.11: Confronto tra i valori di p_0 ottenuti attraverso il fit con la funzione modello e quelli attesi ottenuti attraverso la stima 3.10. La figura mostra anche il risultato di un fit lineare ottenuto attraverso la funzione $\alpha \cdot x$, dove α assume il valore riportato nella figura.

Per concludere lo studio sulla dipendenza del *mismatch* dai parametri presi in considerazione è stata effettuata un'analisi sulla dipendenza del parametro p_1 del modello 3.9 dalla finestra di matching.

La Figura 3.12 mostra che l'andamento di questa dipendenza è comune ai 3 diversi

intervalli di occupancy considerati, in particolare decresce al crescere della matching window. All'aumentare del tasso di occupazione del rivelatore si può notare inoltre un lieve aumento del valore del parametro p_1 .

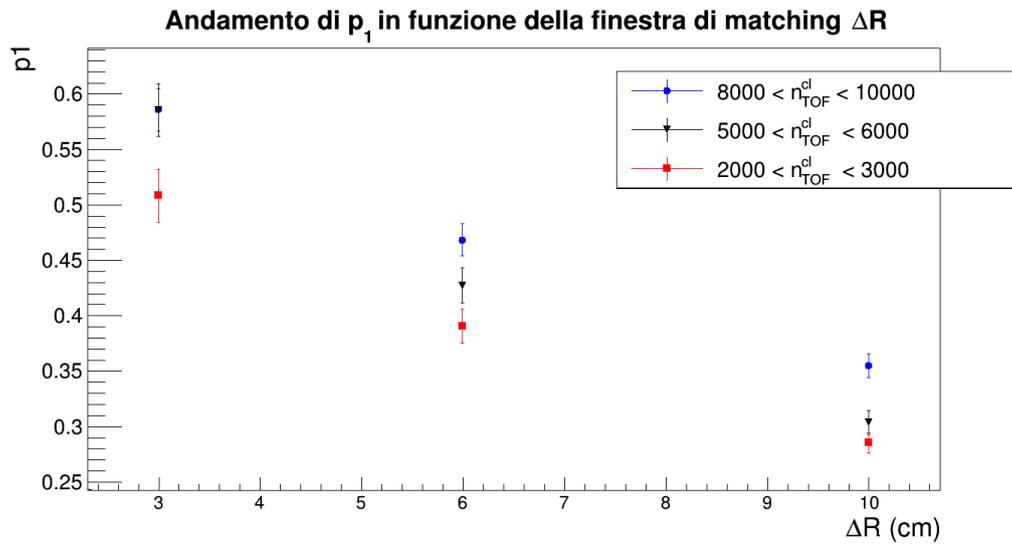


Figura 3.12: Andamento del valore del parametro p_1 in funzione della finestra di matching. I valori di p_1 sono quelli ottenuti tramite il fit con la funzione modello.

Conclusioni

L'analisi svolta ha portato a due risultati principali. Il primo risultato è quello di aver determinato che la scelta della variabile n_σ in sostituzione a ΔR per definire la finestra di matching non porta vantaggi evidenti alle prestazioni del rivelatore. Sebbene, infatti, l'utilizzo della variabile n_σ sia più conveniente in termini di massimizzazione dell'efficienza di matching, la scelta di ΔR permette invece di minimizzare il *mismatch*.

Il secondo risultato è quello di aver determinato quali fattori influenzino in maniera dominante il *mismatch*. Per questo scopo è stato introdotto un modello statistico che si è dimostrato molto efficace nel descrivere le dipendenze del *mismatch* dalle caratteristiche degli eventi. Il lavoro svolto in questo elaborato apre la strada ad ulteriori analisi e studi più approfonditi che permettano di minimizzare questo fenomeno.

Bibliografia

- [1] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, Maurizio Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali*. Springer Verlag; 2 edizione (14 giugno 2012).
- [2] S. Bethke. *Experimental Tests of Asymptotic Freedom*. Max-Planck-Institut für Physik, Munich, Germany. February 5, 2008.
- [3] Volker Koch. *Introduction to Chiral Symmetry*. Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA, 94720, U.S.A. December 13, 1995.
- [4] Rajeev S. Bhalerao. *arXiv:1404.3294 [nucl-th]*.
- [5] Francesca Bellini. *Measurement of $K(892)^*0$ resonance production in Pb-Pb collisions with the ALICE experiment at the LHC*. PhD thesis, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2013.
- [6] Kohsuke Yagi, Tetsuo Hatsuda and Yasuo Miake. *Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Little Bang*. Cambridge University Press, 2005.
- [7] STAR Collaboration: J. Adams. *Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaborations Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions*. arXiv:nucl-ex/0501009.
- [8] Barbara Guerzoni. *Identified primary hadron spectra with the TOF detector of the ALICE experiment at LHC*. PhD thesis, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2012.
- [9] ALICE Collaboration. *J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*. arXiv:1606.08197v2 [hep-ex]. 21 May 2017.
- [10] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel. *The thermal model on the verge of the ultimate test: particle production in Pb-Pb collisions at the LHC*. Phys.G, vol. G38, p. 124081, 2011.
- [11] X. Zhao and R. Rapp. *Medium Modifications and Production of Charmonia at LHC*. Nucl.Phys., vol. A859, pp. 114125, 2011.

- [12] D. d'Enterria, arXiv:0902.2011 [nucl-ex].
- [13] Julius Gronefeld. *The nuclear modification of charged particles in Pb-Pb at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV measured with ALICE*. Proceedings of Science, Fourth Annual Large Hadron Collider Physics. POS(LHCP2016)126.
- [14] Davide Francesco Lodato for the ALICE Collaboration. *Direct photon yield in pp and in Pb-Pb collisions measured with the ALICE experiment*. arXiv:1701.07647 [nucl-ex]. 26 Jan 2017.
- [15] ALICE Collaboration. *Anisotropic flow of charged particles in in Pb-Pb at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*. arXiv:1602.01119v2 [nucl-ex]. 4 April 2016.
- [16] Taku Gunji on behalf of the ALICE Collaboration. *Overview of recent ALICE results*. arXiv:1604.02773 [nucl-ex].
- [17] ALICE Collaboration. *Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions*. arXiv:1606.07424v2 [nucl-ex] .
- [18] Domenico Elia, for the ALICE Collaboration. *Strangeness production in ALICE*. INFN Sezione di Bari, Italy.
- [19] *ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber*. CERN/LHCC 2000-001, ALICE TDR 7, 7 January 2000.
- [20] *ALICE Technical Design Report of the Transition Radiation Detector*. CERN /LHCC 2001-021, ALICE TDR 9, 3 October 2001.
- [21] *ALICE Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector*. CERN / LHCC 98-19, ALICE TDR 1, 14 August 1998.
- [22] *ALICE Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)*. CERN / LHCC 99-4, ALICE TDR 2, 5 March 1999.
- [23] P. Crochet for the ALICE collaboration. *The ALICE Forward Muon Spectrometer*. ALICE-PUB-2001-58 version 1.0 2001-12-13.
- [24] *ALICE Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter (ZDC)*. CERN / LHCC 995, ALICE TDR 3, 5 March 1999.
- [25] Francesco Noferini. *Correlazioni di particelle in collisioni di ioni pesanti per l'esperimento ALICE a LHC*. PhD thesis, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2007.

- [26] Gilda Scioli. *Sviluppo dei rivelatori MRPC (Multigap Resistive Plane Chamber) per il sistema di Tempo di Volo (TOF) dell'esperimento ALICE a LHC: dalla fase di R&D alla configurazione finale*. Tesi di dottorato, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2005.
- [27] Andrea Alici. *Realizzazione dei sistemi di qualità nella costruzione dei rivelatori basati sulle MRPC (Multigap Resistive Plate Chambers) per il sistema di Tempo di Volo (TOF) dell'esperimento ALICE ad LHC*. Tesi di dottorato, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2005.