

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Studio della distribuzione del segnale del
rivelatore “Time of Flight” (TOF)
dell’esperimento ALICE e di algoritmi per
la sua ottimizzazione

Relatore:
Prof.ssa Luisa Cifarelli

Presentata da:
Giulia Tenasini

Correlatore:
Dott. Francesco Noferini

Sessione II
Anno Accademico 2012/2013

Indice

Introduzione	5
1 La Fisica di ALICE	7
1.1 Il Modello Standard in breve	7
1.2 Cenni di QCD	10
1.3 Transizioni di fase in QCD	12
1.4 Little Bang a LHC	14
1.4.1 Evoluzione del QGP	14
1.4.2 Prove sperimentali dell'esistenza del QGP	17
1.5 Hard Probes	17
1.5.1 Jet Quenching	17
1.5.2 Quarkonia	20
1.5.3 Leptoni e fotoni diretti	21
1.6 Soft Probes	21
1.6.1 Segnali cinematici	21
1.6.2 Aumento di stranezza	22
1.6.3 Flusso anisotropo	23
1.6.4 Spettri adronici primari e rapporti fra particelle	25
1.6.5 Risonanze adroniche	27
1.6.6 Produzione di nuclei e antinuclei leggeri	28
2 ALICE a LHC	29
2.1 LHC	29
2.2 Il rivelatore di ALICE	31
2.2.1 Sistema di tracciamento interno ITS	33
2.2.2 Camera a proiezione temporale TPC	34
2.2.3 Rivelatore a radiazione di transizione TRD	35
2.2.4 Sistemi di identificazione di particelle: TOF e HMPID	36
2.2.5 Calorimetro elettromagnetico PHOS	36
2.2.6 Spettrometro per muoni FMS	37
2.2.7 Rivelatori ad alta rapidità	37

2.3	Sistema a tempo di volo: TOF	38
2.3.1	La tecnica del tempo di volo	38
2.3.2	Caratteristiche strutturali	39
2.3.3	I moduli	39
2.3.4	Camere a piani paralleli resistivi multigap MRPC	42
2.3.5	Elettronica	45
3	Ottimizzazione della risposta temporale del rivelatore TOF	47
3.1	Caratteristiche del segnale in una MRPC	47
3.2	L'effetto di Time Walk	48
3.3	Effetti di bordo: fenomeni di hit multiplo	50
3.4	I risultati del test beam	51
3.5	Fenomeni di doppio hit: un algoritmo di correzione	54
3.5.1	Sistema di riferimento adottato ed operazioni preliminari	54
3.5.2	Un esempio applicativo: il caso (-1;0)	55
3.5.3	Generalizzando: i casi <i>a croce</i> e i casi <i>misti</i>	59
3.5.4	Risultati	59
	Conclusioni	60
	Bibliografia	61

Abstract

Questa tesi si propone di investigare l'origine di effetti non gaussiani nella distribuzione del segnale del rivelatore *Time of Flight* (TOF) dell'esperimento *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE). Con la presa dati iniziata nel 2009 si è infatti osservata un'asimmetria nel segnale la cui origine è ancora oggetto di studio. L'analisi svolta mostra come essa sia dovuta a motivi strumentali piuttosto che fenomenologici e permette quindi di correggere in parte questa anomalia migliorando la risoluzione del rivelatore.

ALICE è uno dei quattro esperimenti allestiti lungo l'anello del LHC e ha come obiettivo principale verificare l'esistenza di prove sperimentali che confermino l'esistenza di un nuovo stadio della materia, il cosiddetto *Quark Gluon Plasma* (QGP). Secondo la *Cromodinamica Quantistica* (QCD), la teoria che descrive l'interazione forte, caratteristica fondamentale di quark e gluoni è il loro confinamento all'interno di adroni. Studi recenti nell'ambito della QCD non-perturbativa hanno tuttavia dimostrato che in condizioni estreme di densità di materia adronica e temperatura sarebbe possibile un'inversione di tendenza nell'andamento della costante di accoppiamento forte. In queste condizioni il potenziale di interazione tenderebbe a zero al crescere del raggio permettendo il deconfinamento di quark e gluoni che formerebbero un mezzo colorato e fortemente interagente, il QGP. La verifica dell'esistenza del Quark Gluon Plasma fornirebbe un'ulteriore prova al *Modello Cosmologico Standard* che prevede che questo stadio della materia si sia formato nell'universo primordiale circa $1 \mu\text{s}$ dopo il *Big Bang*, prima della transizione alla materia adronica e nucleare ordinaria.

Le condizioni necessarie alla formazione del QGP sono ben riproducibili nelle collisioni ad energie ultrarelativistiche tra ioni pesanti, come quelle che sono state prodotte a LHC negli ultimi due anni, fra ioni di piombo con energie del centro di massa pari a 2.76 TeV per coppia di nucleoni. L'esperimento ALICE si propone di studiarne i prodotti e poiché la molteplicità di particelle che si generano nell'urto è considerevole, è necessario un sistema di rivelazione che permetta l'identificazione di particelle cariche su un grande angolo solido e in un ampio intervallo di impulsi. Il TOF, progettato interamente dal gruppo di ricerca di Bologna in collaborazione con un gruppo di Salerno, utilizzando un particolare rivelatore a gas detto *Multigap Resistive Plate Chamber* (MRPC), svolge brillantemente questo compito permettendo di raggiungere una risoluzione temporale inferiore ai 100 ps.

Introduzione

La *fisica delle alte energie* sembra essere ad oggi la strada migliore per testare modelli teorici alla base del nostro universo e per sondare nuove ipotesi che aprirebbero possibili scenari di nuova fisica. Il *Large Hadron Collider* (LHC), accelerando particelle fino ad energie pari a 8 TeV e ad una velocità prossima a quella della luce, ha già permesso di raggiungere importanti risultati, l'ultimo e il più celebre dei quali è stata la scoperta del *bosone di Higgs*, il tassello mancante del *Modello Standard*.

ALICE è uno dei quattro esperimenti allestiti lungo l'anello del LHC e ha come obiettivo principale verificare l'esistenza di prove sperimentali che confermino l'esistenza di un nuovo stadio della materia, il cosiddetto *Quark Gluon Plasma* (QGP). Secondo la *Cromodinamica Quantistica* (QCD), la teoria che descrive l'interazione forte, caratteristica fondamentale di quark e gluoni è il loro confinamento all'interno di adroni. Studi recenti nell'ambito della QCD non-perturbativa hanno tuttavia dimostrato che in condizioni estreme di densità di materia adronica e temperatura sarebbe possibile un'inversione di tendenza nell'andamento della costante di accoppiamento forte. In queste condizioni il potenziale di interazione tenderebbe a zero al crescere del raggio permettendo il deconfinamento di quark e gluoni che formerebbero un mezzo colorato e fortemente interagente, il QGP. La verifica dell'esistenza del Quark Gluon Plasma fornirebbe un'ulteriore prova al *Modello Cosmologico Standard* che prevede che questo stadio della materia si sia formato nell'universo primordiale circa $1 \mu s$ dopo il *Big Bang*, prima della transizione alla materia adronica e nucleare ordinaria.

Le condizioni necessarie alla formazione del QGP sono ben riproducibili nelle collisioni ad energie ultrarelativistiche tra ioni pesanti, come quelle che sono state prodotte a LHC negli ultimi due anni, fra ioni di piombo con energie del centro di massa pari a 2.76 TeV per coppia di nucleoni. L'esperimento ALICE si propone di studiarne i prodotti e poiché la molteplicità di particelle che si generano nell'urto è considerevole, è necessario un sistema di rivelazione che permetta l'identificazione di particelle cariche su un grande angolo solido e in un ampio intervallo di impulsi. Il TOF, progettato interamente dal gruppo di ricerca di Bologna in collaborazione con un gruppo di Salerno, utilizzando un particolare rivelatore a gas detto *Multigap Resistive Plate Chamber* (MRPC), svolge brillantemente questo compito permettendo di raggiungere una risoluzione temporale inferiore ai 100 ps. Quest'ultima risulta fondamentale ai fini di estendere l'identificazione

delle particelle ad impulsi elevati ($5 \text{ GeV}/c$). Per questo motivo allo stesso modo è importante elaborare nuovi algoritmi che permettano un'ottimizzazione della risoluzione temporale ed è in questo ambito che si colloca lo studio da me effettuato.

L'elaborato si articola in tre capitoli: nel primo è descritta la fisica alla base dell'esperimento, nel secondo è analizzato il rivelatore con particolare attenzione al sistema a tempo di volo TOF, infine nel terzo è spiegato il procedimento sperimentale seguito ai fini dell'obiettivo proposto e sono analizzati nel dettaglio i risultati ottenuti.

Capitolo 1

La Fisica di ALICE

Il Modello Standard è una teoria fisica capace di fornirci risposte nell'ambito dei costituenti fondamentali della materia, le *particelle elementari*, e delle loro interazioni. Una di queste è l'interazione forte, responsabile dei legami nucleari e descritta dalla Cromodinamica Quantistica (QCD). Questa teoria è ad oggi conosciuta in modo approfondito nel regime perturbativo, mentre presenta ancora grandi punti interrogativi nel regime non perturbativo, che è possibile studiare solo mediante metodi di approssimazione numerica con l'ausilio di supercomputer. Calcoli di QCD su reticolo e considerazioni termodinamiche hanno dimostrato che superata una temperatura critica $T_c \sim 170$ MeV ed una densità di energia critica $\epsilon_c \sim 1$ GeV/fm³, si dovrebbe osservare una transizione di fase da materia nucleare ordinaria a uno stadio in cui quark e gluoni sono deconfinati, il Quark Gluon Plasma (QGP). Nelle collisioni tra ioni pesanti ad LHC si vogliono riprodurre queste condizioni e provare l'esistenza di questo nuovo stadio della materia, che avrebbe caratterizzato l'universo primordiale pochi istanti dopo il Big Bang. Per questo motivo si può parlare di “*Little Bang*” a LHC in riferimento alle collisioni fra ioni di piombo e alle condizioni estreme che generano. ALICE, che raccoglie e arricchisce l'eredità di altri esperimenti di collisioni fra ioni pesanti negli ultimi vent'anni, ha permesso di verificare alcune proprietà del QGP teoricamente predette.

1.1 Il Modello Standard in breve

Il Modello Standard descrive tre delle quattro forze fondamentali presenti in natura: la *forza forte*, la *forza debole* e la *forza elettromagnetica*. La teoria è basata sul concetto fondante che sia la materia, sia le interazioni possano essere descritte in termini di particelle elementari. In virtù di ciò le particelle sono suddivise in due grandi gruppi: i *fermioni* (spin semintero), particelle di massa, divisi a loro volta in *quark* e *leptoni*, e i *bosoni* (spin intero), particelle mediatrici di forza. Ad ogni particella è associata

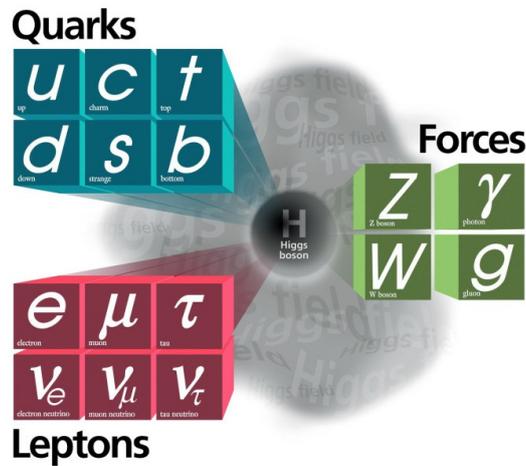


Figura 1.1: Particelle elementari del Modello Standard.

una rispettiva antiparticella, che presenta tutte le cariche interne (elettrica, di colore) invertite e uguale massa (vedi figura 1.1).

I fermioni sulla base delle loro proprietà di interazione, possono essere raggruppati in tre diverse generazioni, la prima delle quali è costituita dai quark *up* e *down* e dal doppietto leptonico formato da *elettrone* e *neutrino elettronico*. La materia ordinaria è costituita essenzialmente da quark up, down e da elettroni; le altre particelle, più massive, sono instabili e presentano vite medie molto brevi, per cui sono osservate solo in laboratorio in condizioni di energia particolarmente elevata.

I quark hanno carica elettrica frazionaria, sono caratterizzati da un numero quantico di *sapore* (up, down, charme, strange, top e bottom) e possono assumere tre differenti cariche di *colore*, convenzionalmente blu, rosso e verde. In natura i quark non si osservano liberi ma in particolare up, down e strange si raggruppano per formare *adroni*, *mesoni* (bosoni formati da quark e antiquark) e *barioni* (fermioni formati da tre quark), che devono essere bianchi, ovvero privi di colore e che hanno carica elettrica unitaria. Gli adroni sono raggruppati in multipletti di particelle che presentano proprietà intrinseche simili, legati a gruppi di simmetria quali $SU(2)$ di *isospin* o la sua estensione $SU(3)$ di *sapore* (flavour), che include anche i quark strange. Al livello di energia più basso si hanno l'*ottetto mesonico*, nel quale vi è il tripletto dei pioni e l'*ottetto barionico*, di cui fa parte il doppietto di protone e neutrone (vedi figura 1.2).

I *bosoni di gauge*, che permettono il propagarsi delle interazioni, si distinguono proprio in base alla forza di cui sono mediatori. I *gluoni* g (da glow=colla), che tengono uniti i quark per formare adroni, sono di otto tipi differenti, caratterizzati da un colore e da un anticoloro; sono i mediatori della forza forte, la più intensa delle interazioni con un accoppiamento¹ $\alpha_s \sim 1$. L'interazione forte può essere vista anche su scala maggiore, fra

¹Ogni interazione fondamentale è caratterizzata da un numero puro indice della sua intensità e

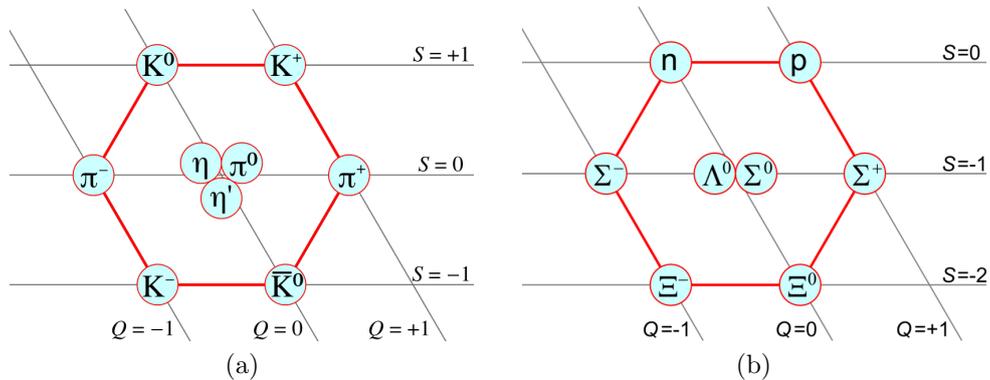


Figura 1.2: Ottetto mesonico (a), ottetto barionico (b).

protoni e neutroni per formare il nucleo atomico; in questo caso i mediatori sono i pioni. I *fotoni* γ sono invece mediatori dell'interazione elettromagnetica, con accoppiamento $\alpha_{em} \sim \frac{1}{137}$, che avviene tra particelle cariche. I bosoni massivi W e Z sono infine mediatori della forza debole, con accoppiamento $\alpha_w \sim 10^{-5}$, che avviene tra quark e/o leptoni tra i quali anche i neutrini; essa è responsabile dei decadimento beta dei nuclei atomici [1].

Come già accennato nel Modello Standard sono previste antiparticelle; esse si possono unire per formare *antimateria*, che, osservata in laboratorio ad altissime energie, ha vita media molto breve in quanto si annichila immediatamente a contatto con la materia. Secondo la teoria del Big Bang all'inizio dell'Universo materia e antimateria dovevano essere presenti in proporzioni uguali, cosa che è in netto contrasto con la realtà che oggi osserviamo, per cui si ipotizza che si sia verificato uno squilibrio che abbia fatto prevalere l'una sull'altra.

Il Modello Standard si completa con la previsione di un campo scalare, il campo di Higgs, interagendo col quale le particelle acquisiscono massa. L'esistenza della particella associata a questo campo, il bosone di Higgs, è stata confermata quest'anno dagli esperimenti ATLAS e CMS a LHC, fornendo l'ultimo tassello mancante alla teoria.

Nonostante il Modello Standard abbia riscontrato numerose verifiche sperimentali, non può essere assunto come teoria completa delle interazioni fondamentali in quanto presenta lacune su alcuni punti:

- non comprende l'interazione gravitazionale;
- non prevede l'esistenza della *materia oscura*, che dovrebbe costituire gran parte della materia esistente nell'universo;
- non prevede la massa dei neutrini, scontrandosi con l'evidenza sperimentale;

confrontabile con quello relativo ad altre interazioni.

- contiene 19 parametri liberi determinati sperimentalmente, che non possono essere calcolati indipendentemente l'uno dall'altro: deve quindi esistere una relazione non prevista che li lega.

Da anni si pensa a possibili estensioni del Modello Standard che riescano a riempire queste lacune concettuali; una di queste è la *Teoria della Supersimmetria*.

1.2 Cenni di QCD

Secondo la *teoria quantistica dei campi* (QFT) l'interazione avviene con lo scambio di particelle bosoniche virtuali², mediatrici di campi. Nell' *elettrodinamica quantistica* (QED), la teoria del campo elettromagnetico ciò avviene mediante lo scambio di fotoni, nella cromodinamica quantistica (QCD), la teoria delle interazioni forti sviluppatasi in analogia alla QED, mediante lo scambio di gluoni.

Ogni aspetto teorico della fisica delle particelle si basa su simmetrie della natura la cui esistenza è dedotta da osservazioni sperimentali. L'invarianza rispetto a una trasformazione associata allo spazio delle cariche interne, ovvero gradi di libertà non spazio-temporali che corrispondono a proprietà intrinseche delle particelle, denota una particolare simmetria. La QCD è una teoria di gauge non abeliana basata sul gruppo di simmetria $SU(3)$ *di colore*, ovvero su un'invarianza locale rispetto a una trasformazione rappresentata da una matrice unitaria speciale di rango tre per cui non vale la proprietà commutativa. Sono infatti presenti tre cariche di colore, un grado di libertà aggiuntivo introdotto nel modello a quark costituenti (CQM) per garantire una funzione d'onda antisimmetrica in accordo con il principio di esclusione di Pauli.

I vertici fondamentali della QCD (vedi figura 1.3) descrivono l'interazione quark-quark-gluone, dove i quark sono dello stesso sapore ma variano il proprio colore in modo che, tenendo conto della carica del gluone, il colore totale sia conservato, e le interazioni fra gluoni, che in quanto portatori di carica di colore interagiscono fra loro.

L'accoppiamento dell'interazione, $\alpha_s \sim 1$, evidenzia come non sia possibile un approccio di tipo perturbativo alla teoria. Il quadrato della costante è infatti proporzionale all'ampiezza di probabilità del processo, per cui se essa risulta minore dell'unità le interazioni di ordine superiore al primo³ sono via via meno probabili e l'interazione può essere trattata perturbativamente, come nel caso della QED.

Le "costanti" d'accoppiamento tuttavia non sono propriamente tali ma si ha che esse variano con l'energia e l'impulso trasferito. Il cosiddetto *running* degli accoppiamenti può

²Si dicono virtuali quelle particelle che per tempi inferiori ai limiti dettati dal principio di indeterminazione non conservano l'energia, ovvero non è più valida la relazione $E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$.

³Oltre all'interazione all'ordine più basso, in cui viene scambiato un solo bosone virtuale, sono possibili interazioni dalla struttura più complessa con lo scambio di più bosoni virtuali, per cui per ogni processo bisognerebbe tenere in considerazione infiniti possibili diagrammi di Feynmann di complessità via via crescente.

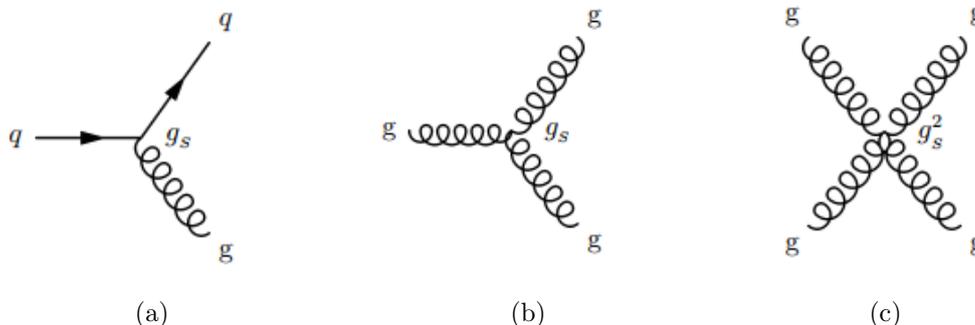


Figura 1.3: Vertici fondamentali della QCD: interazione quark-quark gluone (a), interazione a tre gluoni (b), interazione a quattro gluoni (c).

essere spiegato conoscendo il comportamento degli stati di vuoto in presenza di una carica esterna. Per il principio di indeterminazione di Heisenberg il vuoto può infatti essere popolato da coppie virtuali di particella-antiparticella per un periodo di tempo inversamente proporzionale alla loro energia. In QED le coppie virtuali elettroni-positroni, che formano loop fermionici, schermano la carica elettrica posta nel vuoto per cui maggiore è la distanza più cresce lo schermaggio e la costante d'accoppiamento elettromagnetico decresce. In QCD invece si presenta un andamento opposto in quanto, oltre alla formazione dei loop fermionici, i gluoni autointeragenti formano loop bosonici colorati e l'accoppiamento aumenta al crescere della distanza, come si può osservare in figura 1.4. Utilizzando particelle sonda con energie elevatissime, capaci di penetrare all'interno degli adroni, si dimostra che la forza dell'interazione diminuisce proporzionalmente all'impulso trasferito tendendo asintoticamente a zero, cosa che rende possibile la trattazione perturbativa della QCD ad alte energie.

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

Ciò si riflette nel fenomeno chiamato *libertà asintotica*: quark e i gluoni all'interno degli adroni sono da considerarsi liberi. Non appena si supera una distanza dell'ordine del fermi (10^{-15} m) tuttavia la costante d'accoppiamento assume valori molto alti, impedendo ai quark di potersi ulteriormente allontanare. Questo fenomeno prende il nome di *confinamento* e vincola i partoni (quark e gluoni) all'interno degli adroni, implicando l'impossibilità di osservarli liberi in natura [3]. In queste condizioni, poiché i quark legati hanno masse diverse da zero, si verifica inoltre la rottura della *simmetria chirale*, ovvero l'invarianza sotto trasformazioni di parità che subentra nel limite di masse tendenti a zero e che si dovrebbe ripristinare ad alte temperature [4].

In regime di basse energie (entro circa 1 GeV) e temperatura e densità ordinaria si ha quindi materia nucleare ordinaria, formata da nucleoni. Calcoli di QCD su reticolo, metodo numerico che utilizza un sistema discreto di punti spazio temporali per approssimare

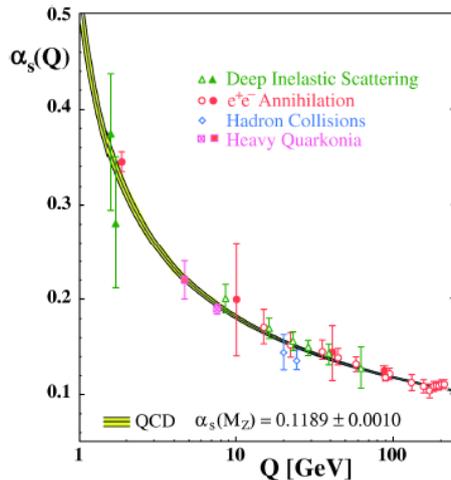


Figura 1.4: Andamento della costante di accoppiamento della QCD in funzione dell'impulso trasferito ricavato da alcuni valori sperimentali relativi a collisioni con diversi tipi di particelle incidenti e varie energie nel centro di massa [2].

integrali analiticamente non calcolabili sul continuo, hanno evidenziato la possibilità di transizioni ad altre fasi, tra le quali il QGP.

1.3 Transizioni di fase in QCD

L'accoppiamento mostra una dipendenza non solo dall'energia, come si è visto, ma anche dalla temperatura e dalla densità barionica. In particolare, come evidenzia il grafico riportato in figura 1.5, l'intensità dell'interazione diminuisce all'aumentare della temperatura e/o della densità barionica e ad una data temperatura critica T_c , si ha la transizione ad uno stadio deconfinato in cui quark e gluoni sono liberi: il Quark Gluon Plasma. La natura della transizione dipende fortemente dalle masse e dei sapori dei quark coinvolti; il processo è infatti intimamente legato alla restaurazione della simmetria chirale (per una trattazione più approfondita si veda [5]).

Effettuando una trattazione termodinamica della QCD possiamo analizzarne il diagramma di fase, che è espresso in funzione della temperatura e del *potenziale bariochimico* μ_B , grandezza proporzionale alla densità barionica e che esprime l'energia necessaria per incrementare di un'unità il numero quantico barionico del sistema, dove N_B è il numero barionico totale, comprendente barioni e antibarioni.

$$\mu_B = \frac{\partial E}{\partial N_B} \quad (1.2)$$

Un valore non nullo di μ_B evidenzia un'asimmetria fra materia e antimateria. Come si può notare in figura 1.6, con l'innalzarsi della temperatura e della densità, dalla materia

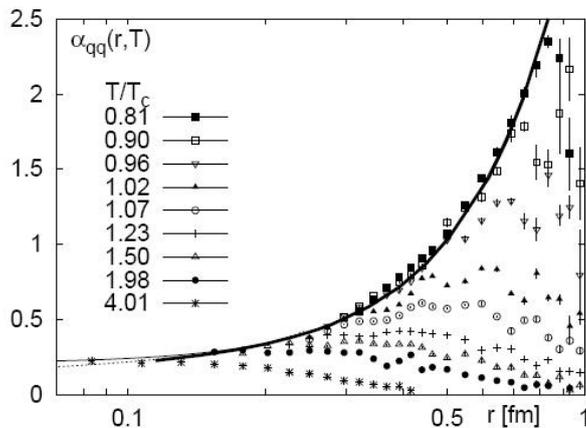


Figura 1.5: Andamento dell'accoppiamento forte in funzione della distanza per diversi valori di temperatura ($T_c \sim 170$ MeV), ottenuto da simulazioni su reticolo [6].

nucleare ordinaria si passa a un *gas di adroni* (HG), dove i nucleoni interagiscono formando pioni, risonanze e altri adroni. La pressione di un gas di adroni in funzione della temperatura è espressa dalla Legge di Stefan Boltzmann, dove g è un fattore legato alla degenerazione dei gradi libertà del sistema (per un gas di pioni $g = 3$).

$$P_{HG} = g \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (1.3)$$

Per un ulteriore incremento di temperatura e pressione si ha la transizione al QGP in cui i partoni interagiscono fra loro formando un mezzo colorato caratterizzato da un numero di gradi libertà molto maggiore; si hanno infatti gradi di libertà bosonici (2 spin x 8 colori) e fermionici (2 spin x 3 colori x N_f sapori x $\frac{7}{4}$ fattore di fase dovuto alla statistica di Fermi-Dirac). Quest'aumento di gradi di libertà interni si manifesta in un rapido incremento di entropia e di densità di energia. La pressione del QGP è caratterizzata da un termine aggiuntivo \mathcal{B} , detto *Bag Constant*, una pressione esterna dovuta ad una sorta di calore latente, definito come la differenza di densità di energia per unità di volume fra le due fasi della materia [7].

$$P_{HG} = g \frac{\pi^2}{90} T^4 - \mathcal{B} \quad \mathcal{B}^{\frac{1}{4}} \sim 0.2 \text{ GeV} \quad (1.4)$$

Si ipotizza che il QGP, oltre ad aver caratterizzato i primi istanti dell'universo, sia presente nel nucleo di oggetti tutt'ora presenti in natura, le stelle di neutroni, caratterizzate da una densità barionica tale da consentire la transizione di fase. In condizioni di μ_B estreme si prevede infine l'esistenza di un mezzo superconduttivo colorato. Le collisioni centrali a LHC ben riproducono le condizioni dell'universo primordiale, ovvero altissime

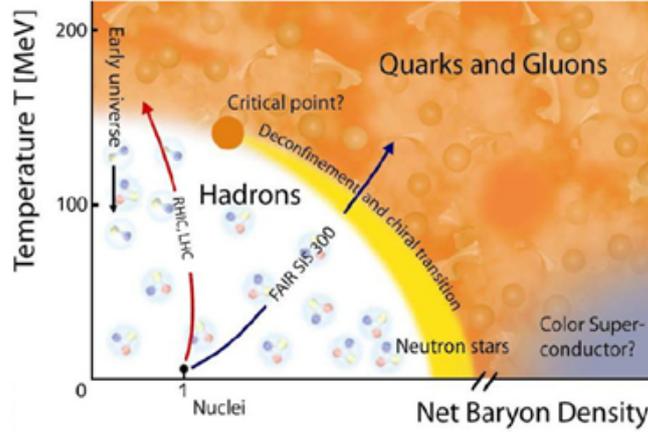


Figura 1.6: Diagramma di fase della QCD.

temperature (170 MeV) e potenziale bariochimico praticamente nullo (la grande molteplicità di particelle e antiparticelle prodotte rende la differenza fra barioni e antibarioni sia del tutto trascurabile). La natura della transizione di fase è continua e non si può determinare in modo univoco la temperatura critica, in particolare si ha che essa diminuisce all'aumentare di μ_B . Considerando $\mu_B = 0$, calcoli di QCD su reticolo stimano la temperatura critica e la corrispondente densità di energia che permettono una transizione di fase al primo ordine⁴, pari a [8]:

$$T_c = (173 \pm 15) \text{ MeV} \quad \epsilon_c \sim 0.7 \text{ MeV/fm}^3. \quad (1.5)$$

1.4 Little Bang a LHC

1.4.1 Evoluzione del QGP

Le condizioni necessarie alla formazione del QGP sono ben riprodotte da collisioni di ioni pesanti ultrarelativistici. A causa della contrazione lorentziana i nuclei appaiono come dischi schiacciati che si muovono lungo la direzione del fascio, come si può vedere in figura 1.7. Nelle collisioni centrali⁵ ad alto impulso trasferito, la presenza di un elevato

⁴A seconda di quanto velocemente varia l'energia libera del sistema le transizioni si classificano in transizioni di *primo ordine* (derivata prima di energia libera e entropia discontinua e presenza di un calore latente), di *secondo ordine* (derivata prima e tutte le seguenti discontinue) e *cross-over* (derivata prima e tutte le seguenti continue: la transizione di fase avviene senza cambiamenti bruschi). La transizione di fase in QCD è stimata essere del primo ordine fino a che non si raggiunge il punto critico, in cui si ha il passaggio ad una transizione di secondo ordine. Il punto critico, caratterizzato dalla coesistenza di due differenti stadi di materia, si ha per valori del potenziale bariochimico compresi nel range $200 < \mu_B < 500$ MeV.

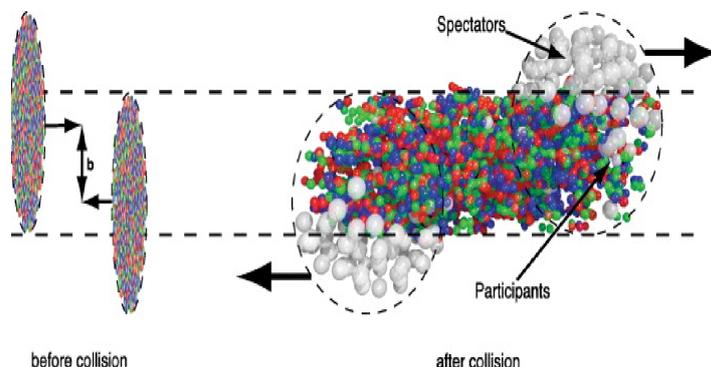


Figura 1.7: Collisione di due nuclei ultrarelativistici; b rappresenta il parametro d'impatto, ovvero la distanza fra i centri dei due nuclei. I nucleoni coinvolti sono detti *partecipanti* (N_{part}), i restanti *spettatori* ($2A - N_{part}$).

numero di nucleoni da luogo a migliaia di collisioni binarie all'interno di un volume ristretto, consentendo di raggiungere e oltrepassare i valori di densità e temperatura critica. Nei primi istanti della collisione, ovvero qualche fm/ c dopo l'impatto, si hanno processi di *hard scattering* fra i partoni, con la produzione di quark pesanti, *jet*⁶ e l'emissione di fotoni sia reali sia virtuali che producono coppie di leptoni. L'analisi di questa fase risulta fondamentale ai fini di ricostruire il processo di transizione ed è alla base delle cosiddette *hard probes*, evidenze sperimentali che testimoniano l'esistenza del QGP. Dopo un tempo τ_{0QGP} , grazie alle interazioni anelastiche delle particelle prodotte nella collisione, si raggiunge l'equilibrio termico con la formazione del QGP sotto forma di una *fireball* di partoni liberi. La pressione interna causa poi un'espansione che raffredda il sistema fino alla temperatura T_c in cui ha luogo l'adronizzazione; essa quindi continua per un tempo τ_{QGP} necessario per raggiungere la temperatura di *freeze-out* (congelamento) chimico T_{ch} , alla quale cessano le interazioni inelastiche e le abbondanze relative fra le diverse specie chimiche sono fissate. L'espansione continua ancora fino al raggiungimento della temperatura di *freeze-out cinematico* T_{fo} , al tempo τ_{fo} , quando le distanze fra gli adroni superano il range dell'interazione forte, ovvero il libero cammino medio diviene più grande delle dimensioni del sistema. Cessano quindi anche le interazioni elastiche fra gli adroni, ha luogo il disaccoppiamento e le particelle raggiungono i rivelatori [7]. Una rappresentazione schematica del processo di evoluzione è data in figura 1.8.

⁵La centralità è uno dei principali parametri, utilizzati per classificare gli urti: un *urto centrale* è caratterizzato da un piccolo parametro d'impatto e vede la partecipazione della gran parte dei nucleoni alla collisione generando un'enorme molteplicità di particelle, al contrario un *urto periferico* ha parametro d'impatto maggiore e solo pochi nucleoni partecipano alla collisione.

⁶Un *jet* è uno stretto cono di adroni, prodotto dall'adronizzazione di quark o gluoni.

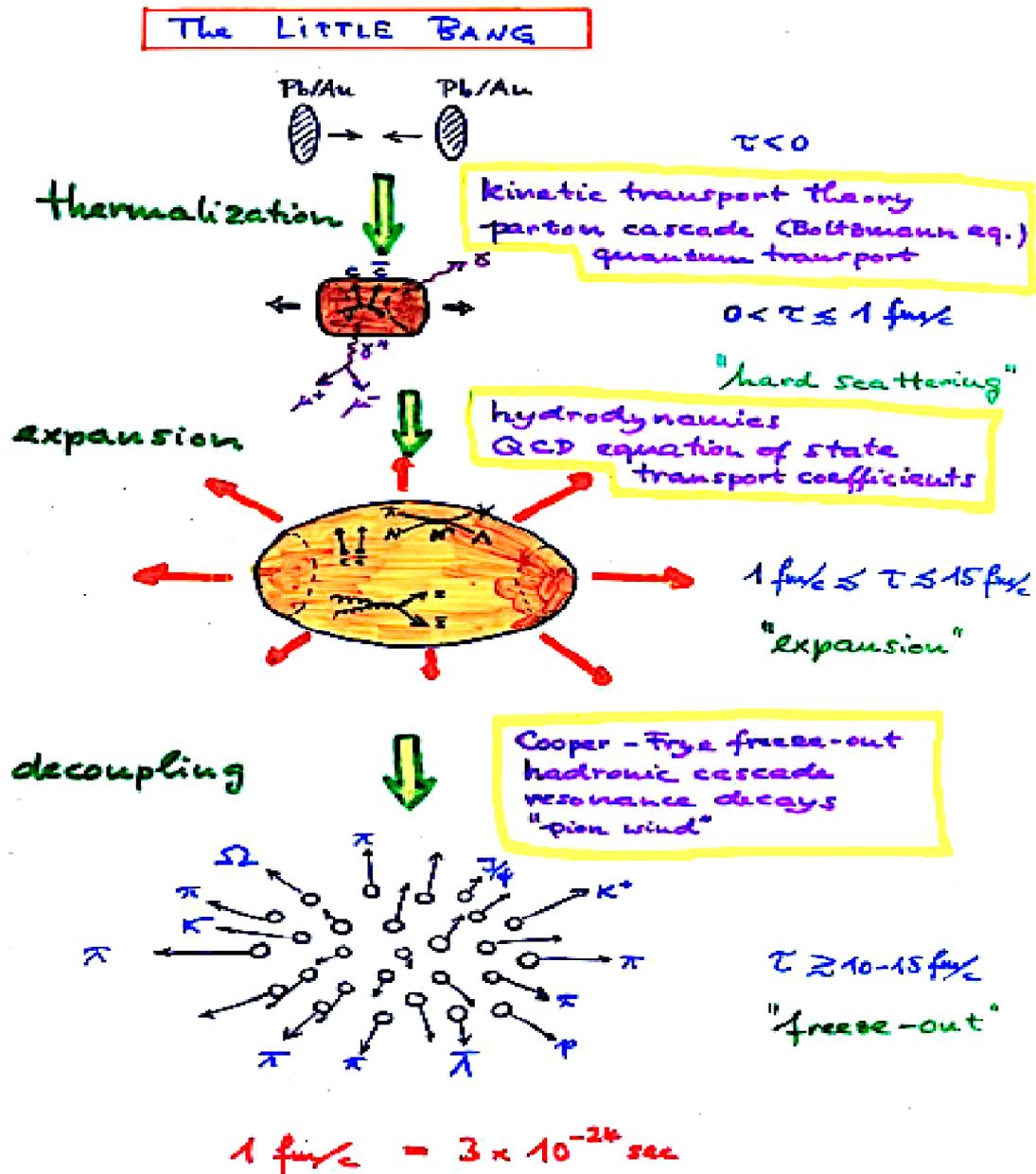


Figura 1.8: Schema dell'evoluzione del QGP [9].

1.4.2 Prove sperimentali dell'esistenza del QGP

Le prime ricerche in questo ambito sono state condotte negli anni '70 al *Bevalac* all'interno del Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) dove venivano accelerati ioni pesanti a circa 1 GeV/c comprimendo la materia nucleare fino a circa una decina di volte quella normale. Il successo di questo programma ha permesso la costruzione di altri esperimenti su scala sempre maggiore, come il *Super Proton Synchrotron* (SPS) al CERN e in particolare il *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) al Brookhaven National Laboratory (BNL), entrato in funzione nel 2000, che è stato il primo collisionatore capace di accelerare ioni d'oro (Au) ad energie del centro di massa $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Il 7 novembre 2010 a LHC è avvenuta la prima collisione fra ioni di piombo (Pb) ad un'energia pari a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. ALICE, come già detto, si propone di studiare questi eventi e ha già ottenuto soddisfacenti risultati: oltre a confermare quanto osservato al RHIC, ha evidenziato nuovi fenomeni legati alla presenza del QGP.

Le prove dell'esistenza di uno stato deconfinato, sono costituite da segnali indiretti che permettono di ricostruire l'evoluzione delle collisioni in quanto la breve vita media del QGP non ne consente l'osservazione diretta. Le evidenze sperimentali sono al giorno d'oggi numerose e, a seconda della fase della collisione da cui emergono, si suddividono in:

- *hard probes*, dovute all'interazione di partoni con elevato momento trasferito nelle prime fasi delle collisioni e che permettono di ricostruire una sorta di tomografia del mezzo. Sono costituite da jet, quark pesanti e i loro stati legati (charmonium, bottomonium), fotoni e leptoni diretti;
- *soft probes*, legate all'interazione di partoni ad impulsi molto più bassi nelle fasi finali delle collisioni e che forniscono informazioni sulle proprietà collettive del mezzo. Fra queste si hanno aumento di stranezza, soppressione degli stati $c\bar{c}$, flusso anisotropo, spettri adronici, rapporti tra particelle, risonanze adroniche, etc.

1.5 Hard Probes

1.5.1 Jet Quenching

Con *jet quenching* si indica il fenomeno di attenuazione di partoni e getti con alto impulso trasverso, dovuto alla perdita di energia legata all'irraggiamento di gluoni emessi per Brehmsstrahlung⁷, nell'interazione con un mezzo caldo e denso, quale il QGP. Il risultato è la produzione di un piccolo numero di particelle con alto impulso trasverso che costituiscono ottime sonde per l'analisi dello stadio deconfinato. Osservando in figura 1.9 i due getti, generati nella collisione a 180° l'uno dall'altro per la conservazione del

⁷Radiazione di frenamento emessa quando particelle cariche vengono accelerate o decelerate.

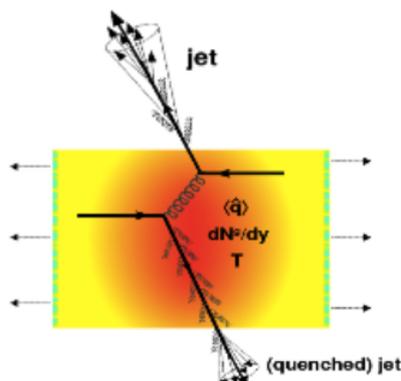


Figura 1.9: Jet quenching in una collisione nucleo-nucleo.

momento, si nota come quello più vicino alla superficie della fireball sia meno attenuato dell'altro che ha interagito più a lungo con il mezzo. In particolare la perdita di energia risulta proporzionale al quadrato della lunghezza del percorso nel mezzo, cosa che può dare importanti informazioni sulla sua natura [10].

Le prove sperimentali del jet quenching sono state ottenute al RHIC, dove nelle collisioni centrali Au+Au è emersa una soppressione del mesone π^0 ad alto impulso trasverso, rispetto a quanto osservato nelle collisioni p+p scalate in base al numero di nucleoni presenti nell'interazione. Poiché nelle collisioni d+Au tale soppressione non è osservata si è concluso che essa non può essere dovuta a fenomeni di riassorbimento nucleare ma deve essere dovuta all'interazione con un mezzo denso e fortemente interagente, che si forma solo in collisioni fra ioni pesanti. L'entità della soppressione è quantificata dal rapporto R_{AA} fra le distribuzioni di impulso trasverso⁸ in collisioni Au+Au e p+p, normalizzato al numero totale di collisioni previste dal Modello di Glauber⁹.

$$R_{AA} = \frac{\left(\frac{d^3N}{dp^3}\right)_{AA}}{N_{coll} \left(\frac{d^3N}{dp^3}\right)_{pp}} \quad (1.6)$$

Come si può notare in figura 1.10 la soppressione di π^0 è pari a un fattore cinque che si mantiene pressoché costante fino ad energie di 20 GeV/c. Un comportamento analogo è tenuto dal mesone η , mentre i fotoni diretti, che attraversano il mezzo senza alcuna interazione, non subiscono alcuna attenuazione.

⁸Spesso risulta conveniente esprimere il momento mediante la sua componente trasversa $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ e longitudinale $p_l = p_z$, dove con direzione longitudinale si intende quella del fascio. Un discorso analogo vale per l'energia.

⁹Modello geometrico semiclassico che descrive la collisione fra due nuclei con parametro di impatto b .

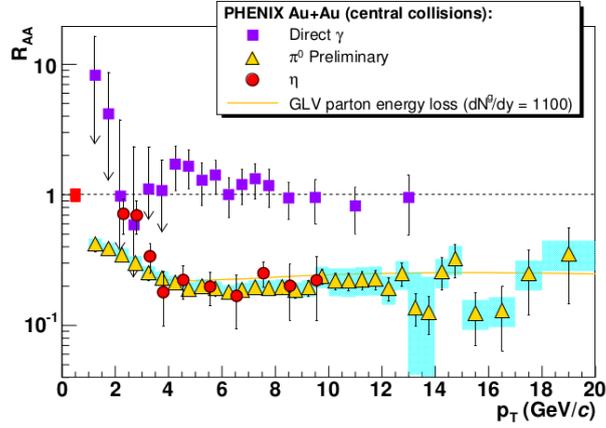


Figura 1.10: Andamento del rapporto R_{AA} in funzione dell'impulso trasverso per collisioni centrali dell'esperimento PHENIX al RHIC, analizzato per π^0 , η e γ [12].

Un altro fenomeno osservato spiegabile attraverso il jet quenching è la *correlazione azimutale fra particelle* prodotte dai due jet opposti a 0° e a 180° . Scegliendo una particella con alto impulso trasverso come trigger si può analizzare la distribuzione angolare dei jet di particelle ad alto impulso. Confrontando i risultati ottenuti per collisioni p+p, Au+Au e Au+d si nota che a $\Delta\Phi = 0^\circ$ si ha un picco comune a tutte le collisioni, mentre per $\Delta\Phi = 180^\circ$ questo scompare per collisioni Au+Au, a dimostrazione dell'attenuazione del jet che interagisce col QGP (vedi figura 1.11).

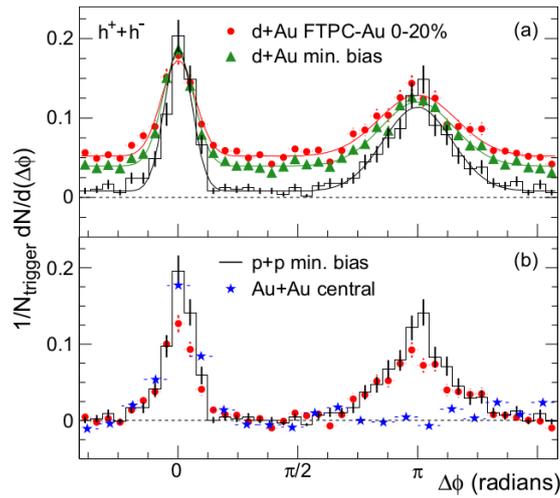


Figura 1.11: Correlazione angolare fra particelle prodotte in collisioni Au+Au, p+p e d+Au studiate dall'esperimento STAR al RHIC [11].

1.5.2 Quarkonia

Con il termine *quarkonia* si indicano gli stati legati di quark pesanti come il *charmonium* ($c\bar{c}$) e il *bottomonium* ($b\bar{b}$). A differenza dei quark leggeri, che si possono formare anche durante il processo di termalizzazione, i quark pesanti richiedono un'energia di formazione molto maggiore raggiunta solo nei primi istanti dopo la collisione e la loro abbondanza relativa rimane quindi fissata durante il processo di evoluzione del QGP. Tuttavia, a causa di un effetto di schermo dell'interazione forte che si ha nello stato di plasma, l'energia di legame di charmonium e bottomonium diminuisce e se le loro dimensioni risultano minori del raggio di schermatura dell'interazione (che si stima sia dell'ordine 0.3-0.5 fm) si ha la loro dissoluzione [13]. Per questo motivo l'osservazione della dissociazione degli stati di quarkonia rappresenta una prova dell'esistenza del QGP. Principalmente si osserva una soppressione dello stato J/Ψ (formato da $c\bar{c}$), e una conseguente produzione di mesoni D, dovuta alla ricombinazione dei quark charm con i quark leggeri. L'entità della soppressione, che si osserva solo nelle collisioni fra ioni pesanti (Au+Au o Pb+Pb), è quantificata dal rapporto R_{AA} , il cui andamento è riportato in figura 1.12 in funzione del numero di nucleoni partecipanti, proporzionale alla centralità dell'urto. Nelle collisioni analizzate ad ALICE si nota una soppressione di entità minore se confrontata con quella relative all'esperimento PHENIX. Ciò può essere spiegato considerando che alle energie più elevate raggiunte da ALICE la molteplicità di charm e anticharm è maggiore e sono più favoriti eventuali processi di ricombinazione.

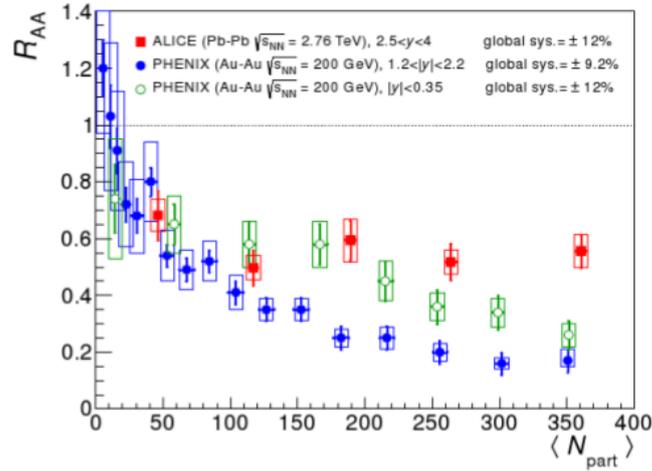


Figura 1.12: Andamento del rapporto R_{AA} in funzione dei nucleoni partecipanti per collisioni Au+Au studiate dall'esperimento PHENIX e Pb+Pb studiate da ALICE. Si nota la soppressione dello stato J/Ψ all'aumentare della centralità dell'urto [14].

1.5.3 Leptoni e fotoni diretti

Leptoni e fotoni sono sonde molto importanti in quanto, non avendo carica di colore, non interagiscono col mezzo e lasciano la fireball nel medesimo stato in cui si sono generati, racchiudendo importanti informazioni. Rivelarli è tuttavia molto difficile anche perché bisogna distinguere i fotoni diretti, ovvero fotoni reali e virtuali che si formano nelle prime fasi della collisione e che successivamente danno origine a coppie di leptoni, da quelli generati nella fase di freeze-out a causa di decadimenti successivi, che costituiscono molto rumore di fondo. L'analisi dello spettro di emissione fotonica, ovvero la distribuzione dei momenti, permette di scoprire la temperatura e la composizione chimica del sistema. I leptoni racchiudono un'informazione aggiuntiva rispetto ai fotoni: la massa invariante della coppia, strettamente legata alla dinamica di eccitazione della materia [15].

1.6 Soft Probes

1.6.1 Segnali cinematici

La transizione di fase da materia adronica ordinaria a stadio deconfinato comporta, come già sottolineato, un aumento significativo dei gradi di libertà del sistema, che si manifesta in un rapido incremento della densità di energia e della densità di entropia, valutabile mediante l'andamento dei rapporti ϵ/T^4 e s/T^4 (vedi figura 1.13).

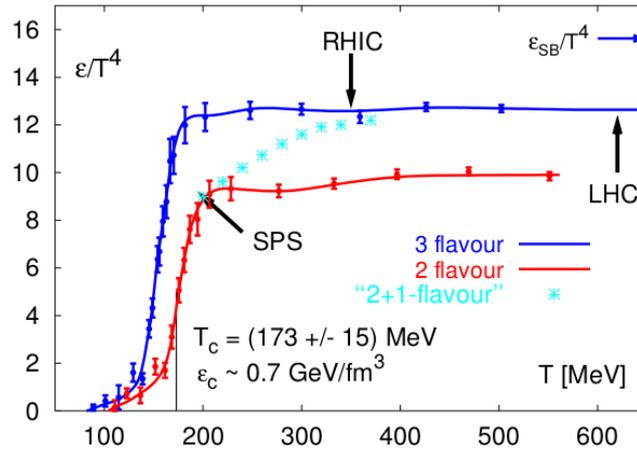


Figura 1.13: Andamento del rapporto ϵ/T^4 in funzione della temperatura ottenuto mediante simulazioni su reticolo al variare del numero di sapori nell'ipotesi che si abbiano 2 o 3 quark leggeri o 2 quark leggeri più un quark pesante (strange) [16].

Le quantità sperimentalmente osservabili ad esse collegate sono il momento trasverso medio \bar{p}_t , la distribuzione in *rapidità* degli adroni dN/dy e la distribuzione in rapidità dell'energia trasversa dE_t/dy . La rapidità, legata ad energia e momento longitudinali, è definita nel sistema di riferimento del centro di massa, come:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right). \quad (1.7)$$

In alternativa si utilizza la *pseudorapidità* che nel limite ultrarelativistico ($p \sim E$) si riconduce alla rapidità; essa è definita in termini dell'angolo di emissione della particella [7]:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = -\frac{1}{2} \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (1.8)$$

1.6.2 Aumento di stranezza

Le elevatissime temperature raggiunte nelle collisioni di ioni pesanti consentono una parziale restaurazione della simmetria chirale quindi una riduzione significativa delle masse dei quark. Per questo motivo, si ha la produzione di quark strange, prima vietata a causa della notevole energia richiesta. Nel caso di formazione di QGP il processo è inoltre favorito dalla disponibilità dei canali gluonici: il canale di formazione prevalente è dato dalla fusione di due gluoni ($gg \rightarrow s\bar{s}$), mentre in misura minore si ha la scissione gluonica ($g \rightarrow s\bar{s}$). Sperimentalmente l'aumento di stranezza è evidenziato dall'osservazione di particelle strane, come il mesone Φ e gli iperoni¹⁰ Ξ (sq \bar{q}), Ω (sss) e Λ (uds), che avviene per via indiretta mediante l'analisi delle particelle in cui decadono [7] (vedi figura 1.14).

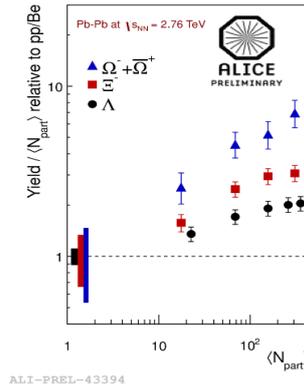


Figura 1.14: Produzione di iperoni in collisioni Pb-Pb scalati rispetto al numero di nucleoni partecipanti e relativa alla produzione in collisioni pp (pp-Be). L'aumento di stranezza diventa più significativo col crescere della centralità dell'urto [17].

¹⁰Barioni formati oltre che da quark up e down anche da quark strange.

1.6.3 Flusso anisotropo

Per flusso si intende il movimento collettivo di particelle correlate, dipendente dall'espansione del sistema nel quale esse sono prodotte. Un sistema in equilibrio termico quale il QGP, presenta sempre un flusso collettivo, a causa della presenza di un gradiente di pressione non nullo. Analizzandone la componente trasversa mediante lo studio della distribuzione azimutale delle particelle prodotte, si ha che mentre in collisioni esattamente centrali il flusso è isotropo, quando il parametro di impatto è non nullo si presenta un flusso anisotropo che evidenzia la presenza di una spinta lungo una direzione privilegiata. Come mostrato in figura 1.15, quando $b \neq 0$ la regione di sovrapposizione dei due nuclei nel piano trasverso assume infatti una forma ellittica, cosa che, nel caso il mezzo che occupa la regione sia approssimabile a un fluido ideale a viscosità quasi nulla, si riflette in una molteplicità di urti e quindi in gradiente di pressione maggiore lungo l'asse minore, ovvero lungo la direzione del parametro d'impatto. L'asimmetria geometrica iniziale del mezzo formatosi nella collisione si traduce dunque in una asimmetria nell'emissione dei prodotti finali.

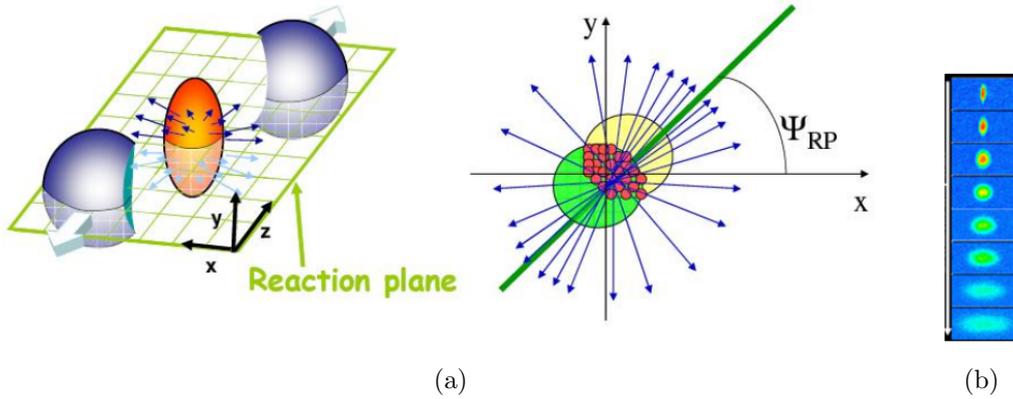


Figura 1.15: Rappresentazione schematica dell'urto fra due nucleoni; la regione di sovrapposizione ellissoidale dà luogo a un flusso ellittico delle particelle prodotte. Il piano di reazione è definito dall'asse z e dalla direzione del parametro di impatto ed è inclinato di un angolo Ψ_{RP} rispetto al piano trasverso (a). Evoluzione temporale del mezzo formatosi nella collisione (b).

L'anisotropia viene quantificata studiando l'espansione in serie di Fourier della distribuzione azimutale delle particelle nel piano di reazione:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_t dp_t dy} \left(1 + 2 \sum_n v_n(p_t, y) \cos[n(\Phi - \Psi_n)] \right). \quad (1.9)$$

Nel caso di emissione isotropa tutti i coefficienti sono nulli, al contrario $v_n \neq 0$ evidenziano la presenza di un flusso anisotropo. I coefficienti di maggiore interesse sono il coefficiente di asimmetria ellittica v_2 , che caratterizza la geometria iniziale del sistema e i coefficienti di asimmetria triangolare v_3 e quadrangolare v_4 , che esprimono le fluttuazioni delle condizioni iniziali.

Le misure sperimentali effettuate nell'esperimento STAR al RHIC evidenziano un flusso ellittico coerente con previsioni teoriche basate su un modello idrodinamico fino ad energie di 2 GeV/c. Ad alti impulsi l'andamento è differente a causa della predominanza dei processi hard, in cui jet e adroni ad alta energia sfuggono velocemente al mezzo non risentendo di processi di re-scattering e non venendo quindi influenzati dall'idrodinamica del plasma. I risultati riportati da ALICE confermano quelli dell'esperimento STAR evidenziando un flusso ellittico maggiore del 20-30%, coerente con le previsioni teoriche per energie più elevate (vedi figura 1.16); si è inoltre verificata l'esistenza di un flusso triangolare e quadrangolare [18].

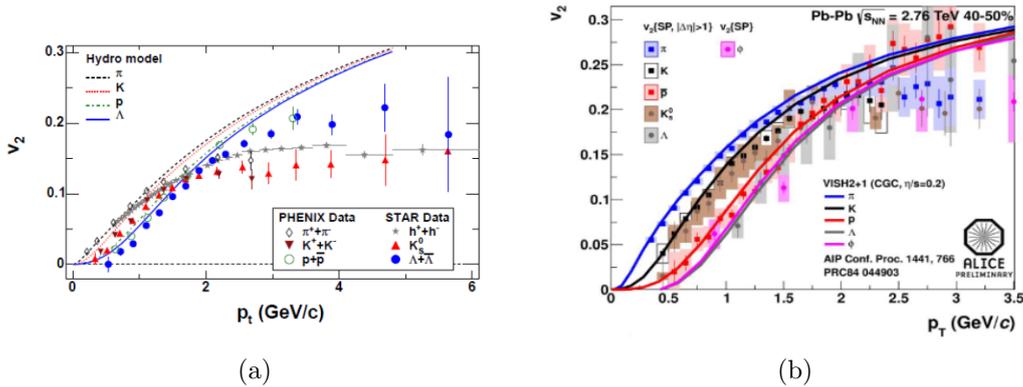


Figura 1.16: Andamento del coefficiente di asimmetria ellittica in funzione dell'impulso trasverso per diversi tipi di particelle misurato dagli esperimenti PHENIX e STAR [19] (a) e ALICE (b).

Ipotizzando che il flusso ellittico si generi nella fase partonica di QGP, gli adroni, che si formano successivamente per coalescenza¹¹, dovrebbero ricevere un contributo a p_t e v_2 in relazione al numero di quark contenuti. Ciò si dovrebbe manifestare in uno scaling dell'anisotropia con il numero dei quark costituenti (*NCQ scaling*)[21]. I risultati

¹¹Vi sono due possibili meccanismi di adronizzazione:

- *frammentazione*: un partone ad alto p_t si frammenta in adroni a più basso p_t (predominante nei processi hard);
- *coalescenza*: partoni a più basso impulso si combinano per formare un adroni a più alto p_t .

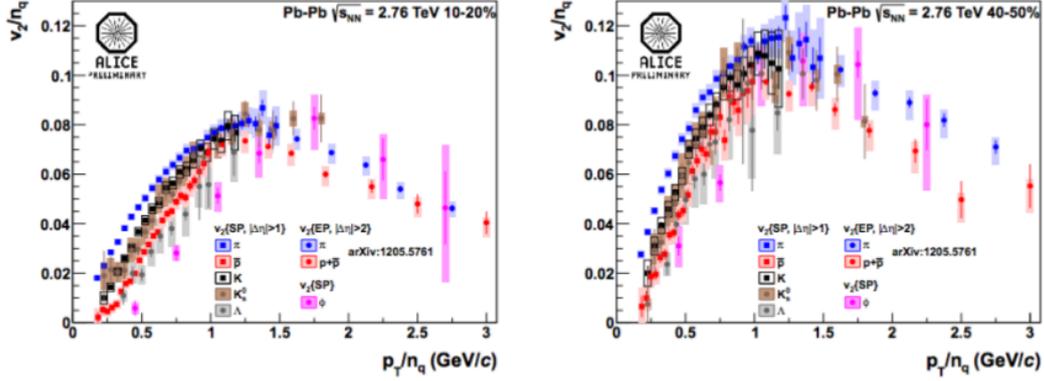


Figura 1.17: Andamento del coefficiente di asimmetria ellittica scalato in funzione dei quark costituenti in funzione dell'impulso sempre scalato a n_q per due differenti classi di centralità. Il flusso è più pronunciato per la classe di centralità del 40-50%, ovvero per collisioni periferiche in cui l'asimmetria iniziale è maggiore [7].

di ALICE mostrano uno scaling approssimato (entro il 20%) che costituisce comunque un'importante prova della formazione di adroni per coalescenza a partire da partoni deconfinati (vedi figura 1.17).

1.6.4 Spettri adronici primari e rapporti fra particelle

Lo studio degli spettri adronici primari e della relativa distribuzione di impulsi trasversi può fornire importanti informazioni sulle proprietà del mezzo al momento del freeze-out chimico e cinetico. Le particelle primarie sono le prime generate nella collisione; esse includono i prodotti di decadimenti esclusi quelli legati al decadimento debole di adroni strani che avviene su tempi di scala maggiore. La loro emissione è strettamente legata al flusso radiale, la componente isotropa del moto collettivo rispetto al piano di reazione. Gli spettri misurati da ALICE presentano una pendenza decisamente più elevata di quelli misurati dall'esperimento RHIC (vedi figura 1.18), cosa che evidenzia un flusso radiale più intenso [7].

Le molteplicità di adroni identificati da ALICE sono utilizzate per calcolare i rapporti di particelle che vengono poi confrontati con quelli previsti dal modello termico, dimostratosi efficace nel descrivere i dati in un vasto range di energie. Questo modello assume che la generazione di particelle avvenga in condizioni di equilibrio termico e sia governata da un parametro di scala, la temperatura di freeze-out chimico T_{ch} , al di sotto della quale cessano gli urti anelastici delle particelle e le abbondanze relative risultano fissate. In particolare la formazione di una particella di massa viene soppressa dal fattore di Boltzmann $e^{-m/T_{ch}}$. Le leggi di conservazione introducono poi ulteriori parametri, come

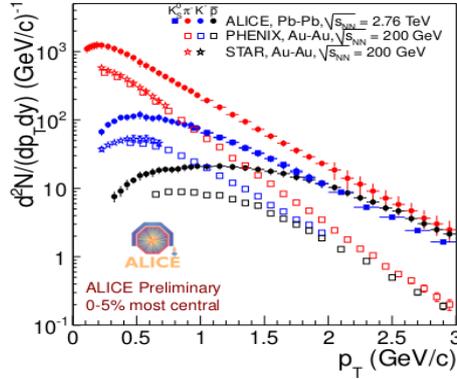


Figura 1.18: Spettri adronici primari in funzione dell'impulso relativi agli esperimenti ALICE, STAR e PHENIX [22].

il potenziale bariochimico legato al numero quantico barionico. Interpolando sulla base del modello termico le molteplicità delle particelle prodotte in collisioni centrali (0-20%) Pb-Pb nella regione centrale di pseudorapidità si sono ottenuti i valori di T_{ch} , μ_B e volume V relativi ai dati di ALICE (vedi figura 1.19 (a)). La temperatura estrapolata $T_{ch} = 152 \pm 3$ MeV è più bassa di quella ottenuta analizzando i dati dell'esperimento RHIC, che risultava pari a 164 MeV.

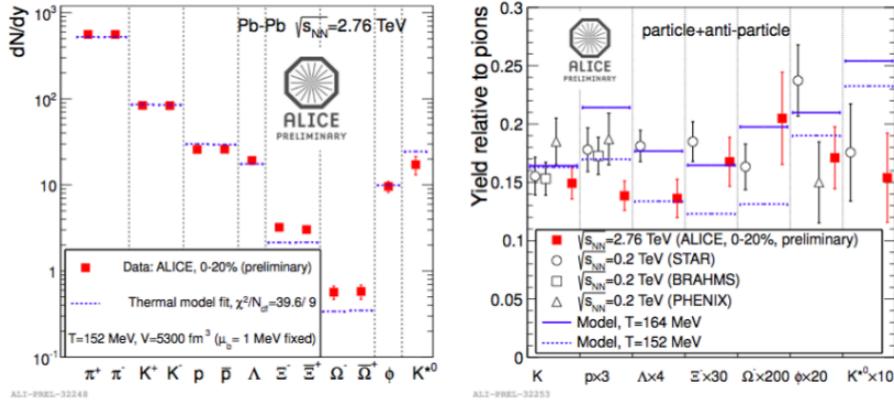


Figura 1.19: Molteplicità di particelle prodotte in collisioni centrali (0-20%) Pb-Pb nella regione centrale di pseudorapidità (sinistra). Rapporti fra molteplicità di particelle differenti e pioni confrontati con le previsioni del modello termico e coi dati sperimentali del RHIC (destra) [23].

Come si può notare osservando figura 1.19 (b) le previsioni del modello termico sono vicine ai dati sperimentali di ALICE per quanto riguarda i rapporti p/π e Λ/π mentre se

ne discostano relativamente a Ξ/π e Ω/π . Al contrario i dati di RHIC sono coerenti col modello teorico per quanto riguarda i rapporti che coinvolgono particelle strane, mentre se ne discostano altrimenti. Il motivo di queste deviazioni dal modello teorico sono tutt'ora oggetto di studio, un'ipotesi è legata al fatto che le interazioni delle particelle nella fase adronica e in particolar modo l'annichilazione barione-antibarione potrebbe modificarne la molteplicità e dunque i rapporti [7].

1.6.5 Risonanze adroniche

Le risonanze sono particelle più pesanti delle corrispondenti particelle stabili con il medesimo contenuto di quark, identificate da una caratteristica larghezza naturale che risulta inversamente proporzionale alla vita media $\Gamma = \hbar/\tau$. Poiché presentano vite medie brevissime (da pochi fm/cm a una decina di fm/cm) non possono essere rivelate direttamente ma vengono ricostruite mediante l'analisi dei prodotti di decadimento.

Nelle collisioni di ioni pesanti le risonanze adroniche sono generate nella fase di espansione della fireball e possono decadere mentre la attraversano. In questo caso i prodotti di decadimento interagiscono con le particelle presenti nel mezzo, cosa che si traduce nell'impossibilità di ricostruire la risonanza poiché la massa invariante delle particelle figlie non corrisponde più a quella della madre. Tuttavia le risonanze si possono rigenerare i seguito a collisioni pseudo-elastiche nel tempo che intercorre fra la fase di freeze-out chimico e cinematico. La predominanza del processo di *re-scattering* rispetto alla *rigenerazione* o viceversa dipende dalla sezione d'urto¹² di ciascuna risonanza e ne influenza la misura delle molteplicità: essa diminuisce nel caso domini il re-scattering, mentre aumenta se prevale la rigenerazione. E' proprio a causa di questi due processi che l'abbondanza relativa delle particelle instabili non è fissata dopo il freeze-out chimico, come quella degli adroni stabili. Nonostante ciò poiché la maggior parte delle risonanze decade nei medesimi adroni dalla quale si è formata, le molteplicità degli adroni stabili rimangono pressoché immutate. Lo studio di varie risonanze con diverse vite medie può quindi fornire importanti informazioni sulle differenti fasi dell'espansione della fireball. L'analisi della produzione di risonanze permette inoltre di indagare le modifiche delle proprietà intrinseche delle particelle che si hanno nel mezzo e di studiare la restaurazione della simmetria chirale nella fase partonica e adronica. In particolare quest'ultima può essere investigata analizzando le risonanze di momento intermedio, che si formano nelle prime fasi della collisione e decadono in particelle che sfuggono all'interazione col mezzo partonico, risentendo solo in piccola parte dei fenomeni di re-scattering e rigene-

¹²La *sezione d'urto*, comunemente indicata con σ , è una grandezza utilizzata per descrivere la probabilità di un processo di interazione fra particelle. Ha la dimensioni di una superficie e può essere pensata in termini classici come l'area attorno alla particella bersaglio all'interno della quale la presenza di una seconda particella produrrebbe fenomeni di interazione. In questo caso risonanze con una sezione d'urto di interazione pionica più grande si disaccoppieranno dal mezzo più tardi (ovvero ad una temperatura più bassa) rispetto a risonanze con sezione d'urto minore.

razione durante l'espansione del mezzo adronico. Di peculiare interesse è lo studio della produzione delle risonanze mesoniche $K^{*0}(892)$ e $\Phi(1020)$: K^{*0} per la sua breve vita media, è particolarmente sensibile agli effetti di re-scattering nel mezzo adronico, mentre Φ che sfugge velocemente alla fireball senza interagire è un ottimo candidato per cercare indizi della restaurazione della simmetria chirale. Essendo il mesone vettore più leggero composto da quark strange, Φ rappresenta inoltre un segnale dell'aumento di stranezza, come già detto in 1.6.2. Φ e K^{*0} sono stati misurati da ALICE in collisioni pp ad un'energia del centro di massa di $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV e in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [7].

1.6.6 Produzione di nuclei e antinuclei leggeri

Nella collisione fra ioni pesanti è osservata anche una debole produzione di nuclei e antinuclei leggeri nella regione trasversale al fascio, che non possono derivare dalla frammentazione di ioni incidenti. Si ipotizza che essi siano formati per coalescenza nella fase di freeze-out cinematico, in quanto in fasi precedenti l'intensità delle interazioni non avrebbe permesso la formazione di uno stato con un'energia di legame così bassa. L'analisi della produzione di questi nuclei e antinuclei può dunque fornire informazioni sulla temperatura, la densità barionica e l'estensione spaziale del sistema adronico [24].

Capitolo 2

ALICE a LHC

ALICE è uno dei quattro esperimenti principali allestiti lungo l'anello LHC presso il CERN di Ginevra. Analizzando i prodotti di collisioni fra ioni di piombo ad un'energia complessiva del centro di massa pari a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV si propone di studiare le proprietà del Quark Gluon Plasma. La molteplicità di particelle prodotte in tali eventi richiede un rivelatore in grado di identificare le particelle su un ampio angolo solido e in un largo intervallo di impulsi. La struttura del rivelatore ALICE permette di svolgere brillantemente questo compito e in particolare il rivelatore Time of Flight (TOF) permette di ottenere il tempo di volo, metodo efficace per ricavare la massa delle particelle, con una risoluzione inferiore ai 100 ps.

2.1 LHC

LHC è un acceleratore di adroni costituito da due anelli superconduttori che si sviluppano in 26.7 km di tunnel ed insieme al *Proto-Sincrotrone* (PS) e al *Super-Proto-Sincrotrone* (SPS) costituisce il complesso del CERN, come mostrato in figura 2.1 [25]. Lungo l'anello vi sono quattro differenti punti d'interazione in corrispondenza dei quali sono collocati quattro diversi esperimenti: ATLAS e CMS, i maggiori, hanno permesso di verificare le ipotesi del Modello Standard, culminando nella scoperta del Bosone di Higgs, e ricercano prove di nuova fisica che andrebbero oltre questo modello, LHCb è dedicato allo studio dei "sapori", in particolare all'analisi della violazione della simmetria CP¹ utilizzando il canale di decadimento del mesone B, infine ALICE ha come obiettivo principale lo studio del Quark Gluon Plasma.

¹La simmetria CP è una simmetria quasi esatta delle leggi della natura sotto l'effetto di trasformazioni di *coniugazione di carica*, ovvero scambio delle particelle con le rispettive antiparticelle, e di *parità*, cioè inversione di coordinate spazio-temporali. La simmetria non sempre è conservata dall'interazione debole, si parla in questo caso di violazione della simmetria CP, la più piccola violazione di una simmetria presente in natura.

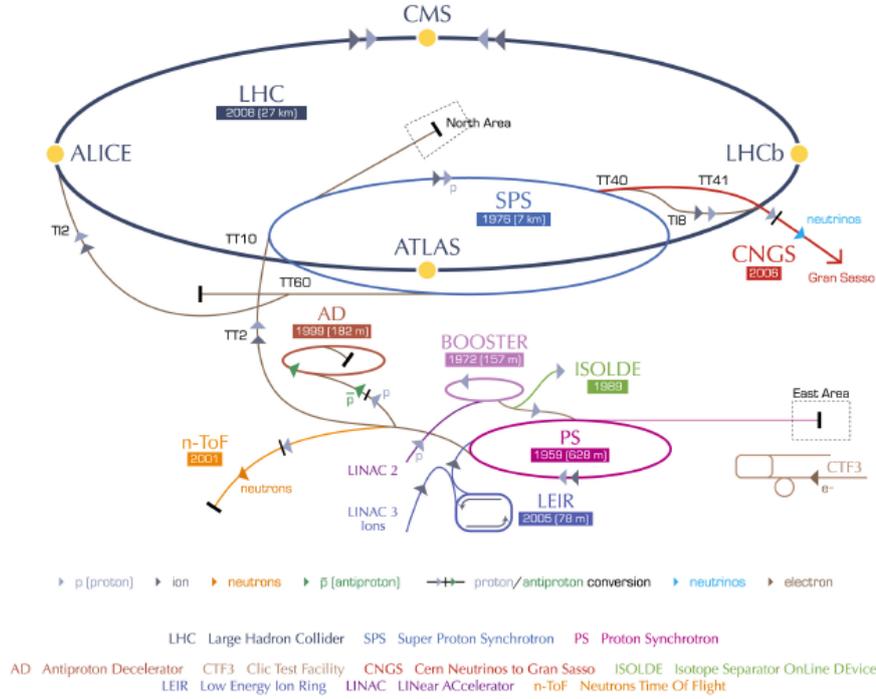


Figura 2.1: Rappresentazione schematica del complesso del CERN.

LHC fu inizialmente progettato per generare collisioni protone-protone ad un'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 14$ TeV e collisioni piombo-piombo a $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV, tuttavia a causa dell'incidente tecnico del 2008 dovuto al danneggiamento di un superconduttore [26], nel 2010 e 2011 ha lavorato alla metà delle sue potenzialità generando collisioni pp fino a $\sqrt{s} = 7$ TeV e collisioni PbPb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Visti gli eccellenti risultati raggiunti nel 2012 si è deciso di aumentare l'energia fino ad ottenere collisioni pp a $\sqrt{s} = 8$ TeV. All'inizio del 2013 l'acceleratore è stato spento in vista di lavori di manutenzione e miglioramento che continueranno per almeno due anni e che hanno lo scopo di raggiungere l'energia inizialmente progettata di 14 TeV.

Accanto all'energia il più importante parametro dell'acceleratore è la *luminosità istantanea* L che dipende solo dai parametri del fascio collidente nel punto di interazione e definisce la quantità di urti per unità di tempo e di superficie moltiplicata per l'opacità del campione (\sim probabilità di interagire):

$$L = \frac{R}{\sigma_{int}} \quad (2.1)$$

dove R è il rate e σ la sezione d'urto del processo. Ai fini di ottenere una luminosità massima LHC utilizza due fasci di protoni, anziché utilizzare un fascio di protoni e uno di antiprotoni come gli acceleratori precedenti, accelerati da due anelli distinti. Gli

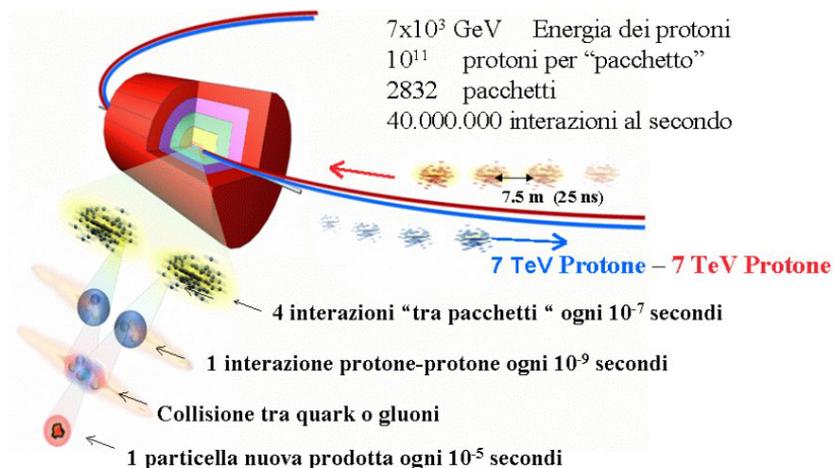


Figura 2.2: Collisione protone-protone a LHC.

antiprotoni sono infatti difficili da produrre e sarebbe difficile accumularne una quantità sufficiente per avere i valori di luminosità desiderata.

Come sorgente di protoni è utilizzato un serbatoio contenente idrogeno dal quale i protoni sono estratti e convogliati in un sistema di anelli acceleratori che ne aumenta gradualmente l'energia e li divide in fasci collimati. Ciò è reso possibile da un sistema di magneti superconduttori raffreddati a temperature prossime allo zero assoluto (1.9 K) che producono un campo magnetico pari a 8.33 T, necessario per mantenere in orbita le particelle ai valori di energia elevatissimi raggiunti. Come mostrato in figura 2.2, ciascun fascio è suddiviso in 2832 pacchetti (bunches), contenenti 10^{11} protoni e separati da una distanza di 7.5 m. Tale spazio è percorso dalle particelle in 25 ns, l'intervallo di tempo minimo fra la collisione di due bunches.

La sorgente di ioni pesanti è invece costituita da un cilindro di 3 cm di piombo che viene riscaldato a una temperatura di 500° in modo da vaporizzare un certo numero di atomi che, dopo essere stati parzialmente ionizzati da un forte campo elettrico, sono accelerati in un dispositivo lineare in modo da strappare via gli elettroni rimanenti. Gli ioni di Pb così ottenuti sono accumulati all'interno del *Low Energy Ion Ring* (LEIR) e poi convogliati nel PS dal quale seguono la medesima catena ad iniezione dei protoni [7].

2.2 Il rivelatore di ALICE

La struttura di ALICE è stata progettata per tenere in considerazione le principali caratteristiche delle collisioni fra ioni che a differenza delle collisioni protone-protone generano un'enorme molteplicità di particelle. Il sistema di rivelatori di cui ALICE è composto, di cui è data una rappresentazione schematica in figura 2.3, è quindi costruito in modo

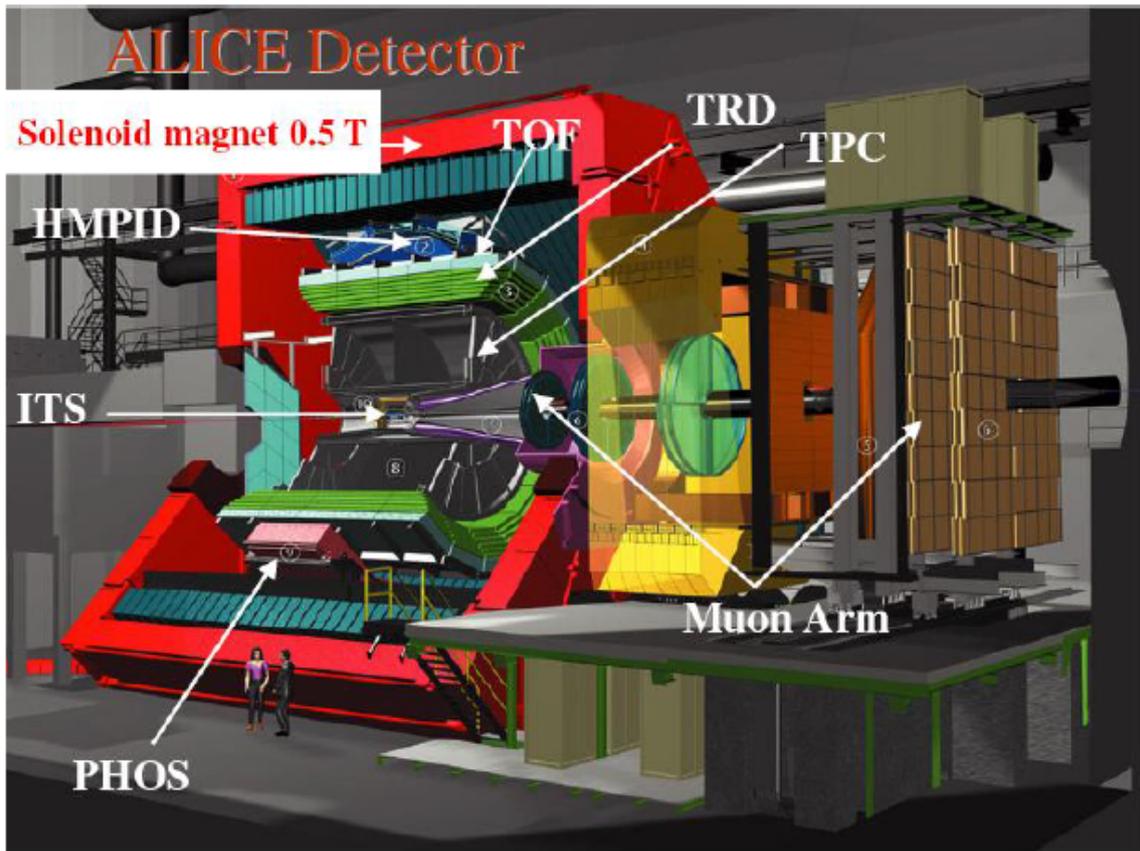


Figura 2.3: Rappresentazione schematica del rivelatore di ALICE.

da ottimizzare l'accettanza e l'efficienza di rivelazione².

La parte centrale, che ricopre un angolo polare di $\pm 45^\circ$ ($|\eta| < 0.9$) sull'intero angolo azimutale, è racchiusa all'interno di un magnete solenoide che genera un campo pari a 0.5 T. Procedendo dalla parte più interna a quella più esterna (vedi figura 2.4), essa è costituita dall'*Inner Tracking System* ITS, un sistema a tracciamento interno che permette di determinare tracce e vertici³, dalla *Time Projection Chamber* TPC, responsabile del tracciamento globale e dell'identificazione delle particelle, infine dal *Transition*

²In un esperimento di conteggio l'*accettanza* definisce la probabilità che gli eventi che devono essere osservati siano visibili al rivelatore e dipende quindi dalla sua configurazione geometrica. L'*efficienza* è invece definita come la probabilità che un evento che cade nella zona di accettanza del rivelatore dia effettivamente luogo a un conteggio.

³Per tracciamento si intende la ricostruzione del percorso che la particella ha seguito nel rivelatore; esso consente di distinguere le tracce primarie, ovvero quelle che hanno origine nel vertice primario di interazione, da quelle secondarie, prodotte dal decadimento di una particella primaria ad una certa distanza dal vertice primario.

Radiation Detector TRD e dal *Time of Flight* TOF, che provvedono all'identificazione rispettivamente di elettroni e adroni carichi.

Per fornire una copertura globale sull'intero angolo azimutale all'esterno del TOF ma sempre dentro al magnete sono posizionati altri rivelatori: l'*High Momentum Particle Identification Detector* HMPID, dedicato all'identificazione di adroni carichi ad alto impulso trasverso, l'*ElectroMagnetic CALorimeter* EMCAL, che permette di misurare le proprietà dei jet nonché di fotoni ed elettroni ad alto impulso ed il *PHoton Spectrometer* PHOS, che consente di misurare fotoni diretti a basso impulso ed effetti di jet quenching. Fuori dal magnete si trovano il *Forward Muon Spectrometer* FMS, uno spettrometro per muoni, lo *Zero-Degree Calorimeter* ZDC, che permette di determinare la centralità dell'urto, ed infine altri rivelatori che ricoprono la regione ad alti valori di pseudorapidità in cui l'accettanza è molto bassa. La parte superiore del magnete è inoltre ricoperta dall'*Alice Cosmic Ray Detector* ACORDE, un sistema di 60 scintillatori che rileva raggi cosmici per calibrazioni e altri studi.

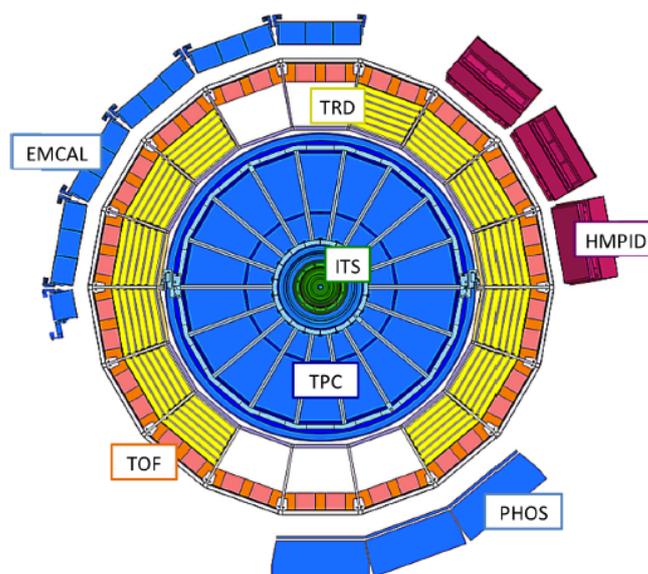


Figura 2.4: Sezione trasversale della parte centrale del rivelatore.

2.2.1 Sistema di tracciamento interno ITS

L'Inner Tracking System è costituito da sei strati concentrici di rivelatori al silicio coassiali al fascio, la cui posizione e segmentazione è stata ottimizzata per migliorare l'efficienza di ricostruzione delle tracce e ottenere un'alta risoluzione del vertice secondario. I rivelatori utilizzati devono garantire un'elevata sensibilità alla posizione: i due strati più interni e vicini alla camera a vuoto dei fasci (*beam pipe*) sono costituiti da rivelatori a pixel,

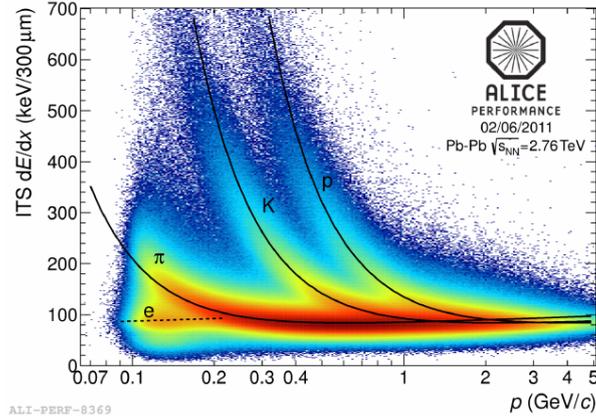


Figura 2.5: Andamento della perdita di energia per ionizzazione dE/dx in funzione dell'impulso trasverso misurate dall'ITS. Le linee sono parametrizzazioni della risposta del rivelatore sulla base della formula di Bethe-Bloch che descrive la perdita di energia per ionizzazione di particelle cariche (eccetto elettroni) nell'attraversare la materia.

che con un alto numero di canali sono caratterizzati da grande granularità⁴, i due strati centrali da rivelatori a drift, infine i due strati più esterni sono a microstrip [27].

L'ITS è in grado di individuare il vertice primario con una risoluzione di $100 \mu m$, di ricostruire i vertici secondari di iperoni e adroni pesanti, di tracciare e identificare particelle cariche con basso impulso trasverso mediante l'analisi della perdita di energia per ionizzazione dE/dx , di migliorare la risoluzione in momento della TPC per particelle ad alto impulso ($p_t > 100 \text{ MeV}/c$) e di misurare le tracce cariche nella regione trasversale all'asse dei fasci.

Un esempio della capacità di identificazione delle particelle dell'ITS nelle collisioni pesanti è mostrato in figura 2.5: gli elettroni possono essere identificati nel range da $80 \text{ MeV}/c$ fino a $160 \text{ MeV}/c$ con una separazione di 2σ dai pioni. Quest'ultimi sono distinti dai kaoni fino a $0.6 \text{ GeV}/c$ ed i kaoni sono separati dai protoni fino a $0.8 \text{ GeV}/c$. Ad alti impulsi le particelle non sono più distinguibili le une dalle altre [7].

2.2.2 Camera a proiezione temporale TPC

La Time Projection Chamber costituisce il sistema tracciante principale dotato di una grande efficienza nel tracciamento e nella misura di impulsi.

⁴La *granularità* è un'importante caratteristica del rivelatore spesso correlata alla risoluzione; può essere definita come il numero di canali di elettronica che devono essere usati per poter leggere il segnale. Nel caso ad esempio di un rivelatore a pad per poter sfruttare appieno la risoluzione del rivelatore bisogna leggere un numero di canali pari al numero di pad da cui è costituito.

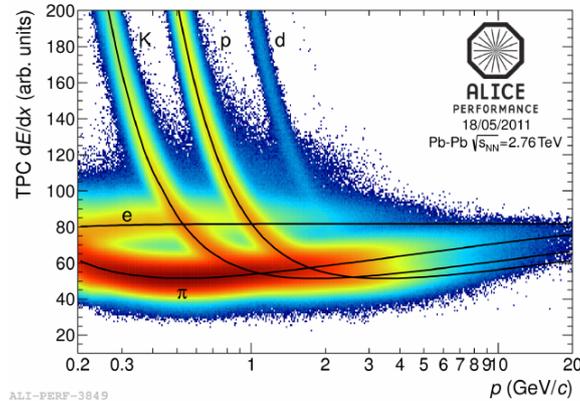


Figura 2.6: Andamento della perdita di energia per ionizzazione dE/dx in funzione dell'impulso trasverso misurate dall'ITC.

La TPC [28] è di forma cilindrica con un raggio interno $r_{min} = 85$ cm, determinato dalla massima densità di conteggi accettabili (0.1 cm^{-2}) ed un raggio esterno $r_{max} = 250$ cm, dettato dalla necessità di avere una lunghezza di traccia sufficiente per avere una risoluzione in dE/dx migliore del 10%. Una tale risoluzione permette alla TPC di identificare efficientemente particelle e adroni carichi con $p_t < 1 \text{ GeV}/c$, come mostrato in figura 2.6. Il tracciamento viene effettuato a partire dalle zone più esterne fino ad arrivare alle zone più interne, che risentono maggiormente della vicinanza e talvolta della sovrapposizione delle tracce. Per la più alta densità di particelle aspettata si ottiene un'efficienza di ricostruzione pari al 93%. Circa il 10% delle tracce sfuggono alla TPC a causa delle zone morte tra i vari settori; per questo risulta importante l'accoppiamento delle tracce con quelle ricostruite dall'ITS.

2.2.3 Rivelatore a radiazione di transizione TRD

Il compito principale del Transition Radiation Detector consiste nel rivelare elettroni con impulso superiore a $1 \text{ GeV}/c$ che non possono essere identificati dalla TPC. Quando particelle cariche ultrarelativistiche attraversano la superficie di separazione fra due mezzi con differente costante dielettrica emettono radiazione di transizione sotto forma di fotoni nel range dei KeV. Elettroni con alti momenti irraggiano in maniera differente rispetto ai pioni consentendo al TRD di distinguerli fino ad alti impulsi. L'identificazione di elettroni emessi nella zona centrale è fondamentale poiché analizzando la massa invariante di e^+e^- è possibile risalire ai mesoni vettori che decadono in questo canale. Il TRD, sfruttando la misura del vertice secondario dell'ITS, permette inoltre di distinguere i mesoni che provengono direttamente dall'interazione da quelli che derivano dal decadimento di particelle più pesanti.

Il rivelatore è segmentato in 18 supermoduli lungo l'angolo azimutale ognuno contenente 30 moduli disposti su sei strati lungo la superficie radiale e suddivisi in cinque settori lungo z . Ogni modulo contiene un radiatore, una camera proporzionale a multifilo⁵ (Multiwire Proportional Chamber, MWPC) e l'elettronica di front-end⁶ che trasmette il segnale a pad catodici [29].

2.2.4 Sistemi di identificazione di particelle: TOF e HMPID

In ALICE sono presenti due rivelatori completamente dedicati al riconoscimento delle particelle: il TOF e l'HMPID.

Il Time of Flight misura il tempo di volo delle particelle di basso e medio impulso e si basa su camere a piani paralleli multiresistivi (MRPC). Esso verrà discusso in dettaglio nella sezione seguente.

L'High Momentum Particle Identification Detector, dedicato all'identificazione di adroni ad alto impulso, permette di ampliare l'intervallo di impulsi in cui le particelle possono essere riconosciute oltre i limiti consentiti dagli altri rivelatori.

Posto a 4.9 m dal punto di interazione, è un rivelatore a radiazione Cherenkov⁷ composto da 7 moduli per una superficie totale attiva pari a circa 10 m^2 . I fotoni Cherenkov emessi al passaggio di una particella sono rivelati da un contatore che sfrutta un sottile strato di ioduro di cesio (CsI) posto sulla superficie catodica dell'elettrodo di una MWPC [30].

2.2.5 Calorimetro elettromagnetico PHOS

Il PHOton Spectrometer è uno spettrometro ad alta risoluzione e granularità che permette di rivelare fotoni diretti prodotti nelle prime fasi delle collisioni e di distinguerli dal grande fondo dovuto ai decadimenti elettromagnetici.

Dotato di 17000 canali ricopre una superficie di circa 8 m^2 ed utilizza come elemento attivo per la rivelazione un cristallo scintillatore di PbWO_2 raffreddato a -25° per ottenere un migliore guadagno in luce.

Per fotoni con impulso tra 0.5 e $40 \text{ GeV}/c$ il rivelatore presenta un'efficienza del 90% per collisioni p-p, che si riduce però al 50% per collisioni Pb-Pb. Per fotoni con impulso tra 40 e $120 \text{ GeV}/c$ l'efficienza diminuisce ancora e risulta pari al 40% [31].

⁵La *camera proporzionale a multifilo* è un rivelatore che permette di misurare la traiettoria di particelle che interagiscono col gas contenuto nella camera.

⁶L'elettronica di *front-end* è responsabile dell'acquisizione dei dati in ingresso.

⁷L'*effetto Cherenkov* consiste nell'emissione di radiazione elettromagnetica da parte di un materiale le cui molecole sono state polarizzate da una particella carica che lo attraversa ad una velocità superiore a quella che avrebbe la luce nello stesso mezzo. È come se l'energia spesa dalla particella "superluminale" per polarizzare le molecole venisse restituita nel processo di diseccitazione sotto forma di radiazione coerente. I contatori Cherenkov misurano la velocità β delle particelle dalla quale, conoscendo l'impulso, si può ricavare la massa.

2.2.6 Spettrometro per muoni FMS

Il Forward Muon Spectrometer, posto nella regione di pseudorapidità in avanti ($2,5 < \eta < 4$), è uno spettrometro per muoni che permette di rilevare le coppie $\mu^+\mu^-$ dalla cui massa invariante è possibile ricostruire le risonanze mesoniche contenenti quark pesanti che decadono nel canale leptonic. La rilevazione di queste particelle è possibile grazie alla posizione più avanzata rispetto al punto di interazione e all'impiego di una grande quantità di materiale assorbitore, che riduce il flusso di adroni e fa sì che solo i muoni con impulso superiore ai 4 GeV/c possano raggiungere lo spettrometro.

Il rivelatore è composto da un sistema complesso di assorbitori, da un grande magnete dipolare e da dieci camere traccianti [32].

2.2.7 Rivelatori ad alta rapidità

La regione di ALICE ad alta rapidità è coperta su entrambe le direzioni del fascio da piccoli rivelatori che misurano i diversi parametri che caratterizzano l'urto e forniscono segnali di trigger.

Lo Zero Degree Calorimeter è formato da due coppie di calorimetri posti a zero gradi rispetto alla direzione dei fasci a 116 m dal punto di interazione. Rilevando l'energia dei nucleoni spettatori e quindi stimando la regione di sovrapposizione nella collisione esso permette di misurare la centralità dell'urto. Ogni coppia è costituita da un calorimetro per la rilevazione di protoni (ZP) ed uno per i neutroni (ZN), entrambi in fibra di quarzo [33].

Il *Photon Multiplicity Detector* PMD, costituito da piccoli rivelatori a gas, restituisce la misura della molteplicità di fotoni. Tale valore viene utilizzato nel calcolo del rapporto fra fotoni e particelle cariche generati nell'urto, nonché nella determinazione del piano di reazione.

Il *Forward Multiplicity Detector* FMD, che fornisce la misura della distribuzione di pseudorapidità in avanti delle particelle cariche in modo complementare all'ITS, è composto da tanti rivelatori a pad di silicio disposti in cinque dischi lungo l'asse del fascio.

Il T0, un sistema di contatori Cherenkov posizionati asimmetricamente rispetto al fascio, ha il principale compito di fornire il tempo di interazione, il cosiddetto start time t_0 , al TOF.

Il V0, formato da una serie di scintillatori, permette di misurare velocemente la molteplicità delle particelle generate, localizzando il vertice dell'evento e stimando la sua centralità. Esso fornisce un segnale di trigger attivando i rivelatori della parte centrale ALICE ed ha inoltre il compito di rimuovere il rumore di fondo della collisione dovuto alle particelle del fascio che interagiscono con le particelle residue nella beam-pipe, il cosiddetto *beam-gas background* [34].

2.3 Sistema a tempo di volo: TOF

L'identificazione delle particelle (*Particle IDentification*, PID), cruciale in fisica delle alte energie, è determinata dalla conoscenza di carica e massa. La massa tuttavia non può essere misurata direttamente ed è necessario dedurla dalla misura di almeno due grandezze cinematiche dipendenti da essa, quali l'impulso o l'energia.

La TPC di ALICE mediante l'analisi del raggio di curvatura R della traiettoria quando una particella di carica q attraversa un campo magnetico B , permette di conoscere l'impulso. Dalla forza di Lorentz si ha infatti:

$$p = qRB. \quad (2.2)$$

Poiché nelle collisioni Pb-Pb il 97% delle particelle prodotte ha $p < 2.5$ GeV, il tempo di volo rappresenta la variabile più adatta per un'identificazione accurata. Misure di perdita specifica di energia dE/dx non hanno infatti sufficiente potere discriminante in tutto l'intervallo di impulsi, mentre misure di velocità per emissione di radiazione Cherenkov si rivelano utili solo per particelle ad alti impulsi nel restante 3% dei casi.

La scelta delle Multigap Resistive Plate Chamber adottata dal rivelatore TOF consente di raggiungere risoluzioni temporali non maggiori ai 50 ps che, combinate con le misure di impulso e lunghezza di traccia dell'ITS e della TPC, forniscono l'identificazione delle particelle richiesta dall'esperimento.

2.3.1 La tecnica del tempo di volo

Il tempo di volo t_{TOF} è il tempo necessario perché una particella percorra una distanza L dal vertice di interazione. Dalla sua misura è possibile ricavare la velocità della particella, che combinata con il valore dell'impulso fornisce la massa, come si ricava dalla formula dell'impulso relativistico:

$$m = p \sqrt{\left(\frac{ct_{TOF}}{L}\right)^2 - 1}. \quad (2.3)$$

La corrispondente risoluzione sarà:

$$\frac{dm}{m} = \sqrt{\left(\frac{dp}{p}\right)^2 + \gamma^4 \left[\left(\frac{dt_{TOF}}{t_{TOF}}\right)^2 + \left(\frac{dL}{L}\right)^2 \right]} \quad (2.4)$$

dove $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, con $\beta = v/c$, è il fattore di Lorentz della particella. Supponendo la lunghezza di traccia e l'impulso noti rispettivamente con una precisione dell'0.1% e dell'1%, l'accuratezza sulla massa è determinata dalla risoluzione temporale, che incide significativamente in quanto per particelle ultrarelativistiche $\gamma^2 \gg 1$. Se consideriamo una particella che percorre 4 m in 12 ns per ottenere una precisione pari all'1% sul tempo

è necessario che il rivelatore abbia una risoluzione di circa 100 ps. Affinché due particelle con stesso momento e stessa lunghezza di traccia siano distinguibili la differenza fra i loro tempi di volo deve essere almeno il doppio dell'incertezza su ciascun tempo. Questa differenza per particelle ultrarelativistiche (per cui si ha quindi $m^2c^2/p^2 \ll 1$) è data da:

$$c\Delta t_{1-2} = L \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) = L \left(\sqrt{1 + \frac{m_1^2c^2}{p^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_2^2c^2}{p^2}} \right) \approx \frac{Lc^2(m_1^2 - m_2^2)}{2p^2} \quad (2.5)$$

dove si è usata la relazione $\beta = \sqrt{1 + 1/\gamma}$. La capacità del TOF di distinguere due differenti particelle è definita in termini del numero di deviazioni standard che separano i tempi di volo:

$$n_{dt,1-2} = \frac{Lc(m_1^2 - m_2^2)}{2p^2 dt} \quad (2.6)$$

con dt risoluzione temporale del rivelatore.

2.3.2 Caratteristiche strutturali

Il TOF [35] si sviluppa sulla struttura di supporto centrale di ALICE, lo *space-frame*, ed ha geometria cilindrica con una lunghezza pari a 7.4 m, un raggio interno di 3.7 m, uno esterno di 3.99 m, e una superficie di circa 160 m² che circonda la regione di interazione (vedi figura 2.7 (a)). Il rivelatore è suddiviso rispetto all'angolo azimutale in 18 settori a ciascuno dei quali corrisponde un supermodulo. Come si può notare osservando figura 2.7 (b), ogni supermodulo è formato da 5 moduli, disposti parallelamente alla direzione del fascio, e dai *crates* posti alle sue estremità, che contengono le componenti dell'elettronica di lettura (read-out). Al fine di ridurre al minimo il disturbo sugli altri operatori le dimensioni dei moduli sono tali che le superfici di giunzione tra un modulo e l'altro corrispondano alle zone morte dello *space-frame*.

2.3.3 I moduli

I moduli, che costituiscono l'unità fondamentale del rivelatore, sono formati da due regioni separate: una interna a tenuta stagna, contenente il gas di rilevazione in cui sono inserite le MRPC, ed una esterna in cui vi è l'elettronica che trasforma gli impulsi analogici in digitali. La parte contenente le MRPC, indicate talvolta come *strip* (striscia) a causa della particolare configurazione geometrica, è realizzata con fibra di vetro e ricoperta internamente da uno strato di alluminio che garantisce un buon schermaggio elettromagnetico. La regione contenente l'elettronica, formata da schede di front-end collegate a quelle di read-out mediante cavi di lunghezza variabile, è invece protetta da un coperchio di alluminio di 0.5 mm. Le due zone del modulo sono separate da un piano

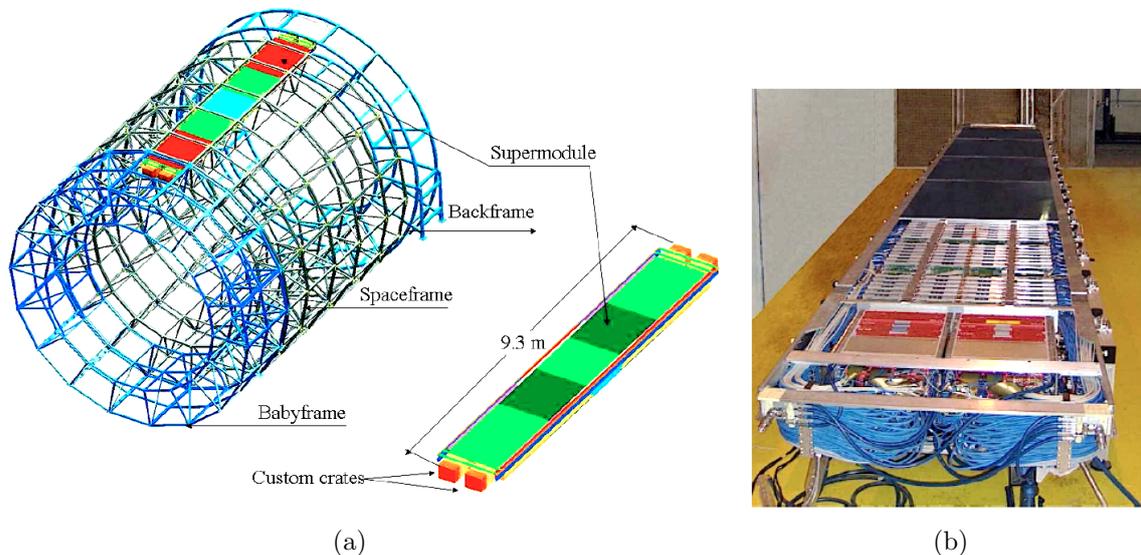


Figura 2.7: Rappresentazione schematica di un supermodulo e della sua posizione nello space-frame. Si notino i 5 moduli da cui è composto ed i crates contenenti l'elettronica di read-out agli estremi (a). Un supermodulo in fase di assemblaggio: sono visibili due dei quattro crates e alcune schede di front-end. Il tutto sarà chiuso da una copertura di alluminio (b).

di honeycomb⁸ di 1.3 cm racchiuso in due strati di alluminio di 1 mm, che costituisce il principale sostegno alla struttura fornendo la resistenza necessaria per sopportare gli stress meccanici a cui è sottoposta. La trasmissione dei segnali dagli elettrodi (*pad*) delle MRPC alle schede di front-end avviene mediante cavi twisted-pair⁹ connessi alle schede d'interfaccia. Una rappresentazione schematica della struttura di un modulo è fornita in figura 2.8. Il TOF contiene 90 moduli per un volume di gas complessivo pari a circa 16 m³; esso circola in un sistema chiuso ed è costituito da una miscela che viene sostituita ogni 4-5 giorni e che è composta al 93% da freon ($C_2H_2F_4$) e dal 7% di esafluoruro di zolfo (SF_6).

I cinque moduli che formano un supermodulo sono tutti della medesima larghezza ma si differenziano per lunghezza e per numero di strip, in particolare:

- il modulo centrale è lungo 1.14 m e contiene 15 MRPC;
- i due intermedi sono lunghi 1.47 m e contengono 19 MRPC;

⁸L'*honeycomb* è un particolare materiale in cui l'alluminio è modellato in una caratteristica struttura a nido d'ape.

⁹I cavi *twisted-pair* sono formati da otto fili di rame intrecciati a coppie; ciascuna coppia è intrecciata con passo diverso ed è intrecciata a sua volta con le altre. Questa particolare struttura ha lo scopo di ridurre le interferenze e limitare il rumore elettromagnetico.

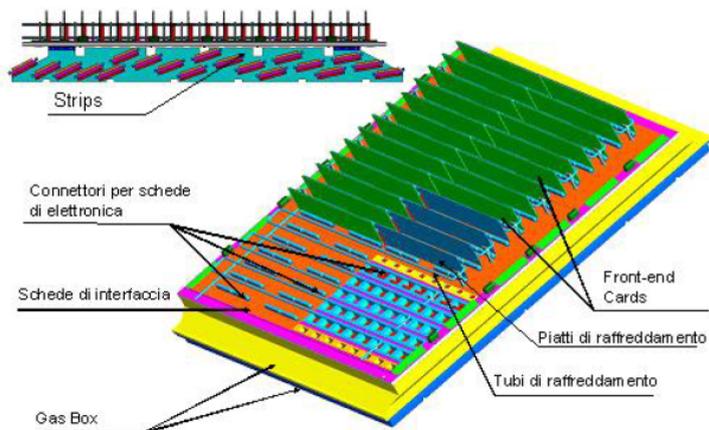


Figura 2.8: Rappresentazione schematica di un modulo del TOF.

- i due esterni sono lunghi 1.78 m e contengono 19 MRPC.

I moduli si differenziano inoltre per l'orientazione delle strip, che posizionate ortogonalmente rispetto al piano del fascio e leggermente sovrapposte l'una all'altra in modo tale che i bordi delle zone attive di due MRPC adiacenti coincidano, aumentano progressivamente la loro inclinazione passando da 0° , nella parte centrale del settore, a 45° , ai margini dei moduli più esterni (vedi figura 2.9).

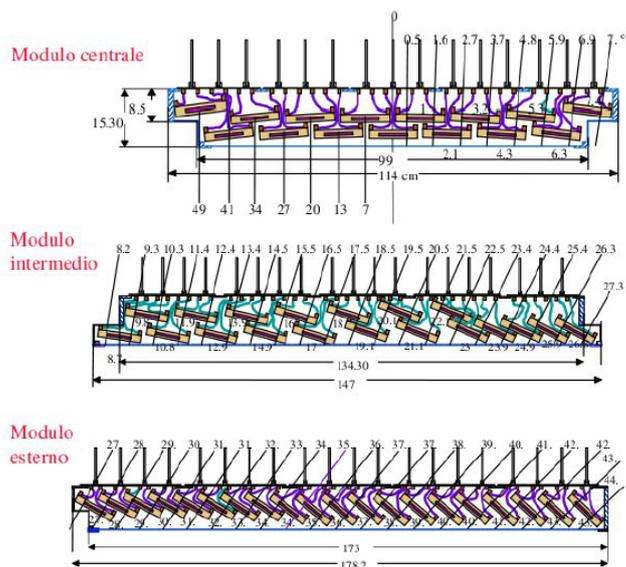


Figura 2.9: Rappresentazione schematica dei tre differenti tipi di moduli. Si noti l'inclinazione progressiva delle strip passando dalla zona centrale a quella più esterna.

Questa disposizione permette di minimizzare l'angolo delle particelle incidenti rispetto alla normale alla superficie delle MRPC, facendo sì che esse siano sempre perpendicolari al raggio uscente dal punto di interazione. Ciò riduce al minimo le possibilità di traiettorie oblique che potrebbero attivare più pad in corrispondenza di una stessa traccia, cosa che comporterebbe un aumento nell'occupazione dei canali e maggiore dispersione temporale nel segnale. La trattazione dei casi a *hit multiplo*, in cui più di un canale corrisponde alla medesima traccia, sarà effettuata in dettaglio nel prossimo capitolo.

2.3.4 Camere a piani paralleli resistivi multigap MRPC

Le Multigap Resistive Plane Chamber [36] sono particolari tipi di rivelatori a piani paralleli resistivi, ottimizzati ai fini di ottenere la risoluzione temporale che il TOF richiede.

Un rivelatore a piani paralleli (RCP) è costituito da due elettrodi, conduttivi o resistivi, che racchiudono un certo volume di gas. Il processo fisico alla base della rivelazione è la ionizzazione di questo gas: quando al passaggio di una particella si ha la formazione di coppie primarie elettrone-ione, il campo elettrico presente fra gli elettrodi accelera gli elettroni che, se sufficientemente energetici, ionizzano a loro volta le molecole del gas producendo ioni ed elettroni secondari. Quest'ultimi possono generare ionizzazione a loro volta dando luogo al fenomeno della *moltiplicazione a valanga*. Come si può notare osservando figura 2.10, la distribuzione delle cariche assume la caratteristica forma a goccia a causa della notevole differenza di velocità di propagazione degli elettroni verso l'anodo e degli ioni verso il catodo (gli elettroni hanno mobilità molto maggiore).

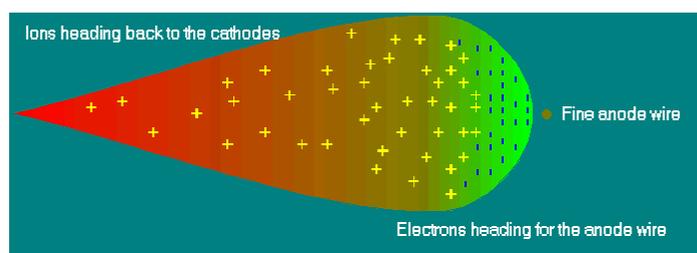


Figura 2.10: Caratteristica forma a goccia di una valanga.

Ioni ed elettroni della valanga possono ricombinarsi formando fotoni che se dotati di energia sufficiente possono dar luogo a fotoionizzazione producendo nuove coppie che possono generare valanghe secondarie. Se la differenza di potenziale fra gli elettrodi è sufficientemente elevata le valanghe formatesi possono degenerare nello *streamer*, un canale conduttivo che si propaga a velocità ancora maggiore rispetto alle valanghe. Quando infine il “plasma” di elettroni e ioni raggiunge i due elettrodi mettendoli in collegamento si ha la formazione della scintilla. Una RPC può quindi funzionare in regime di valanga,

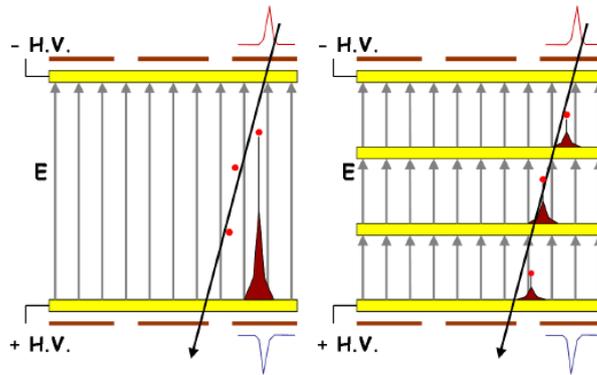


Figura 2.11: Rappresentazione schematica di una RPC e di una MRPC.

di streamer o di scintilla, a seconda del campo elettrico applicato e della geometria del sistema; l'unica condizione affinché si abbia la rilevazione è che la valanga possa percorrere una distanza sufficiente per produrre un segnale sopra soglia.

La necessità di avere rivelatori con un'ottima risoluzione temporale, capaci di sostenere frequenze di qualche centinaio di Hz/cm² e nei quali sia possibile mantenere un'intensità di corrente bassa nel gas ma allo stesso tempo avere un ampio segnale di uscita ha portato allo sviluppo di RPC a multigap, le MRPC (vedi figura 2.11). La suddivisione dello spazio tra gli elettrodi (*gap*) in zone più piccole mediante l'inserimento di piani intermedi, nonostante implichi l'utilizzo di una tensione di lavoro più alta, impedisce lo sviluppo eccessivo delle valanghe e riduce al minimo la possibilità di avere streamer, consentendo di operare in condizioni di alto guadagno. I piani intermedi sono infatti ad alta resistività ed elettricamente liberi: essi si caricano per effetto elettrostatico e sono trasparenti ai segnali veloci generati dalle valanghe. Il segnale prelevato dagli elettrodi risulta la somma analogica dei segnali indotti dalle singole valanghe.

Volendo incrementare la risoluzione temporale sarebbe necessario aumentare il numero di gap e quindi il volume di gas disponibile alla formazione di valanghe, tuttavia ciò comporterebbe un considerevole aumento della tensione applicata. La soluzione a questo problema è rappresentata dalle MRPC a doppio *stack* in cui la disposizione di due camere in parallelo con un elettrodo centrale in comune, presenta particolari vantaggi e consente di ottenere efficienze prossime al 100%. Tale geometria permette di avere un numero maggiore di gap senza dovere aumentare la tensione applicata. Il segnale risulta inoltre maggiore di un fattore due rispetto a quello di una MRPC costituita da una singola pila di piani resistivi e, a parità di numero di gap, gli elettrodi sono più vicini, cosa che consente di ridurre la dimensione dell'impronta della valanga e quindi la probabilità di hit multiplo.

Ogni MRPC si presenta come una striscia rettangolare (strip) con un'area attiva pari a 7.4 x 120 cm² (vedi figura 2.12). I due stack da cui è costituita sono completamente sim-

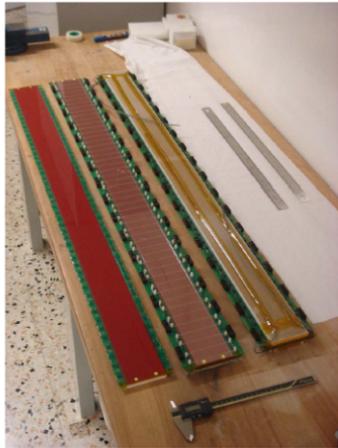


Figura 2.12: Una MRPC del TOF prima (sinistra) e dopo (destra) l'assemblaggio.

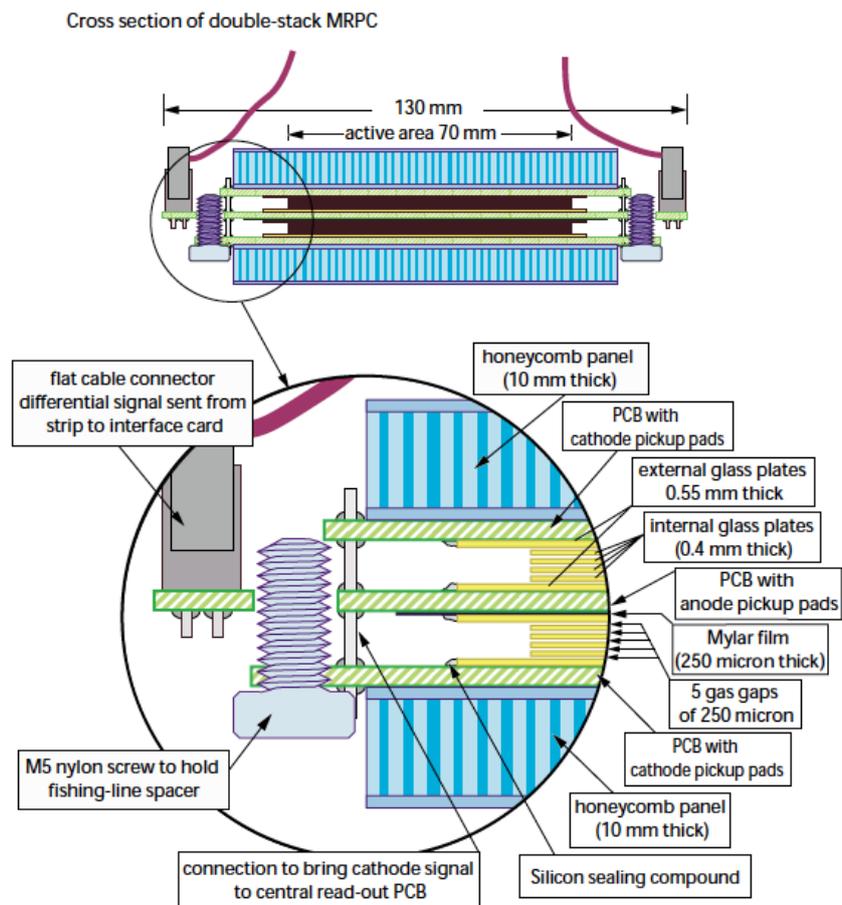


Figura 2.13: Rappresentazione schematica della sezione di una MRPC a doppio stack.

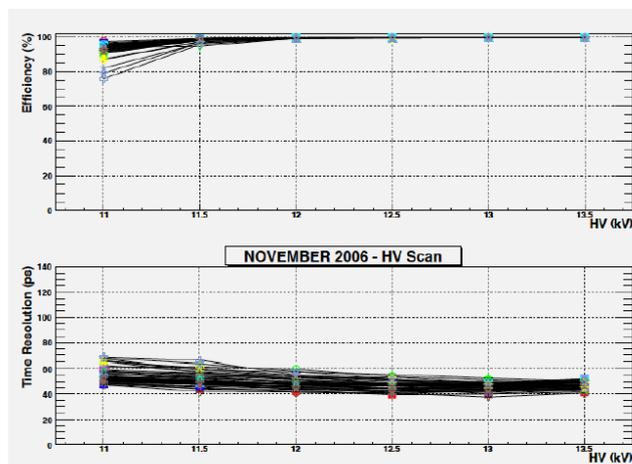


Figura 2.14: Efficienza e risoluzione temporale in funzione del voltaggio applicato.

metrici rispetto al piano anodico centrale, formato da circuiti prestampati (Printed Circuit Board, PCB) sui quali si trovano i pad di raccolta del segnale. I pad di lettura, disposti su due file sui PCB anodici e catodici, sono 96 per ogni MRPC e presentano una superficie di $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$. Ogni stack è composto da 4 piani resistivi di vetro elettricamente liberi e da 2 vetri esterni ricoperti da pittura acrilica ad alta resistività che fungono da elettrodi. I vetri interni, equamente spazati da filo da pesca in nylon, suddividono quindi ogni stack in 5 gap ciascuno largo $250 \mu\text{m}$. Una rappresentazione della sua sezione è fornita in figura 2.13.

Le prestazioni delle MRPC è stata testata su fascio al CERN nei *test beam* effettuati nel 2006. Come si può notare osservando i grafici riportati in figura 2.14 sia l'efficienza che la risoluzione temporale sono ottimizzate per un valore del voltaggio applicato pari a 12.5 V. La tensione nominale attualmente applicata è di 13 V a causa di una modifica nella miscela contenuta nei rivelatori (è stata resa non infiammabile eliminando la componente di isobutano inizialmente presente) che ha variato lievemente i parametri d'efficienza.

2.3.5 Elettronica

La segmentazione strutturale del TOF implica la gestione di 157248 canali di lettura. Se si vuole raggiungere una risoluzione temporale complessiva inferiore ai 100 ps è fondamentale l'ottimizzazione dell'elettronica dell'intero sistema. L'elettronica del TOF si divide in due parti distinte:

- l'elettronica di front-end, responsabile della conversione dei segnali analogici provenienti dalle MRPC in segnali digitali;
- l'elettronica di read-out, che permette la lettura del segnale.

Ogni strip è munita di quattro connettori di 96 *pin* che vengono usati per trasportare i segnali di ingresso dai pad catodici e anodici alle schede di *Front End Analogue* (FEA) dove sono amplificati e discriminati da particolari chip a bassa potenza ed ultraveloci, gli ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*) NINO. La larghezza del segnale restituito in output da questi dispositivi corrisponde al *Time Over Threshold* (TOT), ovvero all'intervallo di tempo tra l'istante in cui, prima il fronte di salita poi quello di discesa, attraversano la soglia minima di rivelazione. Il valore del "tempo sopra soglia", proporzionale alla carica, è fortemente legato all'ampiezza del segnale stesso ed è importante per correggere l'effetto di *time-slewing*. Si verifica infatti che due segnali prodotti nello stesso istante ma con ampiezze diverse superano la soglia in momenti differenti; l'effetto si traduce quindi in una dipendenza del tempo di volo dall'ampiezza del segnale ed in particolare dalla rapidità del suo fronte di salita.

Dalle FEA il segnale digitale viene trasmesso per mezzo di cavi ai crates dove l'elettronica di read-out ne permette la lettura. Fra i principali componenti dei crates vi sono i *TDC* (*Time to Digital Converter*) *Readout Modules* (TRM) che sono basati su ASIC HPTDC (*High Performance TDC*), TDC ad alte prestazioni che lavorano utilizzando un clock di 40 MHz come riferimento temporale ed un interpolatore DDL [36]. All'arrivo di un segnale di trigger l'HPTDC fornisce la misura temporale relativa a ciascun segnale; in particolare il dispositivo è in grado di misurare contemporaneamente il tempo del fronte di salita e del fronte di discesa dei segnali.

Capitolo 3

Ottimizzazione della risposta temporale del rivelatore TOF

Le Multigap Resistive Plane Chamber permettono di identificare le particelle fornendo un'ottima risoluzione temporale e consentendo, grazie alla loro particolare struttura, di ridurre al minimo gli effetti di variazione di ampiezza e dispersione del segnale dovuti alla diversa posizione di formazione dei *cluster* di ionizzazione. Lo spettro delle particelle ha una forma simile a una gaussiana lievemente asimmetrica nella parte destra. Quest'anomalia, dovuta ad effetti strumentali, è in parte legata a fenomeni di hit multiplo che si analizzeranno in dettaglio con l'obiettivo di ottimizzare la risoluzione temporale.

3.1 Caratteristiche del segnale in una MRPC

Il TOF permette di identificare e distinguere le particelle fino a valori di impulso molto alti, come si può notare osservando figura 3.1. Ciò è possibile grazie ad un'ottimizzazione dell'intero sistema che consente di ridurre al minimo le risoluzioni dei vari componenti del rivelatore e i diversi contributi di incertezza in modo tale che la risoluzione globale sia inferiore a 100 ps. In particolare si ha:

$$\sigma_{TOF}^2 = \sigma_{MRPC}^2 + \sigma_{TDC}^2 + \sigma_{Cal}^2 + \sigma_{Clk}^2 + \sigma_{t0}^2 \quad (3.1)$$

dove σ_{MRPC} è la risoluzione intrinseca delle MRPC, σ_{TDC} è la risoluzione intrinseca dei dispositivi TDC Read-out Modules, σ_{Cal} tiene conto delle incertezze sulle costanti di calibrazione (ad esempio per il tempo di percorrenza del segnale nei cavi che collegano le schede di front-end ai crates), σ_{Clk} è legata al ritardo del segnale di trigger e σ_{t0} è la risoluzione nella misura del tempo di interazione.

La risoluzione delle Multigap Resistive Plane Chamber a doppio stack non è superiore ai 50 ps e la suddivisione in gas gap da cui sono caratterizzate consente di ridurre gli effetti di dispersione del segnale dovuti alla diversa posizione di formazione dei *cluster*

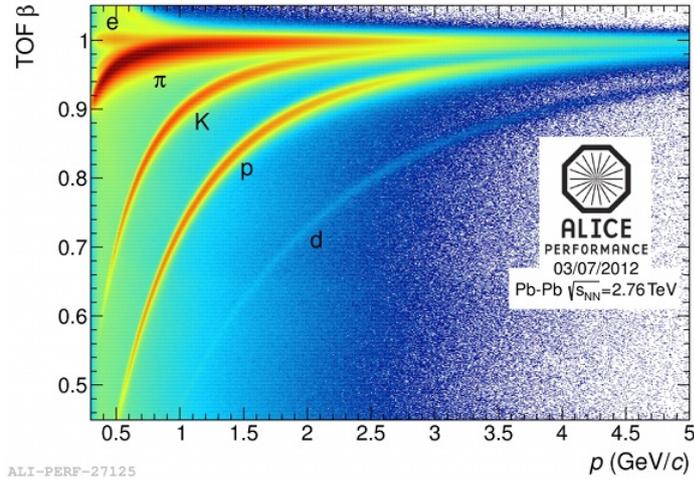


Figura 3.1: Andamento del coefficiente $\beta = v/c$ in funzione dell'impulso.

di ionizzazione. Ciò fa sì che la distribuzione del segnale che identifica una particella sia particolarmente piccata e presenti un andamento gaussiano, fatta eccezione per una leggera “coda” esponenziale nella parte destra della distribuzione, come si può notare osservando figura 3.2. Quest'anomalia è probabilmente da ricondursi a cause strumentali e può essere in parte motivata analizzando in dettaglio il sistema rivelazione e gli effetti ad esso connessi, soffermandosi sui fenomeni di hit multiplo che, sebbene siano ridotti al minimo dalla geometria delle MRPC (vedi sezione 2.3.3), talvolta ricorrono.

3.2 L'effetto di Time Walk

Uno degli effetti connessi al sistema di rivelazione che causa una perdita in risoluzione è il cosiddetto effetto di *time-walk*.

Il segnale, generato dal passaggio della particella, viene indotto sui pad catodici in corrispondenza del punto di formazione delle valanghe. La particolare disposizione dei pad all'interno delle MRPC fa sì che la maggioranza degli eventi, dove per evento si intende in questo caso la rilevazione di una particella, sia concentrata in prossimità del centro del pad. Ciò è evidenziato dall'analisi della distribuzione degli eventi rispetto ai residui Dx e Dz , ovvero le distanze rispetto al centro del pad associato alle tracce lungo le direzioni x e z , come mostrato in figura 3.3. Mentre il segnale può essere indotto, sebbene con diversa probabilità, in qualunque punto del pad catodico, il punto di raccolta attraverso il quale esso viene trasmesso all'elettronica di front-end ha una posizione ben definita. La misura del tempo di volo relativo a una particella risulta quindi affetta da un ritardo pari al tempo di propagazione del segnale sul pad dal punto in cui viene indotto al punto di raccolta, effetto noto appunto come *time walk*.

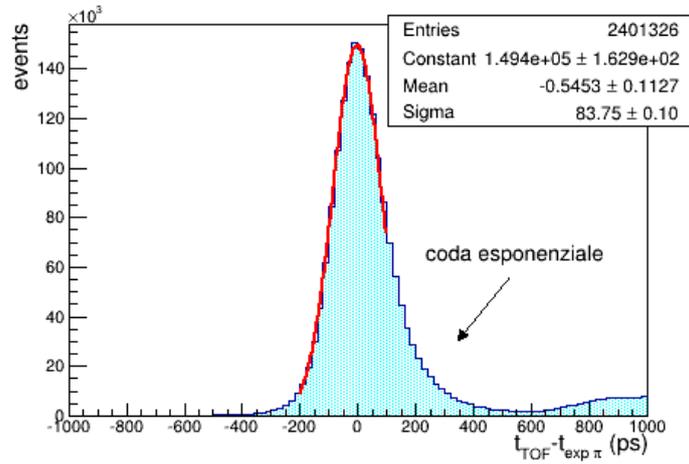


Figura 3.2: Distribuzione del segnale relativa al tempo aspettato nell'ipotesi di pioni calcolata per un intervallo di impulsi $0.8 < p_t < 1.3 \text{ GeV}/c$. Si noti l'asimmetria nella parte destra.

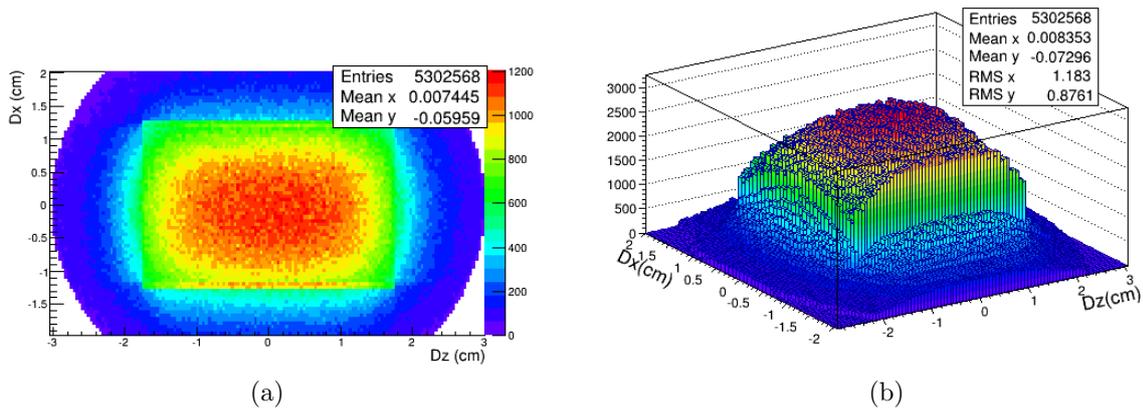


Figura 3.3: Distribuzione degli eventi rispetto ai residui in due (a) ed in tre dimensioni (b). La concentrazione di eventi che si osserva sul bordo del pad è dovuta ad un effetto dell'algoritmo di *matching*, responsabile dell'associazione dei segnali alle tracce.

3.3 Effetti di bordo: fenomeni di hit multiplo

Oltre all'effetto di time walk, dovuto alla propagazione del segnale a velocità finita sulla superficie del circuito prestampato, poiché il pad ha superficie limitata è necessario tenere conto anche degli effetti di bordo. Come si può osservare in figura 3.4 i pad, di superficie $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$ ciascuno, sono disposti su due file sui PCB della strip.

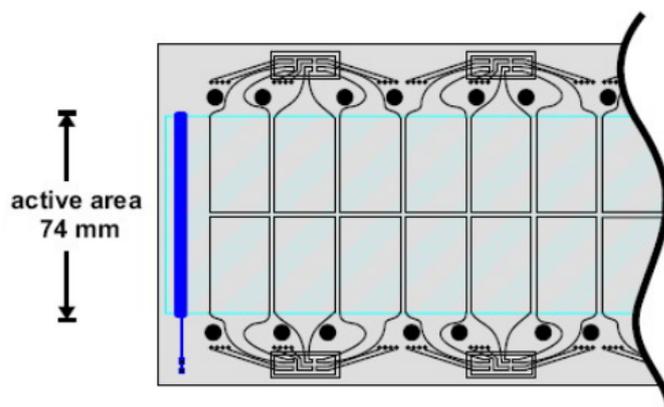


Figura 3.4: Disposizione dei pad lungo la strip.

Quando una particella attraversa la MRPC in una regione corrispondente al confine tra due pad la carica indotta dalla valanga si distribuisce su entrambi, generando segnale su due pad adiacenti. Si parla in questo caso di doppio hit, in quanto alla medesima traccia sono associati due canali che restituiscono due tempi distinti.

In figura 3.5 sono mostrate le distribuzioni rispetto ai residui lungo z nel caso di singolo hit, che si ha quando la particella passa in prossimità del centro del pad attivando un solo canale, e nel caso di doppio hit che si ha quando essa è rilevata vicino al bordo del pad ed attiva due canali.

Generalizzando questa situazione si parla di fenomeni di hit multiplo quando ad una medesima particella sono associabili più segnali da canali vicini nella stessa MRPC; la probabilità che ciò si verifichi diminuisce proporzionalmente al numero di canali coinvolti. Come si può notare in figura 3.6 la maggioranza degli eventi sono caratterizzati da singolo hit, un numero considerevole da doppio hit e solo alcuni da un numero maggiore di canali. Il problema che sorge in questi fenomeni è che i tempi restituiti dai diversi canali, che dovrebbero essere uguali in quanto relativi alla medesima traccia, sono spesso condizionati da effetti di bordo e subiscono variazioni a seconda della posizione in cui la particella è rivelata. Ciò si traduce in una minore risoluzione del segnale, nonché in una variazione della distribuzione che ne accentua l'asimmetria, come si può osservare osservando in figura 3.7.

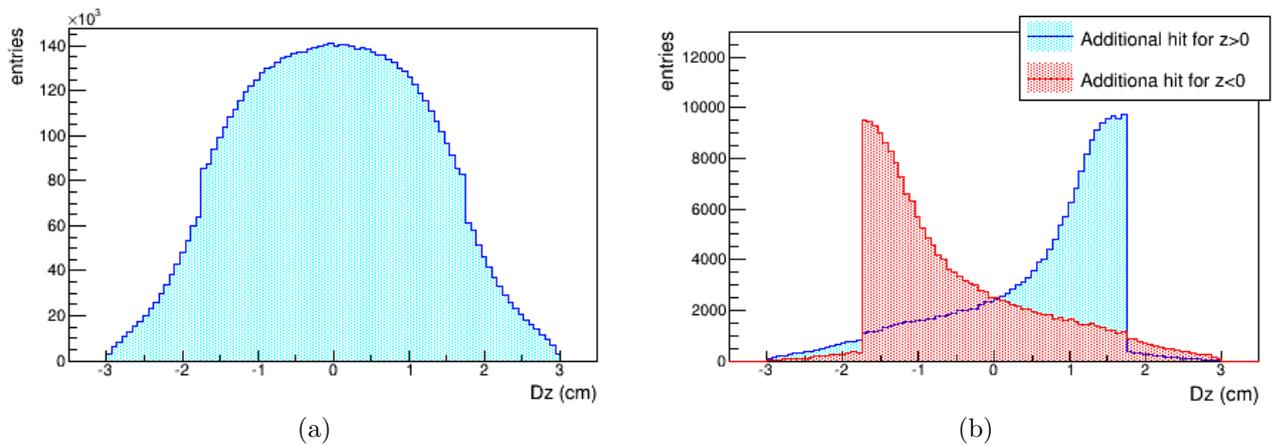


Figura 3.5: Distribuzione degli eventi rispetto ai residui lungo z nel caso di hit singolo (a) e hit doppio (b).

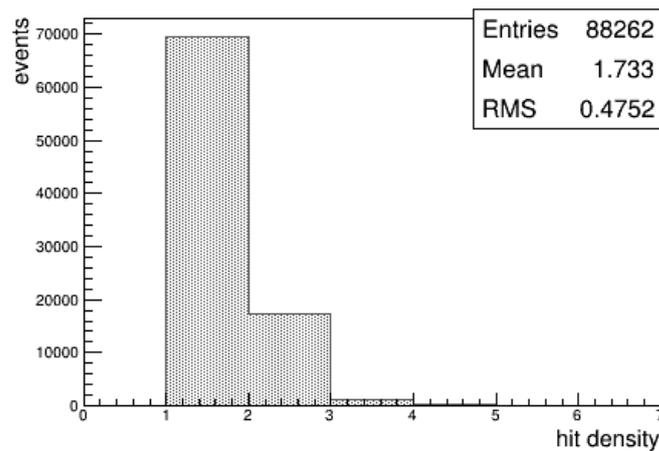


Figura 3.6: Densità di hit per evento relativa a segnali prelevati dalla medesima strip.

3.4 I risultati del test beam

Gli effetti menzionati sono stati studiati durante i test beam del 2006 presso l'area sperimentale T10 al Proton Synchrotron del CERN. Le prove sono state effettuate con un fascio ben collimato delle dimensioni trasverse di circa 1 cm^2 formato da pioni/muoni con impulso di $7 \text{ GeV}/c$, mentre una struttura mobile permetteva di spostare le MRPC in analisi rispetto alla posizione del fascio rendendo possibili misure in vari punti.

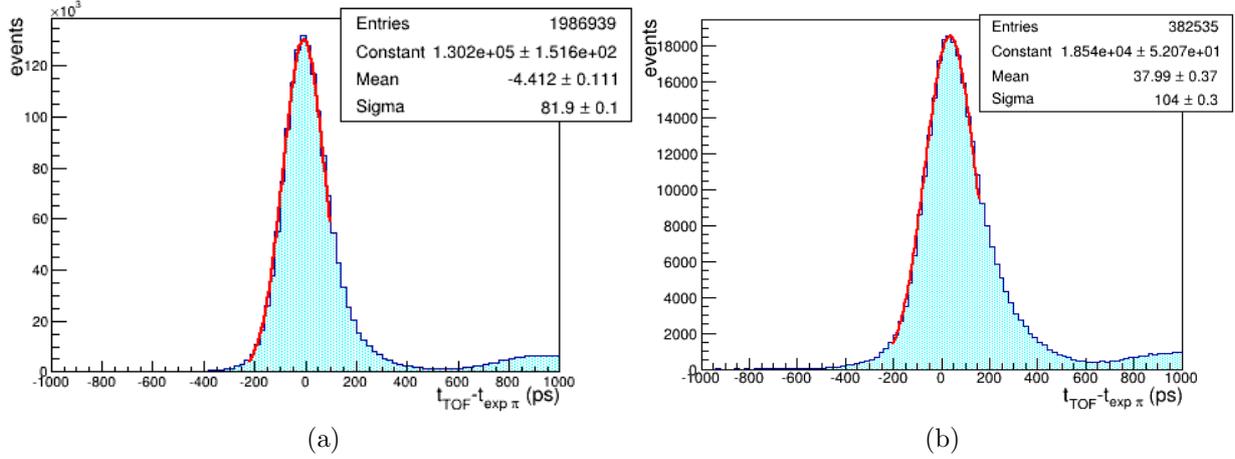
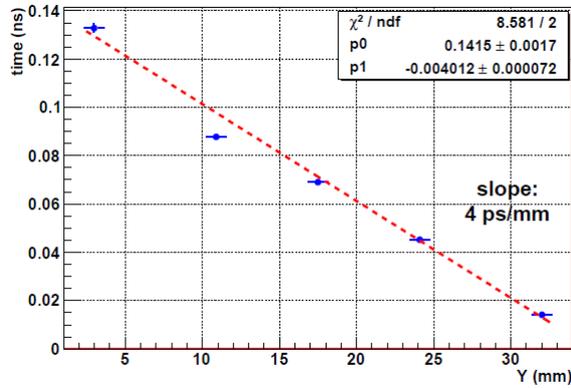


Figura 3.7: Distribuzione del segnale relativa al tempo aspettato nel caso dei pioni calcolata per un intervallo di impulsi $0.8 < p_t < 1.3$ GeV/c nel caso a singolo hit (a) e nel caso a doppio hit (b). Si noti come la distribuzione di destra risulti allargata e decentrata rispetto a quella di sinistra.

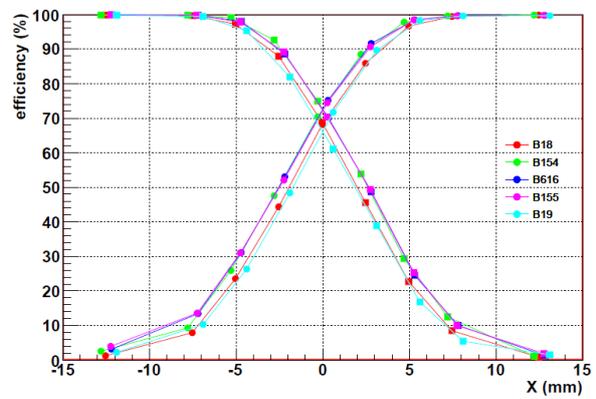
Per studiare l'effetto di time walk in particolare è stata effettuata una scansione verticale del pad, ovvero lungo il lato maggiore, a una tensione fissa di 13 kV. Il risultato ottenuto, riportato in figura 3.8 (a), mostra come il ritardo (*delay time*), legato linearmente alla posizione, sia pari a 4 ps/mm.

Una scansione tra i diversi pad ha invece permesso di analizzare gli effetti di bordo ed in particolare sono stati ricavati l'efficienza in funzione della posizione del fascio nel caso di singolo canale, nel caso di OR e nel caso di AND (vedi figura 3.8(b) - 3.9). Il caso di OR comprende gli eventi che sono stati visti da almeno uno dei pad adiacenti; analizzando la distribuzione si riscontra una caduta dell'efficienza minore dell'0,2% in corrispondenza del confine tra i due pad, cosa che rende le MRPC rilevatori praticamente privi di zone morte. Il caso di AND comprende invece eventi che sono stati rilevati da entrambi i pad e dalla distribuzione è possibile ricavare la probabilità del doppio hit.

Per quanto riguarda i casi di doppio hit, i test beam hanno evidenziato una forte correlazione fra i tempi t_1 e t_2 restituiti dai due canali, il che sottolinea che, sebbene l'uno presenti un ritardo sistematico rispetto all'altro, essi sono legati alla medesima traccia e sono relativi alla stessa valanga (vedi figura 3.10) [37]. Da ciò si deduce che la combinazione di due segnali temporali relativi a una medesima strip non permette di migliorare la risoluzione in modo considerevole.



(a)



(b)

Figura 3.8: Andamento del delay time in funzione del punto di rivelazione ricavato da una scansione verticale del pad. Il lato maggiore del pad (z nella notazione precedentemente adottata) corrisponde in questo caso all'asse y (a). Efficienza di singolo canale in funzione della posizione, ricavata da una scansione orizzontale (lungo x) su due diversi pad. Il valore della coordinata $x=0$ si ha in corrispondenza della regione in mezzo ai due pad (b).

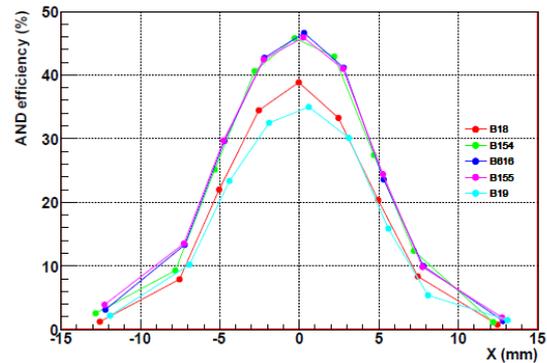
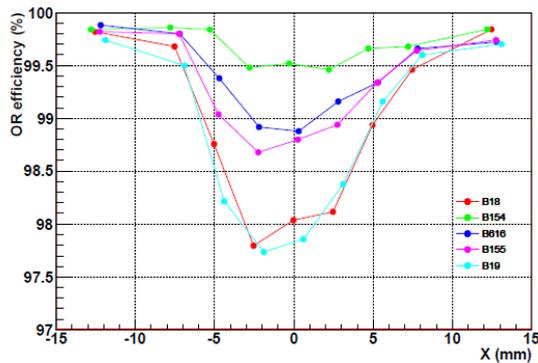


Figura 3.9: Efficienza nel caso di OR (sinistra) e AND (destra) in funzione della posizione, ricavata da una scansione orizzontale (lungo x) su due diversi pad. Il valore della coordinata $x=0$ si ha in corrispondenza della regione in mezzo ai due pad.

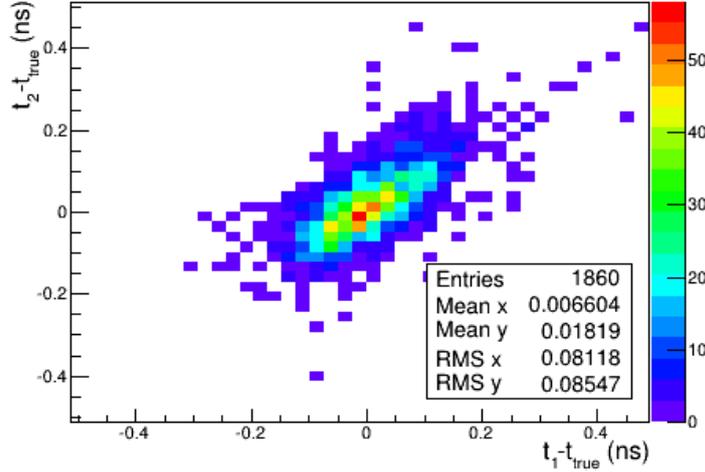


Figura 3.10: Correlazione fra tempi t_1 e t_2 restituiti dai due canali nel caso di doppio hit.

3.5 Fenomeni di doppio hit: un algoritmo di correzione

Il caso a doppio hit è il secondo più probabile dopo il caso a hit singolo per cui applicando una correzione anche solo a questi casi si ottiene già un risultato soddisfacente.

L'analisi effettuata è stata elaborata partendo da dati registrati da ALICE negli ultimi anni e relativi a circa 2.5 milioni di eventi Pb-Pb minimum bias ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV). In particolare sono state selezionate tracce con impulsi appartenenti all'intervallo $0.8 < p_t < 1.3$ GeV/c, limiti che assicurano un accurato tracciamento, evitando i degradamenti a bassi impulsi, ed un'ottima identificazione di particelle.

3.5.1 Sistema di riferimento adottato ed operazioni preliminari

Prima di tutto i tempi t_1 e t_2 restituiti dai due canali sono stati riordinati in modo che t_1 corrisponda al pad effettivamente associato alla particella, che chiameremo *matched pad*, mentre t_2 corrisponda al pad adiacente che è stato attivato sebbene non risulti associato alla traccia.

È necessario inoltre un sistema di coordinate che permetta di individuare spazialmente i due pad. A questo scopo si introducono due indici vettoriali $iCluster$ (iCl) e $jCluster$ (jCl), la cui dimensione è pari al numero di hit dell'evento (in questo caso 2) e che indicano:

- iCl, uno spostamento di un pad lungo x (in orizzontale: -1 a sinistra, +1 a destra)

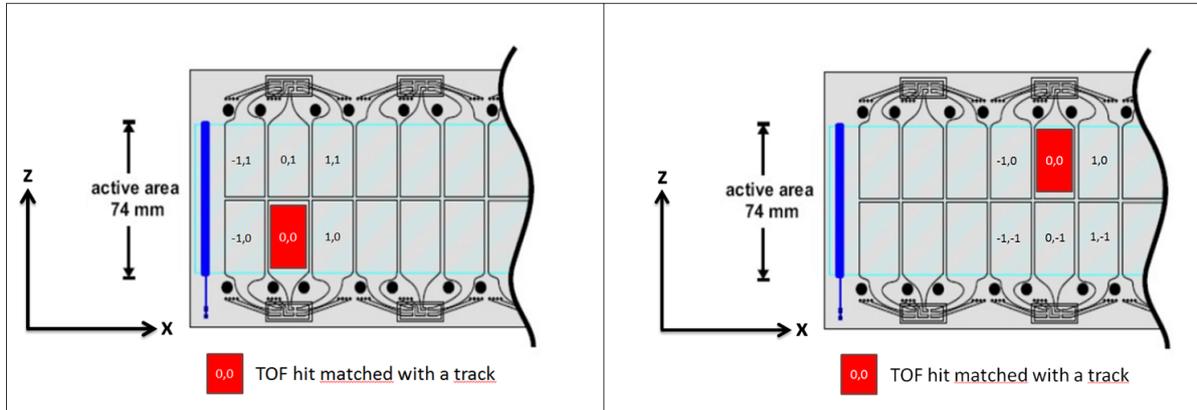


Figura 3.11: Sistema di riferimento adottato per individuare spazialmente i due pad attivati.

- jCl , uno spostamento di un pad lungo z (in verticale: -1 in basso, $+1$ in alto)

rispetto al matched pad che si assume abbia sempre coordinate $(0;0)$. Riordinandone i valori si ha che le prime componenti di iCl e jCl sono relative al matched pad $(0;0)$ mentre le seconde all'altro pad associato al segnale.

Considerando inoltre la struttura della strip in cui i pad sono disposti su due file si etichetta con indice $padz=0$ la prima e $padz=1$ la seconda.

Facendo riferimento al sistema di coordinate definito, una cui rappresentazione schematica è fornita in figura 3.11, avremo quindi otto casi che identificano otto possibili combinazioni di pad adiacenti. I quattro casi principali, che chiameremo *a croce*, identificano uno spostamento in una sola direzione e comprendono pad che hanno un lato adiacente. I restanti casi, che definiamo *misti* sono al contrario identificati da uno spostamento in entrambe le direzioni, ovvero lungo la diagonale. Come si può facilmente intuire la maggioranza degli eventi ricade nei cosiddetti casi a croce in quanto i casi misti ricorrono solamente quando la particella è rivelata in prossimità di un angolo del pad.

3.5.2 Un esempio applicativo: il caso $(-1;0)$

Per semplicità riporteremo i dettagli dell'analisi per un singolo caso, tuttavia risultati analoghi sono stati ottenuti per tutte le configurazioni.

Consideriamo in particolare il caso $(-1,0)$ che individua un pad acceso a sinistra di quello effettivamente associato alla particella.

Osservando i grafici riportati in figura 3.12 si può notare come la distribuzione del segnale rispetto ai residui, mentre risulta simmetrica lungo z , presenti un'asimmetria lungo x evidenziando un massimo in corrispondenza del confine col pad a sinistra ($x < 0$). L'andamento della distribuzione è tuttavia difficile da analizzare in quanto è dovuto alla

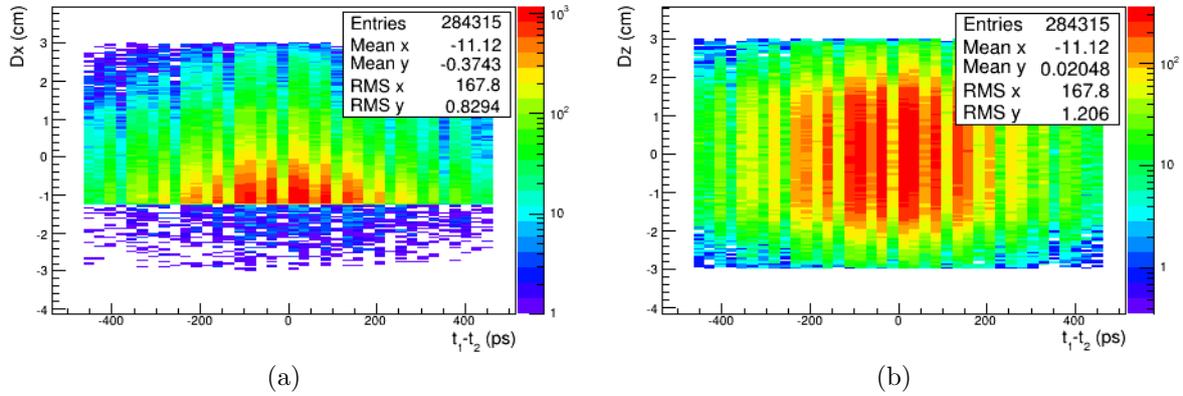


Figura 3.12: Distribuzione degli eventi rispetto ai residui lungo x (a) e lungo z (b).

sovrapposizione di due effetti: uno legato a t_1 e quindi al pad effettivamente associato alla traccia ed uno legato a t_2 , ovvero all'altro pad attivato. E' quindi necessario separare i due contributi correggendo prima l'uno poi l'altro.

Considerando per prima cosa il contributo legato a t_1 si ha che il delay time dato dalla differenza $t_1 - t_{exp \pi}$ aumenta linearmente con l'avvicinarsi al bordo inferiore del pad, come si può notare osservando il grafico riportato in figura 3.13 (a). Mediante un fit lineare nell'intervallo $-1.25 < Dx < 0.5$, dove si concentra la maggioranza degli eventi, si ottiene la correzione su t_1 che restituisce un grafico "appiattito" (vedi figura 3.13 (b)). Questa correzione permette di ricentrare a zero la distribuzione relativa al tempo misurato dal pad associato alla traccia che, come già anticipato, era leggermente spostata rispetto al caso di singolo hit.

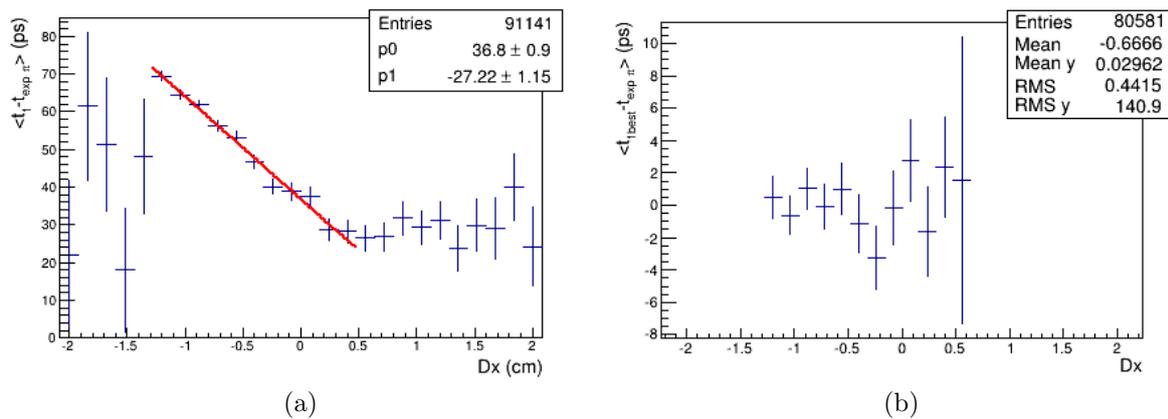


Figura 3.13: Andamento del delay time sul matched pad rispetto ai residui lungo x prima (a) e dopo (b) la correzione.

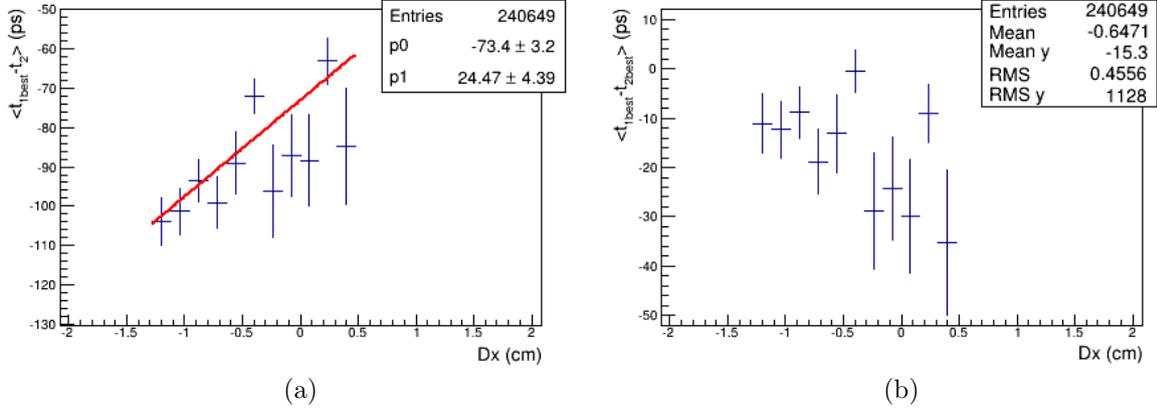


Figura 3.14: Andamento del delay time relativo al pad adiacente al matched pad rispetto ai residui lungo x prima (a) e dopo (b) la correzione.

In modo analogo si è studiata la dipendenza di t_2 dalla posizione in cui è stata estrapolata la traccia applicando la correzione mostrata in figura 3.14.

I valori dei rapporti incrementali delle rette ottenute nei due casi, molto simili a meno del segno, evidenziano come sul pad adiacente al matched pad si manifesti un effetto di time walk speculare.

Procedendo in questo modo si ottengono quindi i valori corretti t_{1best} e t_{2best} : la loro media fornisce un valore di tempo ottimizzato t_{best} . Poiché i due tempi risultano correlati, come evidenziato nei test beam (vedi sezione 3.4), la media non restituisce una guadagno pari a $\sqrt{2}$, come ci si aspetterebbe nel caso di grandezze indipendenti, tuttavia è comunque conveniente assumerla come valore finale.

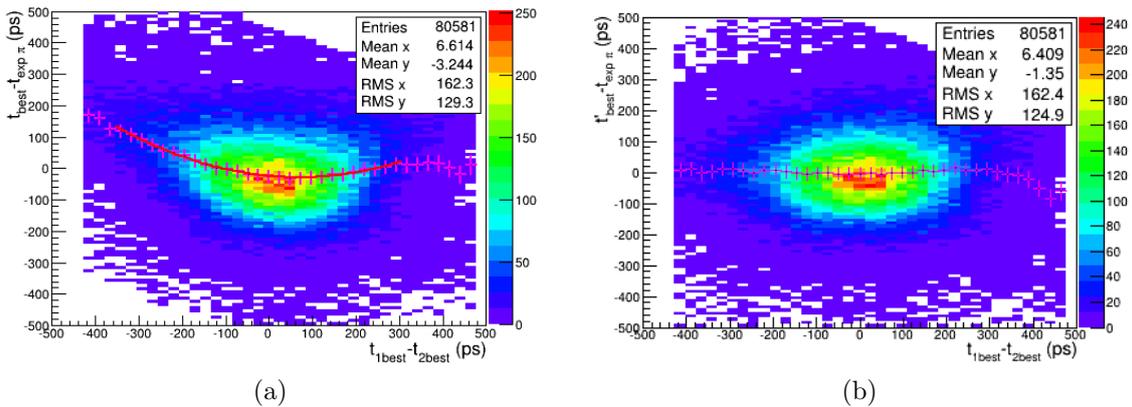


Figura 3.15: Andamento della distribuzione $t_{best} - t_{exp \pi}$ (a) e $t'_{best} - t_{exp \pi}$ (b) in funzione di $t_1 - t_2$.

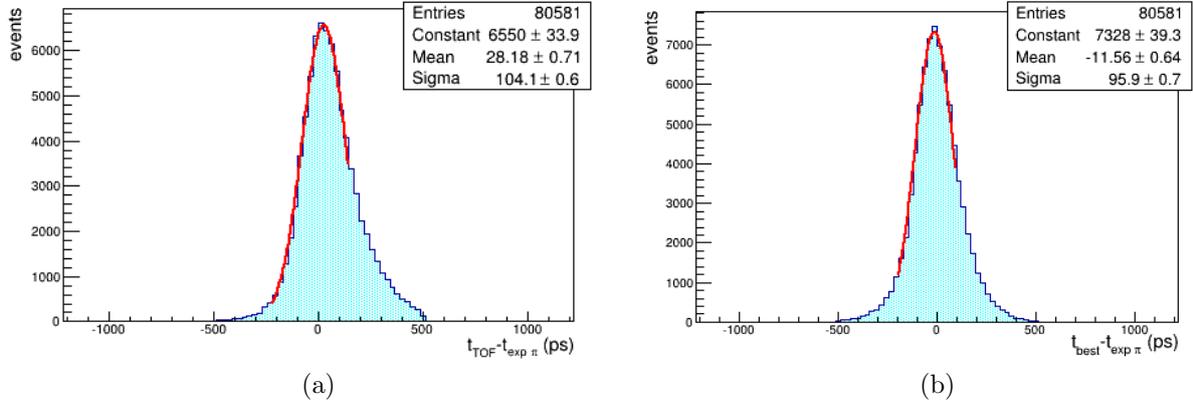


Figura 3.16: Distribuzione del segnale relativa al tempo aspettato nell'ipotesi di pioni calcolata per un intervallo di impulsi $0.8 < p_t < 1.3$ GeV/c nel caso (-1,0) prima (a) e dopo(b) le correzioni.

Si è applicata infine un'ultima correzione che tiene conto di effetti di correlazione residui ottenendo la distribuzione ottimizzata $t'_{best} - t_{exp\pi}$ relativa al tempo aspettato nell'ipotesi di pioni (vedi figura 3.15).

I grafici riportati in figura 3.16 - 3-17 mostrano come cambi la distribuzione del segnale nel caso considerato (-1;0): le correzioni effettuate consentono di centrare in zero la distribuzione e di ridurne l'asimmetria restituendo una gaussiana con deviazione standard minore del 10% nei casi di doppi hit.

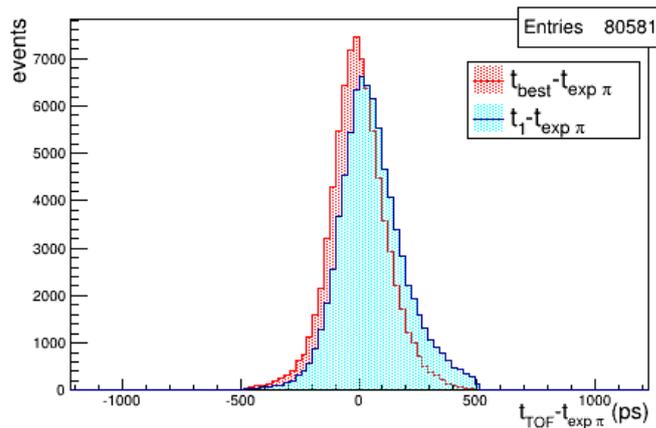


Figura 3.17: Confronto fra le distribuzioni del segnale relative al tempo aspettato nell'ipotesi di pioni prima e dopo le correzioni nel caso (-1;0).

3.5.3 Generalizzando: i casi *a croce* e i casi *misti*

Mentre un procedimento analogo si può ripetere nel caso (1,0) eseguendo questa volta il fit lineare nell'intervallo $-0.5 < Dx < 1.25$, considerando lo spostamento lungo z bisogna effettuare ulteriori considerazioni dovute alla particolare struttura della strip, formata da due file di pad. Considerando ad esempio il caso (0;-1), che comprende eventi in cui si attiva il pad sotto a quello effettivamente associato alla particella, il comportamento che si presenta è differente a seconda che il matched pad appartenga alla prima fila (0), oppure alla seconda (1). Nel primo caso infatti il pad sotto al matched pad apparterrà alla strip precedente; ciò implica che i due segnali saranno legati a due cluster di ionizzazione differenti ed i tempi restituiti dai due canali non presenteranno la correlazione evidenziata in precedenza. Nell'analisi effettuata si sono tralasciati questi casi che costituiscono una percentuale minore e si sono selezionati solo eventi con pad adiacenti appartenenti alla medesima strip. Nel caso (0;-1) sono stati quindi presi in considerazione solo eventi con indice $padz = 1$, ovvero eventi in cui il matched pad appartiene alla seconda fila di pad; al contrario nel caso (0;1) solo eventi con $padz = 0$. Con queste premesse si è operato in modo analogo al caso (-1;0) eseguendo il fit lineare negli intervalli opportuni ovvero $-1.75 < Dz < 0.5$ per (0;-1) e $-0.5 < Dx < 1.75$ per (0;1).

Per quanto riguarda invece i casi misti, come ad esempio (-1,-1), si era inizialmente deciso di applicare le correzioni già calcolate nei casi a croce. Tuttavia i risultati ottenuti non evidenziavano particolari guadagni per cui si è deciso di non applicare per il momento alcuna correzione, tenendo conto anche della loro scarsa rilevanza in termini di percentuale di eventi.

3.5.4 Risultati

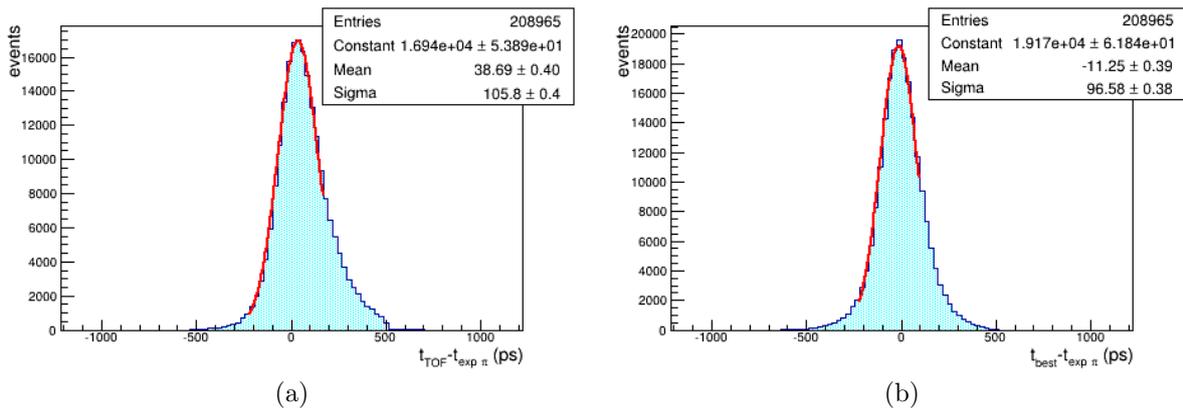


Figura 3.18: Distribuzione del segnale relativa al tempo aspettato nell'ipotesi di pioni calcolata per un intervallo di impulsi $0.8 < p_t < 1.3$ GeV/c prima (a) e dopo (b) le correzioni.

Le correzioni ottenute nelle varie casistiche possono essere unite in modo da ottenere un'ottimizzazione globale del tempo del rivelatore TOF nei fenomeni di doppio hit, che costituiscono circa il 20% della totalità degli eventi. In figura 3.18 - 3.19 sono mostrate le distribuzioni ottenute: l'algoritmo di correzione ha permesso di centrare in zero il segnale e di ridurre l'asimmetria, ottenendo così una gaussiana con deviazione standard minore del 10% rispetto a quella di partenza.

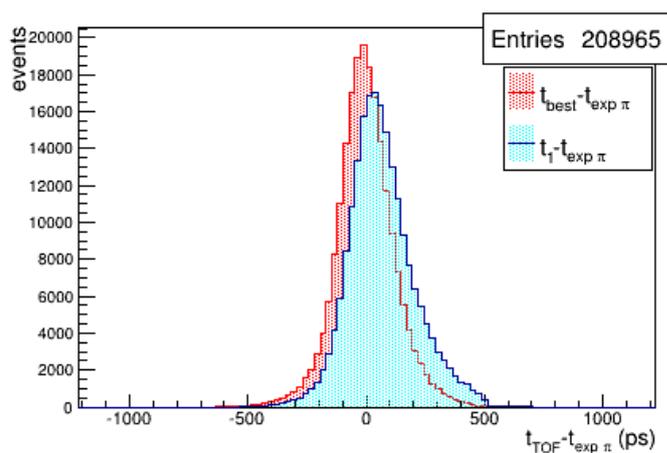


Figura 3.19: Confronto fra le distribuzioni del segnale relative al tempo aspettato nell'ipotesi di pioni prima e dopo le correzioni.

Conclusioni

I risultati ottenuti consentono di ottenere una risoluzione temporale migliore del 10% nei fenomeni di doppio hit che costituiscono circa il 20% degli eventi. Le correzioni elaborate saranno implementate nel codice ufficiale dell'esperimento ALICE e contribuiranno ad incrementare le prestazioni del rivelatore nell'identificazione di particelle.

Lo studio da me effettuato costituisce tuttavia solo l'inizio di un lavoro di analisi sul problema. Il procedimento spiegato può essere infatti modificato ed elaborato in modo che sia applicabile anche ai fenomeni in cui i canali attivati sono più di due, che costituiscono una piccola percentuale della totalità degli eventi. Interessante sarebbe inoltre l'analisi di fenomeni di doppio hit relativi a segnali rilevati su diverse strip; in questo caso la non correlazione dei tempi, che costituirebbero due grandezze indipendenti in quanto non più legati al medesimo cluster di ionizzazione, potrebbe permettere di migliorare considerevolmente la risoluzione.

Bibliografia

- [1] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, Maurizio Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali*. Springer Verlag; 2 edizione (14 giugno 2012).
- [2] Siegfried Bethke. *Experimental tests of asymptotic freedom*. Prog. Part. Nucl. Phys., 58:351386, 2007.
- [3] D. E. Kharzeev and J. Raufeisen. *High energy nuclear interactions and QCD: An introduction*. 2002.
- [4] V.Koch. *Introduction to Chiral Symmetry*. arXiv:nucl-th/9512029v1 (1995) Nucl. Phys., 58:351386, 2007.
- [5] F.Karsch. *Deconfinement and chiral symmetry restoration*. hep-lat/9903031.
- [6] O.Kaczmarek and F.Zantow *Phys. Rev. D* 71. (2005) 114510.
- [7] 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.
- [8] K.G. Wilson. *Phys. Rev. D* 10. (1974) 2445.
- [9] Heinz. *U. W.* arXiv:hep-ph/0407360v1 (2004).
- [10] R. Baier, Yu.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peigné, D. Schiff. *Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite volume quark-gluon plasma*. arXiv:hep-ph/9607355.
- [11] John Adams et al. *Evidence from $d + Au$ measurements for final-state suppression of high $p(T)$ hadrons in $Au + Au$ collisions at RHIC*. Phys. Rev. Lett., 91:072304, 2003.
- [12] T. Isobe. *PHENIX Collaboration*. arXiv::nucl-ex/0604016.
- [13] T. Matsui and H. Satz. *Phys. Rev. Lett. B* 178 (1986) 416.

- [14] *J/Psi production at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, measured with the ALICE detector.* ArXiv:1108.3795v1 hep-ex (2011).
- [15] Yuki Aramaki. *Study of QGP with probes associated with photon at RHIC- PHENIX.* 2009.
- [16] Tapan Nayak and Bikash Sinha. *Search and study of Quark Gluon Plasma at the CERN-LHC.* 2009.
- [17] D.D. Chinellato (ALICE Collaboration) *Strange and Multi-Strange Particle Production in ALICE.* arXiv:hep-ex/1211.7298v1.
- [18] Yuri Kharlov (ALICE collaboration). *Recent results from ALICE.* arXiv:nucl-ex/1203.2420v1.
- [19] C. Adler et al.(STAR Collaboration). *Phys. Rev. C 66.* 034904 (2002).
- [20] ALICE Collaboration. *Anisotropic flow of charged hadrons, pions and (anti-)protons measured at high transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.* arXiv:nucl-ex/1205.5761v2.
- [21] Voloshin. *S. Nucl.Phys. A715.* 379-388 (2003).
- [22] 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.
- [23] L. Milano (ALICE Collaboration). *Nuclear Physics A.* Volumes 904– 905, Pages 531c-534c.
- [24] T.A. Armstrong et al. *Phys. Rev. C 61,* 064908. (2000).
- [25] O. S. Broning et al. *LHC Design Report.* (2004).
- [26] CERN. *Report on the 18 September incident at the LHC.* (2008).
- [27] ALICE Collaboration. *Alice TDR 4.* ALICE/LHCC 99-12 (1999).
- [28] ALICE Collaboration. *Alice TDR 7.* ALICE/LHCC 2000-001 (1999).
- [29] ALICE Collaboration. *Alice TDR 9, ALICE TRD Technical Design Report.* CERN/LHCC 2001-021.
- [30] ALICE Collaboration. *Alice TDR 1.* ALICE/LHCC 99-19 (1999).
- [31] ALICE Collaboration. *Alice TDR 5.* ALICE/LHCC 99-4 (1999).

- [32] Alice Collaboration. *ALICE TDR 5*. ALICE/LHCC 99-22 (1999).
- [33] Alice Collaboration. *ALICE TDR 3*. ALICE/LHCC 99-5 (1999).
- [34] ALICE Collaboration. *Forward Detectors: FMD, T0, V0 Technical Design Report*. ALICE-DOC-2004-010.
- [35] Alice Collaboration. *ALICE TDR 8*. ALICE/LHCC 2000-001 (1999).
- [36] 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.
- [37] Roberto Preghenella. *The Time-Of-Flight detector of ALICE at LHC: construction, test and commissioning with cosmic rays*. PhD thesis, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna, 2009.