

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Misura di elettroni da decadimenti semileptonici di
adroni con quark pesanti a LHC con ALICE

Relatore

Prof. Marcello Lunardon

Correlatore

Dr. Mattia Faggin

Laureanda

Alice Moro

Anno Accademico 2019/2020

Indice

1	LHC e l'esperimento ALICE	1
1.1	LHC	1
1.2	Il <i>Quark-Gluon Plasma</i>	2
1.3	ALICE: apparato sperimentale	3
1.3.1	<i>Inner Tracking System, ITS</i>	5
1.3.2	<i>Time Projection Chamber, TPC</i>	6
1.3.3	<i>Time Of Flight, TOF</i>	7
2	Analisi dati	9
2.1	Collisioni: proprietà e selezione delle tracce	9
2.2	<i>Particle IDentification</i> in ALICE	12
2.3	Spettro degli elettroni	16
2.4	Conclusioni	20

Capitolo 1

LHC e l'esperimento ALICE

1.1 LHC

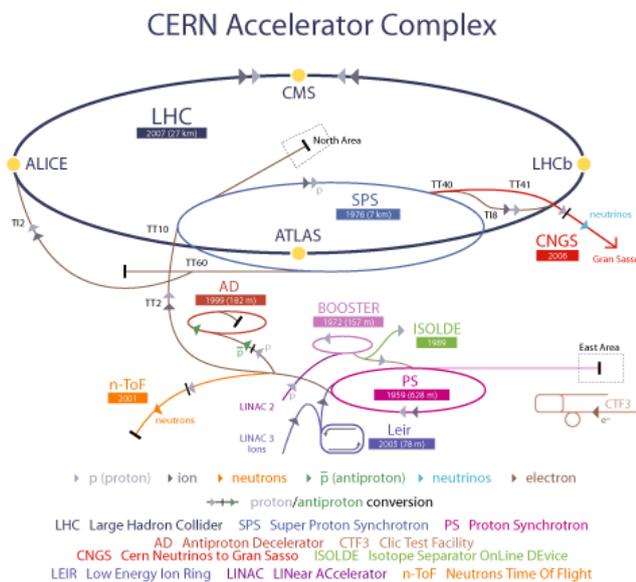


Figura 1.1: Il sistema di accelerazione del CERN. Immagine tratta da [1].

LHC (*Large Hadron Collider*) è attualmente il più grande e il più potente acceleratore di particelle del mondo e costituisce l'ultimo stadio del complesso di accelerazione del CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) situato a Meyrin, cittadina sul confine tra Svizzera e Francia, nei pressi di Ginevra (si veda la figura 1.1). LHC è un anello di circa 27 km di diametro ed è installato a una profondità media di circa 100 m sottoterra; è operativo dal 2008 ed è situato nello stesso tunnel realizzato in precedenza per l'acceleratore LEP (*Large Electron-Positron collider*), attivo dal 1989. All'interno dell'acceleratore due fasci di particelle ad alta energia viaggiano a velocità relativistiche in direzioni opposte in due tubi separati e, una volta raggiunta l'energia desiderata, vengono fatti collidere; le collisioni a LHC sono tra protoni (p-p), tra ioni di piombo¹ (Pb-Pb) o tra protoni e ioni di piombo (p-Pb). Per curvare i fasci in modo da farli collidere nel punto stabilito, LHC è dotato di migliaia di magneti superconduttori di varie dimensioni e tipologie: 1232 magneti dipolari, necessari per curvare i fasci, di 15 m di lunghezza, realizzati in lega di niobio e titanio, che generano un campo magnetico di circa 8 T e 392 magneti quadrupolari di 5-7 m di lunghezza per focalizzare i fasci; nelle vicinanze del punto di collisione sono presenti magneti di una terza categoria, necessari per comprimere ulteriormente le particelle all'interno dei fasci, in modo da incrementare la probabilità che una collisione avvenga. I tubi che contengono i fasci sono mantenuti in regime di ultra alto vuoto e i materiali utilizzati per i magneti richiedono temperature bassissime per operare come superconduttori, perciò LHC è connesso a un sistema di raffreddamento a elio liquido. Le temperature raggiungono gli 1.9 K (-271.3 °C), inferiori a quelle dello spazio interstellare. I fasci vengono fatti collidere in punti specifici dell'anello, in cui sono presenti rivelatori di particelle; i principali rivelatori di LHC sono quattro: ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) e CMS (*Compact Muon Solenoid*), che sono i due più grandi in dimensione e per numero di fisici coinvolti; LHCb (*Large Hadron Collider beauty*), progettato per lo studio della fisica dei mesoni B; infine, ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), progettato per lo studio del Plasma di Quark e Gluoni.

¹In LHC sono ioni $^{208}_{82}\text{Pb}^+$.

1.2 Il Quark-Gluon Plasma

L'esperimento ALICE è progettato per lo studio di collisioni di nuclei accelerati da LHC a energie ultra-relativistiche, i quali, durante una collisione, fanno sì che si raggiungano temperature e pressioni (densità numeriche barioniche μ_B) talmente elevate da provocare la transizione verso un nuovo stato fisico, previsto dalla Cromodinamica Quantistica (*Quantum ChromoDynamics*, QCD²), in cui la materia soggetta all'interazione forte si manifesta sotto forma di Plasma di Quark e Gluoni (*Quark-Gluon Plasma*, QGP). Nel QGP i quark e i gluoni, normalmente legati tra loro a formare gli adroni, si presentano come particelle deconfinante. Non in tutte le collisioni si raggiunge lo stato di QGP: studiando le particelle prodotte durante una collisione, si è in grado di comprendere se tale collisione abbia originato uno stato di QGP o meno. Come visibile in figura 1.2, la transizione dallo stato di materia ordinaria a quello di QGP può avvenire in due regimi: per $T \sim 0$ e $\mu_B \rightarrow \infty$, le densità sono così elevate che gli adroni si sovrappongono tra loro, perdendo la loro identità; si ritiene che questo tipo di QGP si trovi all'interno delle stelle di neutroni, che raggiungono le condizioni per la sua produzione grazie al collasso gravitazionale; per $T \rightarrow \infty$ e $\mu_B \rightarrow 0$, l'energia termica è così elevata da rompere i legami interni degli adroni; questo secondo regime è quello raggiunto nelle collisioni tra ioni pesanti presso gli acceleratori *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) del *Brookhaven National Laboratory* negli Stati Uniti e LHC. Il *Quark-Gluon Plasma* fu lo stato della materia primordiale dell'universo durante i primi milionesimi di secondo dopo il Big Bang, in cui si verificarono le condizioni necessarie per la sua esistenza; immediatamente dopo, i quark e i gluoni si legarono per formare protoni e neutroni. Di conseguenza, indagare il QGP permette non solo di comprendere i primi istanti di vita del nostro universo, ma anche di apprendere i meccanismi di confinamento dei quark e dei gluoni all'interno degli adroni e, quindi, di conoscere come è strutturata la materia.

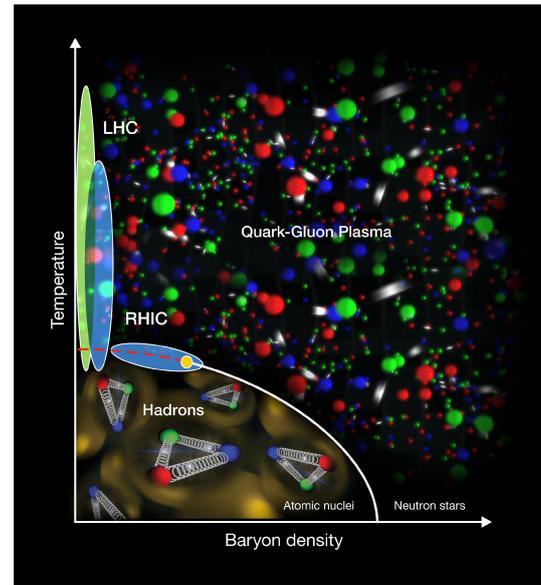


Figura 1.2: Diagramma di fase secondo la QCD. Immagine tratta da [2].

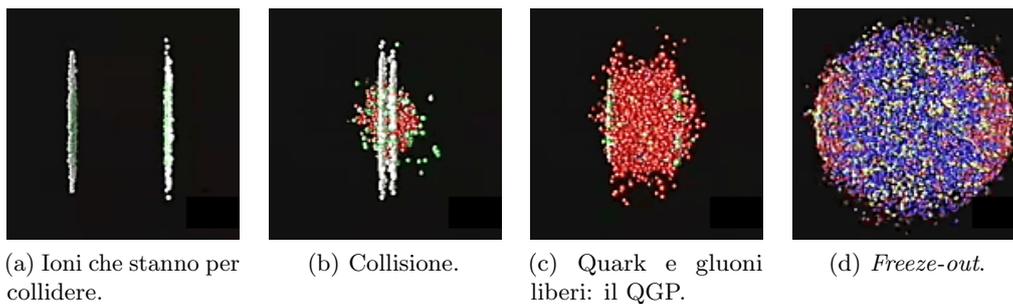


Figura 1.3: Produzione del *Quark-Gluon Plasma*. Immagini tratte da [3].

In figura 1.3 si riportano quattro figure che schematizzano un evento di collisione tra ioni pesanti. Nel riquadro (a) sono rappresentati i due ioni, deformati a causa degli effetti relativistici, in procinto di scontrarsi; nel riquadro (b) è raffigurato l'istante della collisione e la formazione della *fireball*, che inizia immediatamente a espandersi (riquadro (c)) e nella quale i quark e i gluoni sono deconfinati; infine, nel riquadro (d) si vede il *freeze-out*, ovvero il processo in cui avviene la riformazione degli adroni e la materia comincia a non essere più nello stato di QGP. Nelle collisioni che avvengono a LHC la vita media dello stato di QGP è di $\tau_{QGP} \gtrsim 10 \text{ fm}/c$ e il tempo caratteristico del *freeze-out* è $\tau_{fo} \approx 30 - 40 \text{ fm}/c$.

²La QCD è la teoria di campo quantistica che descrive l'interazione forte tra quark e gluoni.

L'evento schematizzato in figura 1.3 rappresenta una collisione centrale. Nelle collisioni tra ioni pesanti, la centralità è un parametro che descrive il numero di nucleoni coinvolti nella collisione. Come si può vedere nel riquadro (a) della figura 1.4, più un evento è centrale, meno spettatori e più partecipanti ci sono. Se una collisione non è centrale, il QGP si forma solo nella zona in cui sono concentrati i partecipanti alla collisione, avente una caratteristica forma a mandorla (riquadro (b) della figura 1.4, in cui xz è il piano di reazione). Alla centralità è collegato un altro parametro importante per le collisioni, ovvero la molteplicità di tracce associate a un evento di collisione. Chiaramente, più un evento è centrale, più la molteplicità associata a tale evento è elevata.

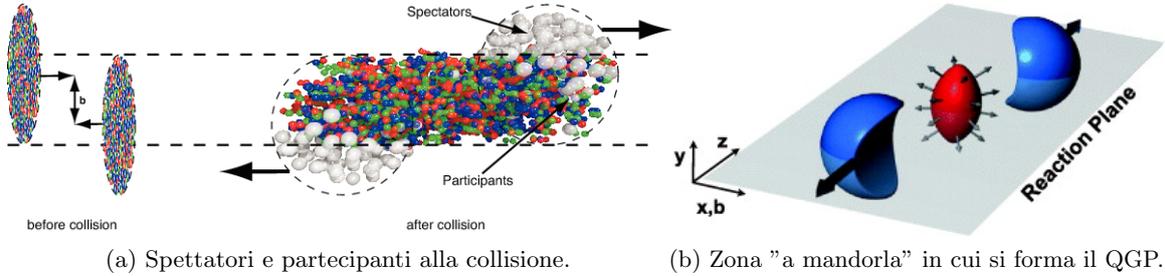


Figura 1.4: Schematizzazioni di un evento di collisione non centrale. Immagini tratte da [4].

1.3 ALICE: apparato sperimentale

L'esperimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) è a simmetria cilindrica, ha una massa di 10000 tonnellate, misura 26 m in lunghezza, 16 m in altezza e 16 m in diametro ed è situato in una cavità sotterranea a 56 m di profondità in territorio francese. I due fasci di protoni o di ioni di piombo che circolano in LHC vengono fatti scontrare nel centro del cilindro: al fine di rivelare le tracce prodotte dalle particelle generate durante una collisione e di poterle, poi, ricostruire e studiare, ALICE è costituito da un sistema stratificato di 19 detector, per lo più concentrici (si veda la figura 1.5), attraversato dalle particelle a partire dal centro della collisione verso l'esterno; ogni detector è disegnato per fornire informazioni riguardo a specifiche proprietà della particella che l'ha investito.

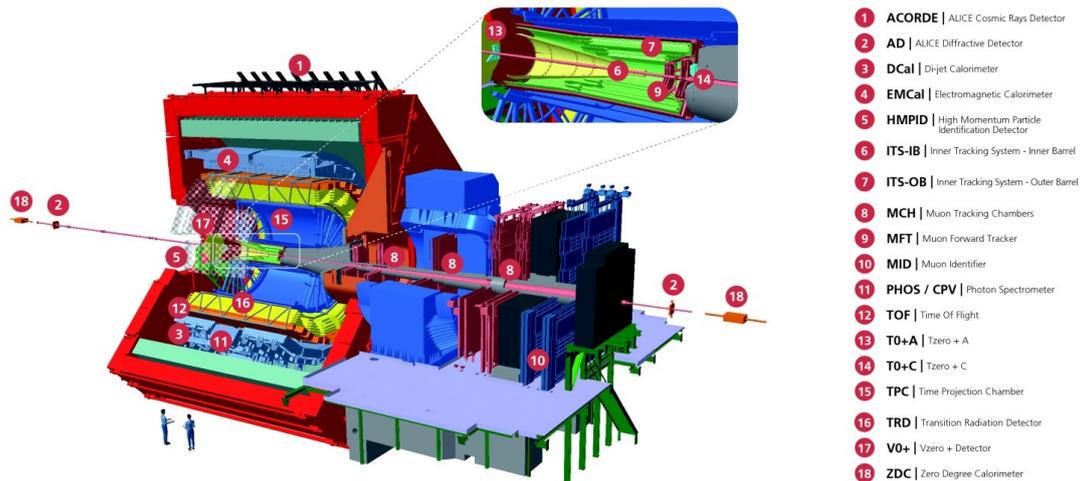


Figura 1.5: Schematizzazione dell'apparato sperimentale di ALICE con i suoi 19 detector. Immagine tratta da [5].

Le particelle prodotte da una collisione interagiscono con i materiali dei detector, generando segnali, principalmente di tipo elettrico. I detector sono immersi in campi magnetici che causano la curvatura delle tracce delle particelle cariche; misurando tale curvatura e conoscendo l'intensità del campo magnetico, si ricava una stima dell'impulso della particella associata alla traccia, il che fornisce una prima informazione sulle proprietà della particella; in particolare, particelle ad alto impulso viaggiano

su traiettorie pressoché rettilinee, mentre particelle a basso impulso vengono pesantemente curvate dai campi magnetici e procedono lungo un percorso a spirale. Inoltre, dal verso di curvatura si ricava la carica della particella. Il sistema di detector di ALICE è costituito dai seguenti sottosistemi: i *tracking systems*, che rivelano il percorso delle particelle cariche mediante l'interazione delle stesse con i materiali degli apparati; il calorimetri elettromagnetico (per l'individuazione di elettroni e fotoni), che, assorbendo e frenando le particelle, con la formazione di sciami, rispettivamente, elettromagnetici e adronici, forniscono una misura dell'energia depositata dalla particella; i sistemi di *Particle IDentification*, PID, che usano differenti tecniche per estrapolare informazioni che permettono di identificare le particelle; il sistema di rivelazione dei muoni, le *muon chambers*, i rivelatori posti in avanti, dopo uno strato molto spesso di un materiale assorbitore che ferma adroni ed elettroni e consente il passaggio soltanto ai muoni, i quali interagiscono molto poco con la materia e, quindi, viaggiano per diversi metri prima di decadere. La *Particle IDentification* è fondamentale nella fisica degli ioni pesanti. Per riconoscere l'identità di una particella sono necessari vari metodi di indagine. Le particelle cariche sono identificate univocamente da massa e carica; la massa si deduce da misure di impulso e di velocità; l'impulso e il segno della carica vengono ricavati, come detto precedentemente, dalla curvatura della traccia causata dal campo magnetico; per ottenere informazioni sulla velocità di una particella in ALICE ci sono quattro metodi, che lavorano in differenti intervalli di valori dell'impulso e per specifici tipi di particelle, basati sui dati ricavati dal rivelatore TOF (*Time Of Flight*, si veda la sezione 1.3.3), sulla ionizzazione, sulla misura della *Transition Radiation* (TR) e della radiazione Cherenkov. Mettendo insieme le informazioni ricavate da tutti i sistemi di rivelatori, si ottiene una visione di ciò che è accaduto all'interno del detector nell'istante della collisione.

In questo lavoro di tesi si sono analizzati dati ricavati da tre dei rivelatori facenti parte dei *tracking systems* del barile centrale di ALICE, ITS, TPC, TOF, le cui relative strutture e funzionalità saranno trattate nelle sezioni successive; essi sono stati progettati per misurare e identificare adroni, leptoni e fotoni di rapidità intermedia prodotti nelle collisioni; inoltre, sono costruiti per tracciare particelle in un intervallo di impulso da circa 100 MeV/c a circa 100 GeV/c e per ricostruire particelle con vita media molto corta, come i mesoni D^3 . Questi tre rivelatori costituiscono il barile centrale di ALICE, il quale è inserito all'interno di un solenoide che genera un campo magnetico di circa 0.5 T parallelo alla direzione dei fasci. I sistemi di riferimento utilizzati in ALICE sono due (figura 1.6); il primo è cartesiano levogiro, con origine nel centro del barile centrale: l'asse z è parallelo alla direzione di volo dei fasci e ha verso opposto allo spettrometro per muoni e il piano a essa perpendicolare è descritto dagli assi x e y , di cui l'asse x punta verso il centro dell'anello di LHC e l'asse y punta verso l'alto. Il secondo sistema è sferico e le sue coordinate sono l'angolo azimutale ϕ , definito sul piano xy e che va da 0 a $\pi/2$, e la pseudorapidità η , che, come si vedrà qui di seguito, è legata all'angolo polare θ , definito sul piano yz e che va da 0 a π .

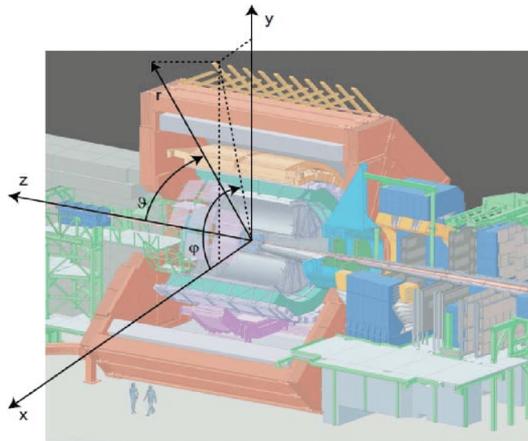


Figura 1.6: I due sistemi di riferimento di ALICE. Immagine tratta da [6].

La pseudorapidità è un parametro importante per la descrizione di un detector. η è una coordinata

³I mesoni D sono le più leggere particelle contenenti quark *charm* c .

spaziale che dipende dall'angolo θ tra l'impulso \vec{p} di una particella prodotta in una collisione e la direzione positiva dell'asse del fascio z :

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

Se la particella viaggia a velocità ultra-relativistiche o, equivalentemente, se è possibile trascurare la massa della particella (dal momento che $E = \sqrt{m^2c^4 + |\vec{p}|^2c^2}$, $m \ll |\vec{p}| \Rightarrow E \approx |\vec{p}|$), allora la pseudorapidità coincide con un'altra grandezza utilizzata in fisica delle particelle, chiamata rapidità e indicata con y :

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

1.3.1 Inner Tracking System, ITS

Il detector ITS è il tracciatore più interno dell'esperimento ALICE (figura 1.7) e i suoi scopi principali sono ricostruire i vertici primario e secondario delle collisioni, tracciare e identificare particelle cariche con basso impulso trasverso e migliorare la risoluzione delle misure ad alto impulso trasverso. ITS è composto da 6 strati di detector in silicio, strutturati, come si vedrà, con diverse tecnologie (*pixel*, *drift* e *strip*), e lavora in un range di pseudorapidità di $|\eta| < 0.9$; ogni strato è coassiale al tubo in cui viaggiano i fasci di particelle e la distanza radiale dal tubo varia da 3.9 cm per lo strato più interno (*pixel*) a 43 cm per lo strato più esterno (*strip*).

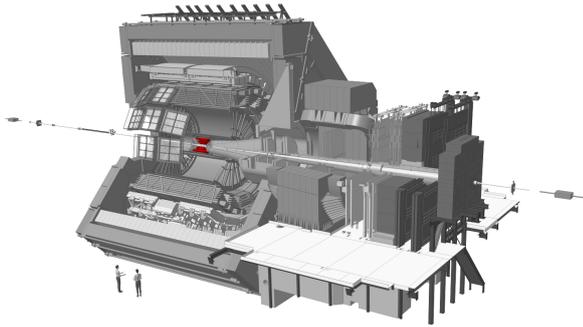


Figura 1.7: Collocazione di ITS in ALICE. Immagine tratta da [7].

I due strati più interni di ITS sono i *Silicon Pixel Detectors*; essi sono collocati a una distanza di circa 39 mm e 76 mm dal fascio. I SPD sono costruiti per fornire informazioni sul vertice secondario, in particolare per i fenomeni che coinvolgono quark *charm* e *beauty*, i quali avvengono in un ambiente ad alta molteplicità di particelle cariche (stimata a 8000 particelle per unità di rapidità per le collisioni Pb-Pb di LHC). Lo strato SPD più interno ha un'accettanza in pseudorapidità di $|\eta| < 2.0$, lo strato esterno di $|\eta| < 1.4$. I due strati insieme permettono di raggiungere una risoluzione spaziale circa $12 \mu\text{m}$ in direzione radiale e circa $100 \mu\text{m}$ in direzione assiale. I due strati sono formati da dispositivi basati sull'utilizzo di una matrice

di sensori bidimensionali in silicio composta da cinque celle da 256×160 pixel l'una, di dimensioni $50 \mu\text{m}(r\phi) \times 425 \mu\text{m}(z)$. Ogni pixel segnala il passaggio di una particella, fornendo un output binario, ovvero attivandosi quando riceve un segnale superiore alla soglia impostata. Ogni modulo di rivelazione è formato da quattro matrici e i moduli sono montati su supporti in fibra di carbonio, quattro sulla faccia esterna e due su quella interna, in modo tale da formare i due strati. I supporti sono disposti in modo tale da assicurare la copertura completa in angolo azimutale ϕ .

I due strati intermedi sono i *Silicon Drift Detectors*, ognuno dei quali è costituito da 260 moduli di silicio di 12.7 cm di diametro e 0.3 mm di spessore che costituiscono una camera a deriva (*drift chamber*) con catodo centrale ad alto voltaggio, nella quale gli elettroni si muovono sotto l'azione di un campo elettrico di circa 500 V/cm verso un *array* di 256 anodi. In questo modo la coordinata cartesiana y di una particella è dedotta dalla misurazione del tempo di *drift*, mentre la coordinata x è data dall'anodo in cui giunge l'elettrone. I suddetti moduli vengono installati su supporti lineari detti *ladders*: lo strato più interno, a circa 15 cm dal fascio, è costituito da 14 *ladders* da sei moduli l'uno, mentre quello più esterno, a circa 24 cm dal fascio, da 22 *ladders* da 8 moduli l'uno. Entrambi gli strati hanno un'accettanza in pseudorapidità di $|\eta| < 0.9$. La risoluzione spaziale degli strati SDD è di circa $35 \mu\text{m}$ in direzione radiale e di circa $25 \mu\text{m}$ in direzione assiale.

Gli ultimi due strati sono i *Silicon Strip Detectors* e sono progettati per collegare i segnali dei detector più esterni (come la *Time Projection Chamber*, TPC) a quelli di ITS. Inoltre, tramite i SSD si possono

ricavare informazioni sulla perdita di energia delle particelle. Questi due strati hanno come componenti di base 768 nastri di rivelazione installati in direzione quasi parallela a z . I moduli di rivelazione sono sistemati su supporti analoghi a quelli utilizzati per il dispositivo SDD; lo strato interno, distante circa 38 cm dal fascio, ha 34 *ladders* con 22 moduli ciascuno lungo z ; lo strato esterno, distante circa 43 cm dal fascio, ha 38 *ladders* con 25 moduli ciascuno lungo z . La risoluzione spaziale è di circa $20 \mu\text{m}$ in direzione radiale e circa $830 \mu\text{m}$ in direzione assiale. L'accettanza angolare di entrambi gli strati è limitata a $|\eta| < 1.0$.

ITS è ottimizzato per ricostruire in maniera piuttosto precisa le tracce e i vertici in prossimità del punto in cui avviene la collisione; in questa situazione si riscontra un'elevata molteplicità di tracce, tipica delle interazioni tra ioni pesanti, come quelli di piombo studiati da ALICE, a energie ultra-relativistiche. Nello specifico, le principali funzioni di ITS sono quattro: migliorare la risoluzione in posizione, angolo e impulso delle tracce ricostruite dalla *Time Projection Chamber* (si veda la prossima sezione 1.3.2); identificare i vertici secondari di decadimento di adroni con vita media molto breve (come, ad esempio, gli adroni con quark pesanti D^0 : $c\tau = 122.9 \mu\text{m}$ e B^0 : $c\tau = 455.4 \mu\text{m}$); ricostruire il vertice primario con una risoluzione migliore di $100 \mu\text{m}$; ricostruire le tracce delle particelle non rivelate dalla *Time Projection Chamber*, cioè con $p_T < 200 \text{ MeV}/c$, in quanto il campo magnetico le devia tanto da impedire loro di raggiungere la TPC. In più, ITS può essere impiegato per l'identificazione delle particelle tramite la loro perdita di energia all'interno del rivelatore (PID).

1.3.2 *Time Projection Chamber, TPC*

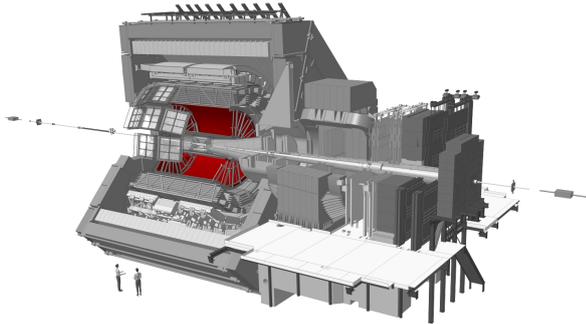


Figura 1.8: Collocazione di TPC in ALICE. Immagine tratta da [7].

La TPC è il principale rivelatore a tracciamento del barile centrale di ALICE (figura 1.8); esso è ottimizzato per misurare l'impulso delle particelle cariche, per identificarle e per determinare il vertice di interazione. L'accettanza azimutale è di 360° , mentre l'intervallo di pseudorapidità che copre è $|\eta| < 0.9$ per le particelle con impulso $p \sim 300 \text{ MeV}/c$, ovvero quelle che raggiungono anche il rivelatore TOF (si veda sezione 1.3.3), e di $|\eta| < 1.5$ per particelle con impulso minore. Dallo studio di osservabili adroniche, la TPC fornisce informazioni sulla composizione del sistema immediatamente dopo la collisione e sulla sua estensione spaziale e temporale durante il raffreddamento.

Inoltre, insieme a ITS e al *Transition Radiation Detector*, TRD, la TPC è impiegata nello studio delle risonanze dei mesoni vettoriali⁴ e dei quark *charm* e *beauty* mediante la misurazione di osservabili leptoniche. Il detector consiste in un cilindro di raggio interno pari a circa 85 cm, raggio esterno pari a circa 247 cm e lunghezza pari a circa 510 cm, per un volume attivo totale di circa 88 m^3 . Il cilindro è riempito con un gas, una miscela di Ne, CO_2 e N_2 , ed è suddiviso in due regioni, lunghe circa 2.5 m, tra le quali è posto un elettrodo ad alta tensione ($V \sim -100 \text{ keV}$). La gabbia cilindrica di campo presente all'esterno della camera assicura che il campo elettrico lungo z sia uniforme e costante ($E \sim 400 \text{ V/cm}$). La miscela di gas contenuta in TPC determina un tempo massimo di deriva per gli elettroni, pari a circa $90 \mu\text{s}$, che può essere considerato un valore verosimile solo in condizioni di stabilità termica ($\Delta T \leq 0.1 \text{ K}$); la velocità di deriva, infatti, dipende fortemente dalla temperatura. Attraversando la TPC, le particelle cariche prodotte durante una collisione ionizzano gli atomi del gas che incontrano nel loro percorso, liberando elettroni che si muovono verso le basi della camera, le quali sono suddivise in 18 sezioni trapezoidali lungo la direzione azimutale, che a loro volta sono divise ciascuna in una regione interna (*Inner ReadOut Chamber, IROC*) e una regione esterna (*Outer ReadOut Chamber, OROC*); su queste sezioni sono installate 159 *Multi-Wire Proportional Chambers*, MWPC, a cui sono collegati altrettanti moduli elettronici di lettura (*readout pads*), che costituiscono il catodo delle MWPC. L'amplificazione del segnale rilevato dai sensori, che si rende necessaria, è ottenuta da un effetto valanga che si verifica in

⁴I mesoni vettoriali sono caratterizzati da $J^P = 1^-$.

prossimità dei fili che costituiscono l'anodo e che sono collegati ai sensori di *readout*. I segnali ricavati dagli elettroni raccolti permettono di ricavare informazioni tridimensionali riguardo alla traiettoria della particella all'interno della camera e alla sua perdita di energia; in particolare, consentono di ricostruire la proiezione delle tracce sul piano xy perpendicolare alla direzione z del fascio e, grazie alla misura del tempo di deriva, si può estrarre l'informazione spaziale lungo z . Inoltre, con il detector TPC è possibile misurare l'impulso delle particelle, con una risoluzione dell'1% per particelle con $p_T \sim 1 \text{ GeV}/c$ e del 3.5% per particelle con $p_T \sim 100 \text{ GeV}/c$. La perdita di energia per unità di lunghezza (dE/dx), altro elemento che permette di costruire l'identità di una particella carica, è misurata durante il passaggio della particella stessa nel volume di gas: il segnale raccolto dalle MWPC è, infatti, proporzionale alla carica di ionizzazione prodotta dalla particella in esame.

1.3.3 Time Of Flight, TOF

Le particelle cariche con un impulso in un range intermedio sono identificate dal detector TOF (figura 1.9), il quale, come la TPC, è una camera cilindrica costituita da numerosi moduli riempita con un gas; il raggio interno è di circa 370 cm, quello esterno di circa 399 cm. Il TOF copre angoli polari tra 45° e 135° e tutti gli angoli azimutali; inoltre ha un'accettanza in pseudorapidità di $|\eta| < 0.9$. Il TOF ha una struttura modulare con 18 settori in ϕ ; ogni settore è suddiviso in 5 moduli disposti lungo la direzione del fascio z ; in totale i moduli contengono 1593 elementi chiamati *Multigap Resistive Plain Chamber*, MRPC,

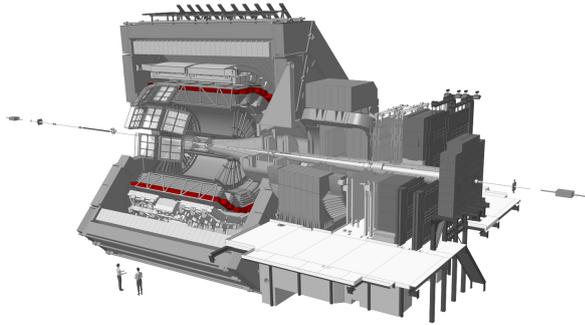


Figura 1.9: Collocazione di TOF in ALICE. Immagine tratta da [7].

i quali coprono un'area di 141 m^2 e sono dotati di 152928 sensori di *readout* (96 per ogni MRPC, ciascuno di area $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$). Ciascun MRPC ha una superficie attiva di $7.4 \times 120 \text{ cm}^2$ è costituito da due catodi e da un anodo centrale; tra i catodi e l'anodo sono inserite 6 piastre resistive in vetro; tra una piastra e l'altra è posizionato un filo da pesca in nylon che funge da spaziatore e mantiene la distanza tra le piastre costante; ogni piastra dista dalla vicina $250 \mu\text{m}$. Gli MRPC sono immersi in un campo elettrico molto intenso e uniforme: la particella, passando nel volume

attivo della camera e interagendo con il gas in esso contenuto, genera elettroni per ionizzazione, i quali, a loro volta, producono una valanga di elettroni all'interno degli spazi vuoti tra le piastre di vetro; le piastre bloccano le valanghe di elettroni, ma lasciano passare i segnali veloci indotti sugli elettrodi dal moto dagli elettroni di ionizzazione. Di conseguenza, il segnale finale raccolto dagli elettrodi è la somma dei segnali provenienti dai singoli spazi vuoti tra le piastre. Le dimensioni dei moduli sono state studiate in modo da fare corrispondere le regioni di giunzione dei moduli stessi con le aree morte degli altri rivelatori, in modo da ridurre al minimo l'interferenza con i rivelatori esterni al TOF. Perciò il modulo centrale è lungo circa 117 cm, i due intermedi circa 137 cm e i due esterni circa 177 cm.

Il TOF, così come ITS e TPC, contribuisce a raccogliere informazioni sulla PID delle particelle cariche. In particolare, il *Time Of Flight* fornisce misure fino a valori intermedi di impulso. La misura di tempo fornita dal *Time Of Flight*, unita a quella di momento e di lunghezza della traccia ricavate dagli altri rivelatori dei *tracking systems*, è utilizzata per il calcolo della massa delle particelle, dal momento che:

$$t = \frac{L}{v} = L \cdot \frac{E}{pc^2} = L \frac{\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}}{pc^2}$$

Quindi, conoscendo la lunghezza della traccia L , l'impulso p e il tempo t si ricava facilmente la massa m . Combinando le informazioni fornite dal TOF con quelle estrapolate da ITS e TPC riguardo alla ricostruzione di vertici e tracce e alla misura della perdita di energia si è in grado di identificare kaoni, pioni e protoni.

Capitolo 2

Analisi dati

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è ottenere una semplice misura qualitativa dello spettro in impulso trasverso p_T degli elettroni⁵ generati da decadimenti semileptonici di adroni costituiti da quark pesanti, ossia *charm* c e *beauty* b , sfruttando, in particolare, le procedure di *Particle IDentification*, PID. I campioni di dati utilizzati per identificare gli elettroni sono ricavati dai segnali dei detector ITS, TPC e TOF, in cui viene riconosciuta la contaminazione adronica residua, la quale viene distinta dallo spettro dei soli elettroni. In questa analisi si lavora con eventi di collisione tra ioni $^{208}_{82}\text{Pb}^+$ e tra protoni, avvenute a un'energia di centro di massa per coppia di nucleoni⁶ pari a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. L'analisi è svolta in ambiente ROOT/C++ con l'aggiunta delle librerie AliROOT.

2.1 Collisioni: proprietà e selezione delle tracce

Per questa prima parte di analisi si sono utilizzati i campioni di dati relativi alle collisioni Pb-Pb, poiché, essendo gli ioni di piombo pesanti, la molteplicità di particelle prodotte è sensibilmente più alta di quella di una collisione p-p e alcuni aspetti peculiari del *tracking* in un ambiente ad alta molteplicità di tracce, come quello dell'esperimento ALICE, sono maggiormente visibili e chiari.

Per prima cosa, quindi, si sono esaminate alcune informazioni di base che si possono ricavare dai campioni di dati Pb-Pb. In figura 2.1 si riportano due grafici relativi alle coordinate cartesiane (per la loro descrizione si rimanda alla sezione 1.3) del vertice primario di interazione, ovvero il punto dello spazio in cui avviene la collisione tra i due fasci.

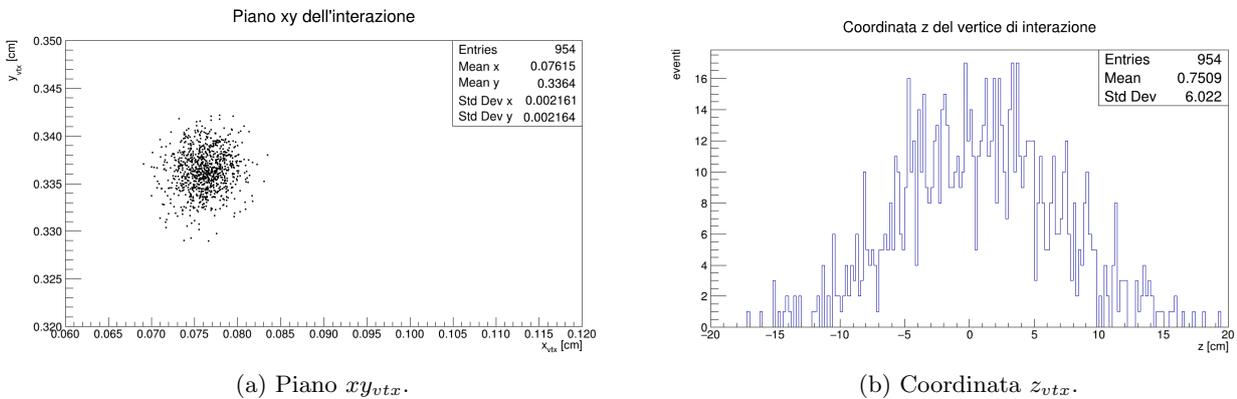


Figura 2.1: Coordinate cartesiane del vertice primario di interazione.

⁵In questa analisi non è stata effettuata la distinzione tra elettroni e positroni. Essi, infatti, sono dotati della stessa massa e le tracce a essi relative differiscono solo nel verso di curvatura causata dal campo magnetico in cui sono immersi i detector. Di conseguenza, quando si parlerà di elettroni, si farà riferimento a un campione di elettroni e positroni.

⁶Secondo la trattazione relativistica, l'energia disponibile nel centro di massa di un sistema di due particelle di massa m_1 e m_2 e aventi energia E_1 e E_2 e impulso \vec{p}_1 e \vec{p}_2 è $s_{NN} = E_{CM}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$.

Le dimensioni tipiche della regione di interazione nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci per gli eventi considerati sono di pochi mm, mentre lungo l'asse z la distribuzione ha una larghezza di una decina di cm.

In questo lavoro si vogliono considerare le tracce associate agli elettroni da adroni con *heavy-flavour*, il cui processo di decadimento che le produce avviene a ridosso del vertice primario; tracce di questo tipo sono compatibili con particelle prodotte in modo diretto dalla collisione dei fasci, la quale, per come è strutturato ALICE, avviene in prossimità del centro del barile centrale. Si escludono, dunque, le tracce che hanno una distanza dal vertice primario maggiore di una certa soglia; esse, infatti, potrebbero essere riferite a particelle generate da decadimenti secondari o a fenomeni diversi dalla collisione principale che si vuole studiare, come, ad esempio, la conversione di fotoni nei materiali dei detector ($\gamma \rightarrow e^+e^-$); inoltre, si vuole limitare il punto di origine delle tracce affinché le tracce siano ben misurate da tutti i rivelatori. Si è scelto un taglio sulla coordinata parallela alla direzione del fascio, come visibile in figura 2.2, effettuato a -10 cm e 10 cm ($|z_{vtx}| < 10$ cm). Come si può notare dal numero di entrate dei due istogrammi, così facendo si escludono 92 eventi di collisione sui 954 del campione iniziale, ovvero meno del 10%; in ogni caso, la quantità di elettroni da adroni con quark pesanti rimossa con questa selezione è del tutto trascurabile. Per migliorare la selezione iniziale, si fa l'ulteriore richiesta che il vertice primario sia individuato da almeno due tracce globali, ricostruite cioè tramite i detector ITS e TPC.

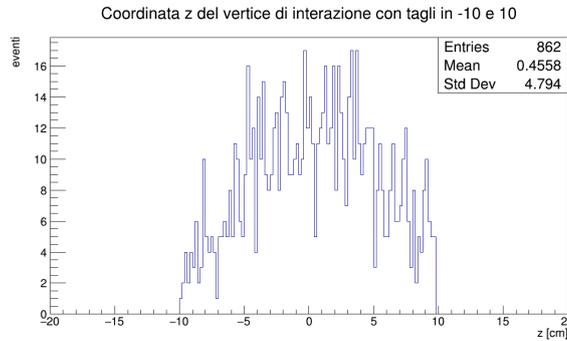


Figura 2.2: Coordinata z con taglio a -10 cm e 10 cm.

Una volta impostato questo taglio, si è visualizzato l'istogramma della molteplicità di tracce per singolo evento. A questo punto si è confrontato il campione di dati relativo a collisioni Pb-Pb con quello relativo a collisioni p-p (si veda la figura 2.3).

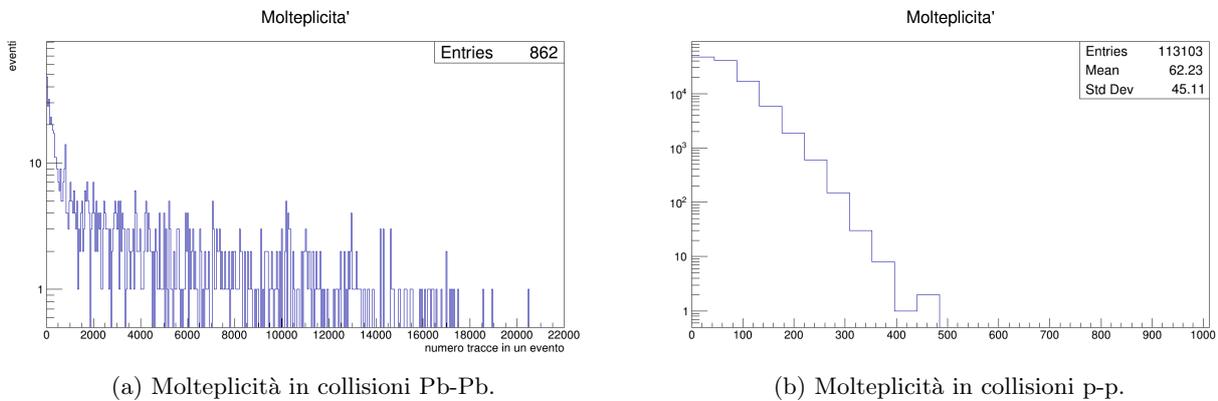


Figura 2.3: Confronto tra le molteplicità in collisioni Pb-Pb e p-p.

La differenza tra i due casi è notevole e, come accennato all'inizio del capitolo, si spiega con il fatto che gli ioni di piombo ($Z=82$, $A=208$) sono molto più pesanti dei protoni; le collisioni avvengono tra le particelle elementari che compongono i nuclei (i quark e i gluoni) ed è appunto in questo modo che, in

determinate condizioni, immediatamente dopo una collisione può generarsi il QGP; di conseguenza, dato che il numero di quark in un nucleo di piombo è molto più elevato dei soli tre quark di cui è composto il protone (due quark *up* u e uno *down* d), il numero di particelle generate in una collisione Pb-Pb è molto più elevato rispetto a una collisione p-p. Un'ulteriore considerazione riguardo alla molteplicità è che nelle collisioni Pb-Pb il picco di molteplicità rivela che la maggior parte degli eventi misurati sono associati a collisioni caratterizzate da centralità medio-basse.

Considerando nuovamente solo il campione di dati Pb-Pb, si è analizzata la distribuzione in impulso trasverso p_T delle tracce originate dalle collisioni (figura 2.4). Dall'istogramma si nota che la maggior parte delle tracce delle particelle prodotte da una collisione sono caratterizzate da un impulso trasverso inferiore a 1 GeV/c.

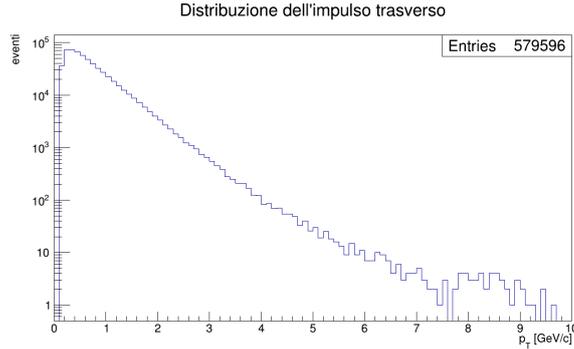
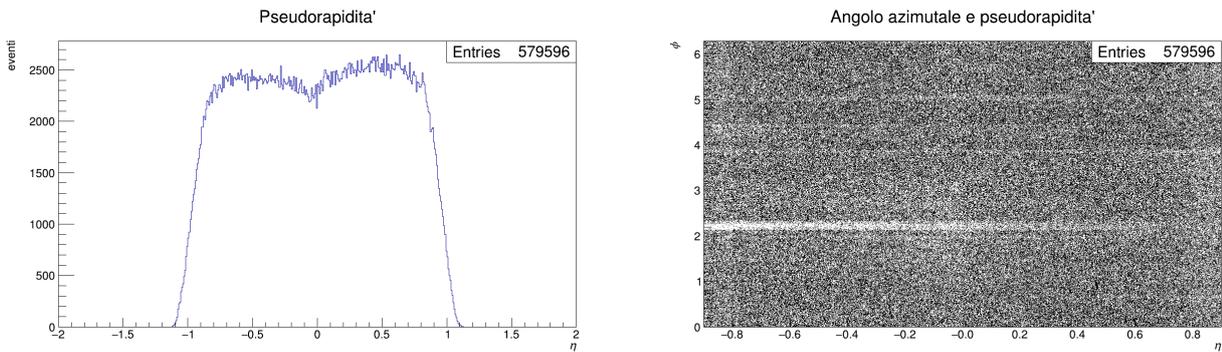


Figura 2.4: Distribuzione dell'impulso trasverso delle tracce.

Nel riquadro (a) della figura 2.5 si riporta un grafico che mostra che la pseudorapidità η ha un andamento uniforme e simmetrico; l'avvallamento in $\eta = 0$ è dovuto alla definizione matematica di pseudorapidità e non ha a che fare con la struttura dei detector. Per verificare, invece, l'accettazione angolare dei detector, si è plottato un grafico bidimensionale con la pseudorapidità in ascissa e l'angolo azimutale in ordinata, come visibile nel riquadro (b) della figura 2.5.



(a) Pseudorapidità in funzione dell'impulso trasverso. (b) Verifica dell'accettazione angolare dei rivelatori: ϕ in funzione di η .

Figura 2.5: Relazioni della pseudorapidità con impulso trasverso e angolo azimutale.

Risulta evidente che intorno a $\phi \simeq 2.2^\circ$, soprattutto per valori di pseudorapidità negativi, è presente una fascia di angoli azimutali non investigata dai detector in maniera ottimale; durante la presa dati, potrebbero esserci stati deterioramenti o altri problemi in alcuni *readout pads*, oppure in alcuni moduli di uno o più rivelatori. Tali perdite di efficienza sono ben riprodotte dal codice di simulazione Monte Carlo dell'esperimento, che permette di correggerne l'effetto.

Si aggiunge, infine, che nell'analisi si sono operate altre selezioni sulle tracce attraverso una serie di richieste minime sui parametri di traccia. Infatti, il campione di elettroni iniziale contiene non solo gli elettroni derivanti direttamente dalla collisione, ma anche elettroni provenienti da altri processi, come,

ad esempio, collisioni multiple tra i fasci oppure interazioni degli ioni con il gas presente all'interno del tubo dei fasci; si è cercato, perciò, di eliminare una frazione di elettroni del campione iniziale per renderlo più puro. Nello specifico, si è richiesto che le tracce venissero ricostruite nella TPC con almeno 120 *cluster* e che esse fossero prolungate correttamente in ITS; per garantire ciò, si sono escluse tracce che non avessero rilasciato un segnale in entrambi gli strati dei moduli SPD (si veda la sezione 1.3.1) per rimuovere le tracce associate agli elettroni derivanti da conversioni di fotoni che avvengono negli strati più esterni; inoltre si è richiesto che ogni traccia avesse almeno 4 *cluster* nel detector ITS. Per di più, si è rafforzata la selezione di tracce primarie richiedendo che la distanza dal vertice di interazione fosse inferiore a 2 cm lungo la direzione dei fasci z e inferiore a 1 cm nel piano perpendicolare xy ; in questo modo di sono scartati gli elettroni generati da eventi di decadimento più lenti di quelli di interesse o da interazioni secondarie con il materiale dei rivelatori. La quantità di elettroni da adroni con *heavy-flavour* rimossa con queste selezioni è molto ridotta e può, comunque, essere valutata con la simulazione Monte Carlo.

2.2 Particle IDentification in ALICE

Dal momento che, come discusso in precedenza, la molteplicità di particelle in collisioni Pb-Pb è più elevata rispetto a quella in collisioni p-p, si è svolta la parte consistente di analisi utilizzando i campioni di dati di collisioni p-p, in quanto più puliti e meno complessi da interpretare.

Si è così proceduto con la visualizzazione dei segnali che forniscono informazioni sulla PID in ALICE: gli andamenti della perdita di energia delle particelle generate in collisioni p-p registrati dai due rivelatori considerati in questo lavoro e il tempo di volo. Nella figura 2.6 si riportano due grafici riguardanti i segnali prodotti dai rivelatori *Inner Tracking System* e *Time Projection Chamber*. Si sono riscontrati alcuni problemi nella visualizzazione dei dati del detector *Time Of Flight*; si mostra, dunque, in figura 2.7 un plot tratto da [8]: in ascissa c'è l'impulso p misurato in GeV/c, mentre in ordinata il parametro adimensionale β delle particelle cariche, ovvero il rapporto v/c , dove v è la velocità della particella. Si noti che il TOF rivela soltanto particelle che abbiano $p \geq 300$ MeV/c, poiché particelle più lente non riescono a raggiungerelo a causa della forte deflessione della loro traiettoria causata dal campo magnetico. Si fa presente che sono i dati della TPC che verranno utilizzati per ricavare lo spettro degli elettroni da adroni con *heavy-flavour*.

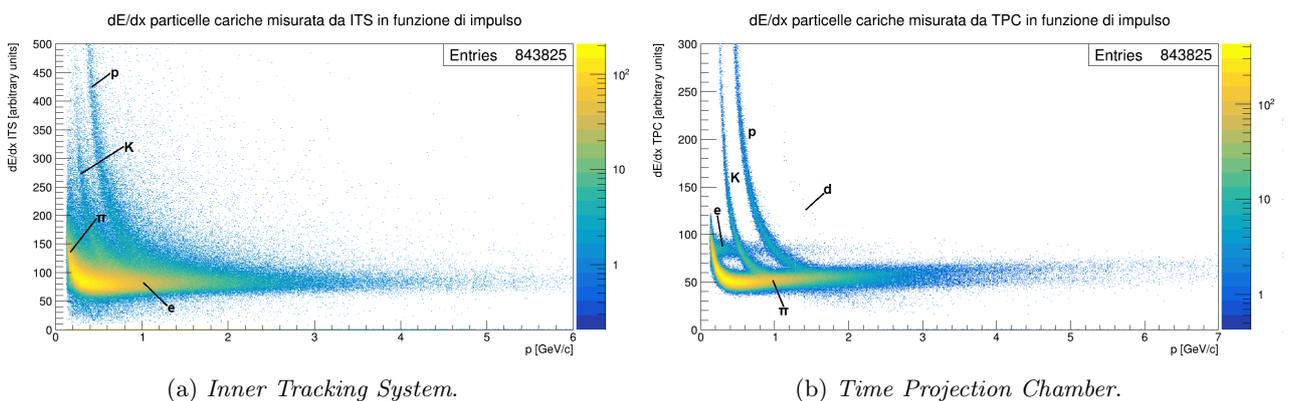


Figura 2.6: Perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx in ITS e TPC in funzione dell'impulso p . Dalla forma della perdita di energia si riconoscono le varie specie particellari.

Nei plot precedenti sono evidenziate le specie particellari prodotte in una collisione: **p** sono i protoni, **K** i kaoni, **d** i deutoni (nuclei di deuterio, formati da un protone e un neutrone), **π** i pioni ed **e** gli elettroni. Infatti, conoscendo gli andamenti teorici della perdita di energia per varie specie particellari, è possibile identificare dai grafici dei dati sperimentali della TPC le particelle che hanno prodotto i segnali nei rivelatori.

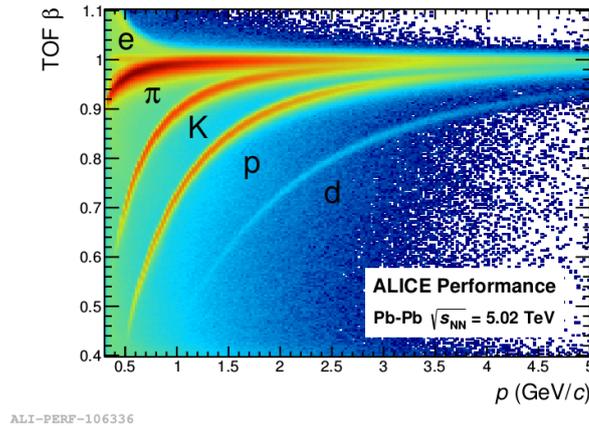
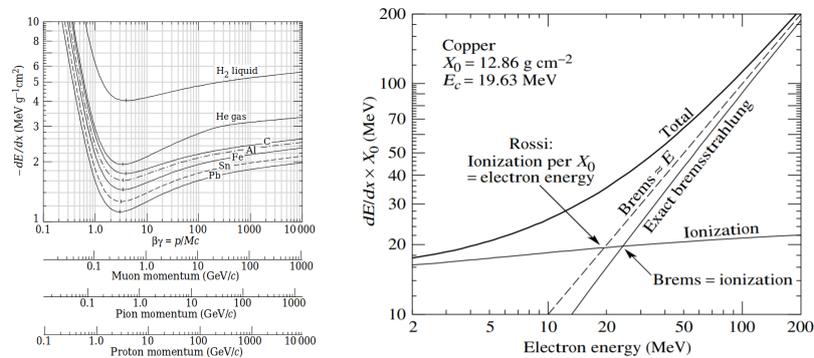


Figura 2.7: β delle particelle cariche in funzione dell'impulso p misurato dal detector TOF. Immagine tratta da [8].

Particelle cariche relativistiche di massa maggiore di quella elettronica che attraversano un mezzo (come accade nella TPC, in cui il mezzo è la miscela di gas contenuta nella camera cilindrica) perdono energia per ionizzazione, ovvero interagendo con gli elettroni atomici del mezzo; le coppie elettrone-ione create dalla particella lungo la sua traiettoria vengono rivelate e producono i segnali. L'espressione della perdita di energia media dovuta alla ionizzazione per particelle con $m > m_e$ è data dalla formula di Bethe-Bloch⁷. Nel riquadro (a) della figura 2.8 si possono vedere diverse curve di Bethe-Bloch in funzione della grandezza $\beta\gamma$ per particelle relativistiche di carica unitaria ($z = 1$) a seconda del mezzo considerato.



(a) Perdita di energia media per unità di densità (espressa in g cm^{-3}) e unità di lunghezza della traccia (espressa in cm) per particelle relativistiche con $z = 1$ in funzione della quantità $\beta\gamma$. Immagine tratta da [10].

(b) Perdita di energia per ionizzazione e per radiazione (*bremstrahlung*) degli elettroni, con valori di X_0 e E_c per il rame. Immagine tratta da [11].

Figura 2.8: Andamenti della perdita di energia per particelle pesanti (a) e leggere (b).

Elettroni e positroni, invece, già a energie dell'ordine di pochi MeV, a causa della loro piccola massa,

⁷La perdita di energia media per unità di lunghezza per particelle più massive dell'elettrone è descritta dall'equazione di Bethe-Bloch:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \right]$$

in cui K è una costante pari a $K \simeq 30.7 \text{ keV m}^2 \text{ kg}^{-1}$, ρ è la densità del mezzo, Z è il numero atomico del mezzo e A il suo numero di massa, mentre z è la carica della particella considerata; T_{max} è la massima energia trasferibile a un elettrone atomico in un singolo urto e δ è una correzione di densità che, nel limite di γ elevati (ovvero per $v \approx c$), limita la crescita logaritmica delle perdite di energia; infine, I è il potenziale di ionizzazione.

perdono energia non solo per ionizzazione, ma anche per *bremstrahlung* nel campo nucleare coulombiano. Ciò che accade è che la traiettoria dell'elettrone (o del positrone) in avvicinamento verso un atomo, viene deviata a causa dell'attrazione (o repulsione) del nucleo dell'atomo stesso. Fissato il campo esterno, la perdita di energia per *bremstrahlung* è tanto maggiore quanto più elevato è il numero atomico Z del mezzo in cui viaggia la particella leggera; ogni mezzo è caratterizzato da una lunghezza di radiazione X_0 , definita come la distanza percorsa dalla particella necessaria per far diminuire l'energia della particella fino a una frazione $1/e$ del suo valore iniziale: $-dE/E = dx/X_0$. Nel grafico (b) della figura 2.8 si vedono le due possibili modalità di perdita di energia per gli elettroni. Si nota che a basse energie (pochi MeV) domina l'ionizzazione, mentre la perdita di energia per radiazione diventa importante ad alte energie. Il punto di incontro tra le due curve, ovvero il punto in cui la perdita di energia per ionizzazione equivale a quella per radiazione, è chiamato energia critica E_c che, con buona approssimazione, è data da $E_c = 600 \text{ MeV}/Z$.

In figura 2.6 (b) gli elettroni si sono riconosciuti grazie alla parametrizzazione fornita dalla perdita di energia per ionizzazione. Nell'intervallo di impulso considerato gli elettroni sono in una zona della curva successiva alla risalita relativistica prevista, chiamata *plateau* di Fermi; in questa zona la perdita di energia è dovuta all'interazione elettromagnetica approssimata da una interazione coulombiana moltiplicata per un termine relativistico. Nel *plateau* di Fermi la perdita di energia è costante ed effettivamente ciò è ben visibile nel riquadro (b) in figura 2.6, in cui gli elettroni si dispongono su una curva costante in dE/dx . Ancora, dai grafici di figura 2.6 si evince che non è possibile distinguere gli elettroni dalle altre specie particellari e le differenti specie particellari stesse tra loro, anzi è possibile farlo solo in intervalli di impulso molto ristretti, poiché la contaminazione adronica presente è alta.

Per concludere l'analisi dei segnali "grezzi" dei detector, in figura 2.9 si mostrano tre istogrammi per tre differenti intervalli di impulso, in cui si trova lo spettro della perdita di energia stimata con la TPC; tale spettro è inclusivo, ovvero considera tutte le tracce misurate. Si nota che la perdita di energia dipende dall'intervallo di impulso considerato. Confrontando con la figura 2.6 (b), si vede che nel grafico (a) il picco più alto a sinistra ($dE/dx \approx 50 \text{ A.U.}$ ⁸) rappresenta pioni, il picco a $dE/dx \approx 90 \text{ A.U.}$ è relativo a elettroni e, in minima parte, a kaoni, il terzo picco ($dE/dx \approx 130 \text{ A.U.}$) è dovuto a kaoni, mentre il picco più basso e "piatto" (che comincia a $dE/dx \approx 300$) è formato da protoni e kaoni; nel grafico (b) il primo picco a sinistra ($dE/dx \approx 50 \text{ A.U.}$) descrive pioni, il secondo ($dE/dx \approx 90 \text{ A.U.}$) riguarda kaoni e, in minima parte, elettroni, quello a $dE/dx \approx 200 \text{ A.U.}$ è quasi esclusivamente di protoni; nel grafico (c) il picco a $dE/dx \approx 50 \text{ A.U.}$ è di pioni e kaoni, quello a $dE/dx \approx 90 \text{ A.U.}$ è di protoni e, in minima parte, di elettroni.

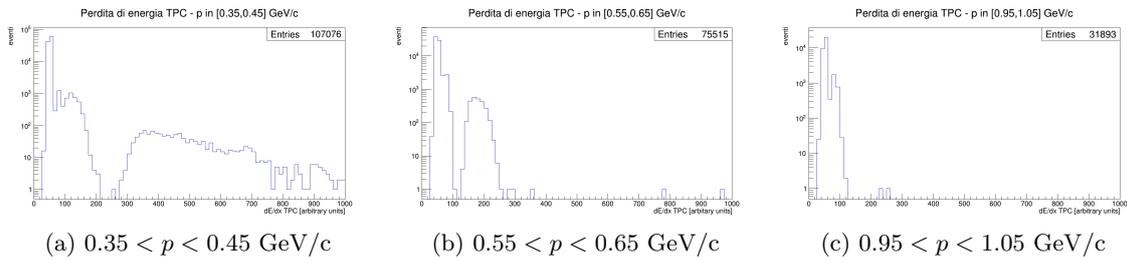
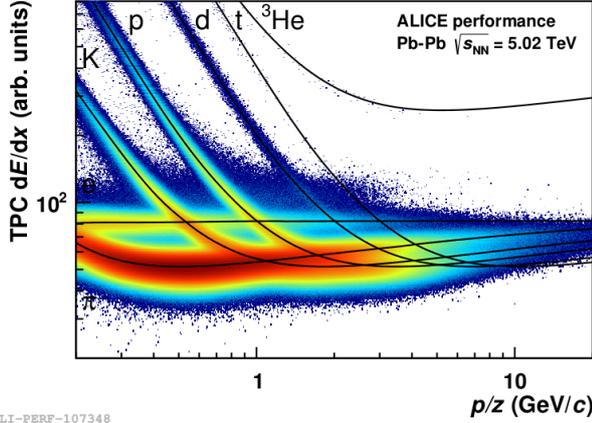


Figura 2.9: Spettro della perdita di energia per unità di lunghezza in TPC per tre diversi intervalli di impulso.

Dopo avere visualizzato i vari tipi di segnali che si possono estrapolare grazie ai rivelatori ITS, TPC e TOF, si rende necessario combinare i segnali dei rivelatori, in modo tale da ottimizzarne l'utilizzo e migliorare la selezione delle tracce. Facendo riferimento solo al segnale di perdita di energia della TPC in funzione dell'impulso, infatti, il problema che si riscontra, soprattutto intorno a $p \sim 500 \text{ MeV}/c$, è che le distribuzioni di elettroni e kaoni si sovrappongono e non è possibile in un primo momento distinguerle. In figura 2.10 si trova un grafico della perdita di energia nella TPC in funzione dell'impulso, in cui si evidenziano le cosiddette *spline*; la *spline* della specie particellare X

⁸Arbitrary Units.

è la curva $dE/dx(p)$ ricostruita dai dati sperimentali e grazie alla parametrizzazione di Bethe-Bloch che determina l'andamento della perdita media di energia per unità di lunghezza per la specie X .



ALI-PERF-107348

Figura 2.10: dE/dx in funzione di p in TPC con le *spline* relative alle varie specie particellari coinvolte. Immagine tratta da [9].

Come si può vedere dalla figura 2.10 e intuire dalla 2.6 (b), la *spline* degli elettroni interseca quella dei kaoni intorno a $p \sim 500$ MeV/c e quella dei protoni intorno a $p \sim 1$ GeV/c; inoltre, per $p \gtrsim 2$ GeV/c le *spline* di protoni, kaoni e pioni sono sovrapposte, quindi è impossibile distinguere p, K e π . Ecco perché risulta necessario completare queste informazioni con i segnali di ITS e TOF. Ad alti impulsi, tuttavia, la sovrapposizione delle distribuzioni rimane e la contaminazione adronica data da protoni, kaoni e pioni è indistinguibile dalla distribuzione degli elettroni.

Per fare ciò, si definisce una nuova variabile, il numero di sigma n_σ , ovvero la distanza della traccia dalla *spline* normalizzata per la larghezza della *spline* stessa all'impulso in esame; per la specie particellare X , indicata con $S^X(p)$ la *spline* relativa a X , con $dE/dx(p)$ la perdita di energia per unità di lunghezza della particella avente impulso p e con $\sigma^X(p)$ la risoluzione sul segnale dE/dx per la particella di specie X in esame, allora per i detector TPC e ITS si definisce la grandezza:

$$n_\sigma = \frac{dE/dx(p) - S^X(p)}{\sigma^X(p)}$$

Similmente, per il TOF viene definita la stessa quantità, ma, al posto di $dE/dx(p)$ si sostituisce $\Delta t = t_{TOF} - t_{creation}$, che è il tempo di volo della particella; per il TOF, quindi, la risoluzione $\sigma^X(p)$ riguarda la misura temporale effettuata dal rivelatore. In base alla specie X analizzata, si può stabilire quanto ogni traccia considerata sia compatibile con l'identità della specie X .

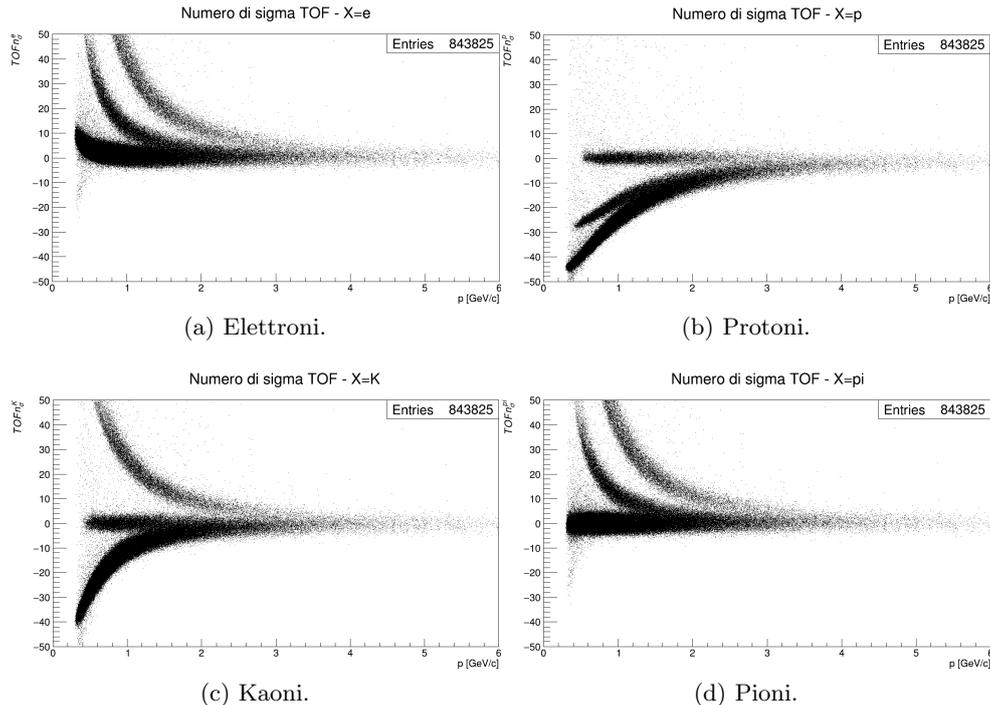


Figura 2.11: Numero di sigma n_σ^{TOF} in funzione dell'impulso per le differenti specie particellari.

Per la successiva parte di analisi, si sono utilizzati i rivelatori TPC e TOF. Certamente tutti i risultati relativi a misure a basso p migliorerebbero considerando anche il contributo di ITS, ma questo va oltre gli scopi di questo lavoro. A mo' di esempio, in figura 2.11 si mostrano i grafici con gli andamenti di n_σ in funzione di p per il rivelatore TOF e per $X = p, k, \pi, e$. Poichè in questa analisi vengono studiati gli elettroni, ci si focalizza sul caso $X = e$. Per definizione, il campione di elettroni è concentrato attorno a $n_\sigma = 0$, mentre gli adroni che contaminano il campione si dispongono principalmente in $n_\sigma \neq 0$. Nel grafico (a) della figura 2.11 si distinguono nettamente le fasce di Bethe-Bloch relative a kaoni e protoni. La contaminazione dovuta a queste due specie particellari è causata da difficoltà dovute al prolungamento delle tracce nel rivelatore TOF; una traccia ricostruita nella TPC viene, infatti, estesa sul TOF; a causa dell'alta molteplicità di particelle prodotte, però, può capitare che avvenga un prolungamento scorretto della traccia stessa, che porta a una stima errata del tempo di volo. Per eliminare ulteriormente, in questa prima parte di selezione, una parte di contaminazione adronica, si opera un taglio su n_σ^{TOF} , escludendo tutti i dati che non siano nell'intervallo $|n_\sigma^{TOF}| < 3$. Tuttavia, come discusso in precedenza, molti protoni, kaoni e pioni vengono riconosciuti come elettroni dal TOF, quindi una selezione su n_σ^{TOF} non è ancora sufficiente per riconoscere gli elettroni. Pertanto nella prossima parte di analisi, si applicherà una selezione sul parametro n_σ^{TPC} , in modo da ridurre il grado di contaminazione del campione di elettroni.

2.3 Spettro degli elettroni

Dopo avere applicato le selezioni sulle tracce (sezione 2.1) e sui segnali dei rivelatori (sezione 2.2), si è ottenuto un campione di candidati elettroni. La contaminazione adronica residua, però, è ancora abbondante. Gli adroni che "sporcano" maggiormente lo spettro degli elettroni sono:

- i pioni π , che sono la specie adronica contaminante che domina; essi si dispongono in corrispondenza di $-10 \lesssim n_\sigma^{TPC} \lesssim 1$;
- i kaoni K, che compaiono in corrispondenza di $n_\sigma^{TPC} > 0$ nell'intervallo di impulso $p \lesssim 400$ MeV/c, per poi intersecare la distribuzione degli elettroni in corrispondenza di $400 \lesssim p \lesssim 600$ MeV/c e posizionarsi nella regione $n_\sigma^{TPC} < 0$;
- i protoni p, che mostrano lo stesso comportamento dei kaoni; la differenza è che i protoni intersecano la distribuzione degli elettroni in corrispondenza di $0.9 \lesssim p \lesssim 1$ GeV/c;
- altre tracce (*others*), situate nella regione $n_\sigma^{TPC} > 0$, che non vengono correttamente ricostruite dai rivelatori di ALICE; in eventi di collisione p-p come quelli considerati *others* è costituito principalmente da altri kaoni e protoni; questo contributo contaminante è causato dal fatto che, data l'elevata molteplicità di tracce, è possibile che i rivelatori riconoscano due tracce come una sola, con conseguente sovrastima della perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx .

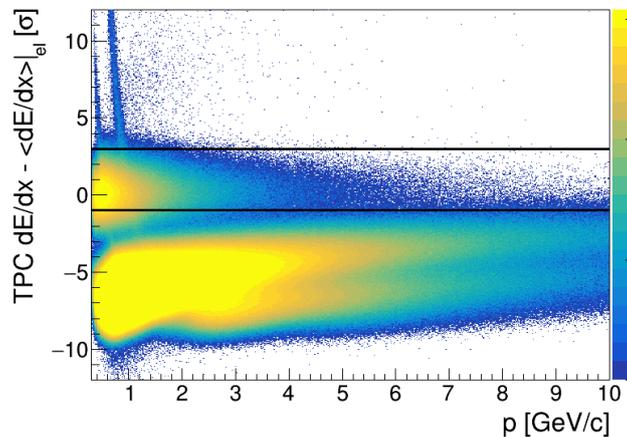


Figura 2.12: Numero di sigma della TPC in funzione dell'impulso. Sono visibili i tagli effettuati a $n_\sigma^{TPC} = -1$ e $n_\sigma^{TPC} = 3$.

Per prima cosa, si è impostata un'ulteriore regola di selezione: si sono escluse tutte le tracce il cui numero di sigma per la TPC non fosse nell'intervallo $-1 < n_{\sigma}^{TPC} < 3$ (figura 2.12). Questa scelta è stata dettata dalla volontà di eliminare il più possibile il contributo alla contaminazione dato dai pioni, specie adronica contaminante principale, e dai kaoni. Un taglio più stretto, ad esempio $0 < n_{\sigma}^{TPC} < 3$, consentirebbe certamente di eliminare un'altra parte di contaminazione e di rimanere con una contaminazione praticamente solo protonica, ma allo stesso tempo escluderebbe anche molti elettroni dal campione. Il taglio impostato è parso il giusto compromesso tra eliminazione della contaminazione e preservazione del campione di elettroni.

Ora, come osservato alla fine della scorsa sezione (figure 2.9), la perdita di energia per unità di lunghezza misurata dalla TPC dipende dall'intervallo di impulso considerato; perciò anche la grandezza n_{σ}^{TPC} ne dipenderà. Ne consegue che lo studio della contaminazione adronica debba essere svolto in funzione dell'impulso e, in particolare, vada eseguito separatamente in diversi intervalli di impulso. Nel grafico di figura 2.13 si trova la distribuzione in impulso inclusiva (comprensiva della contaminazione adronica) delle particelle cariche. Per l'analisi si sono considerati i contributi di contaminazione adronica di pioni e *others*. Si è, dunque, proiettato il grafico 2.12 lungo l'asse delle ordinate considerando p tra 0.4 GeV/c e 1.6 GeV/c e intervalli di impulso di larghezza $\Delta p = 100$ MeV/c. Lo spettro così ottenuto è stato fittato per distinguere le specie particellari coinvolte. Sono stati eseguiti tre fit per ogni intervallo di impulso:

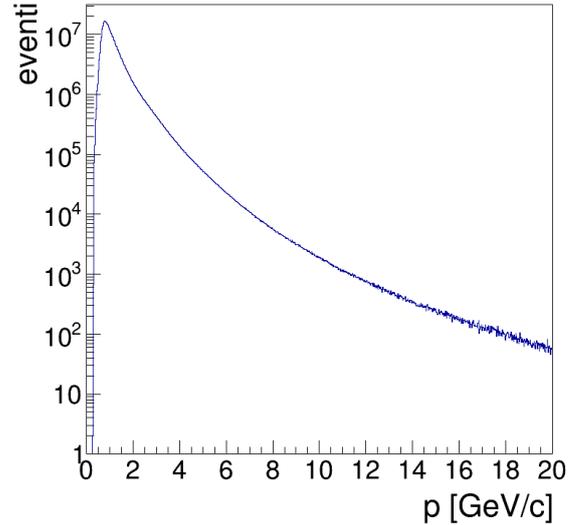


Figura 2.13: Spettro inclusivo dell'impulso p .

1. un fit per i pioni, dato da una funzione di Landau moltiplicata per una esponenziale;
2. un fit per gli elettroni, dato da una gaussiana;
3. un fit per gli adroni raggruppati in *others*, descritti da un'altra gaussiana.

I parametri delle varie funzioni di fit sono stati impostati in modo da ottenere un andamento che riproducesse quello dei dati sperimentali. In figura 2.14 si presentano, a coppie, alcuni degli intervalli di impulso studiati più significativi. La curva di fit dei pioni è di colore verde, quella degli elettroni è in rosso e quella delle particelle *others* è in fucsia; in blu è indicata la funzione di fit complessiva. In azzurro si riporta la quantità *Ratio Data/Fit*: più la procedura di fit è ottimale, più questa quantità tende a 1. I primi due intervalli riguardano $p \in [0.4, 0.5]$ GeV/c e $p \in [0.5, 0.6]$ GeV/c; la seconda coppia è $p \in [0.8, 0.9]$ GeV/c e $p \in [0.9, 1.0]$ GeV/c; gli ultimi due intervalli sono $p \in [1.2, 1.3]$ GeV/c e $p \in [1.3, 1.4]$ GeV/c. Si può vedere direttamente dai grafici 2.14 che la contaminazione adronica è massima nell'intervallo $[0.8, 0.9]$ GeV/c, in cui la gaussiana di *others* non solo interseca la gaussiana degli elettroni per un'area molto estesa, ma anche si sovrappone a parte della zona sotto la curva di fit dei pioni. La quantità di contaminazione, inoltre, non presenta un andamento specifico in funzione dell'impulso; questo perchè, come si vede bene da 2.12, la distribuzione degli elettroni viene intersecata dalle distribuzioni delle particelle contaminanti in corrispondenza di diversi valori di impulso. Si fa notare che nell'ultimo plot di 2.14, quello riguardante l'intervallo di impulso $[1.3, 1.4]$ GeV/c, la gaussiana di *others* sovrastima il contributo della contaminazione dovuta a quelle particelle; nonostante ciò, la contaminazione così stimata risulta comunque trascurabile (la coda sinistra della gaussiana di *others* interseca la distribuzione di elettroni entro il taglio a $n_{\sigma}^{TPC} = 3$ con pochissime *entries*), quindi, in prima approssimazione, è un fit accettabile. Si nota che per impulsi maggiori o uguali a 1.2 GeV/c, la contaminazione dovuta ad *others* si appiattisce e si perde l'andamento gaussiano. Per ovviare a questo problema, l'ideale sarebbe utilizzare una funzione di fit differente da una gaussiana.

Per quanto riguarda il fit degli elettroni, si prevede che la gaussiana che li rappresenta abbia centro in 0 e σ pari a 1, dal momento che la grandezza n_{σ}^{TPC} considerata nel grafico in 2.12 è calcolata nell'ipotesi di elettrone $X = e$. Come si può notare dalla figura 2.15, il valore del picco della gaussiana degli elettroni è prossimo allo zero per impulsi bassi, mentre diventa maggiore di zero all'aumentare dell'impulso. Questa considerazione trova riscontro nel plot 2.12, in cui si vede che la distribuzione degli elettroni, inizialmente centrata in zero per valori di impulso bassi ($p \lesssim 1 \text{ GeV}/c$), tende a salire verso la zona $n_{\sigma}^{TPC} > 0$. In figura 2.16 si possono vedere due grafici per ogni coppia di intervalli di impulso studiata (in ascissa sono posti i centri degli intervalli di p); nel primo è mostrata la percentuale di contaminazione adronica presente all'interno di $-1 < n_{\sigma}^{TPC} < 3$ per l'intervallo di impulso considerato; nel secondo si riporta la quantità *1-efficienza*, che, per semplicità, si indica con ε . La grandezza *efficienza* è l'integrale della gaussiana di area normalizzata degli elettroni tra -1 e 3 (gli estremi del taglio su n_{σ}^{TPC}); tale valore è noto (dato che si sa che la gaussiana elettronica è a media nulla e σ unitaria) ed è pari a 0.84; di conseguenza, il valore atteso per ε è 0.16.

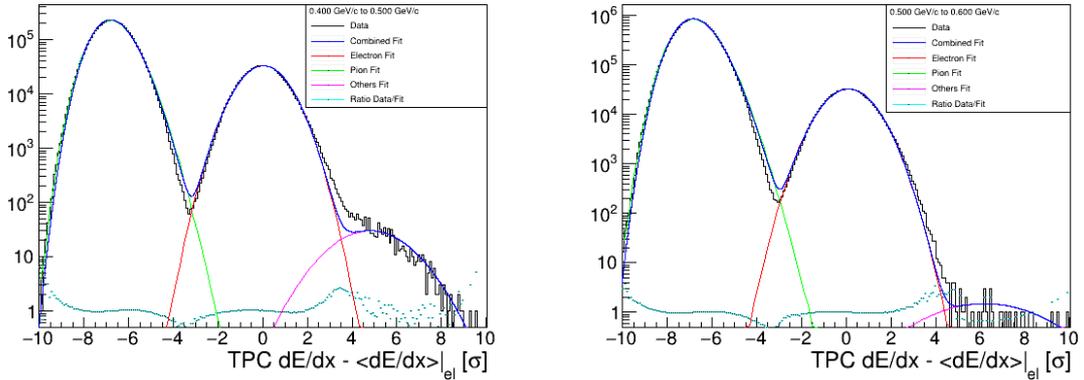
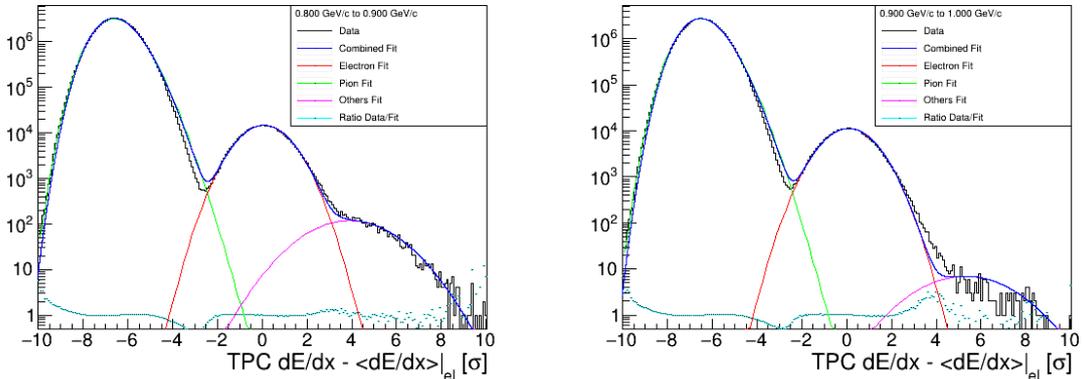
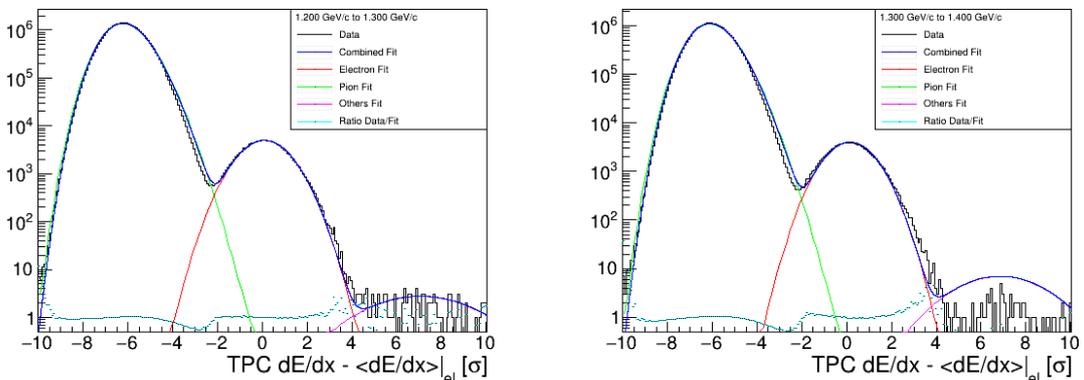
(a) $0.4 < p < 0.5 \text{ GeV}/c$ a destra, $0.5 < p < 0.6 \text{ GeV}/c$ a sinistra.(b) $0.8 < p < 0.9 \text{ GeV}/c$ a destra, $0.9 < p < 1.0 \text{ GeV}/c$ a sinistra.(c) $1.2 < p < 1.3 \text{ GeV}/c$ a destra, $1.3 < p < 1.4 \text{ GeV}/c$ a sinistra.

Figura 2.14: Alcuni intervalli di impulso analizzati.

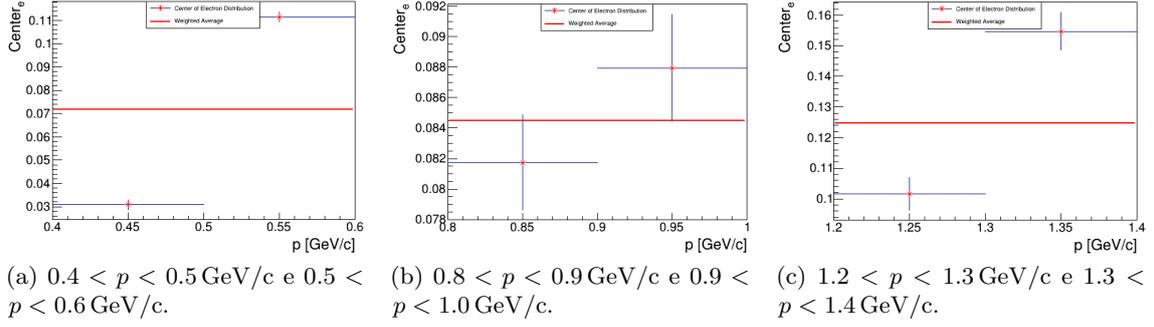


Figura 2.15: Andamento dei centri delle gaussiane di fit degli elettroni per le tre coppie di intervalli di impulso considerati.

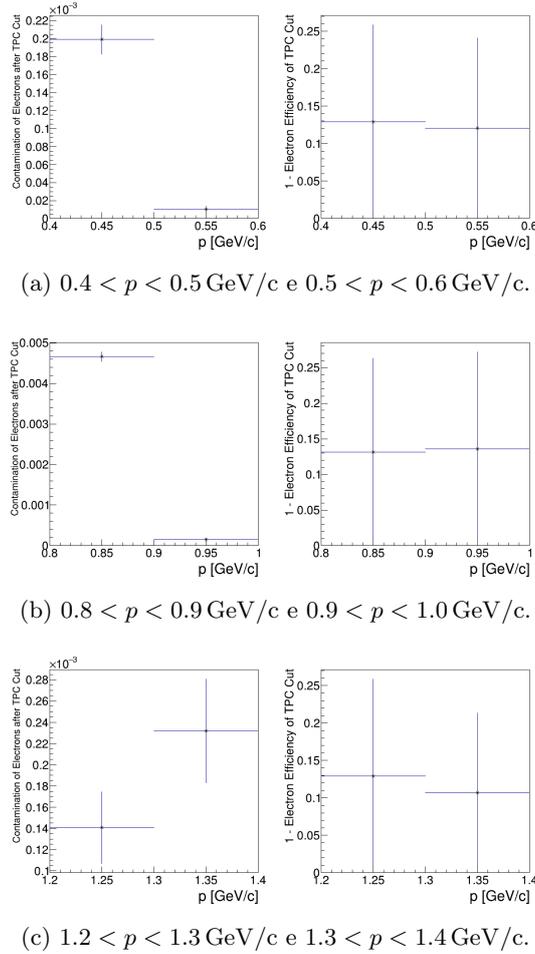


Figura 2.16: Percentuale di contaminazione ed efficienza per gli intervalli di impulso considerati.

Si nota che la contaminazione adronica stimata risulta di molto inferiore al 1‰ per tutti i valori di impulso; ciò si spiega ricordando che il campione di dati analizzato è relativo a collisioni p-p, le quali producono particelle con molteplicità ridotta; studiando tracce misurate da collisioni Pb-Pb, la percentuale di contaminazione adronica sarebbe maggiore. L'unica differenza tra i diversi intervalli di impulso studiati in quanto a percentuale di contaminazione è che essa diminuisce notevolmente in corrispondenza di impulsi $p \simeq 0.95 \text{ GeV}/c$; infatti, questa è una zona di 2.12 in cui la distribuzione degli elettroni è abbastanza isolata dalle distribuzioni degli adroni, nel senso che esse si sovrappongono poco. Per quanto riguarda i grafici a destra in 2.16, è evidente che, se per p bassi ε vale $\sim 0.13 - 0.14$, già per p intorno a $1.35 \text{ GeV}/c$ ε diminuisce e si attesta a ~ 0.105 , per poi diminuire ulteriormente; significa che il centro della gaussiana degli elettroni si sposta da 0 verso destra, cioè nella zona $n_{\sigma}^{TPC} > 0$, come si era già notato nei grafici di figura 2.15; questo spostamento del centro della gaussiana fa sì che gli elettroni non vengano selezionati con l'efficienza teorica di 84%, bensì con un'efficienza più alta, dal

momento che si integra la gaussiana elettronica in un intorno meno asimmetrico rispetto al suo centro; questo fatto può condurre a un'errata ricostruzione del campione di elettroni.

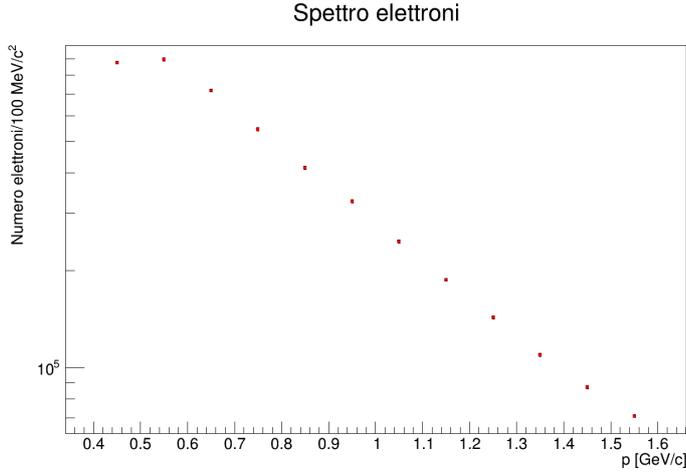


Figura 2.17: Spettro finale degli elettroni.

Per concludere, si mostra lo spettro degli elettroni in funzione dell'impulso misurato risultante da questa analisi (figura 2.17). Il numero di elettroni normalizzato (N) posto in ordinata è stato ricavato calcolando l'area della gaussiana degli elettroni tra $n_{\sigma}^{TPC} = -1$ e $n_{\sigma}^{TPC} = 3$ in ciascun intervallo di impulso considerato (S) e dividendola per la relativa efficienza (eff). L'errore di eff è stato stimato come 1% della misura di efficienza, mentre, dal momento che il numero di dati utilizzato è molto elevato e, dunque, la statistica è molta, l'errore su S è stato calcolato come \sqrt{S} . L'errore del numero di elettroni N è stato ricavato per propagazione.

Si sottolinea che questo non è uno spettro di elettroni provenienti da adroni con *heavy flavour*, ma è uno spettro inclusivo di elettroni; l'analisi svolta è il primo passo verso le successive selezioni necessarie per isolare uno spettro di elettroni da adroni con quark pesanti, qui non trattate, in quanto richiedono competenze più specifiche e tempi di lavoro più estesi. Si aggiunge solamente che, tra tutti, due degli *step* successivi riguardano il taglio sulla DCA, impostato per escludere la zona in cui i vertici ricostruiti vengono considerati primari, in modo da considerare tracce che provengono dai decadimenti in volo tipici dei mesoni D e B , i quali hanno lunghezze di decadimento tipiche di $\sim 100 - 500 \mu\text{m}$, e la simulazione Monte Carlo di tutte le componenti elettroniche presenti note. Lo spettro vero e proprio di elettroni da adroni con *heavy flavour* è ottenuto sottraendo tutti gli altri contributi contaminanti, oltre a quello adronico studiato in questo lavoro. L'analisi svolta è, quindi, propedeutica per il lavoro svolto dalla collaborazione ALICE e pubblicato in [27].

2.4 Conclusioni

L'obiettivo dall'analisi presentata in questo lavoro era sviluppare un primo approccio ai metodi di *Particle IDentification* utilizzati in ALICE per ottenere una misura qualitativa dello spettro di elettroni di adroni con quark pesanti. Si sottolinea che l'analisi svolta è il primo *step* del processo di selezione, più complesso e che richiede competenze e conoscenze più specifiche, che conduce all'estrapolazione dello spettro finale dei soli elettroni provenienti da *heavy-flavoured hadrons*. I risultati ottenuti in questo lavoro si reputano comunque soddisfacenti. Per migliorare tali risultati, si sono individuate due modalità. La prima è migliorare i parametri delle curve di fit utilizzate per ricavare le distribuzioni dei contributi di contaminazione adronica e degli elettroni (si veda la figura 2.14); si dovrebbero studiare curve di fit diverse da una gaussiana per descrivere il contributo contaminante delle particelle *others* per intervalli di alti impulsi, in cui il loro andamento si "appiattisce" e non è più possibile riconoscere un picco. La seconda modalità è considerare, dopo aver proiettato il grafico 2.12 lungo l'asse delle ordinate, intervalli di impulso di larghezza minore di $\Delta p = 100 \text{ MeV}/c$, soprattutto negli intervalli in cui la contaminazione adronica è elevata; questo aiuterebbe senz'altro a valutare con più precisione sia la percentuale di contaminazione che il campione di elettroni. Inoltre, l'analisi potrebbe proseguire esaminando zone ad impulso più elevato.

Bibliografia

- [1] <https://public-archive.web.cern.ch/en/research/AccelComplex-en.html>
- [2] [https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=111446\(graficoQGP\)](https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=111446(graficoQGP))
- [3] <https://www.bnl.gov/rhic/physics.asp>
- [4] <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/13/5/055008>
- [5] <https://cds.cern.ch/record/2263642>
- [6] https://www.researchgate.net/figure/ALICE-coordinate-system_fig11_24177204
- [7] <https://cds.cern.ch/record/2302924>
- [8] https://cds.cern.ch/record/2242545/files/PID_tof.png
- [9] https://www.researchgate.net/publication/312492840_Overview_of_ALICE_results_in_pp_pA_and_AA_collisions
- [10] <https://i.stack.imgur.com/HQrXY.png>
- [11] https://indico.cern.ch/event/294651/contributions/671929/attachments/552041/760669/Delmastro_ESIPAP2014_3.pdf
- [12] http://tesi.cab.unipd.it/56997/1/Tesi_LM_Faggin_Mattia.pdf
- [13] A. Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics*, Cambridge University Press (2008)
- [14] <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>
- [15] <https://it.wikipedia.org/wiki/CERN>
- [16] https://it.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider
- [17] <http://alice.web.cern.ch/>
- [18] <https://en.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidity>
- [19] <https://it.wikipedia.org/wiki/Pseudorapidit%C3%A0>
- [20] https://it.wikipedia.org/wiki/Interazioni_fondamentali
- [21] <https://www.bo.infn.it/alice/Tesi/magistrali/tesiSilenziLS.pdf>
- [22] <http://alice.web.cern.ch/detectors/more-details-alice-its>
- [23] <http://alice.web.cern.ch/detectors/more-details-alice-tpc>
- [24] <http://alice.web.cern.ch/detectors/more-details-time-flight>
- [25] https://it.wikipedia.org/wiki/Formula_di_Bethe
- [26] <http://hep.fi.infn.it/FOC/didattica/fisica/rivelatori/lezione4.pdf>
- [27] <https://arxiv.org/abs/1910.09110>