



Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Tesi di Laurea Magistrale

MISURA DI ELETTRONI DA DECADIMENTI DI
ADRONI CON CHARM E BEAUTY IN COLLISIONI
PB-PB A LHC CON ALICE

Candidato: MATTIA FAGGIN

Relatore interno: Marcello Lunardon (marcello.lunardon@pd.infn.it)
Controrelatore: Donatella Lucchesi (donatella.lucchesi@pd.infn.it)

Relatore esterno: Silvia Masciocchi (s.masciocchi@gsi.de),
ALICE department leader a GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung), Darmstadt,
Germania

Anno accademico 2016/2017

Ringraziamenti

Dopo aver trascorso il semestre marzo-agosto 2017 nella città tedesca di Heidelberg grazie al progetto ERASMUS, il mio lavoro di tesi magistrale è giunto al termine. Intendo ora dedicare qualche parola per esprimere la mia gratitudine a coloro che hanno avuto un ruolo importante in questa esperienza. In primo luogo, ringrazio di cuore Silvia Masciocchi, la quale ha accettato con entusiasmo di accogliermi come suo *master student* a Heidelberg, nonché Andrea Dubla, che l'ha aiutata nella mia supervisione. Hanno sempre avuto la pazienza di fornirmi le spiegazioni che necessitavo e trovato un momento per dedicarmi la giusta attenzione, nonostante le loro agende fitte di impegni, insegnandomi molto. Un ringraziamento per Marcello Lunardon e Andrea Dainese è altrettanto doveroso: nonostante non abbiano seguito direttamente il mio lavoro, sono sempre stati presenti e puntuali nel leggere e commentare i resoconti che fornivo loro, dandomi sempre la sensazione di essere seguito a distanza nel modo opportuno. Infine, il ringraziamento più grande e speciale va ai miei genitori: senza la loro presenza e il loro appoggio questa esperienza formativa e di vita non sarebbe mai stata possibile.

Indice

1	Introduzione	1
2	La fisica degli ioni pesanti	5
2.1	La cromodinamica quantistica	5
2.2	Il <i>Quark-Gluon Plasma</i> (QGP)	8
2.3	Collisioni tra ioni pesanti	9
2.3.1	Centralità delle collisioni	9
2.3.2	Evoluzione spazio-temporale della collisione	12
2.4	Segni distintivi del QGP	14
2.4.1	Flusso anisotropo	15
2.4.2	Effetti di materia nucleare calda	16
2.4.3	Effetti di materia nucleare fredda	21
3	L'esperimento ALICE	25
3.1	Il collisore LHC	25
3.2	Apparato sperimentale	27
3.2.1	<i>Inner Tracking System</i> (ITS)	28
3.2.2	<i>Time Projection Chamber</i> (TPC)	31
3.2.3	<i>Time Of Flight</i> (TOF)	33
3.2.4	VZERO	35
4	Analisi dati	37
4.1	Selezione degli eventi	37
4.2	Selezione delle tracce	38
4.3	Identificazione degli elettroni	39
4.4	Contaminazione adronica residua	41
4.4.1	Abbondanza delle specie particellari	41
4.4.2	Parametrizzazione della contaminazione adronica	44
4.5	Sottrazione del fondo	47
4.5.1	Metodo di individuazione degli elettroni fotonici	48
4.5.2	Efficienza di <i>tagging</i>	50
4.5.3	Efficienza di ricostruzione degli elettroni	54
4.6	Spettro di elettroni da adroni con <i>heavy-flavour</i>	58
4.7	Incertezze sistematiche	61
4.8	Risultati	67
4.9	Confronto con i modelli teorici	72
4.10	Conclusioni	74

A	Incertezze sistematiche - grafici	77
A.1	Tracce inclusive	77
A.2	Tracce associate e coppie fotoniche	80
B	Studi aggiuntivi	83
B.1	Contaminazione adronica residua	83
	Elenco delle figure	87
	Elenco delle tabelle	93
	Bibliografia	95

Capitolo 1

Introduzione

Secondo la *Lattice QCD* (LQCD), il *Quark-Gluon-Plasma* (QGP) costituì lo stato fisico della materia nei primi $10 \mu\text{s}$ dopo il Big-Bang, nel quale i quark e i gluoni non erano confinati all'interno degli adroni, ma si presentavano come particelle libere (si veda figura 1.1). A causa della rapida espansione dell'universo, il plasma subì una transizione di fase che provocò la produzione dei primi adroni, in particolare i nucleoni, che costituiscono i componenti fondamentali della materia nucleare. La produzione di adroni cominciò quando l'universo raggiunse la temperatura $T \sim 1.8 \times 10^{12} \text{ K}$ ($\sim 150 \text{ MeV}$), passando quindi dallo stato di QGP a quello di gas di adroni. La continua riduzione di temperatura dell'universo provocò il fenomeno della nucleo-sintesi ($t \sim 10^3 \text{ s}$ dopo il Big-Bang) e successivamente la creazione dei primi atomi ($t \sim 10^{13} \text{ s}$ dopo il Big-Bang), quindi la formazione della materia ordinaria come la conosciamo oggi (si veda figura 1.2).

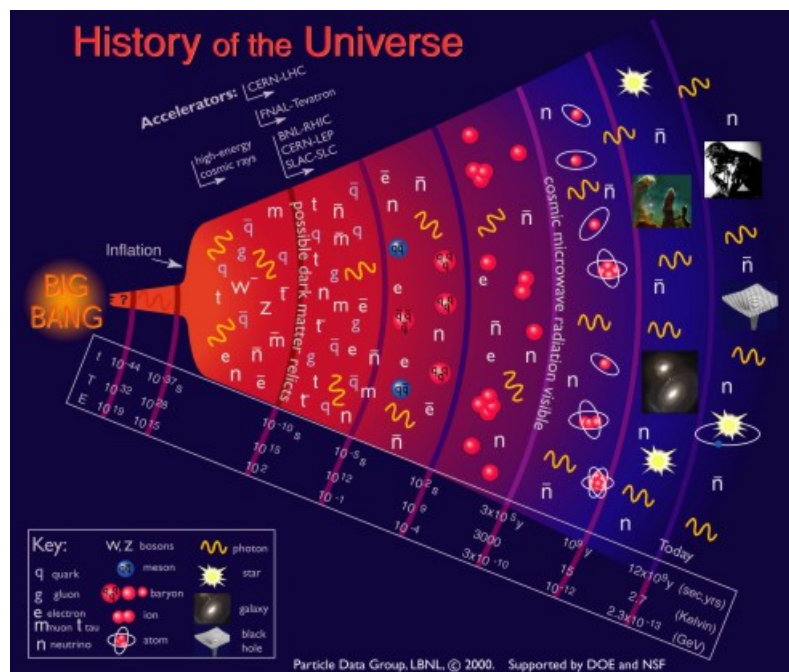


Figura 1.1: Evoluzione temporale dell'universo. Nell'immagine si mette in evidenza la comparsa delle diverse specie particellari e la successiva formazione della materia nucleare e atomica in funzione del tempo trascorso dopo il Big-Bang. Nel riquadro si riporta la temperatura dell'universo in Kelvin e GeV in ciascuna fase della sua evoluzione. Immagine tratta da [1].

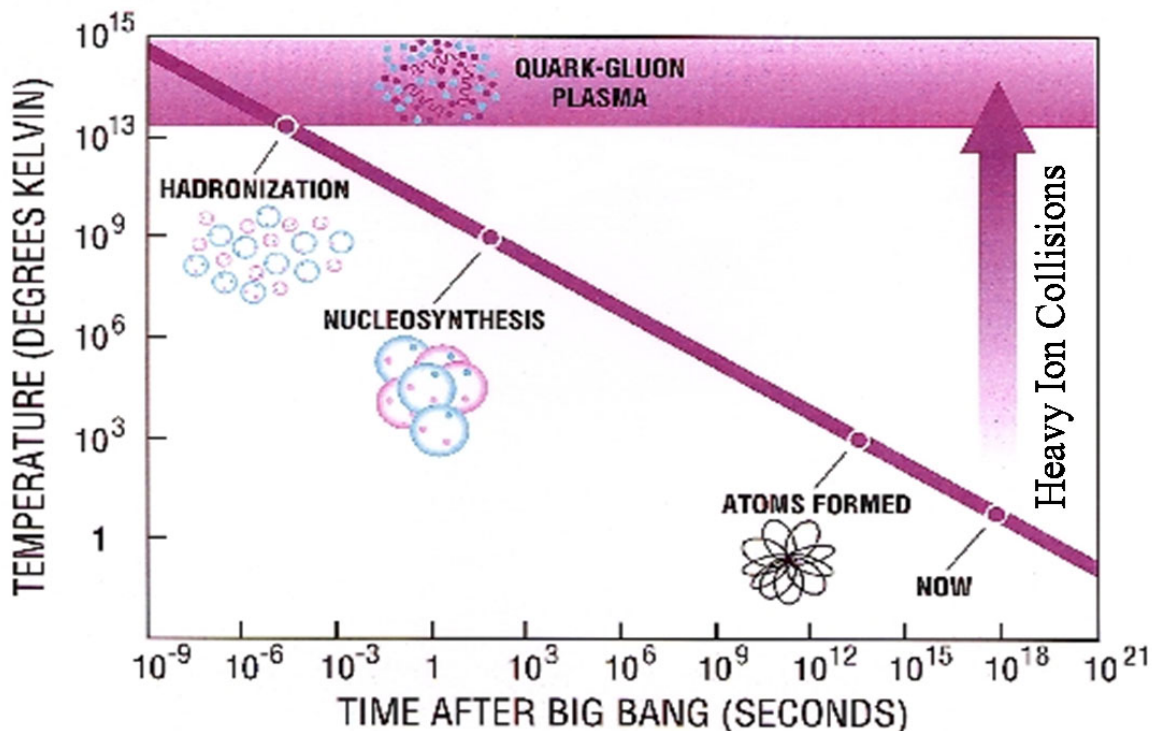


Figura 1.2: Andamento della temperatura dell'universo in funzione del tempo trascorso dal Big-Bang. Si evidenziano i processi principali che contraddistinguono lo sviluppo della materia, sino alla forma nota oggi. La freccia in rosso indica come le collisioni tra ioni pesanti permettano di indagare il regime di QGP, caratteristico dell'universo primordiale. Immagine tratta da [2].

Lo studio delle proprietà del QGP può dunque permettere di incrementare la nostra comprensione sull'universo primordiale e sulle fasi che ne contraddistinsero l'evoluzione. Per questo motivo, utilizzando collisioni tra ioni pesanti a energie ultra-relativistiche si cerca di riprodurre in laboratorio questo stato della materia, riproducendo le condizioni estreme che ne permisero la formazione. ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) è uno dei quattro esperimenti presenti a LHC (*Large Hadron Collider*) al CERN ed è dedicato allo studio delle collisioni tra ioni di piombo (Pb-Pb), con le quali si riproduce il *Quark-Gluon Plasma* in laboratorio. Le sue proprietà vengono studiate tramite la rivelazione degli adroni nello stato finale, analizzando come la formazione di questo mezzo deconfinato influenzi le abbondanze particellari prodotte e i loro parametri cinematici.

In questa tesi si studiano gli effetti del QGP sugli adroni con *heavy flavour*, contenenti cioè un quark *charm* o *beauty*. A causa della loro massa elevata ($m_c \approx 1.5 \text{ GeV}/c^2$, $m_b \approx 4.7 \text{ GeV}/c^2$), nelle collisioni tra ioni pesanti essi vengono prodotti principalmente nelle collisioni partoniche iniziali, in cui avviene un grande trasferimento di impulso. Queste ultime hanno tempi di formazione caratteristici inferiori rispetto a quelli di termalizzazione del mezzo deconfinato ($\sim 0.6 - 1 \text{ fm}/c$) [4]. Di conseguenza, essi preesistono alla formazione del QGP e poi interagiscono con esso. Attraverso lo studio delle proprietà fisiche degli adroni con quark pesanti, è possibile quindi studiare alcune proprietà del sistema interagente, in particolare le caratteristiche dei meccanismi di perdita di energia nel mezzo e l'eventuale termalizzazione dei quark pesanti. [5]. In particolare, in questo lavoro si presenta un'analisi di adroni contenenti *charm* e *beauty* attraverso canali di de-

cadimento semi-elettronici in collisioni Pb-Pb registrate nel 2015 all'energia nel centro di massa per coppia di nucleoni di $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV con l'esperimento ALICE. Gli elettroni vengono ricostruiti e identificati applicando delle selezioni sui segnali dei rivelatori *Time Projection Chamber* (TPC), *Inner Tracking System* (ITS) e *Time Of Flight* (TOF) per intervalli intermedi di rapidità¹. Il principale contributo di fondo allo spettro in impulso trasverso (p_T) degli elettroni da adroni con *heavy-flavour* è dovuto agli elettroni derivanti da conversione di fotoni $\gamma \rightarrow e^+e^-$ e da decadimenti Dalitz dei mesoni leggeri $\pi^0, \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$, ricostruiti attraverso un'analisi di massa invariante. Dopo la sottrazione del fondo, si ottiene la distribuzione in impulso trasverso di elettroni derivanti dal decadimento di adroni contenenti quark *charm* e *beauty*, con il quale, infine, si stima il fattore di modificazione nucleare R_{AA} . Nel caso di eventi Pb-Pb il fattore di modificazione nucleare devia dall'unità, dimostrando che i quark pesanti interagiscono con il QGP, perdendo energia principalmente per radiazione di gluoni soprattutto nella regione di elevato impulso trasverso p_T . [6]. La misura del fattore di modificazione nucleare a basso p_T permette invece di valutare la possibile influenza di effetti di stato iniziale, come la modificazione delle funzioni di distribuzione partoniche (PDF), che causano una soppressione nella produzione di quark pesanti. I *charm* e *beauty* con basso impulso trasverso contengono inoltre informazioni circa i diversi meccanismi di adronizzazione, come la frammentazione nel vuoto e la coalescenza nel plasma. Secondo alcuni modelli, quest'ultimo meccanismo contribuisce in modo significativo alla produzione degli adroni con impulso trasverso basso o intermedio. Infine, i quark pesanti possono termalizzare nel plasma a causa delle interazioni con i suoi costituenti e quelli a basso p_T possono partecipare ai moti collettivi del sistema.

¹La *rapidità* è un parametro definito come segue:

$$y := \operatorname{arctanh} \beta_L = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_L}{1 - \beta_L} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}. \quad (1.1)$$

Capitolo 2

La fisica degli ioni pesanti

2.1 La cromodinamica quantistica

L'interazione forte è una delle quattro forze fondamentali presenti in natura. Essa regola i fenomeni nucleari e, a livello elementare, descrive l'attrazione tra i quark mediante lo scambio di gluoni. La teoria di campo quantistica che descrive questa interazione è la *cromodinamica quantistica* (QCD: *Quantum Chromo-Dynamics*), teoria di *gauge* non abeliana che gode della simmetria sotto il gruppo locale SU(3) di colore. La sua densità di lagrangiana è [10]

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{2} \text{Tr}[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \sum_{k=1}^{n_f} \bar{q}_k (i\gamma^\mu D_\mu - m_k) q_k, \quad (2.1)$$

con n_f il numero di sapori dei quark. La costante di accoppiamento di questa teoria è la *costante di accoppiamento forte* α_S , con la quale si definisce la costante adimensionale $g_S = \sqrt{4\pi\alpha_S}$ che quantifica l'entità della forza descritta. Tuttavia, essa non è costante, in quanto il suo valore dipende dalla scala di energia del processo considerato. Nelle teorie quantistiche di campo perturbative, infatti, un generico processo di collisione o di decadimento è descritto in prima approssimazione da diagrammi di Feynman a livello albero (*tree level*). Mano a mano che l'energia di perturbazione del sistema aumenta, è necessario considerare anche i contributi, non più trascurabili, dovuti a correzioni a *1-loop* (in generale: *Next-to Leading Order* (NLO)).

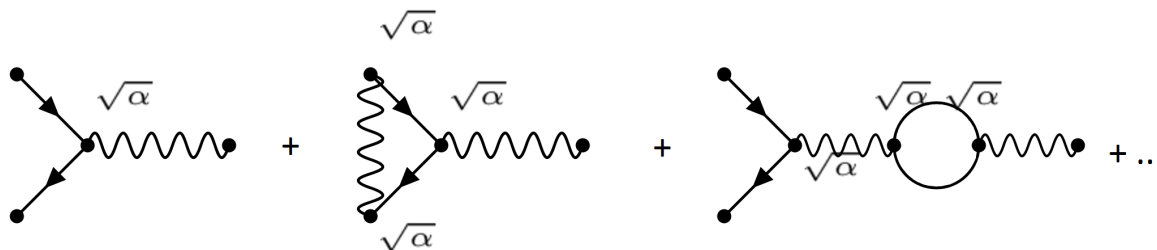


Figura 2.1: Diagrammi di vertice a livello albero più correzioni a *1-loop* in QED.

In figura 2.1 sono illustrati i diagrammi di vertice a livello albero e a livello *1-loop* per la *elettrodinamica quantistica* (QED: *Quantum Electro-Dynamics*), la teoria di campo che descrive l'interazione elettromagnetica. La costante di accoppiamento associata a ogni vertice è quella *nuda* $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, con $e = 1.602176565(35) \times 10^{-19}C$ [8], ma quando si

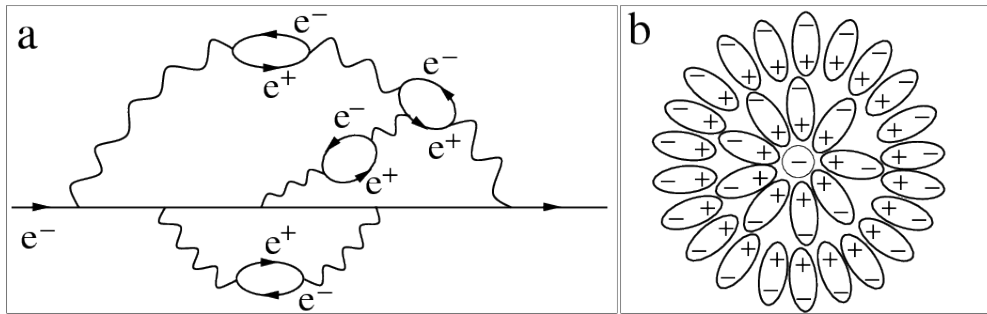


Figura 2.2: a): schermatura della carica elettrica in QED; b): analogia dello *screening* della carica in un materiale dielettrico. Immagine tratta da [9].

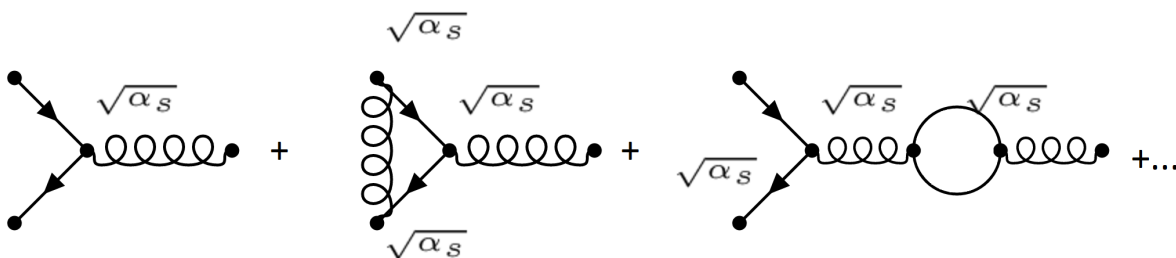


Figura 2.3: Diagrammi di vertice a livello albero più correzioni a *1-loop* in QCD. Tra le correzioni all'ordine *1-loop* è presente anche quella con loop di gluoni (assente in figura).

effettua una misura sperimentale si osserva la carica *effettiva*. I contributi delle correzioni a *1-loop* e in generale di quelle NLO diventano tanto meno trascurabili quanto più l'energia del γ virtuale aumenta e ciò che questi comportano sulla carica stessa è un effetto di schermatura (si veda figura 2.2). In vicinanza di una carica elettrica le coppie e^+e^- prodotte continuamente dalla polarizzazione del vuoto si orientano come un dipolo elettrico, provocando un effetto di schermo che risulta tanto più elevato quanto più l'osservatore è distante dalla carica. In virtù di ciò, l'andamento della carica elettrica in funzione di Q^2 è

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - z_f \frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi} \ln(|Q|^2/\mu^2)}, \quad (2.2)$$

dove

$$z_f = 3(\text{leptons}) + 3(\text{colors}) \times \frac{4}{9} \times 2(u, c) + 3 \times \frac{1}{9} \times 3(d, s, b) = 6.67 \quad (2.3)$$

è la somma dei quadrati delle cariche delle particelle che possono contribuire nelle correzioni a *1-loop*, mentre μ è una costante di scala energetica di riferimento. La quantità Q^2 corrisponde all'energia del centro di massa del sistema (variabile di Mandelstam $s \geq 0$) o al quadri-impulso trasferito (variabile di Madelstam $t \leq 0$), in base alla situazione considerata [11].

La situazione cambia radicalmente in QCD: se la produzione di coppie $q\bar{q}$ provoca un effetto di schermo sulla carica di colore analogo a quello visto per la QED, il contributo dovuto ai gluoni risulta essere opposto e più intenso (*anti-screening*). Questa proprietà venne teorizzata nel 1973 da D. Politzer (Politzer 1973 [12]) e da D. Gross e F. Wilczek (Gross & Wilczek 1973 [13]), i quali trovarono la seguente equazione per α_s :

$$\alpha_s(|Q|^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} (33 - 2n_f) \ln(|Q|^2/\mu^2)}, \quad (2.4)$$

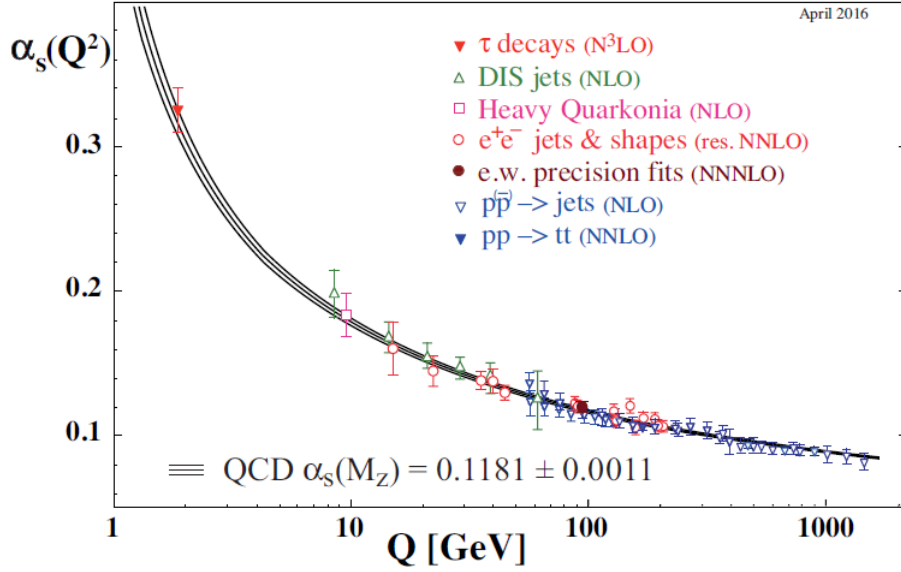


Figura 2.4: Misure di α_S in funzione della scala di energia Q . Immagine tratta da [7].

dove n_f è il numero di sapori che contribuiscono alle correzioni *1-loop*, cioè quelli tali che $m_f < |Q|$ [11].

Come mostrato in figura 2.4, a differenza di α la costante di accoppiamento α_S diminuisce con l'incremento dell'energia, tendendo asintoticamente a 0 per $Q \rightarrow \infty$: questa è la cosiddetta *libertà asintotica*. Nei regimi di alta energia è quindi possibile studiare i processi fisici con approccio perturbativo, il quale risulta vincente nella predizione di molti fenomeni. Tuttavia, nei regimi di bassa energia (≤ 1 GeV) la QCD perturbativa (pQCD) non è più utilizzabile, in quanto $\alpha_S \sim 1$. In questo caso è dunque necessario utilizzare teorie diverse, come ad esempio la *Lattice QCD* (LQCD) [14]. In particolare,

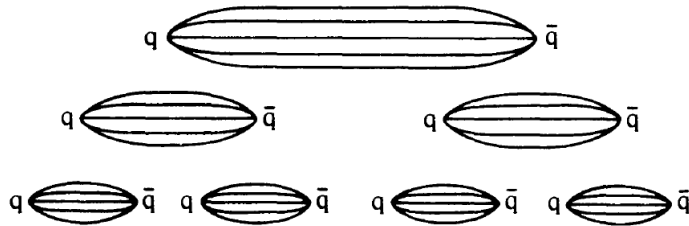


Figura 2.5: Confinamento di colore. Immagine tratta da [10].

la LQCD prevede il fenomeno del *confinamento di colore*, secondo il quale gli stati ad energia finita della teoria sono i soli singoletti del gruppo di colore SU(3). Da un punto di vista fenomenologico, questo implica che in natura non esistono quark liberi, ma soltanto confinati all'interno di adroni. I quark, infatti, sono legati tra loro dal potenziale [15]

$$V(r) = Kr - \frac{\alpha}{r}, \quad (2.5)$$

il quale possiede una componente coulombiana ($\sim 1/r$) e una forte ($\sim r$), crescendo linearmente con la distanza per grandi valori di r ($V(r) \rightarrow Kr$) [10]. In virtù di ciò, quando si cerca di separare un coppia $q\bar{q}$, come mostrato in figura 2.5, la scissione in due

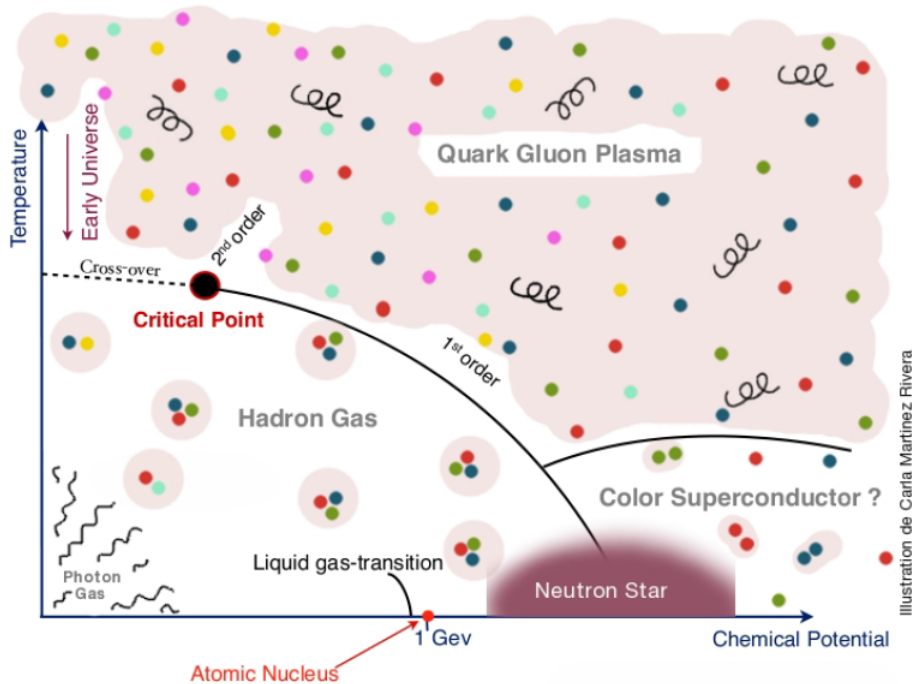


Figura 2.6: Diagramma di fase della QCD. Immagine tratta da [15].

nuove coppie $q\bar{q}$ diventa energeticamente favorevole, a causa dell'incremento lineare di energia del sistema, rispetto al deconfinamento dei quark [10].

2.2 Il Quark-Gluon Plasma (QGP)

In condizioni di elevata temperatura e/o pressione (densità barionica), la LQCD prevede che la materia soggetta all'interazione forte si manifesti sotto forma di un nuovo stato fisico, detto *Quark-Gluon Plasma* (QGP), nel quale i quark e i gluoni, che normalmente sono confinati all'interno degli adroni, si presentano come particelle libere. In figura 2.6 è illustrato il diagramma di fase della QCD. La grandezza in ascissa è il *potenziale bario-chimico* μ_B , legato alla differenza tra le densità numeriche di barioni e antibarioni $n_B - n_{\bar{B}}$, quantificando la densità barionica netta. Per bassi valori di temperatura e per $\mu_B \sim 1$ GeV si osserva la materia adronica ordinaria, mentre per valori maggiori del potenziale bario-chimico il sistema subisce una transizione di fase del primo ordine verso il QGP [19].

Questa transizione di fase è legata al ripristino della simmetria chirale della QCD. In particolare, nel caso di $m_{u,d,s} = 0$, la densità di lagrangiana 2.1 gode di una simmetria chirale, esprimibile come l'invarianza sotto il gruppo globale $SU(3)_L \times SU(3)_R$ ¹. Una delle

¹Per $m_{u,d,s} = 0$ la 2.1, ponendo $\psi_{L,R} = \frac{1 \mp \gamma^5}{2} \psi$, diventa

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{2} \text{Tr}[G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}] + \sum_{k=1}^3 i (\bar{q}_L^k \gamma^\mu D_\mu q_L^k + \bar{q}_R^k \gamma^\mu D_\mu q_R^k).$$

Applicando ora $SU(3)_L \ni \Lambda^L : q_L \mapsto \Lambda^L q_L$ e $SU(3)_R \ni \Lambda^R : q_R \mapsto \Lambda^R q_R$, con $q_{L,R} = \begin{pmatrix} u_{L,R} \\ d_{L,R} \\ s_{L,R} \end{pmatrix}$ la suddetta lagrangiana resta invariata.

conseguenze di questa teoria sarebbe la totale assenza dei condensati $q\bar{q}$, cosa che però è smentita dalle evidenze sperimentali (per esempio, in natura esistono i pioni $\pi^+ = u\bar{d}$ e $\pi^- = \bar{u}d$). L'insorgere di questi stati condensati è dovuto alla rottura *spontanea* della simmetria chirale, ossia la simmetria $SU(3)_L \times SU(3)_R$ è rispettata dalla lagrangiana, ma viene rotta dagli stati a bassa energia, ripristinandosi invece ad alte energie. Tale ripristino consiste in una condizione sufficiente per poter affermare l'esistenza di una transizione di fase di QCD [15].

La transizione dallo stato ordinario a quello di QGP da parte della materia soggetta all'interazione forte può avvenire in due modi [19]:

1. per $T \sim 0$ e $\mu_B \rightarrow \infty$, in cui le densità in gioco sono così elevate che gli adroni si sovrappongono tra loro, perdendo di fatto la loro identità. Si suppone che questo tipo di *Quark-Gluon Plasma* si trovi all'interno delle stelle di neutroni, in grado di produrlo grazie al collasso gravitazionale;
2. per $T \rightarrow \infty$ e $\mu_B \rightarrow 0$, in cui l'energia termica è così elevata da rompere i legami interni agli adroni stessi. Tuttavia, in questo caso non si parla di una vera e propria transizione di fase, quanto di un passaggio continuo dal gas di adroni al QGP. Secondo la LQCD, il punto critico del diagramma di fase 2.6 è caratterizzato dalla temperatura $T_C = 154 \pm 9$ MeV e dalla densità di energia $\epsilon_C \approx 0.34 \pm 0.16$ GeV/fm³ [20]. Il regime di alta T e basso μ_B è quello studiato attraverso collisioni tra ioni pesanti agli acceleratori *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) e *Large Hadron Collider* (LHC).

2.3 Collisioni tra ioni pesanti

2.3.1 Centralità delle collisioni

L'esperimento ALICE cerca di riprodurre il QGP in laboratorio attraverso collisioni di ioni di piombo (Pb-Pb). Utilizzando collisioni di ioni pesanti a energie ultra-relativistiche si raggiungono densità di energia superiori a ~ 1 GeV/fm³, con le quali si è in grado di ottenere il *Quark-Gluon Plasma* [3]. In figura 2.7 è illustrata la geometria tipica di un processo di collisione tra due ioni. La direzione del moto \hat{z} è ortogonale al piano trasverso xy (evidenziata in rosso in figura), sul quale si definisce il parametro d'impatto b che, insieme all'asse \hat{z} individua il *piano di reazione* dell'evento.

Gli ioni coinvolti nelle collisioni sono accelerati a energie ultra-relativistiche, quindi subiscono una contrazione di Lorentz lungo la direzione di volo z . Nel piano trasverso, essi ricoprono una superficie estesa che non sempre è interamente coinvolta nella collisione, ma spesso solo in parte (si veda figura 2.7), in base alla *centralità*. Essa è definita come

$$c(b) = \frac{\int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'}{\int_0^\infty \frac{d\sigma}{db'} db'} = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db' , \quad (2.6)$$

dove b è il *parametro di impatto* della collisione, ossia la proiezione lungo il piano trasverso del segmento che congiunge i centri dei nuclei coinvolti. Più le collisioni sono centrali, più la quantità di particelle prodotte è elevata (si veda figura 2.8) e questo permette di esprimere il parametro di centralità in funzione del numero di particelle cariche rivelate N_{ch} . Infatti, poiché b non è determinabile sperimentalmente, la centralità si ridefinisce

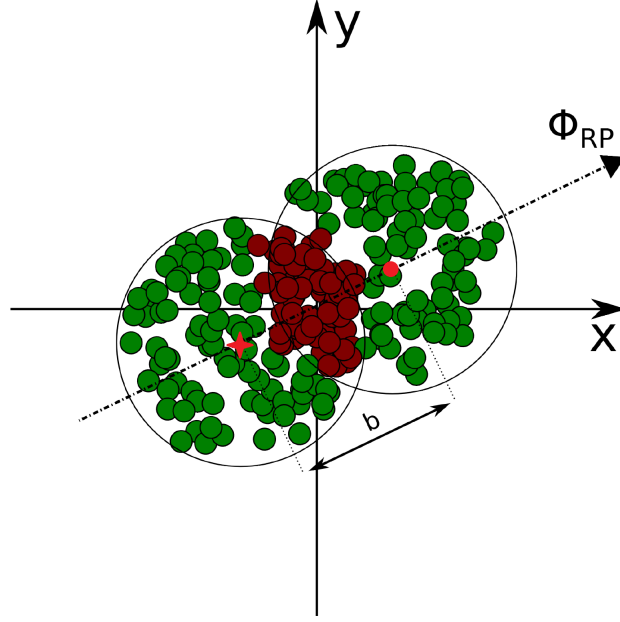


Figura 2.7: Collisione tra due ioni. La direzione del moto \hat{z} è ortogonale al piano trasverso xy . La quantità Φ_{RP} individua il piano di reazione. Lo ione di sinistra si muove nel verso entrante alla pagina, quello di destra nel verso uscente, come evidenziato in rosso. Immagine tratta da [20].

come la frazione di sezione d'urto σ_{AA} con la maggior molteplicità misurata di particelle cariche N_{ch} :

$$c \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_{N_{ch}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dN'_{ch}} dN'_{ch} \approx \frac{1}{N_{ev}} \int_{N_{ch}}^{\infty} \frac{dn}{dN'_{ch}} dN'_{ch}, \quad (2.7)$$

dove la sezione d'urto può essere sostituita con il numero di eventi osservati n (dopo aver corretto per l'efficienza di *trigger* e per il fondo dovuto a interazioni non adroniche). Le approssimazioni di cui alla 2.7 valgono solo qualora si supponga che la molteplicità aumenti in modo monotono all'aumentare del volume di sovrapposizione nucleare nella regione intermedia di rapidità [3][19]. Sulla base di ciò, si parla di *evento centrale* quando la maggior parte del volume nucleare è coinvolto nella collisione, mentre in un *evento periferico* la sovrapposizione tra i due nuclei è bassa. Dunque, il numero di nucleoni partecipanti N_{part} , che cioè subiscono almeno una collisione, e il numero di collisioni binarie N_{coll} dipendono dal parametro d'impatto b , ossia dalla centralità [20].

In figura 2.8 è illustrata la distribuzione del segnale registrato dagli scintillatori VZERO dell'esperimento ALICE nell'analisi di dati Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, proporzionale alla molteplicità di particelle cariche prodotte. In accordo con l'equazione 2.7, i percentili di questa distribuzione individuano le diverse finestre di centralità (0 – 5%, 5 – 10%, ...) associate a diversi valori del parametro d'impatto. La curva rossa descrive il *fit* ottenuto con il modello di Glauber [16][17], secondo il quale il numero di particelle n prodotte da una singola collisione Pb-Pb è descritta dalla distribuzione binomiale negativa (NBD)

$$P_{\mu,k}(n) = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \cdot \frac{(\mu/k)^n}{(\mu/k+1)^{n+k}}, \quad (2.8)$$

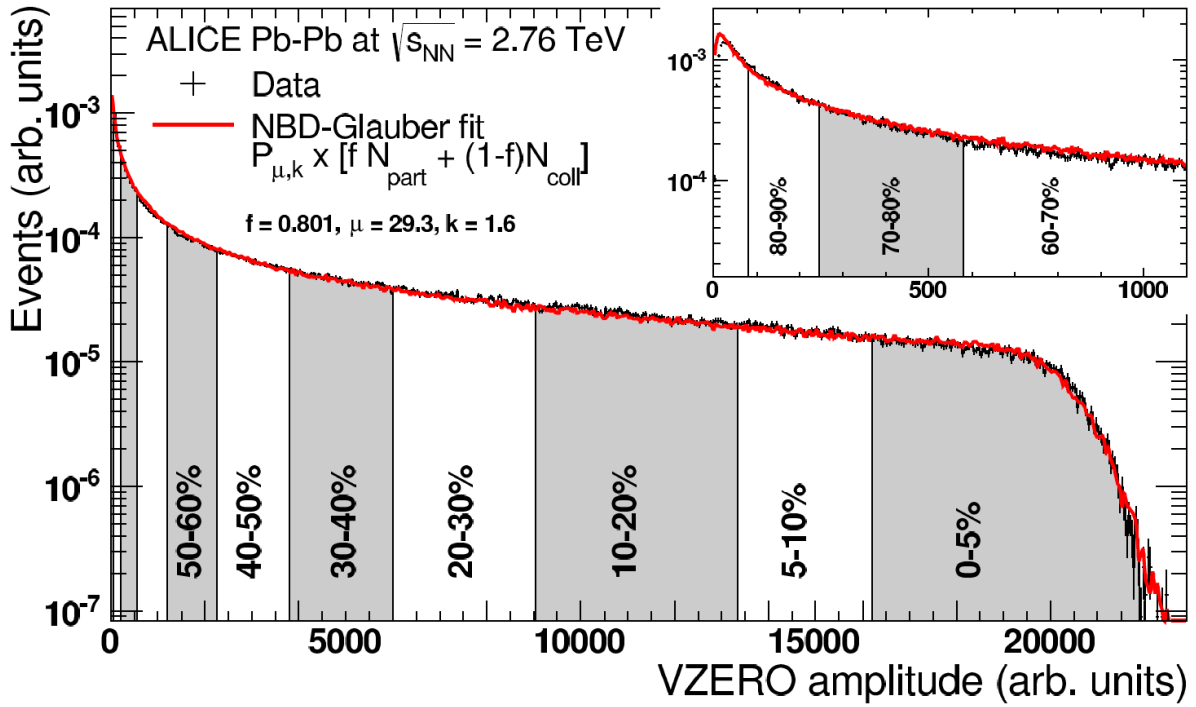


Figura 2.8: Distribuzione della somma dei segnali registrati dagli scintillatori VZERO dell'esperimento ALICE nell'analisi di dati Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [18].

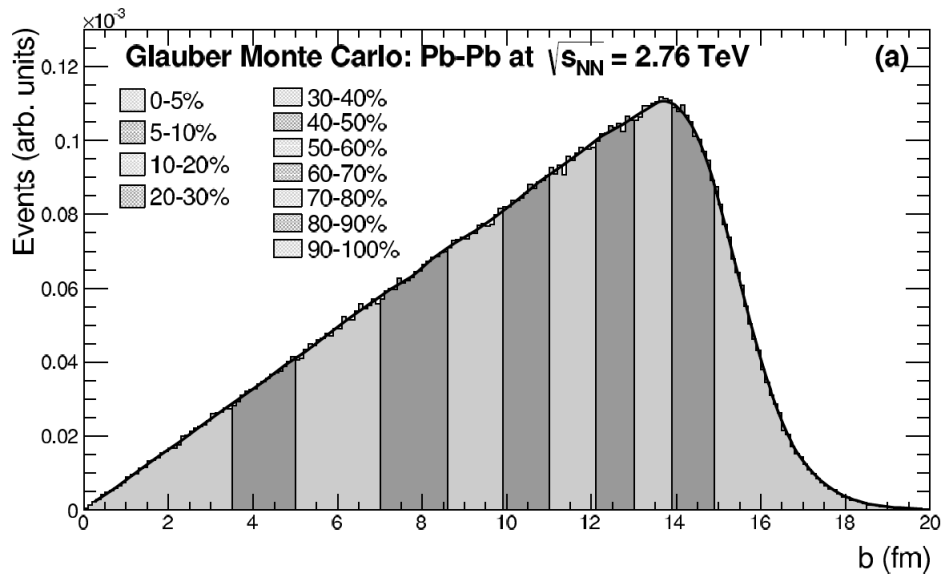


Figura 2.9: Distribuzione del parametro d'impatto per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [18].

con $\Gamma(x)$ la funzione *gamma* di Eulero ², dove $\langle n \rangle = \mu$ e $D = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2} = \sqrt{\mu \left(\frac{\mu}{k} + 1 \right)}$ è la larghezza della distribuzione, controllata dal parametro k [18]. L'andamento della curva di *fit* è coerente con la distribuzione del parametro d'impatto (si veda figura 2.9): essa, infatti, dopo un tratto iniziale nel quale $d\sigma/db \sim 2\pi b$, raggiunge un valore massimo per poi decrescere velocemente a 0. Questo comportamento implica che, in corrispondenza di parametri d'impatto maggiori (i.e.: minori centralità), il numero di eventi è più elevato e questo giustifica la diversa larghezza dei percentili nella distribuzione di figura 2.8.

2.3.2 Evoluzione spazio-temporale della collisione

La riproduzione del QGP attraverso collisioni tra ioni pesanti si sviluppa in varie fasi, come mostrato nelle figure 2.10, 2.11:

- a) gli ioni, accelerati a tal punto da possedere energie ultra-relativistiche ($E \geq m$) e quindi sottoposti alla contrazione di Lorentz, collidono al tempo τ_{cross} , stimato come

$$\tau_{\text{cross}} = 2R/\gamma, \quad (2.9)$$

dove R è il raggio dei nuclei, mentre γ è il fattore di Lorentz. Secondo l'ipotesi di Bjorken:

$$\tau_{\text{cross}} < \tau_{\text{strong}} \sim 1/\Lambda_{\text{QCD}} \sim 1 \text{ fm}/c, \quad (2.10)$$

dove τ_{strong} è la scala temporale delle interazioni forti, con $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 200 \text{ MeV}$. In base a questa assunzione, i processi di collisione con alto trasferimento di impulso avvengono solo una volta che i nuclei collidenti si stanno allontanando l'uno dall'altro [15]. Le collisioni tra i partoni all'interno dei nuclei producono le cosiddette sonde ad alto p_{T} , tra cui, in particolare, i quark pesanti [19];

- b) il sistema formato all'istante τ_{strong} raggiunge una condizione di equilibrio termico locale ad un istante τ_{term} successivo, a causa delle collisioni multiple tra le particelle costituenti, caratterizzate da un cammino libero medio $\lambda \approx 0.1 \text{ fm}$ [15]. La temperatura attesa in questa fase per il QGP riprodotto a LHC è di circa 600 MeV o superiore [35];
- c) per tempi $\tau > \tau_{\text{term}}$, il sistema inizia ad evolvere secondo le leggi della idrodinamica relativistica. Inizialmente, esso è sottoposto ad un'espansione longitudinale, poiché il gradiente di pressione lungo la direzione del moto dei nuclei risulta maggiore rispetto a quello nel piano trasverso, la quale dura sino all'istante $\tau_{\text{long}} \sim R/c$ e provoca un raffreddamento del QGP [15];
- d) ad istanti di tempo $\tau \geq \tau_{\text{long}}$, il sistema cessa di espandersi longitudinalmente, subendo tuttavia un'espansione tridimensionale sino a quando non raggiunge la temperatura critica $T = T_C$ [15]. A questo punto, avviene la transizione di fase dallo stato di QGP a quello di gas di adroni;

² Funzione *gamma* di Eulero:

$$\Gamma(x) := \int_0^{+\infty} t^{x-1} e^{-t} dt, \quad \text{Re } x > 0, \quad \text{tale che: } \Gamma(x+1) = x\Gamma(x) \Rightarrow \Gamma(x+m) = \Gamma(x) \prod_{j=0}^{m-1} (x+j).$$

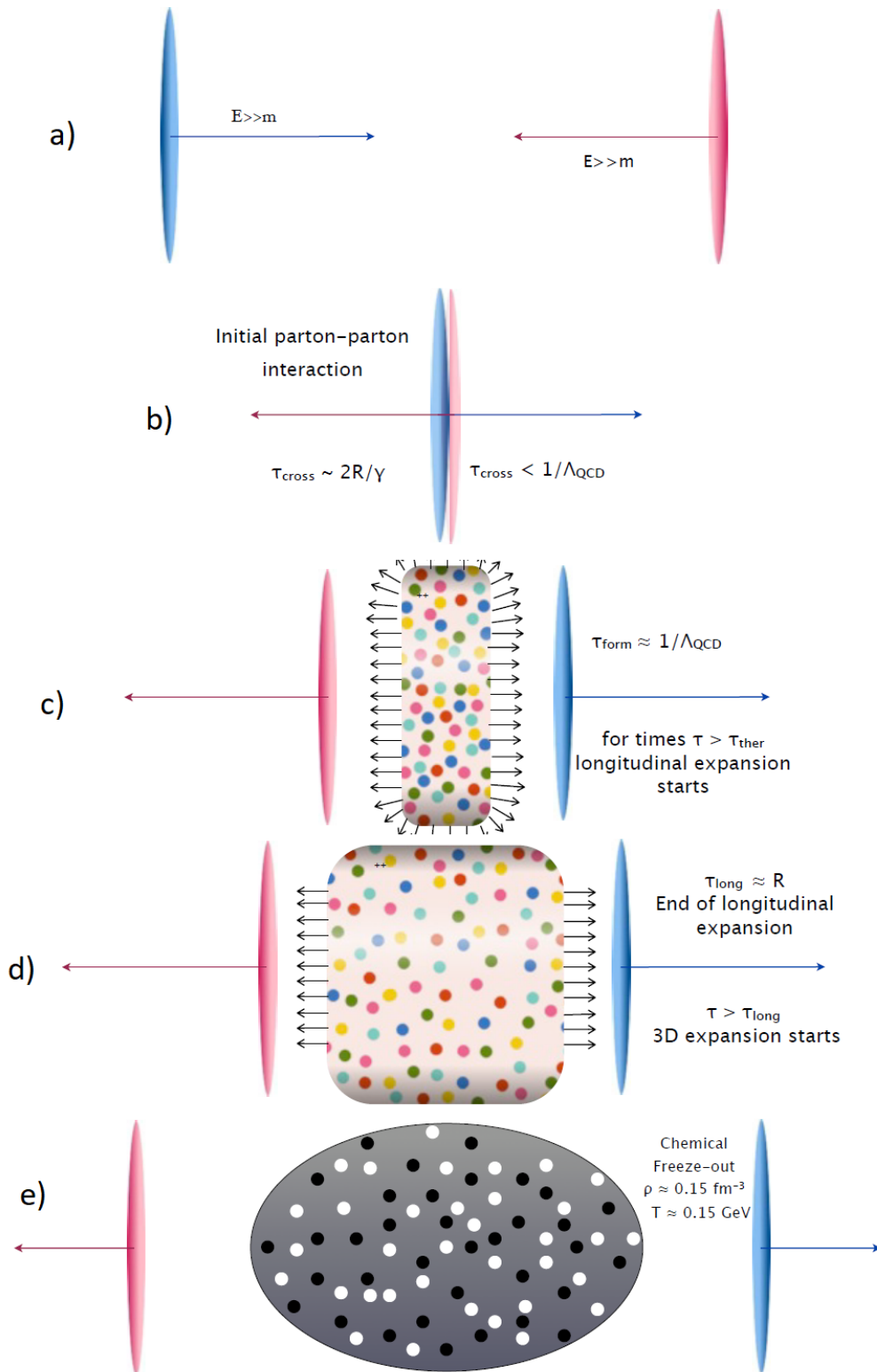


Figura 2.10: Evoluzione spazio-temporale di una collisione tra ioni pesanti. Immagine tratta da [15].

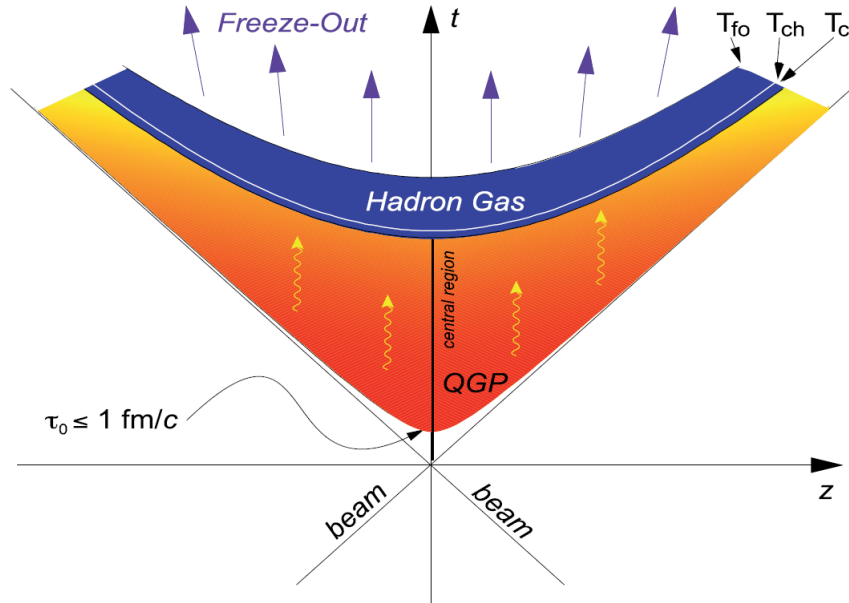


Figura 2.11: Diagramma spazio-tempo relativo all'evoluzione longitudinale del QGP. Immagine tratta da [35].

- e) l'espansione del mezzo si conclude con il fenomeno del *freeze-out*, il quale si sviluppa in due fasi [19]:
- *freeze-out* chimico: le interazioni anelastiche tra gli adroni cessano e le abbondanze relative tra le specie particellari risultano ben definite. Esso avviene non appena la transizione di fase è compiuta, cioè per $T \sim 150$ MeV;
 - *freeze-out* cinetico: quando $T \sim 100$ MeV anche le interazioni elastiche tra gli adroni cessano, dunque l'energia e l'impulso delle particelle nello stato finale, così come i loro spettri, sono stabiliti in modo definitivo.

2.4 Segni distintivi del QGP

I primi effetti dovuti alla presenza del QGP sulle particelle prodotte vennero osservati registrando in collisioni Pb-Pb all'acceleratore SPS un evidente aumento di produzione di adroni contenenti quark *strange* [24]. Nel QGP, infatti, la produzione e il bilanciamento della stranezza sono molto efficienti, grazie alla elevata densità di gluoni, che favorisce i processi $gg \rightarrow s\bar{s}$, la cui attivazione richiede di superare una soglia energetica inferiore rispetto ai processi adronici con produzione di stranezza. La maggiore quantità di energia richiesta in questi ultimi si traduce in un campione di stranezza più ridotto e in un suo bilanciamento più lento [25]. Un'altra prova della presenza del QGP e della sua influenza sulle particelle rivelate consiste nella soppressione del campione di J/ψ ($c\bar{c}$). A causa dell'alta densità di cariche di colore presenti nel QGP, gli stati di quarkonio vengono in parte disciolti nel plasma, in quanto il potenziale coulombiano attrattivo tra i quark subisce un effetto di schermatura di Debye, che provoca una soppressione dello stesso di un fattore e^{-r/λ_D} , con λ_D il *raggio di Debye*. Al crescere della distanza tra due quark, l'attrazione decresce in modo esponenziale e di fatto scompare per $r > \lambda_D$, in quanto

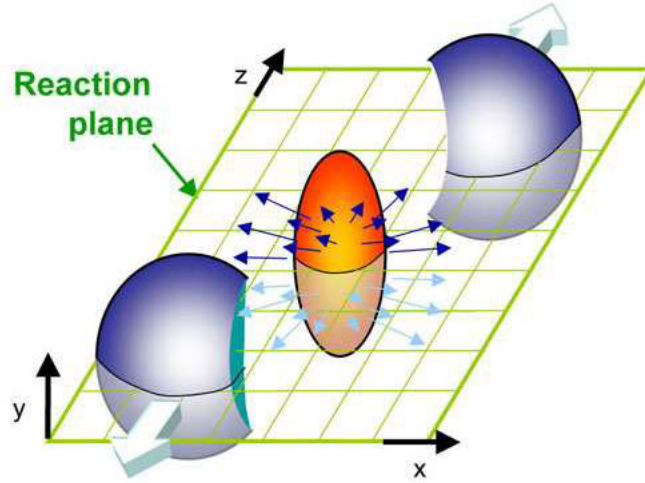


Figura 2.12: Piano di reazione e flusso ellittico. L'asse \hat{x} è individuato dal parametro d'impatto, mentre l'asse \hat{z} individua la direzione del moto dei nuclei.

tra un quark c e un antiquark \bar{c} si frappongono molte cariche di colore, che schermano il legame tra di essi provocandone dunque la sua rottura [26].

Agli acceleratori RHIC e LHC, con l'aumento dell'energia a disposizione, vennero osservati nuovi fenomeni legati alla formazione del QGP, quali il flusso anisotropo e la perdita di energia da parte dei partoni all'interno del mezzo deconfinato.

2.4.1 Flusso anisotropo

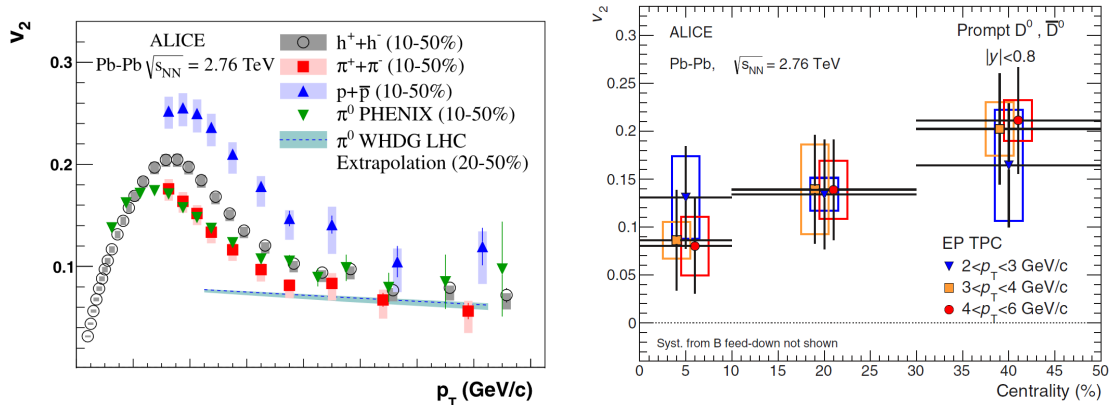
Nel caso di collisioni non centrali, il volume di sovrapposizione tra i due nuclei assume una forma anisotropa, in prima approssimazione lenticolare. Questa anisotropia spaziale si traduce in un fenomeno di *flusso anisotropo*, ossia un'anisotropia nello spazio dei momenti dovuta ai differenti gradienti di pressione cui il sistema è sottoposto ($\vec{a} \propto -\vec{\nabla}P$). La distribuzione differenziale delle particelle prodotte in funzione dell'angolo azimutale rispetto al piano di reazione Φ_{RP} e dell'impulso trasverso può descriversi tramite la serie di Fourier [32]

$$\frac{d^2N}{d(\varphi - \Psi)d p_T} = \frac{dN}{2\pi d p_T} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_t) \cos n(\varphi - \Psi_n) \right], \quad (2.11)$$

dove n è l'indice dell'armonica considerata e $v_n = \langle \cos[n(\varphi - \Psi_n)] \rangle$ i coefficienti di Fourier, con Ψ_n l'asse di simmetria della distribuzione spaziale in esame³. Il *flusso diretto* v_1 misura l'asimmetria tra le particelle prodotte parallelamente ($v_1 > 0$) o anti-parallelamente ($v_1 < 0$) al parametro d'impatto [19][20]. Il *flusso ellittico*, associato ad una sovrapposizione lenticolare tra i due nuclei⁴ (si veda figura 2.12), è descritto dalla seconda armonica, dunque dal coefficiente v_2 . Esso quantifica l'asimmetria distinguendo due campioni differenti di particelle, in base a $\Delta\varphi = \varphi - \Psi_2$, cioè alla direzione di emissione preferenziale rispetto all'asse di simmetria Ψ_2 :

³Qualora i nuclei fossero sfericamente simmetrici e con densità dipendente solo dalla distanza dal centro, si avrebbe $\Psi_n = \Phi_{RP}$, $\forall n$. Tuttavia, a causa delle fluttuazioni nella posizione dei nucleoni partecipanti, il piano di simmetria fluttua a sua volta attorno al piano di reazione, per cui, in generale, $\Psi_n \neq \Phi_{RP}$ e $\Psi_j \neq \Psi_k$ per $j \neq k$.

⁴Sovrapposizioni caratterizzate da una geometria diversa (eg: triangolare) saranno descritte da v_n , con opportuno valore di n (eg: 3).



(a) v_2 per pioni carichi e protoni in funzione dell'impulso trasverso p_T nelle classi di centralità 10 – 50%, confrontato con il v_2 di particelle cariche non identificate, derivanti dall'analisi di collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV registrate con ALICE. Si mostrano anche le misure per i π^0 derivanti da collisioni Au-Au a $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV registrate dall'esperimento PHENIX. Immagine tratta da [31].

(b) v_2 per i mesoni D^0 in tre diversi intervalli di impulso trasverso in funzione della centralità, misurato dall'esperimento ALICE utilizzando dati di collisione Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [32].

Figura 2.13

- particelle *in piano*, ossia emesse preferibilmente in direzioni tali che $\Delta\varphi \in [-\pi/4, \pi/4] \cup [3\pi/4, 5\pi/4]$ ($v_2 > 0$);
- particelle *fuori piano*, ossia emesse preferibilmente in direzioni tali che $\Delta\varphi \in [\pi/4, 3\pi/4] \cup [5\pi/4, 7\pi/4]$ ($v_2 < 0$);

Si ritiene che un $v_2 \neq 0$ per adroni carichi a basso p_T sia un'evidenza della partecipazione all'espansione idrodinamica collettiva del sistema [32]. L'asimmetria azimutale è stata misurata per particelle cariche in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV dall'esperimento ALICE e in collisioni Au-Au alle centralità 10 – 50% a $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ TeV dall'esperimento PHENIX. La stessa quantità misurata in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV dall'esperimento ALICE per le centralità 10 – 50% è riportata nel pannello di sinistra di figura 2.13, in funzione dell'impulso trasverso, per pioni, protoni e, in generale, per adroni carichi [31]. Il fatto che in tutti i casi $v_2 > 0$ indica come le particelle siano emesse preferibilmente in direzione parallela o antiparallela all'asse di simmetria Ψ_2 , evidenziando l'influenza del flusso ellittico. Nel pannello di destra di figura 2.13 si mostra la stima del coefficiente v_2 per i mesoni D^0 in tre diverse finestre di p_T in funzione della centralità, misurato dall'esperimento ALICE. Considerando eventi sempre più centrali esso decresce: questo andamento è compatibile con la minore asimmetria geometrica presente nel caso di collisioni centrali rispetto al caso di collisioni più periferiche [32].

2.4.2 Effetti di materia nucleare calda

Nelle collisioni tra ioni pesanti i partoni di energia più elevata sono prodotti nei processi iniziali ad alto impulso trasferito ed essi interagiscono poi con il QGP, perdendo energia a causa delle collisioni elastiche con le particelle del plasma oppure attraverso emissione di gluoni. Da un punto di vista quantitativo, questa perdita di energia causata dalla

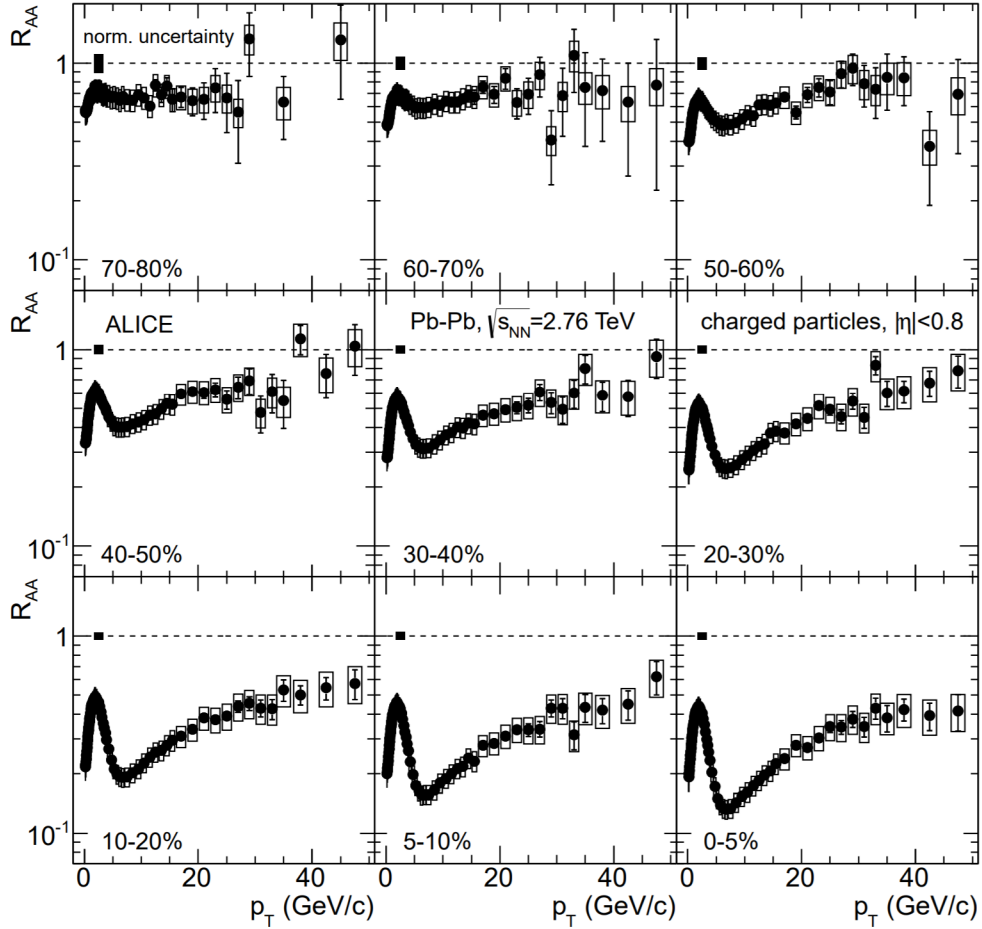


Figura 2.14: Stima del R_{AA} di particelle cariche in funzione di p_T per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in diverse classi di centralità. Immagine tratta da [33].

presenza del QGP può essere stimata attraverso la misura sperimentale del *fattore di modificazione nucleare* R_{AA} . Esso si definisce come il rapporto tra la distribuzione in p_T delle particelle prodotte in eventi di collisione ione-ione e la sezione d'urto stimata da collisioni protone-protone alla stessa energia, normalizzato per il fattore di sovrapposizione nucleare $\langle T_{AA} \rangle$:

$$R_{AA} = \frac{dN_{AA}/dp_T}{\langle T_{AA} \rangle d\sigma_{pp}/dp_T}, \quad (2.12)$$

con $\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{inel}^{AA}$, dove $\langle N_{coll} \rangle$ è il numero medio di collisioni binarie tra nucleoni. Qualora il QGP non venga formato nella collisione, dunque gli effetti di materia nucleare calda siano assenti, per definizione $R_{AA} = 1$. La perdita di energia delle particelle dovuta alle interazioni con il mezzo si traduce in una soppressione del fattore R_{AA} [20]. In figura 2.14 viene mostrato l'andamento del fattore di modificazione nucleare misurato per particelle cariche in diverse finestre di centralità per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [33]. In tutti gli intervalli di centralità considerati il campione di particelle cariche è soppresso rispetto a quello ottenuto dall'analisi di collisioni protone-protone: nel 10% degli eventi più centrali il valore del fattore di modificazione nucleare raggiunge valori al di sotto di 0.4, mentre per gli eventi più periferici la soppressione risulta più debole. Questa dipendenza dalla centralità è consistente con la differente perdita di energia degli adroni in seguito all'interazione con il QGP, il quale possiede una densità di

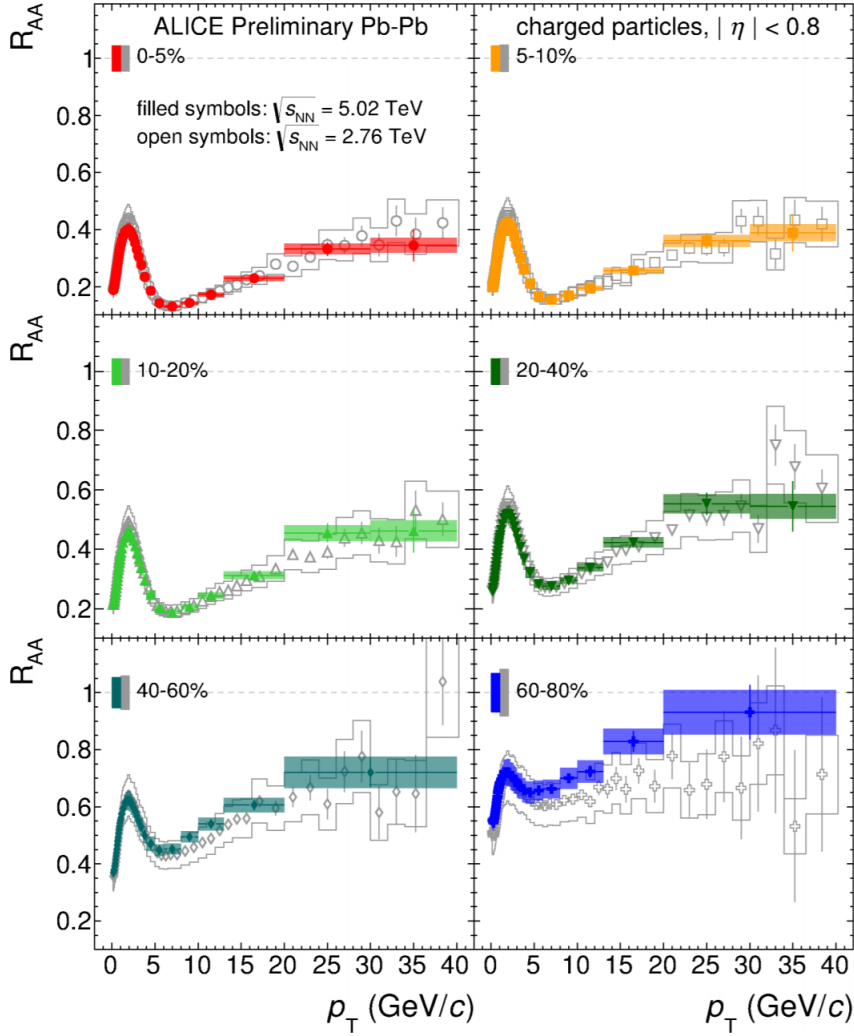


Figura 2.15: Fattore di modificazione nucleare R_{AA} in funzione dell'impulso trasverso p_T , misurato per particelle cariche in collisioni Pb-Pb. I grafici rappresentati con i simboli pieni riguardano le misure a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV descritte in [23], mentre quelli con i simboli vuoti riguardano i risultati a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV pubblicati in [33]. Immagine tratta da [23].

energia e un volume sempre minori considerando eventi mano a mano più periferici [37]. La protuberanza visibile a basso p_T è dovuta all'effetto del *flusso radiale* [19], il quale provoca un aumento dell'impulso trasverso per le particelle a p_T molto basso, in quanto queste vengono trascinate da un'espansione isotropa che coinvolge collettivamente l'intero sistema.

Al variare dell'energia del centro di massa del sistema, la perdita di energia delle particelle in seguito alle interazioni con il QGP può cambiare. In figura 2.15 si mostra il confronto tra le misure del fattore di modificazione nucleare R_{AA} per particelle cariche in collisioni Pb-Pb condotte alle energie $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [23]. Entrambe le misure mostrano una soppressione moderata ($R_{AA} \sim 0.6 - 0.7$) per collisioni periferiche (60 - 80%), mentre in collisioni più centrali compare un minimo pronunciato in corrispondenza di $p_T \sim 6 - 7$ GeV/c, quindi il fattore R_{AA} cresce in modo significativo per $p_T \gtrsim 7$ GeV/c. Entro le incertezze sistematiche, le misure condotte alle due diverse energie sono compatibili, evidenziando dunque una differenza di perdita di energia nei due

$$= gf^{abc} [g^{\alpha\beta}(p-q)^\gamma + g^{\beta\gamma}(q-r)^\alpha + g^{\gamma\alpha}(r-p)^\beta]$$

$$= ig\lambda_{ki}^a \gamma_{mn}^\alpha$$

Figura 2.16: Vertici di Feynman di accoppiamento QCD con coinvolgimento di gluoni. In alto: auto-interazione tra 3 gluoni; in basso: interazione quark-gluone. Immagine tratta da [40].

diversi regimi. Infatti, considerato che per $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV la distribuzione in p_T è più alta rispetto al caso $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, la compatibilità dei due fattori di modificazione nucleare indica che la perdita di energia risulta maggiore all'interno di un plasma più caldo e denso (si veda sezione 4.8) [23].

A causa della loro massa elevata ($m_c \sim 1.3$ GeV/c², $m_b \sim 4.7$ GeV/c²) [8], i quark pesanti *charm* e *beauty*, considerati in questo lavoro, sono prodotti principalmente nelle collisioni partoniche iniziali, ossia le collisioni tra partoni a grande rilascio energetico che avvengono prima dalla formazione del QGP. Ciò avviene anche per la produzione di quark con basso valore dell'impulso trasverso, a differenza dei sapori *up*, *down* e *strange*, prodotti dai processi partonici iniziali esclusivamente con alto p_T . I quark interagiscono con il mezzo prodotto a $\tau \sim 1$ fm/c, perdendo energia attraverso collisioni multiple (processi elastici) e irraggiamento di gluoni indotto dal mezzo stesso (processi anelastici) [19]. Il secondo processo è piuttosto rilevante per partoni prodotti con elevato p_T e, in particolare, l'energia persa per irraggiamento da parte di gluoni è diversa rispetto a quella persa dai quark. Il motivo è legato al fatto che dalla densità di lagrangiana 2.1 emergono differenti termini di accoppiamento tra gluoni e, rispettivamente, gluoni e quark. In figura 2.16 si mostrano i vertici di interazione utilizzati in QCD per descrivere il fenomeno di irraggiamento di gluoni. La sezione d'urto relativa a questo processo è proporzionale al modulo quadro dell'ampiezza di Feynman non polarizzata associata e, in particolare, risulta che [41]:

$$|\mathcal{M}_{q \rightarrow qg}|^2 \propto C_F, \quad |\mathcal{M}_{g \rightarrow gg}|^2 \propto C_A. \quad (2.13)$$

C_F e C_A sono i *fattori di colore* relativi, rispettivamente, a quark e gluoni ed essi, come

calcolato in [43]⁵, corrispondono a

$$C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} = \frac{4^{(*)}}{3}, \quad (2.14)$$

$$C_A = N_c = 3^{(*)}, \quad (2.15)$$

dove i risultati contrassegnati da (*) si ottengono considerando che i colori sono 3, cioè $N_c = 3$. Complessivamente, dunque, $\Delta E_g > \Delta E_q$ [20] e ciò implica una maggiore soppressione in energia per le particelle che derivano dalla frammentazione di gluoni rispetto a quelle derivanti dalla frammentazione di quark. Poiché in genere un'ampia frazione di adroni leggeri è prodotta nelle ultime fasi dell'evoluzione dalla frammentazione di gluoni, la maggiore perdita di energia per irraggiamento da parte dei gluoni si ripercuote in una soppressione maggiore per i mesoni leggeri rispetto a quelli pesanti, i cui costituenti *charm* e *beauty* sono prodotti principalmente dalla frammentazione dei quark pesanti derivanti dalle collisioni partoniche iniziali [19].

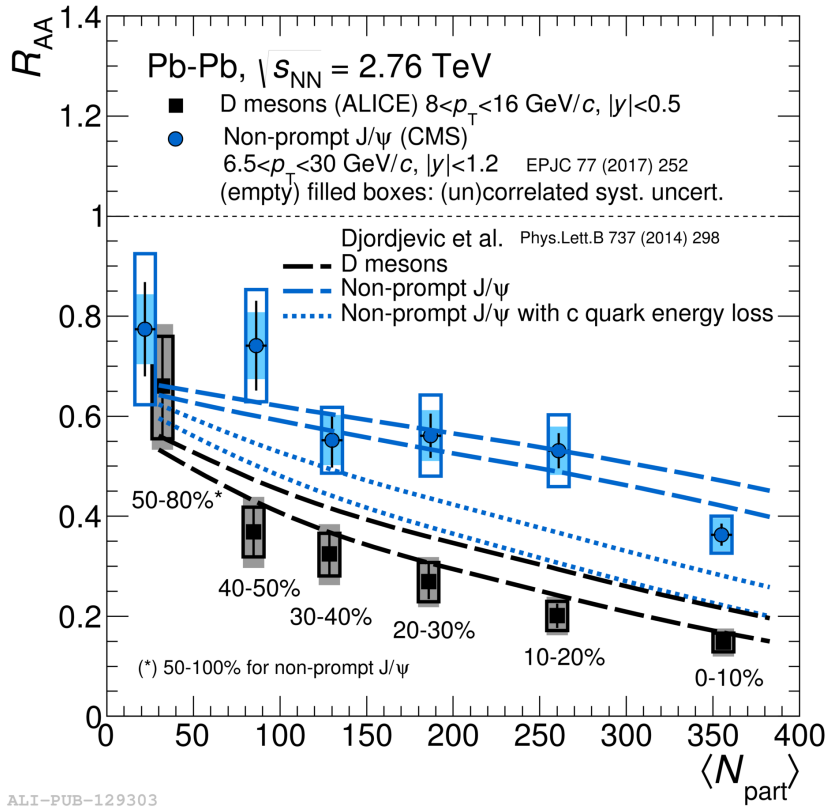


Figura 2.17: R_{AA} in funzione del numero medio di nucleoni partecipanti $\langle N_{part} \rangle$ per i mesoni D nell'intervallo $8 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 16 \text{ GeV}/c$ e per i mesoni J/ψ secondari nell'intervallo $6.5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 30 \text{ GeV}/c$ (risultato finale di CMS) in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. Immagine tratta da [21].

La quantità di energia persa all'interno del QGP si differenzia da un sapore all'altro a causa della massa. In primo luogo, infatti, per il cosiddetto effetto di *dead-cone* [22],

⁵ C_F e C_A derivano dal calcolo esplicito degli operatori di Casimir $(t^a t^a)_{ij} = \frac{\lambda_{ik}^a \lambda_{kj}^a}{2}$ nella rappresentazione fondamentale (quark) e $(F^c F^c)_{ab} = (i f^{cad})(i f^{cdb})$ nella rappresentazione aggiunta (gluoni) di Lie $SU(N_c)$.

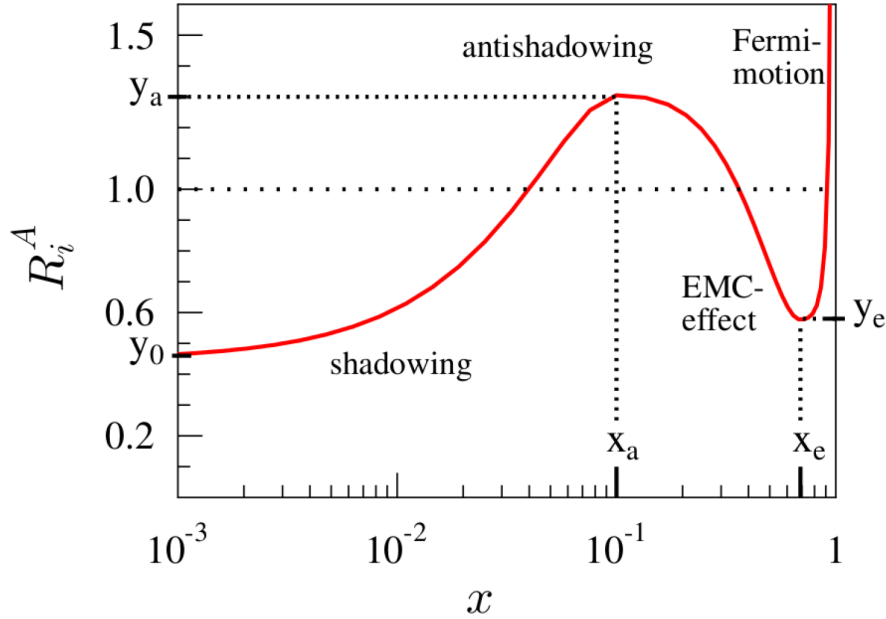


Figura 2.18: Rapporto tra funzione di distribuzione partonica nucleare e funzione di distribuzione partonica di un protone in funzione della variabile x di Bjorken. Immagine tratta da [42].

si prevede che l'irraggiamento di gluoni sia notevolmente soppresso per angoli in avanti $\theta < \theta_0 = m/E$, quindi a parità di energia l'emissione di gluoni è maggiormente soppressa per i quark pesanti, quindi la loro perdita di energia è inferiore [19]. In secondo luogo, i quark a basso impulso trasverso perdono energia principalmente collidendo con i partoni nel QGP. Considerando che il coefficiente di diffusione spaziale che regola lo scambio di impulso con il plasma è proporzionale all'inverso della massa del quark in esame e che per $p_T \lesssim 20$ GeV/c le masse dei quark *charm* e *beauty* sono comparabili con la loro energia, allora $\Delta E_c > \Delta E_b$ [33]. In definitiva, per i quark *charm* e *beauty* la perdita di energia è minore rispetto ai quark leggeri *up*, *down* e *strange*: $\Delta E_{u,d,s} > \Delta E_c > \Delta E_b$. In figura 2.17 si mostra il fattore di modificazione nucleare in funzione del numero medio di nucleoni partecipanti $\langle N_{part} \rangle$ per i mesoni D nell'intervallo $8 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 16 \text{ GeV}/c$ e per i mesoni J/ψ secondari nell'intervallo $6.5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 30 \text{ GeV}/c$ in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. La quantità di nucleoni partecipanti descrive la centralità delle collisioni considerate, indicata espressamente nel grafico. I mesoni J/ψ secondari vengono rivelati per misurare la perdita di energia dei mesoni B ($u\bar{b}$), ricercati nel canale di decadimento $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ ($Br = (1.027 \pm 0.031) \times 10^{-3}$ [8]). Il fattore di modificazione nucleare per i mesoni B è sistematicamente maggiore di quello dei mesoni D , in accordo con il fatto che $m_c < m_b$.

2.4.3 Effetti di materia nucleare fredda

Oltre all'interazione dei partoni con il mezzo deconfinato, la deviazione del fattore di modificazione nucleare R_{AA} si deve anche all'influenza di effetti di stato iniziale, che nulla hanno a che vedere con il QGP prodotto nello stato finale. Per poterli studiare e quantificare si analizzano, per esempio, eventi di collisione p-Pb, nei quali non è previsto che si raggiungano densità di energia sufficienti per poter riprodurre il QGP [20]. Un effetto

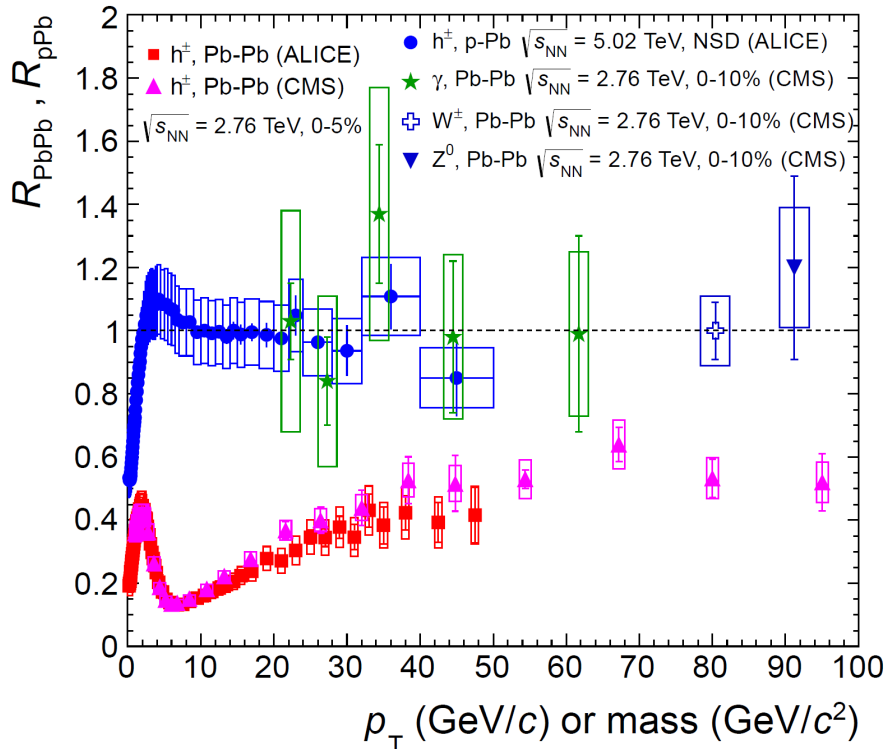


Figura 2.19: Dipendenza in p_T del R_{pPb} di particelle cariche misurate da collisioni p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, confrontata con la dipendenza in p_T del R_{PbPb} per particelle cariche, fotoni diretti γ , Z^0 e W^\pm in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [36].

di stato iniziale particolarmente significativo riguarda la modificazione della distribuzione di partoni all'interno dei nuclei, rispetto a quanto invece avvenga all'interno dei protoni. Questo fenomeno si descrive tramite le deviazioni rispetto all'unità del rapporto tra la funzione di distribuzione partonica (PDF) nucleare e la PDF per un protone, in funzione della variabile x di Bjorken alla scala energetica individuata da Q^2 (si veda figura 2.18). Per lo studio del R_{AA} risulta particolarmente interessante lo *shadowing* che si manifesta per $x < 0.04$, il quale prevede uno svuotamento della PDF nucleare rispetto a quella protonica: dal punto di vista fenomenologico, esso si manifesta sotto forma di riduzione della produzione di adroni pesanti nella regione di basso impulso p nelle collisioni Pb-Pb rispetto agli eventi pp, a causa della diminuzione dei partoni disponibili in questo intervallo di p . Un incremento della densità di partoni nei nuclei (*anti-shadowing*), quindi della produzione di adroni nelle collisioni Pb-Pb, si manifesta in corrispondenza dell'intervallo $0.04 < x < 0.4$, ossia in corrispondenza di frazioni di impulso maggiori in possesso dei partoni coinvolti nella collisione.

In figura 2.19 è illustrata la dipendenza in p_T del R_{pPb} di particelle cariche misurate da collisioni p-Pb a $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, confrontata con la dipendenza in p_T del R_{PbPb} per particelle cariche, fotoni diretti γ , Z^0 e W^\pm da collisioni Pb-Pb centrali (0 – 5%) a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV [36]. I dati p-Pb di ALICE non mostrano segni di modificazione dovuta alla materia nucleare per adroni prodotti ad alto p_T , dato che R_{pPb} è compatibile con l'unità. Questi risultati sono consistenti con il cosiddetto *riscaldamento binario*, ossia moltiplicando la sezione d'urto $d\sigma_{pp}/dp_T$ per la funzione di sovrapposizione nucleare $\langle T_{AA} \rangle$ si ottiene un risultato compatibile con dN_{pPb}/dp_T , manifestando perciò l'assenza di segnali legati alla presenza del QGP. Un comportamento analogo viene evidenziato anche per i

bosoni di *gauge* elettro-deboli, i quali non subiscono alcuna influenza dal QGP formato in collisioni Pb-Pb, trattandosi di particelle neutre dal punto di vista della carica di colore [36][37]. I dati Pb-Pb di ALICE e CMS evidenziano invece una soppressione del R_{PbPb} per gli adroni carichi, consistentemente con l'ipotesi di perdita di energia dei partoni a causa delle interazioni con il sistema interagente formato nella collisione [20]. In queste misure del fattore di modificazione nucleare gli effetti dello *shadowing* sono apprezzabili nella regione a basso p_{T} , sotto forma di un rapido incremento per bassi valori di impulso trasverso.

Il fenomeno dello *shadowing* è inoltre responsabile della soppressione del fattore di modificazione nucleare per gli adroni contenenti quark *charm* e *beauty* nella regione a basso p_{T} . A causa della soppressione del R_{AA} rispetto all'unità nella regione ad alto p_{T} , si prevede infatti un incremento a basso p_{T} oltre l'unità, come osservato dall'esperimento STAR [38], a causa della riduzione di energia da parte dei quark ad alto p_{T} . Le misure di collisioni Pb-Pb centrali (0 – 10%) all'energia $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV condotte a LHC dall'esperimento ALICE [39] mostrano però una riduzione del R_{AA} al di sotto dell'unità. Questo effetto è dovuto allo *shadowing*, in quanto l'aumento dell'energia nel centro di massa, che rende possibile la produzione di particelle di maggiore energia, provoca una diminuzione dei valori della variabile x di Bjorken esplorati, dunque la soppressione dovuta allo *shadowing* diventa più marcata.

Capitolo 3

L'esperimento ALICE

3.1 Il collisore LHC

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è il più grande acceleratore di particelle esistente al mondo. L'anello è installato ad una profondità di circa 100 m sottoterra e ha una lunghezza totale di ~ 27 km di circonferenza. LHC è situato presso il *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN), in prossimità del confine tra Francia e Svizzera, nelle vicinanze della città di Ginevra [45]. La galleria in cui giace attualmente LHC venne realizzata nel 1984 per contenere il *Large Electron Positron collider* (LEP), smantellato nel 2001 per lasciare spazio all'attuale acceleratore, nel quale vengono studiate collisioni protone-protone (pp), protone-piombo (p-Pb) e piombo-piombo (Pb-Pb)¹ dall'esperimento ALICE, uno dei quattro maggiori esperimenti di LHC.

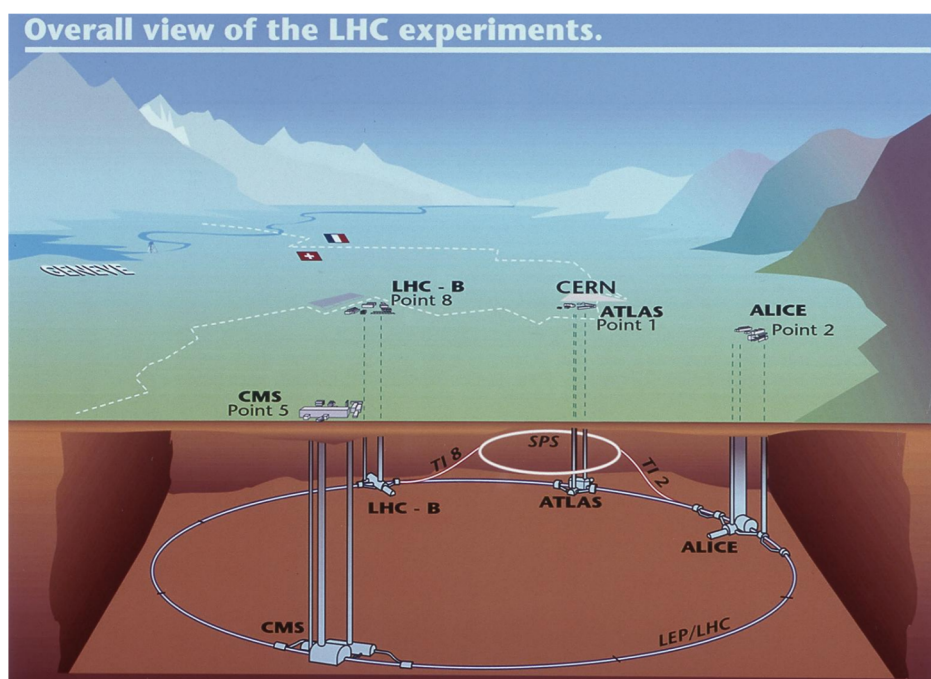


Figura 3.1: Posizione dei quattro maggiori esperimenti connessi a LHC. Immagine tratta da [45].

¹In LHC vengono accelerati gli ioni $^{208}\text{Pb}^{82+}$ [47].

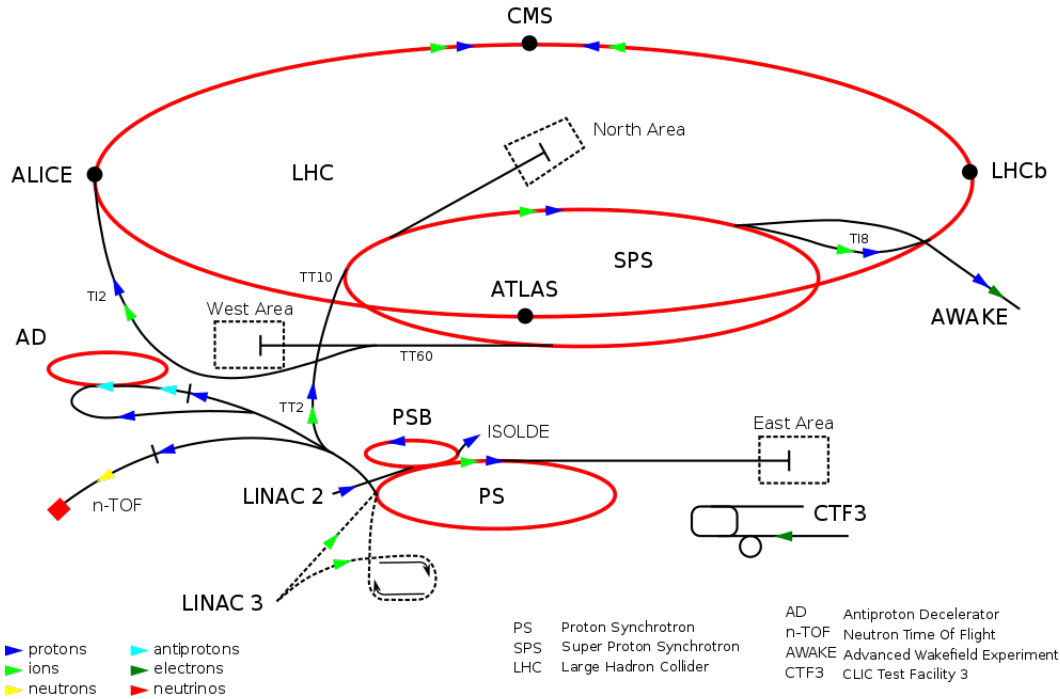


Figura 3.2: Sistema di iniezione di LHC. Immagine tratta da [44].

In figura 3.1 si mostrano una panoramica di LHC e le posizioni delle quattro maggiori collaborazioni connesse con il collisore. Gli esperimenti ATLAS (*A Toroidal Lhc ApparatuS*) e CMS (*Compact Muon Solenoid*) sono ottimizzati per la misura di collisioni pp e sono pensati per la ricerca di nuova fisica. La loro collaborazione portò alla scoperta sperimentale del bosone di Higgs nel 2012 [48][49]. L'esperimento LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) è dedicato allo studio della fisica relativa agli adroni contenenti i quark pesanti, in particolare *beauty*. Infine l'esperimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) è dedicato alla misura di eventi ad alta molteplicità di particelle prodotte, dell'ordine di $dN_{ch}/d\eta \sim 8000$ per rapidità intermedie, ottenuti tramite collisioni tra ioni pesanti, e pensato per lo studio del QGP. In figura 3.2 si mostra il sistema di iniezione di LHC, il quale è soltanto l'ultimo componente della catena di dispositivi usati per accelerare protoni e ioni di piombo ad energie sempre maggiori. I protoni, estratti da atomi di idrogeno, vengono innanzitutto sottoposti all'azione dell'acceleratore lineare *LINear ACcelerator 2* (LINAC2), il quale li porta ad un'energia ~ 50 MeV. Essi vengono quindi iniettati nel *Proton Synchrotron Booster* (PSB), che li accelera sino all'energia ~ 1.4 GeV e li manda al *Proton Synchrotron* (PS), il quale li accelera sino all'energia ~ 25 GeV. Prima di essere iniettati in LHC, i protoni subiscono un'ultima accelerazione nel *Super Proton Synchrotron* (SPS) sino all'energia ~ 450 GeV [45]. Gli ioni di piombo, invece, seguono un percorso diverso. Essi vengono prodotti attraverso l'evaporazione di piombo metallico e la sua successiva ionizzazione, quindi vengono inizialmente accelerati nel *LINear ACcelerator 3* (LINAC3) sino all'energia ~ 4.2 MeV/nucleone. Questi passano poi nel *Low Energy Ion Ring* (LEIR), che li accelera sino all'energia ~ 72 MeV/nucleone. Successivamente, gli ioni di piombo seguono lo stesso percorso dei protoni, passando cioè all'interno di PS (~ 5.9 GeV/nucleone) e di SPS (~ 177 GeV/nucleone) prima di essere iniettati in LHC [20].

I dati raccolti nel 2015 sono relativi ad eventi pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV, con un picco di

luminosità² di $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [46] e ad eventi Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV/nucleone}$ ³, con un picco di luminosità di $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [47].

3.2 Apparato sperimentale

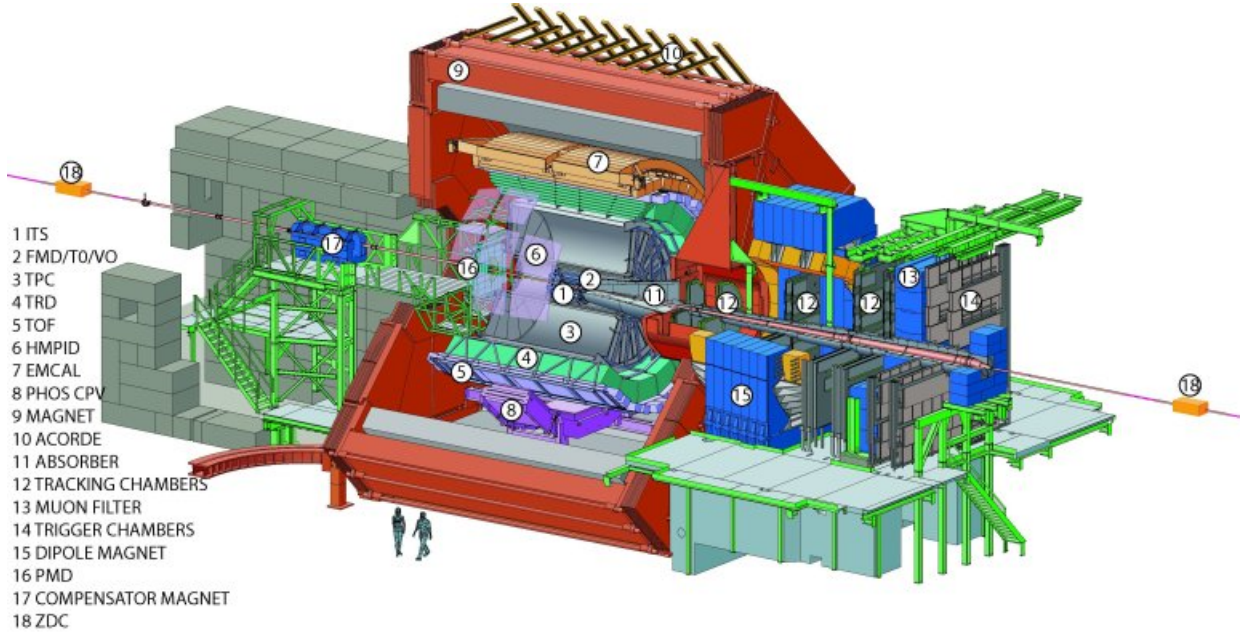


Figura 3.3: L'esperimento ALICE. Immagine tratta da [50] .

L'esperimento ALICE è costituito da diversi rivelatori, quali per esempio ITS (si veda sezione 3.2.1), TPC (si veda sezione 3.2.2) e TOF (si veda sezione 3.2.3), che principalmente hanno lo scopo di misurare e identificare adroni, leptoni e fotoni di rapidità intermedia prodotti nelle collisioni. Essi sono costruiti per tracciare e identificare particelle in un intervallo di p_T piuttosto ampio (da $\sim 100 \text{ MeV}/c$ a $\sim 100 \text{ GeV}/c$) e per ricostruire particelle con vita media molto corta, come i mesoni D . Questi rivelatori costituiscono il barile centrale ($-0.9 < \eta < 0.9$), inserito all'interno del solenoide L3 tramite il quale si applica un campo magnetico di $\sim 0.5 \text{ T}$, parallelo alla direzione dei fasci, che deflette la

²Detto R il tasso di interazione, la *luminosità* è definita come il numero di interazioni per unità di tempo e superficie, secondo la relazione

$$\mathcal{L} = R/\sigma \quad (3.1)$$

dove σ è la sezione d'urto totale [11].

³Le energie in gioco per i protoni e i nucleoni negli ioni $^{208}\text{Pb}^{82+}$ sono diverse a causa del parametro di *rigidità*:

$$R = \frac{p}{q} = r_{\text{LHC}} B_{\text{LHC}} , \quad (3.2)$$

dove p e q sono rispettivamente l'impulso e la carica delle particelle, mentre r_{LHC} è il raggio di LHC e $B_{\text{LHC}} = 8.33 \text{ T}$ [47] è il campo magnetico applicato. Poiché il prodotto ad ultimo membro è costante, i protoni dovranno avere la stessa rigidità degli ioni di piombo, perciò:

$$p_{\text{proton}} = \frac{A p_{\text{nucleon}}}{Z} \Rightarrow p_{\text{nucleon}} = \frac{Z}{A} p_{\text{proton}} < p_{\text{proton}} .$$

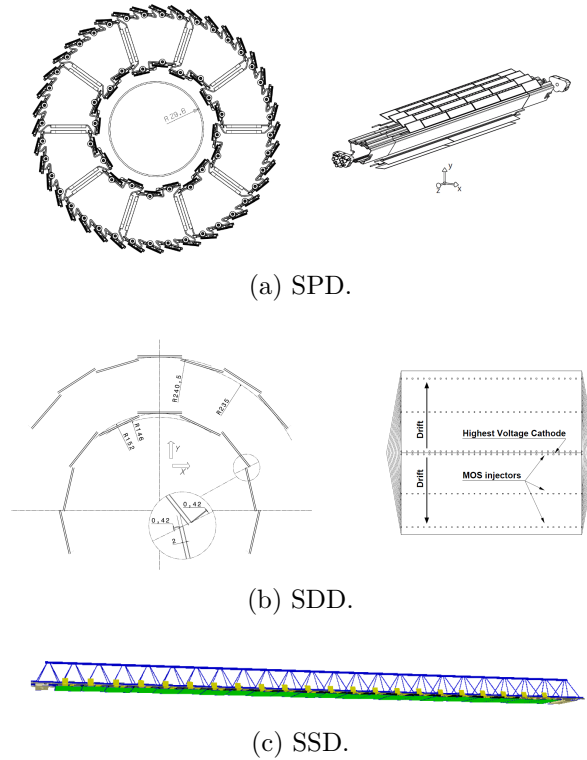


Figura 3.4: SPD, SDD e SSD. Immagini tratte da [53].

traiettoria delle particelle cariche. Nell'intervallo di rapidità in avanti ($-4.0 < \eta < -2.4$) è posizionato uno spettrometro di muoni [51]. L'esperimento ALICE ammette un sistema di coordinate cartesiane di tipo levogiro, centrato nel mezzo del barile centrale. L'asse z individua la direzione di volo dei due fasci e punta in verso opposto rispetto allo spettrometro di muoni, mentre il piano trasverso è definito dagli assi x e y , dove l'asse x punta verso il centro dell'anello di LHC, mentre l'asse y punta verso l'alto (si veda figura 3.5). In aggiunta, ALICE utilizza anche un sistema di coordinate sferiche, basato sull'angolo azimutale φ , definito sul piano trasverso xy , e il parametro di *pseudo-rapidità*⁴:

$$\eta := -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right], \quad (3.3)$$

dove θ è l'angolo polare, definito nel piano yz [20].

Di seguito si riporta una breve descrizione dei rivelatori utilizzati nell'analisi illustrata in questa tesi.

3.2.1 Inner Tracking System (ITS)

L'*Inner Tracking System* (ITS) [53] è il rivelatore di tracciamento cilindrico più interno di ALICE. Esso è costituito da sei strati di rivelatori al silicio di diversa tecnologia. I primi

⁴ La pseudo-rapidità è collegata alla rapidità, definita in equazione 1.1. Infatti, η corrisponde a y nel limite di alte energie ($p \gg m$):

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \rightarrow \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right],$$

ed è per questo motivo che, parlando di rapidità, spesso si utilizza il parametro η .

due costituiscono il *Silicon Pixel Detector* (SPD), dispositivo basato sull'utilizzo di una matrice di sensori bidimensionali 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 modulo di rivelazione è formato da quattro di queste matrici ed essi sono montati su supporti in fibra di carbonio, quattro sulla faccia esterna, due su quella interna, in modo tale da formare due strati a distanza radiale di circa 3.9 cm e 7.6 cm dal fascio, aventi accettazione in pseudo-rapidità di $|\eta| < 2.0$ e $|\eta| < 1.4$ rispettivamente. I supporti vengono disposti in modo tale da assicurare la copertura completa in angolo azimutale (si veda figura 3.4.a). La risoluzione spaziale misurata durante i test preliminari è di $\sim 12 \mu\text{m}$ in direzione radiale e di $\sim 100 \mu\text{m}$ lungo zz .

I due strati intermedi costituiscono invece il *Silicon Drift Detector* (SDD):

esso prevede l'utilizzo ripetuto di un modulo costituente una camera a deriva con catodo centrale ad alto voltaggio, nella quale gli elettroni si muovono in direzioni opposte sotto l'azione di un campo elettrico di ~ 500 V/cm. Questi moduli vengono montati su supporti lineari detti *ladders*: lo strato più interno, a circa 15 cm dal fascio, è costituito da 14 *ladders* con sei moduli l'u-

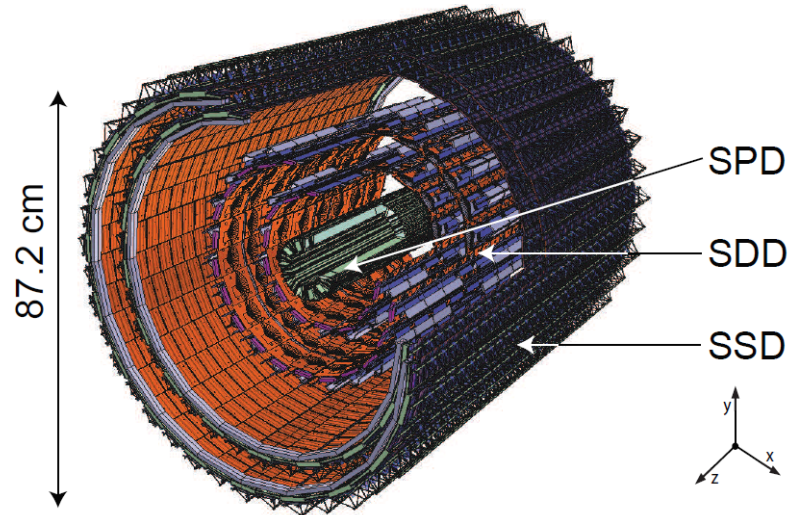


Figura 3.5: Struttura del rivelatore ITS. Immagine tratta da [53].

no, mentre quello più esterno, a circa 24 cm dal fascio, da 22 *ladders* con 8 moduli l'uno (si veda figura 3.4.b). Entrambi gli strati del SDD hanno un'accettazione in pseudo-rapidità nell'intervallo $|\eta| < 0.9$. La precisione spaziale assicurata dal dispositivo SDD è di $\sim 35 \mu\text{m}$ lungo la direzione radiale di deriva e di $\sim 25 \mu\text{m}$ lungo la direzione z . I due strati più esterni del rivelatore costituiscono infine il *Silicon Strip Detector* (SSD). I componenti di base di questo dispositivo sono dei sensori costituiti su entrambi i lati da 768 nastri di rivelazione, applicati in direzione quasi parallela all'asse z . I moduli di rivelazione sono sistemati su supporti analoghi a quelli utilizzati per il dispositivo SDD. In particolare, lo strato più interno, a circa 38 cm dal centro, consiste di 34 *ladders* con 22 moduli lungo la direzione del fascio, mentre l'ultimo strato dell'ITS, a circa 43 cm dal fascio, è costituito da 38 *ladders*, ognuno dei quali con 25 moduli di rivelazione, assicurando una risoluzione spaziale di $\sim 20 \mu\text{m}$ in direzione radiale e di $\sim 830 \mu\text{m}$ lungo z . Entrambi hanno un'accettazione angolare limitata a $|\eta| < 1.0$. Le principali proprietà dei sei strati dell'ITS sono riportate in tabella 3.1.

Il rivelatore ITS è progettato per ottenere una precisa ricostruzione di tracce e vertici in prossimità del punto di interazione, nella condizione di elevata molteplicità di tracce tipica delle interazioni tra ioni di piombo a energie ultra-relativistiche. In particolare, questo rivelatore è stato originariamente pensato per adempiere ai seguenti compiti:

- migliorare la risoluzione in posizione, angolo e impulso delle tracce ricostruite all'interno della *Time Projection Chamber* (TPC);

Strato	Tipo	r (cm)	$\pm z$ (cm)	Accettanza in η	Area attiva per modulo $r\phi \times z$ (mm ²)	Risoluzione $r\phi \times z$ (μm^2)
1	SPD	3.9	14.1	$ \eta < 2.0$	12.8×70.7	12×100
2	SPD	7.6	14.1	$ \eta < 1.4$	12.8×70.7	12×100
3	SDD	15.0	22.2	$ \eta < 0.9$	70.17×75.26	35×25
4	SDD	23.9	29.7	$ \eta < 0.9$	70.17×75.26	35×25
5	SSD	38.0	43.1	$ \eta < 1.0$	73×40	20×830
6	SSD	43.0	48.9	$ \eta < 1.0$	73×40	20×830

Tabella 3.1: Caratteristiche degli strati del rivelatore ITS. Dati tratti da [53] e [19].

- identificare i vertici secondari di decadimento di adroni con vita media molto breve, come ad esempio gli adroni con quark pesanti (D^0 : $c\tau = 122.9 \mu\text{m}$, B^0 : $c\tau = 455.4 \mu\text{m}$) [8];
- ricostruire il vertice primario con una risoluzione migliore di $100 \mu\text{m}$;
- ricostruire le tracce delle particelle non rivelate nella TPC, cioè con $p_T < 200 \text{ MeV}/c$, in quanto il campo magnetico le devia a tal punto da impedire loro di raggiungere il rivelatore a gas [19].

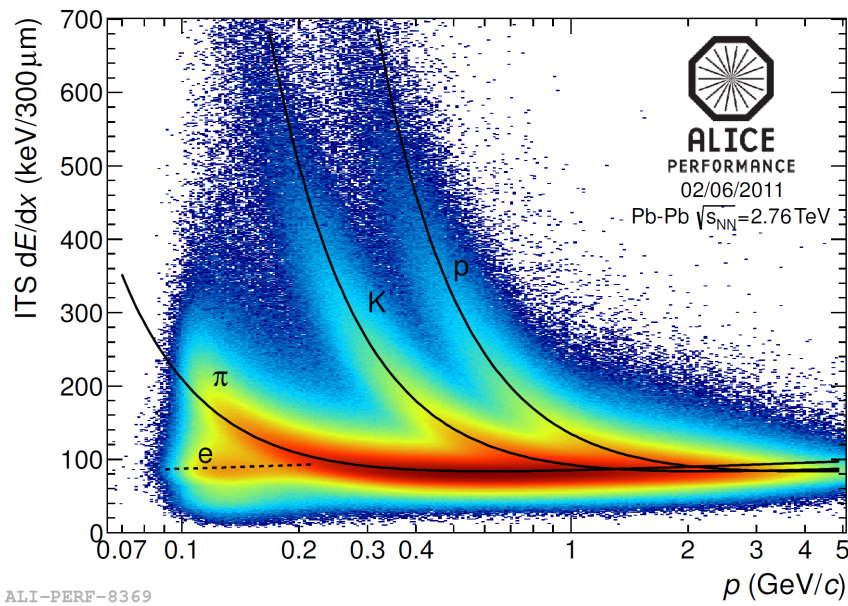


Figura 3.6: dE/dx delle particelle cariche in funzione dell'impulso misurati dal solo ITS in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. Immagine tratta da [54].

L'ITS può essere utilizzato anche per l'identificazione delle particelle tramite la loro perdita di energia all'interno del rivelatore (PID). In figura 3.6 è riportata la misura di dE/dx per particelle cariche in funzione dell'impulso, effettuata dal solo ITS in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. In limitati intervalli di impulso, il rivelatore può essere utile per distinguere gli elettroni dai kaoni ($p \lesssim 500 \text{ MeV}/c$) o dai protoni ($p \lesssim 1.5 \text{ GeV}/c$) [19].

3.2.2 Time Projection Chamber (TPC)

Il rivelatore *Time Projection Chamber* (TPC) [55] è il principale rivelatore di ALICE usato per il tracciamento. Insieme agli altri rivelatori del barile centrale, esso è ottimizzato nella misura dell'impulso delle particelle cariche, nella loro identificazione e nella determinazione del vertice di interazione. L'accettanza azimutale è di 360° , mentre l'intervallo di pseudo-rapidità coperto è $|\eta| < 0.9$ per le particelle con impulso $p \gtrsim 300$ MeV/c, ossia quelle che riescono a raggiungere anche il rivelatore TOF (si veda sezione 3.2.3) e di $|\eta| < 1.5$ per particelle più lente. La TPC è di una forma cilindrica, con un raggio interno di ~ 85 cm, un raggio esterno di ~ 247 cm e una lunghezza di ~ 510 cm, per un volume attivo complessivo di ~ 88 m³. Esso è diviso in due parti dalla presenza di un catodo centrale mantenuto ad un potenziale di $V \sim -100$ keV, il quale, grazie alla presenza di una gabbia di campo esterna, genera un campo elettrico costante $E \simeq 400$ V/cm.

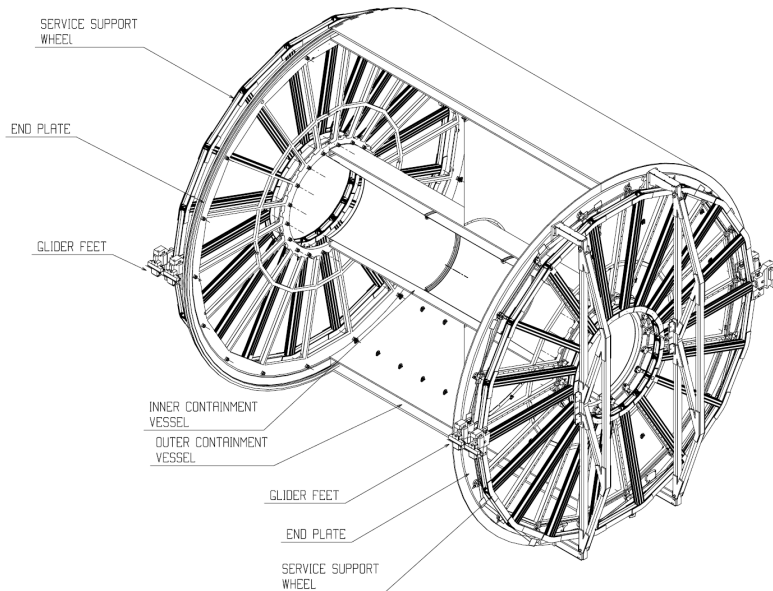


Figura 3.7: Struttura del rivelatore TPC. Immagine tratta da [55].

attraversano il volume di gas subiscono quindi una deriva verso le basi del cilindro, le quali lungo l'angolo azimutale sono segmentate in 18 sezioni trapezoidali, divise in regione interna ed esterna (si veda figura 3.8). Su di esse sono collocate 159 file di camere proporzionali a multi-fili (*Multi-Wire Proportional Chambers*, MWPC) alle quali sono associati altrettanti moduli elettronici di lettura (*pad*). Questa struttura permette al rivelatore di ricostruire la proiezione delle tracce delle particelle cariche lungo il piano trasverso xy , mentre l'informazione spaziale lungo la direzione dei fasci è fornita dalla misura del tempo di deriva. La TPC, dunque, assicura una ricostruzione tridimensionale delle tracce associate alle particelle cariche e permette una misura dell'impulso delle stesse, con una risoluzione di appena l'1% per tracce con $p_T \sim 1$ GeV/c per poi aumentare a $\sim 3.5\%$ con tracce aventi $p_T \sim 100$ GeV/c [19]. L'altro ruolo fondamentale della TPC è quello di identificare le particelle cariche misurando la loro perdita di energia per unità di impulso durante il passaggio nel gas. Il segnale raccolto dalle MWPC è infatti proporzionale alla carica di ionizzazione prodotta dalla particella entrante, dunque permette di misurare la

Il volume interno è dunque suddiviso in due sezioni lunghe ~ 2.5 m, riempite con una miscela di Ne/CO₂/N₂ (85.7%, 9.5%, 4.8% [20]) che, in queste condizioni, garantisce un tempo massimo di deriva per gli elettroni di ~ 90 μ s. L'inconveniente di questa miscela è legato alla forte dipendenza della velocità di deriva rispetto alla temperatura: di conseguenza la TPC necessita di un'adeguata stabilità termica ($\Delta T \leq 0.1$ K [51]).

Gli elettroni prodotti dalla ionizzazione delle particelle cariche che

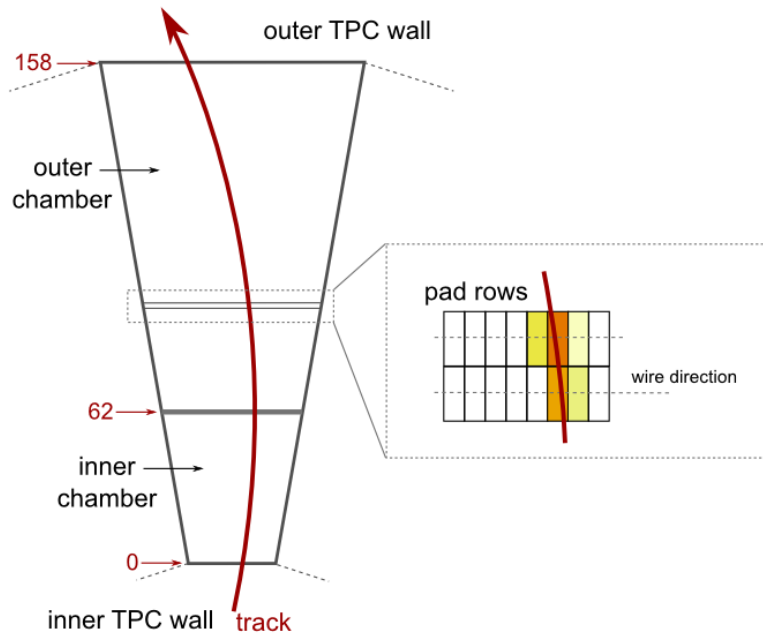


Figura 3.8: Sezioni azimutali delle facce del rivelatore TPC. Ogni sezione trapezoidale è divisa in una regione interna (*Inner ReadOut Chamber, IROC*) e una regione esterna (*Outer ReadOut Chamber, OROC*). Immagine tratta da [52].

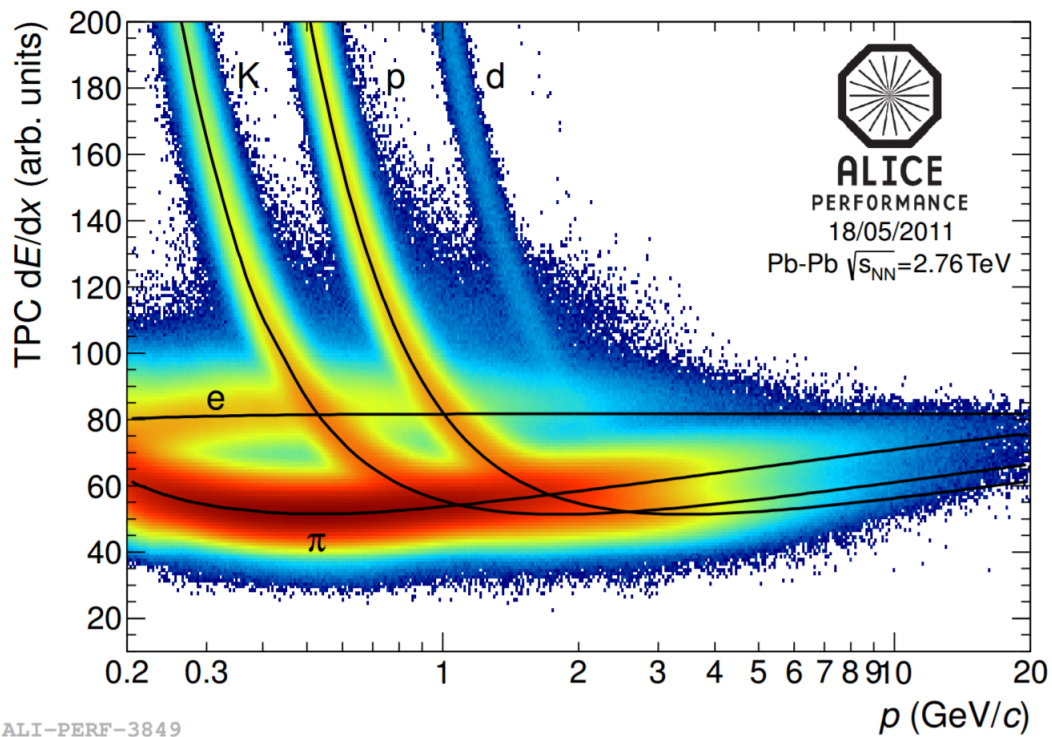


Figura 3.9: dE/dx delle particelle cariche in funzione dell'impulso misurati dalla TPC in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [56].

quantità dE/dx in funzione dell'impulso. In figura 3.9 si mostra il segnale di perdita di energia per unità di lunghezza rilasciato dalle particelle cariche nel rivelatore TPC. Nell'intervallo di impulso considerato, gli elettroni sono nel regime di *plateau* di Fermi, ossia viaggiando all'interno del gas essi rilasciano in media una quantità di energia pressoché costante. L'andamento della curva di Bethe-Bloch associata invece a kaoni e protoni dipende fortemente dall'impulso.

3.2.3 Time Of Flight (TOF)

Il rivelatore *Time Of Flight* (TOF) [55] presenta la stessa geometria cilindrica che contraddistingue ITS e TPC, assicurando un'accettazione azimutale di 360° e una copertura in pseudo-rapidità nell'intervallo $|\eta| < 0.9$, con raggi interno ed esterno che ammontano, rispettivamente, a ~ 370 cm e a ~ 399 cm.

L'unità di base di questo rivelatore è rappresentata da strisce di *Multi-gap Resistive-Plate Chamber* (MRPC) (si veda figura 3.11). Questo dispositivo è caratterizzato da due catodi e un anodo centrale e nello spazio tra questi è inserita una pila di piastre di vetro intervallate in modo regolare. Nell'intera area è applicato un campo elettrico molto intenso e uniforme: di conseguenza, quando una particella carica genera elettroni di ionizzazione in seguito all'interazione con il gas nel volume attivo, viene immediatamente prodotta una valanga di elettroni in ognuno degli spazi vuoti tra le piastre. Queste ultime fermano le valanghe così formate, ma risultano trasparenti ai segnali veloci indotti sugli elettrodi dal movimento degli elettroni di ionizzazione. Dunque, il segnale finale rivelato sugli elettrodi è la somma dei segnali derivanti dai singoli spazi vuoti [58]. Un modulo di rivelazione è costituito dall'affiancamento di strisce orientate trasversalmente rispetto alla direzione del fascio. Affinché l'intero cilindro sia ricoperto lungo la direzione z , vengono utilizzati 5 moduli di diversa lunghezza, per un totale di 18 settori azimutali (si veda figura 3.10). Le loro dimensioni sono dettate dalla scelta di far 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. Per questa ragione, il modulo centrale è lungo ~ 117 cm, quelli intermedi ~ 137 cm e quelli esterni ~ 177 cm.

I principali compiti del TOF sono quelli di contribuire alla PID delle particelle cariche. Esso le identifica misurando il tempo di volo delle stesse su di un tratto di lunghezza nota L . L'identificazione di una particella di massa m è possibile una volta noto il suo impulso, dato che

$$t = \frac{L}{v} = L \cdot \frac{E}{pc^2} = L \cdot \frac{\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}}{pc^2}. \quad (3.4)$$

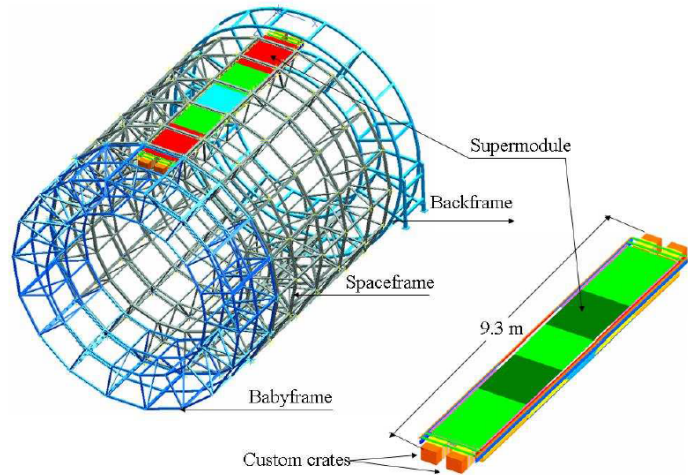


Figura 3.10: Struttura del rivelatore TOF. Immagine tratta da [55].

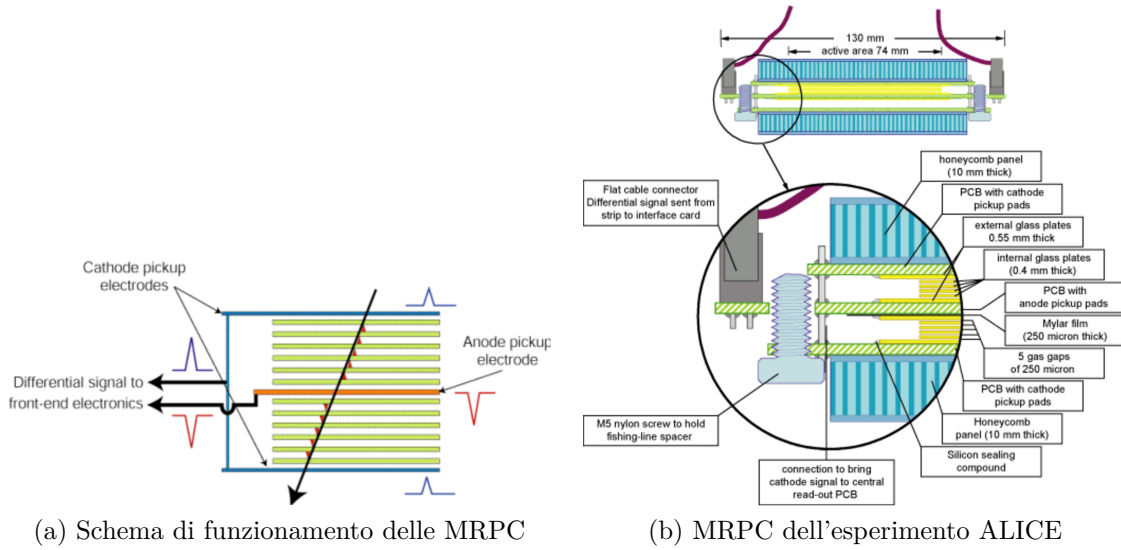


Figura 3.11: Immagini tratte da [58].

Utilizzando le informazioni fornite dal TOF insieme a quelle derivanti da ITS e TPC relativamente alla ricostruzione di vertici e tracce e alla misura di dE/dx si riescono a identificare kaoni, pioni e protoni. In particolare, il TOF adempie ai compiti di PID fino a valori intermedi di impulso: per esempio, i kaoni vengono identificati correttamente fino a $p \simeq 2.5$ GeV/c, mentre i protoni fino a $p \simeq 4.5$ GeV/c (si veda figura 3.12), con una separazione π/K e K/p migliore di 3σ .

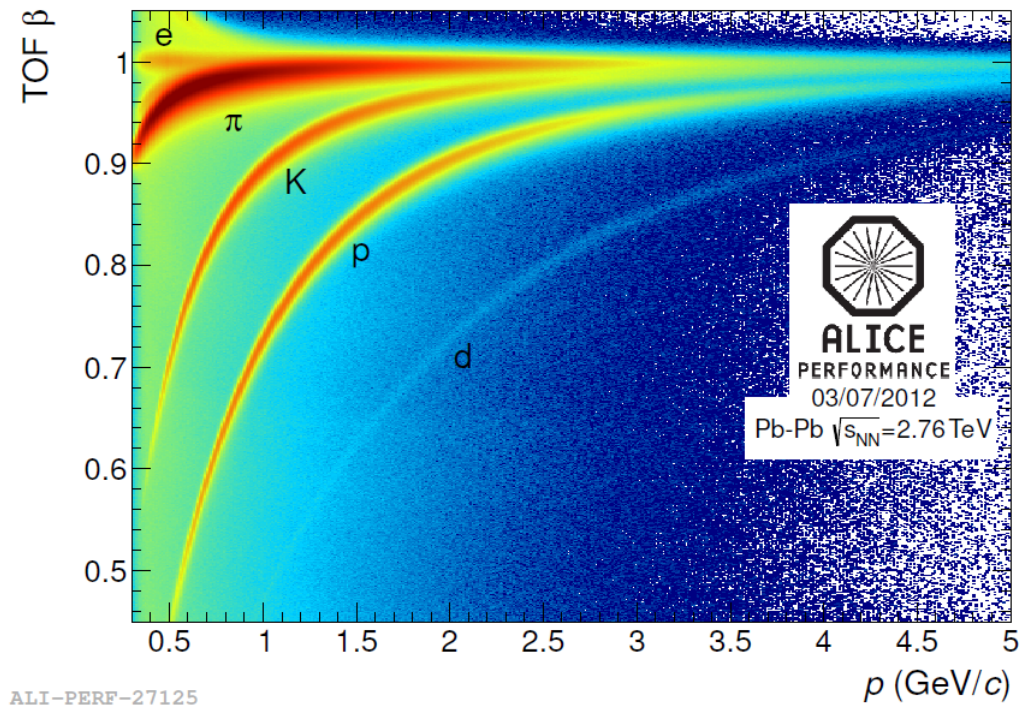


Figura 3.12: β delle particelle cariche in funzione dell'impulso misurato dal TOF in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Si ricordi che le particelle cariche rivelate dal TOF devono possedere un impulso $p \gtrsim 300$ MeV/c. Immagine tratta da [57].

3.2.4 VZERO

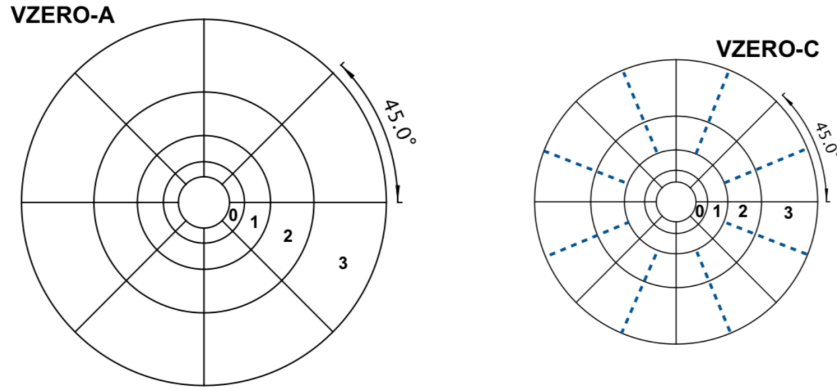


Figura 3.13: Moduli del rivelatore VZERO. Immagine tratta da [59].

Il rivelatore VZERO [59] è composto da due moduli posti asimmetricamente rispetto la posizione nominale di interazione ($z = 0$), ricoprendo gli intervalli di pseudo-rapidità $2.8 < \eta < 5.1$ (VZEROA) e $-3.7 < \eta < -1.7$ (VZEROC) rispettivamente (si veda tabella 3.2). Essi sono segmentati in 4 anelli in direzione radiale, ognuno dei quali è a sua volta suddiviso in 8 settori di 45° di ampiezza, per un totale di 32 scintillatori plastici per modulo (si veda figura 3.13). Il segnale del rivelatore VZERO viene utilizzato per selezionare gli eventi di collisione tra i due fasci all'interno del barile centrale e per distinguerli da eventi di fondo dovuti, ad esempio, alle interazioni dei fasci con il gas nel condotto [19]. In aggiunta, questo rivelatore viene utilizzato per la misura di grandezze fisiche di base, come la luminosità, la molteplicità di particelle cariche, la centralità e la direzione del piano di reazione nel caso di collisioni ione-ione.

Anello	VZEROA			VZEROC		
	η_{\min}/η_{\max}	r_{\min}/r_{\max} (cm)/(cm)	z (cm)	η_{\min}/η_{\max}	r_{\min}/r_{\max} (cm)/(cm)	z (cm)
0	4.5/5.1	4.3/7.5	329	-3.7/-3.2	4.5/7.1	-86
1	3.9/4.5	7.7/13.7	329	-3.2/-2.7	7.3/11.7	-87
2	3.4/3.9	13.9/22.6	329	-2.7/-2.2	11.9/19.3	-88
3	2.8/3.4	22.8/41.2	329	-2.2/-1.7	19.5/32.0	-88

Tabella 3.2: Proprietà geometriche di VZEROA e VZEROC. Dati tratti da [59].

Capitolo 4

Analisi dati

Lo scopo principale dell'analisi presentata in questo lavoro è la misura dello spettro in impulso trasverso (p_T) degli elettroni¹ derivanti da decadimenti di adroni con quark *charm* e *beauty*. Le tracce utilizzate vengono selezionate attraverso opportuni criteri che gli elettroni di interesse devono soddisfare. Gli elettroni vengono poi identificati utilizzando i segnali di TPC, TOF e ITS, dai quali viene poi rimossa la contaminazione adronica residua. Successivamente, vengono sottratti i contributi di fondo, il maggiore dei quali consiste negli elettroni da conversione di fotoni $\gamma \rightarrow e^+e^-$ e da decadimenti Dalitz dei mesoni leggeri $\pi^0, \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$, quindi si corregge la distribuzione in p_T degli elettroni tramite l'efficienza di ricostruzione, ottenuta grazie alle informazioni fornite da simulazioni Monte Carlo. Infine, una volta ottenuto lo spettro in p_T degli elettroni da adroni con *charm* e *beauty* è possibile stimare il fattore di modificazione nucleare, utilizzando un'opportuna referenza protone-protone.

In questa analisi si studiano eventi centrali (0% – 10%) di collisione Pb-Pb ($A = 208$, $Z = 82$) all'energia di centro di massa per coppia di nucleoni $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, registrati nell'anno 2015 dall'esperimento ALICE. I campioni utilizzati sono:

- LHC15o_pass1 per i dati;
- LHC16g1 per il Monte Carlo *minimum bias*;
- LHC16i3a per il Monte Carlo *enhanced*, nel quale sono aggiunti *ad-hoc* adroni con *heavy-flavour* che decadono in modo semi-elettronico.

L'intera analisi si svolge in ambiente ROOT/C++ con l'aggiunta delle librerie AliROOT.

4.1 Selezione degli eventi

Il campione di dati utilizzato contiene circa 7×10^6 eventi selezionati con un *trigger minimum bias*, che consiste in un AND logico tra i due moduli del rivelatore VZERO. Questa condizione può essere soddisfatta anche da eventi estranei rispetto alle collisioni Pb-Pb, come ad esempio collisioni multiple tra i fasci oppure interazioni degli ioni con il gas presente all'interno del tubo dei fasci. Inoltre, è possibile che alcune collisioni non avvengano a ridosso del centro nominale del barile centrale, rischiando dunque di non essere ricostruite correttamente dai rivelatori, in quanto le particelle prodotte possono fuoriuscire dalla loro accettazione. Per eliminare questo tipo di eventi, si richiede allora che

¹Con il termine *elettroni* si intende d'ora in avanti *elettroni+positroni*.

la coordinata z del vertice primario di interazione sia distante massimo 10 cm dal centro del barile centrale ($|z_{vtx}| < 10$ cm, si veda figura 4.1) e che il vertice stesso sia individuato con almeno due tracce globali, ricostruite cioè tramite ITS e TPC. Applicando questa richiesta, il numero di eventi disponibili per l'analisi si riduce di circa il 10%. Allo stesso tempo, il vertice primario viene individuato utilizzando le tracce corte ricostruite con il solo SPD. Qualora il vertice così ricostruito disti più di 0.5 cm in z da quello ottenuto con le tracce globali ($\Delta z > 0.5$ cm) l'evento viene scartato.

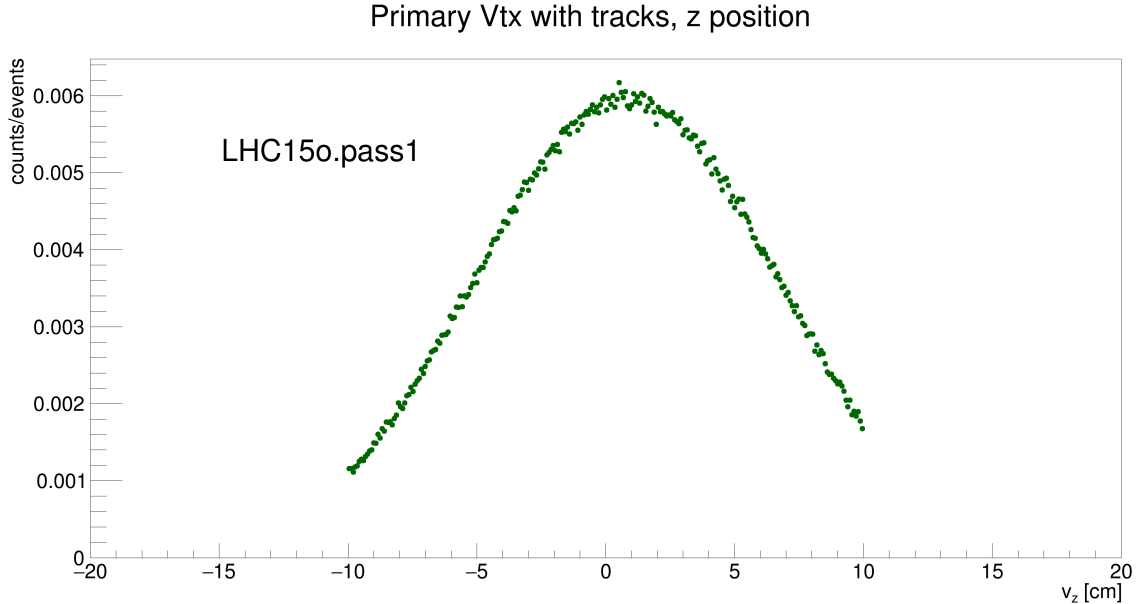


Figura 4.1: Distribuzione della posizione del vertice di interazione lungo la direzione z corrispondente all'asse dei fasci. La selezione applicata ($|z_{vtx}| < 10$ cm) è visibile.

4.2 Selezione delle tracce

Variabile	Valore
Intervallo in η	$ \eta \leq 0.8$
N° cluster in TPC	≥ 120
N° cluster in TPC per PID	≥ 80
N° cluster in ITS	≥ 4
Segnali richiesti in SPD	kBoth (*)
Distanza dal vertice primario in direzione longitudinale z (DCA_z)	< 2 cm
Distanza dal vertice primario in direzione radiale (DCA_{xy})	< 1 cm
N° cluster trovati/ N° cluster trovabili in TPC	> 0.6
χ^2 / N° gradi di libertà	< 4

Tabella 4.1: Criteri di selezione applicati sulle tracce. (*) kBoth = segnale su entrambi gli strati.

I criteri applicati sulle tracce per la selezione degli elettroni sono riportati in tabella 4.1. In primo luogo, si richiede che le tracce siano ricostruite nella TPC con almeno 120 cluster: poiché per $p \gtrsim 100$ MeV/c gli elettroni sono già nel regime di *plateau* di Fermi,

la quantità media di *cluster* associati a ciascuna traccia è maggiore rispetto agli adroni, i quali raggiungono il regime di *plateau* solo per impulsi superiori ai 20 GeV/c (si veda figura 3.9). Richiedendo dunque 120 *cluster* sui 159 massimi si vuole garantire un minimo di purezza nel campione dei candidati elettroni. Tuttavia, il numero minimo di *cluster* in TPC utilizzato per l'identificazione delle particelle è inferiore (80), in quanto la misura della perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx viene compromessa da effetti di bordo in corrispondenza dei margini dei settori azimutali del rivelatore TPC. Inoltre, le tracce di interesse devono essere prolungate correttamente anche all'interno del rivelatore ITS. La richiesta che ogni particella rilasci un segnale su entrambi gli strati dei moduli SPD ha lo scopo di rimuovere le tracce associate ad elettroni derivanti da conversioni $\gamma \rightarrow e^+e^-$ che avvengono negli strati più esterni. Per lo stesso motivo, viene dunque richiesto che ogni traccia abbia almeno 4 *cluster* nel rivelatore ITS. Per rafforzare la selezione di tracce primarie² viene poi richiesto che la distanza dal vertice di interazione (DCA) sia < 2 cm lungo la direzione longitudinale z e < 1 cm nel piano trasverso alla direzione dei fasci, in modo da scartare tutte le particelle prodotte 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* che viene rimossa con questa selezione è del tutto trascurabile, considerato che la lunghezza propria di decadimento degli adroni con *heavy-flavour* è $L \sim 100 - 500 \mu\text{m}$. La richiesta che il χ^2 per numero di gradi di libertà sia minore di 4 permette di rigettare le tracce ricostruite con molti *cluster* non correlati con il segnale rilasciato dalla particella in esame. Infine, si richiede che ciascuna di esse sia formata da almeno il 60% dei *cluster* trovabili, ossia quelli compatibili con la traiettoria ricostruita, in modo tale da garantire un'elevata precisione di ricostruzione per le tracce selezionate.

4.3 Identificazione degli elettroni

Le tracce che soddisfano i criteri di selezione di cui in sezione 4.2 costituiscono il campione iniziale di tracce primarie di ottima qualità. Attraverso il segnale rilasciato dalle particelle nei diversi rivelatori di ALICE è possibile risalire all'identità delle stesse. Essendo in grado di distinguere le specie particellari solo in ristretti intervalli di impulso, è necessario sfruttare il segnale di più rivelatori, in modo tale da ottimizzarne l'utilizzo. Come mostrato in figura 3.9, nel grafico della perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx misurata dalla TPC in funzione dell'impulso p si riconoscono i campioni di kaoni, protoni, elettroni e pioni, sulla base della parametrizzazione di Bethe-Bloch³. Tuttavia, la distinzione delle diverse specie utilizzando soltanto la TPC diventa difficoltosa intorno a $p \sim 500$ MeV/c,

²Le tracce associate agli elettroni da adroni con *heavy-flavour* sono dette *primarie* in quanto il processo di decadimento avviene a ridosso del vertice primario, quindi le tracce suddette sono compatibili con tracce prodotte in modo diretto dalla collisione dei fasci.

³Sia z la carica della particella che viaggia in un mezzo di densità ρ , numero atomico Z e numero di massa A . L'energia media per unità di lunghezza persa dalla particella carica per ionizzazione è descritta dalla parametrizzazione di Bethe-Bloch (approssimata, si veda [11])

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 \right) \right], \quad (4.1)$$

dove I è il potenziale medio di ionizzazione del mezzo e $K = 30.7 \text{ KeV m}^2 \text{ kg}^{-1}$.

dove la *spline*⁴ dei kaoni incrocia quella degli elettroni, e intorno a $p \sim 1$ GeV/c, dove la *spline* dei protoni interseca quella degli elettroni. Nell'intervallo di impulso $p > 2$ GeV/c la distinzione tra p , K e π risulta impossibile, in quanto le *spline* di queste specie di fatto si sovrappongono. Per questo motivo si effettua l'identificazione delle particelle utilizzando anche i segnali provenienti dai rivelatori TOF e ITS.

Per l'identificazione delle particelle si utilizza la variabile n_σ ("numero di sigma"). Detta X la specie particellare in esame e $S^X(p)$ la *spline* ricostruita dai dati ad essa associata, se $dE/dx(p_i)$ è la perdita di energia per unità di lunghezza della particella i -esima misurata con impulso p_i ⁵, allora per i rivelatori TPC e ITS si definisce la grandezza

$$n_\sigma^i = \frac{dE/dx(p_i) - S^X(p_i)}{\sigma^X(p_i)}, \quad (4.2)$$

dove $\sigma^X(p_i)$ è la risoluzione sul segnale dE/dx per una particella di specie X e di impulso p_i . In base alla specie X scelta, si può dunque stabilire quanto ogni traccia considerata sia compatibile con l'identità della specie X . Poichè in questa analisi vengono ricercati elettroni, allora $X = e^-$.

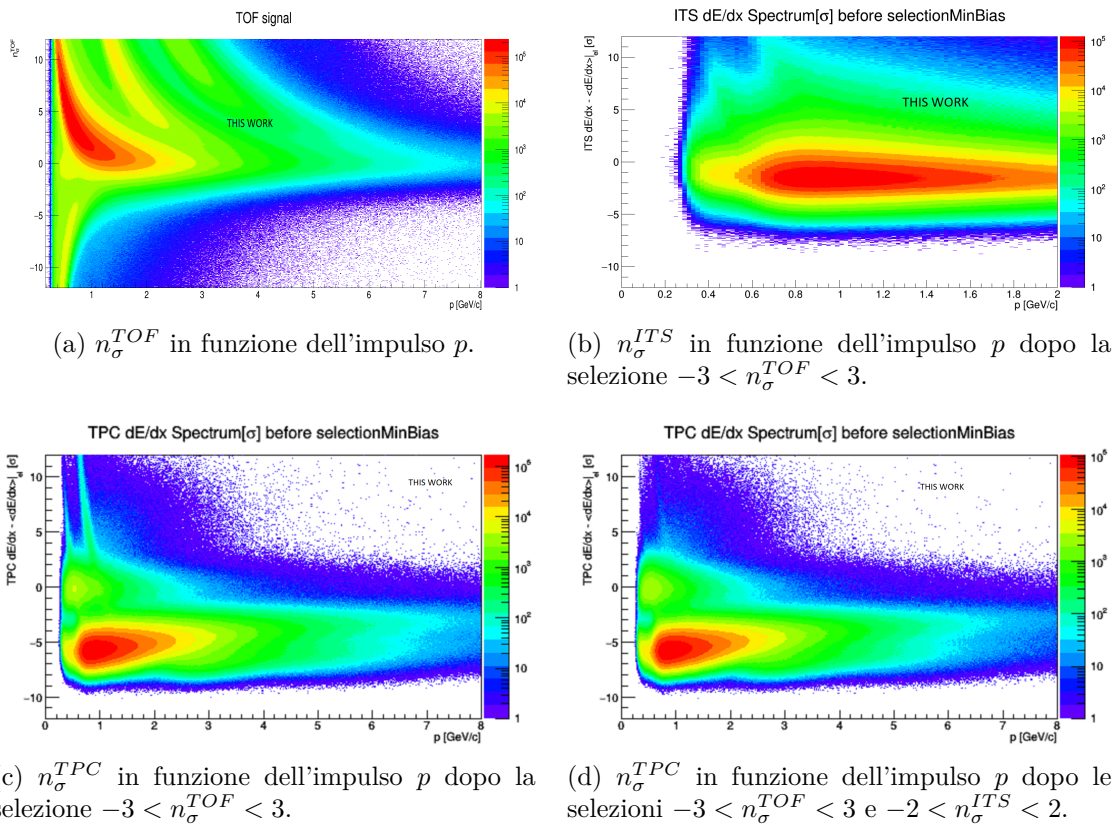


Figura 4.2: Grafici di PID per i rivelatori TOF, ITS e TPC.

⁴Si definisce *spline* della specie particellare X la curva $dE/dx(p)$ ricostruita dai dati che descrive l'andamento della perdita media di energia per unità di lunghezza per la specie particellare X .

⁵Si definisce la medesima quantità anche nel caso del TOF, con la sostituzione $dE/dx(p_i) \rightarrow \Delta t$, dove

$$\Delta t = t_{TOF} - t_{creation}$$

è il tempo di volo della particella. In questo caso, la risoluzione $\sigma^X(p_i)$ riguarda la misura temporale effettuata dal TOF.

In figura 4.2 si presenta il segnale di n_σ in funzione dell'impulso p per i rivelatori TOF, ITS e TPC. Come evidenziato nei riquadri (c) e (d), il grafico di PID del rivelatore TPC cambia se in precedenza si applicano selezioni in altri rivelatori. In particolare, nonostante la selezione $-3 < n_\sigma^{TOF} < 3$ le fasce di Bethe-Bloch relative a kaoni e protoni sono ben evidenti nel grafico della TPC (riquadro (c)). La contaminazione dovuta a queste due specie particellari non viene eliminata a causa di difficoltà legate al prolungamento delle tracce nel rivelatore TOF. Una traccia ricostruita nella TPC viene infatti estesa considerando i *cluster* presenti sul TOF, i quali però, a causa dell'alta molteplicità di particelle prodotte, sono in numero talmente elevato da provocare talvolta un prolungamento scorretto della traccia stessa, quindi una stima errata del tempo di volo. Per questo motivo, molti protoni, kaoni e pioni vengono riconosciuti come elettroni dal TOF e una selezione sul segnale n_σ^{TOF} non garantisce un immediato riconoscimento del campione elettronico. Aggiungendo la selezione $-2 < n_\sigma^{ITS} < 2$ la contaminazione dovuta a queste specie viene notevolmente soppressa (riquadro (d)). Per definizione, il campione di elettroni è concentrato attorno al valore $n_\sigma^{TPC} = 0$, mentre gli adroni si trovano principalmente in corrispondenza di $n_\sigma^{TPC} \neq 0$. Conseguentemente, si applica un'ulteriore selezione sul parametro n_σ^{TPC} , in modo da aumentare il grado di purezza degli elettroni così selezionati.

In questo lavoro si presentano due approcci, nei quali:

1. l'identificazione delle particelle avviene utilizzando i rivelatori TOF e TPC. Questo costituisce lo studio di riferimento scelto;
2. l'identificazione delle particelle avviene utilizzando i rivelatori TOF, ITS e TPC. Come si discuterà in seguito, l'aggiunta del rivelatore ITS può risultare decisiva per il raggiungimento di un risultato definitivo, ma ai fini di questo lavoro non può essere utilizzato, a causa di evidenti incongruenze tra dati e simulazioni Monte Carlo, la cui risoluzione richiederebbe studi più lunghi e laboriosi.

4.4 Contaminazione adronica residua

4.4.1 Abbondanza delle specie particellari

Il campione di candidati elettroni estratto applicando i criteri di selezione sulle tracce (si veda sezione 4.2) e le selezioni sui segnali dei rivelatori (si veda sezione 4.3) contiene una quantità residua di contaminazione adronica. La sua rimozione avviene in maniera statistica, sulla base della percentuale di adroni presente dopo aver applicato tutte le selezioni. Per fare ciò, si considera la distribuzione di n_σ^{TPC} in diversi intervalli di impulso p , quindi si stima la quantità di particelle presenti relative alle varie specie. Gli adroni che contaminano la distribuzione degli elettroni (e^-) sono:

1. i **pioni** (π), che costituiscono la specie adronica dominante. Essi si posizionano in corrispondenza di $-10 \lesssim n_\sigma^{TPC} \lesssim 1$;
2. i **kaoni** (K), i quali inizialmente si presentano in corrispondenza di $n_\sigma^{TPC} > 0$ nell'intervallo di impulso $p \lesssim 400$ MeV/c, quindi intersecano la distribuzione degli elettroni in corrispondenza di 400 MeV/c $\lesssim p \lesssim 600$ MeV/c e infine tendono a posizionarsi nella regione $n_\sigma^{TPC} < 0$;
3. i **protoni** (p), i quali si comportano analogamente ai kaoni, intersecando però la distribuzione degli elettroni in corrispondenza di 0.9 GeV/c $< p < 1$ GeV/c;

4. altre tracce (*others*), posizionate nella regione $n_{\sigma}^{TPC} > 0$, che non vengono correttamente ricostruite dai rivelatori di ALICE. La presenza di questa componente di fondo è sintomatica dell'elevata molteplicità degli eventi di collisione Pb-Pb che, per esempio, comporta il riconoscimento di due tracce come una sola, con conseguente sovrastima della perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx .

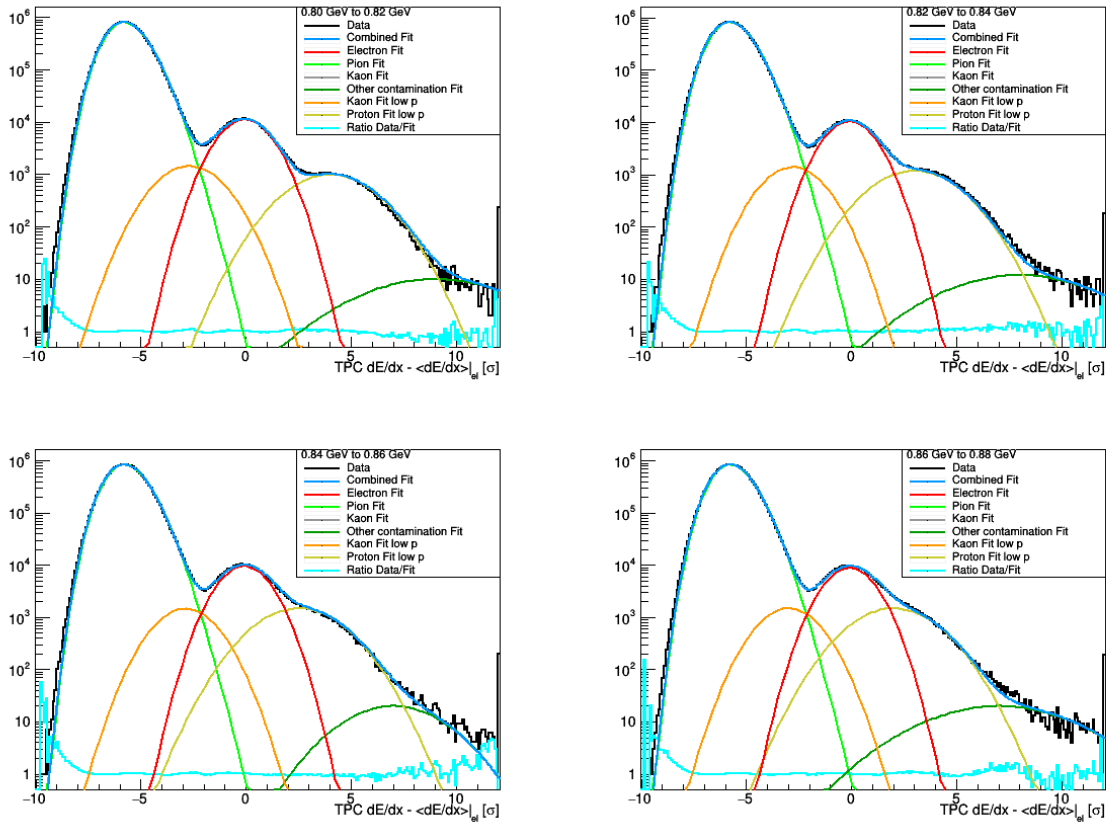


Figura 4.3: Esempi di distribuzione di n_{σ}^{TPC} in diversi intervalli di impulso p , nella regione $800 \text{ MeV}/c \leq p \leq 880 \text{ MeV}/c$ dopo aver applicato selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$). La curva in azzurro descrive il rapporto tra l'istogramma dei dati e la curva di *fit*.

Lo studio della contaminazione adronica deve essere condotto in funzione dell'impulso p . Nella regione $p \lesssim 1 \text{ GeV}/c$ le curve di Bethe-Bloch di kaoni e protoni hanno un andamento fortemente dipendente da p e intersecano la *spline* degli elettroni, quindi è necessario valutare la distribuzione di n_{σ}^{TPC} in intervalli più stretti di p rispetto alle regioni ad alto impulso. Per $p \leq 1 \text{ GeV}/c$ (A) si proietta il grafico 4.2 (c) lungo l'asse delle ordinate a intervalli di impulso di larghezza $\Delta p = 20 \text{ MeV}/c$, quindi si aumenta a $\Delta p = 100 \text{ MeV}/c$ nella regione $1 \text{ GeV}/c < p \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ (B) e infine a $\Delta p = 300 \text{ MeV}/c$ nella regione $p > 1.5 \text{ GeV}/c$ (C). In figura 4.3 vengono mostrati degli esempi di distribuzione di n_{σ}^{TPC} nella regione di basso impulso, dopo aver applicato selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$). Le stesse distribuzioni per la regione di alto impulso vengono mostrate in figura 4.4. In base all'intervallo considerato, la funzione di *fit* della distribuzione di n_{σ}^{TPC} cambia:

- nelle regioni (A) e (B) la funzione di *fit* corrisponde alla somma di una Landau moltiplicata per una funzione esponenziale, che descrive i pioni, e di quattro gaus-

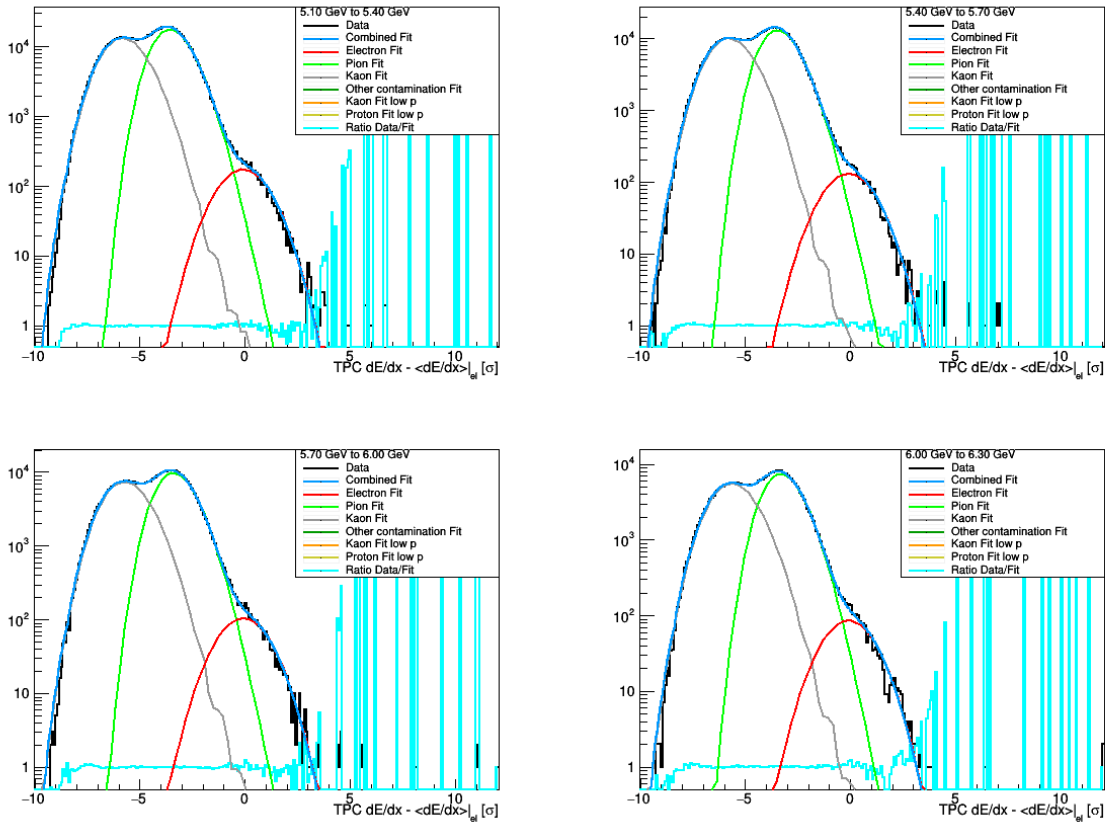


Figura 4.4: Esempi di distribuzione di n_{σ}^{TPC} in diversi intervalli di impulso p , nella regione $5.1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 6.3 \text{ GeV}/c$ dopo aver applicato selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$). La curva in azzurro descrive il rapporto tra l'istogramma dei dati e la curva di *fit*.

siane, che descrivono K , p , e^{-} e *others*. Se la distribuzione dei pioni (verde chiaro) si posiziona sempre nella regione $n_{\sigma}^{TPC} < 0$, la gaussiana degli elettroni (rosso) è centrata intorno al valore $n_{\sigma}^{TPC} \approx 0$, mentre le distribuzioni di kaoni (arancione) e protoni (giallo) originariamente si posizionano in corrispondenza di $n_{\sigma}^{TPC} > 0$, quindi si spostano a valori di n_{σ}^{TPC} mano a mano inferiori all'aumentare dell'impulso considerato. La contaminazione adronica è dovuta soprattutto ai kaoni, ai protoni e alle tracce residue (verde scuro) dovute all'alta molteplicità;

- nella regione (C) le gaussiane di kaoni e protoni vengono sostituite con un'unica funzione di Landau (grigia) che si posiziona in corrispondenza di $n_{\sigma}^{TPC} < 0$. Questa funzione quantifica il contributo di kaoni e protoni, non più distinguibili in quanto le curve di Bethe-Bloch nel rivelatore TPC sono quasi sovrapposte (si veda figura 3.9). La contaminazione adronica in questa regione è dovuta principalmente ai pioni, mentre il contributo delle tracce *others* diminuisce all'aumentare dell'impulso, sino ad azzerarsi in corrispondenza di $p \sim 5 \text{ GeV}/c$.

I risultati dei *fit* appena descritti relativi al caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$) sono mostrati in figura 4.5. Gli elettroni si selezionano applicando il criterio $-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$, in modo da escludere la maggior parte del contributo di contaminazione dovuto ai pioni nella regione $n_{\sigma}^{TPC} < 0$, che altrimenti diventerebbe

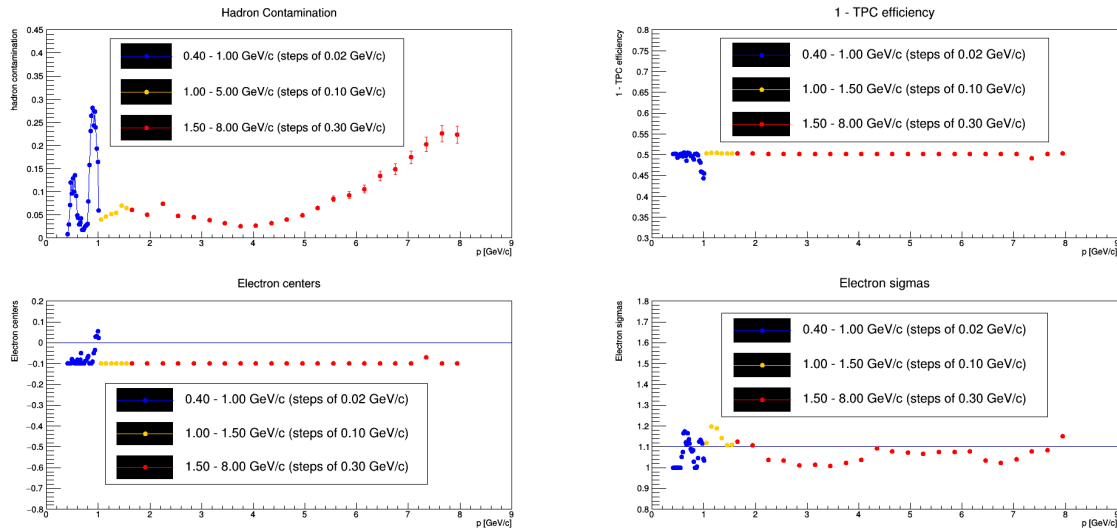


Figura 4.5: Risultati dei *fit* della distribuzione di n_{σ}^{TPC} condotti nel caso di selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$) e contaminazione adronica risultante in seguito alla selezione in TPC $-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$. In alto a sinistra: contaminazione adronica in funzione dell'impulso. In alto a destra: $1 - \varepsilon_{PID}^{TPC}$ in funzione dell'impulso. In basso a sinistra: andamento dei centroidi delle gaussiane degli elettroni in funzione dell'impulso. In basso a destra: andamento delle σ delle gaussiane degli elettroni in funzione dell'impulso.

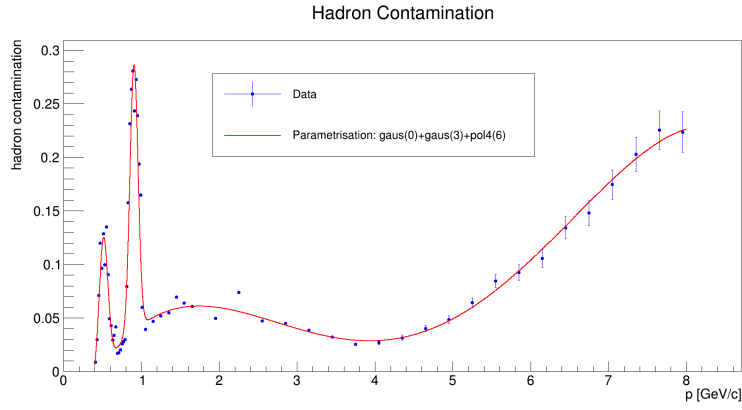
significativo per $p \gtrsim 1.5$ GeV/c. La scelta di -0.1 come limite inferiore è dettata dal fatto che i *fit* di cui in figura 4.3 e 4.4 evidenziano che la media della distribuzione degli elettroni non è a 0, ma intorno a -0.1 . Dunque, per considerare il caso in cui l'efficienza di selezione degli elettroni da parte della TPC è del 50% è necessario applicare la selezione indicata⁶. La contaminazione adronica misurata in questo intervallo raggiunge un massimo assoluto del $\sim 30\%$ in corrispondenza dell'intersezione tra la distribuzione dei protoni e quella degli elettroni (0.9 GeV/c $< p < 1$ GeV/c), mentre in corrispondenza dell'incrocio tra elettroni e kaoni (400 MeV/c $\lesssim p \lesssim 600$ MeV/c) essa ammonta a $\sim 13\%$.

4.4.2 Parametrizzazione della contaminazione adronica

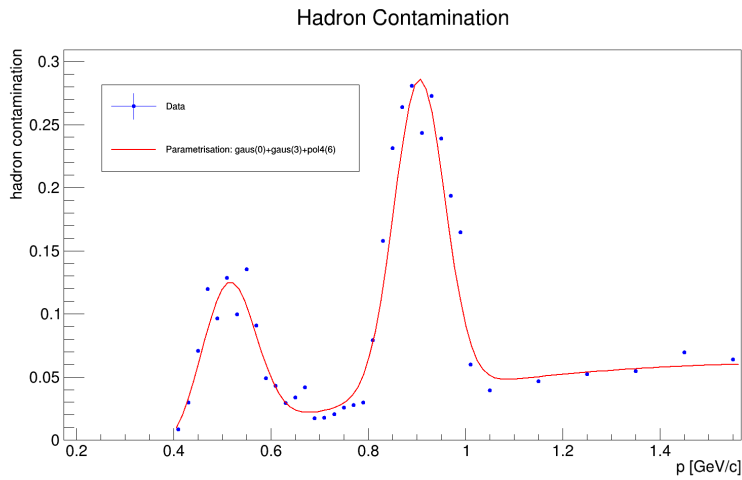
I *fit* descritti in sezione 4.4.1 permettono di ottenere l'andamento della contaminazione adronica in funzione dell'impulso p (si veda figura 4.5, in alto a sinistra), la cui dipendenza deve essere descritta da una funzione analitica. Per ogni traccia associata a un candidato elettrone si considerano l'impulso p e la sua componente trasversa p_T , dunque si valuta la funzione di parametrizzazione in corrispondenza del p della traccia in esame. In questo modo, si quantifica la probabilità che essa sia associata ad un adrone e questa informazione si trasmette come peso al *bin* opportuno dell'istogramma in p_T . Una volta terminata l'analisi delle tracce, si ottiene così una distribuzione in impulso trasverso della contaminazione adronica.

In figura 4.6 si mostra la funzione di parametrizzazione che descrive la dipendenza della contaminazione adronica in funzione dell'impulso p nel caso di selezioni di PID sui

⁶Tramite un campione di elettroni derivanti da conversioni $\gamma \rightarrow e^+e^-$ si effettua la ricostruzione della loro *spline*, ma le selezioni applicate sulle tracce possono provocarne delle alterazioni, modificando i valori $mean = 0$ e $\sigma = 1$ che ne contraddistinguono, per definizione, la distribuzione in n_{σ}^{TPC} .



(a) Funzione di parametrizzazione.



(b) Funzione di parametrizzazione (particolare).

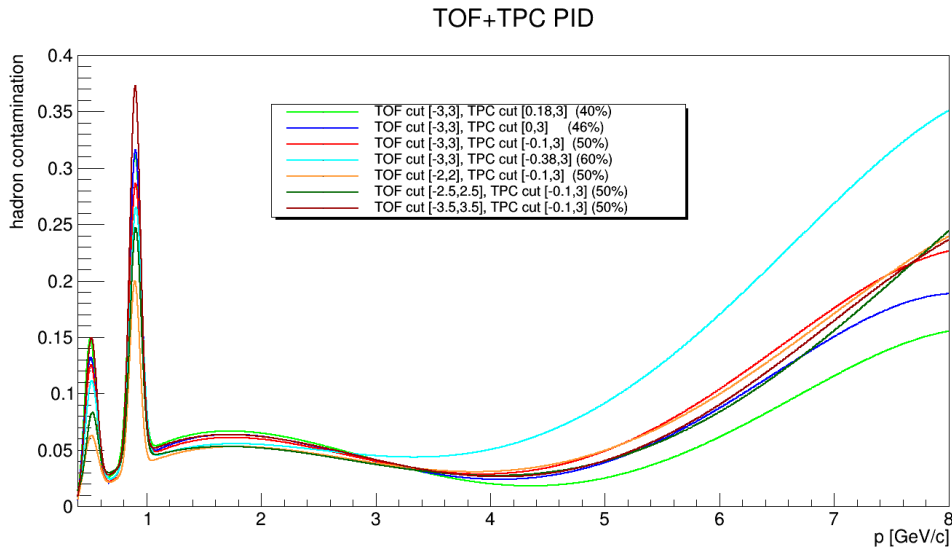
Figura 4.6: Parametrizzazione della contaminazione adronica nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$).

rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$). Nel riquadro (b) è mostrato un particolare della funzione stessa nell'intervallo di impulso $p \lesssim 1.5$ GeV/c. La funzione utilizzata è:

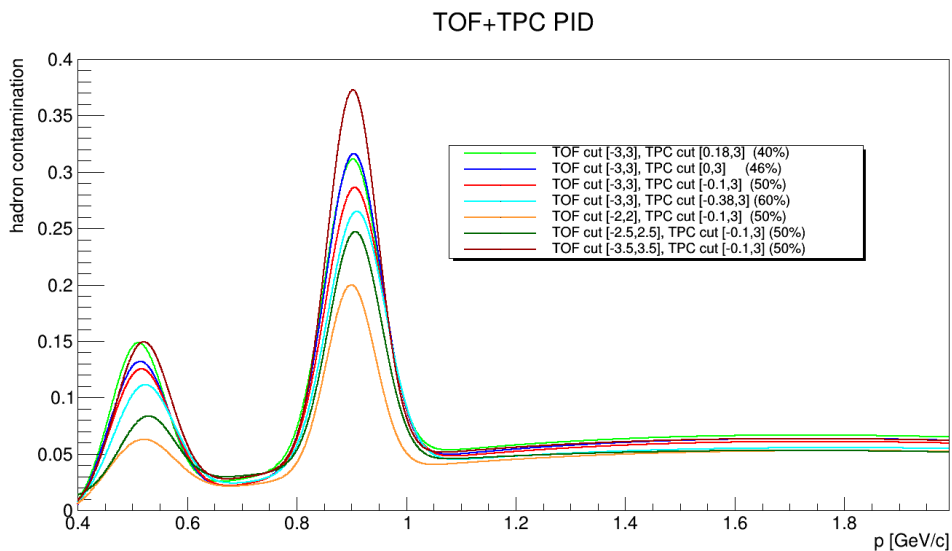
$$f(x) = [p_0]e^{-\frac{(x-[p_1])^2}{2([p_2])^2}} + [p_3]e^{-\frac{(x-[p_4])^2}{2([p_5])^2}} + [p_6] + [p_7]x + [p_8]x^2 + [p_9]x^3 + [p_{10}]x^4, \quad (4.3)$$

dove le due gaussiane descrivono i picchi di contaminazione adronica, presenti nel campione di elettroni selezionato, in corrispondenza dell'intersezione della distribuzione degli elettroni con quella dei kaoni e dei protoni, rispettivamente. Il polinomio di quarto grado descrive invece l'andamento della contaminazione nell'intervallo di impulso $1 \text{ GeV}/c \lesssim p \lesssim 8 \text{ GeV}/c$. In particolare, nella regione $1 \text{ GeV}/c \lesssim p \lesssim 4 \text{ GeV}/c$ la contaminazione è dominata dalle tracce non riconosciute correttamente nella TPC (*others*), mentre per $4 \text{ GeV}/c \lesssim p \lesssim 8 \text{ GeV}/c$ il maggior contributo di contaminazione è dovuto all'avvicinamento della distribuzione dei pioni a quella degli elettroni al crescere dell'impulso.

In figura 4.7 si mostrano le funzioni di parametrizzazione della contaminazione adronica nel caso di PID condotta con TPC e TOF al variare delle selezioni nei segnali dei rivelatori. Qualora la selezione in n_{σ}^{TOF} sia costante, all'aumentare dell'efficienza di selezione nella TPC la quantità di contaminazione adronica a basso impulso diminuisce (si



(a) Funzioni di parametrizzazione.



(b) Funzioni di parametrizzazione (particolare).

Figura 4.7: Parametrizzazione della contaminazione adronica nel caso di PID condotta con TPC e TOF al variare delle selezioni in n_{σ}^{TPC} e n_{σ}^{TOF} .

veda figura 4.7(b)): infatti, gli elettroni selezionati aumentano, ma la quantità relativa di adroni non cambia in maniera significativa modificando il limite inferiore della selezione n_{σ}^{TPC} nell'intervallo $[-0.38, 0.18]$. Viceversa, per alti valori dell'impulso p la contaminazione adronica aumenta (si veda figura 4.7(a)), poiché la quantità di pioni a ridosso di $n_{\sigma}^{TPC} \approx 0$, per valori negativi di n_{σ}^{TPC} , è significativa e all'aumentare dell'intervallo di selezione essi contaminano maggiormente il campione di elettroni. Qualora invece l'intervallo di selezione in n_{σ}^{TOF} venga ampliato, la contaminazione adronica a basso impulso cresce (si veda figura 4.7(b)), poiché la quantità di adroni aggiuntivi selezionata in questo modo è maggiore rispetto agli elettroni, dunque i picchi di contaminazione aumentano con la larghezza dell'intervallo di selezione in n_{σ}^{TOF} . La contaminazione ad alto impulso, invece, non cambia in modo significativo al variare dell'intervallo di selezione in n_{σ}^{TOF} : il rivelatore TOF infatti non è in grado di distinguere gli elettroni dagli adroni per $p \gtrsim 3$ GeV/c

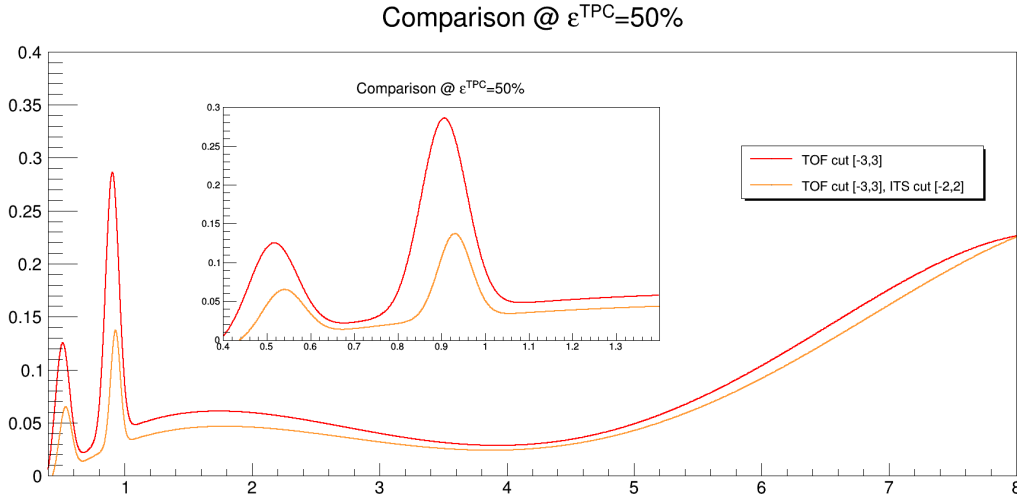


Figura 4.8: Confronto tra funzioni di parametrizzazione della contaminazione adronica nel caso di PID condotta con TOF+TPC e nel caso di PID condotta con TOF+ITS+TPC.

(si veda figura 3.12), quindi il suo utilizzo per l'identificazione di particelle ad alto p non è determinante.

In figura 4.8 si mostra il confronto delle funzioni di parametrizzazione tra il caso di PID condotta con TOF e TPC e il caso di PID condotta con TOF, ITS e TPC. L'introduzione della selezione $-2 \leq n_{\sigma}^{ITS} \leq 2$ comporta una diminuzione della contaminazione a basso impulso ($\sim 6\%$ per i kaoni, $\sim 14\%$ per i protoni), in quanto riduce in modo rilevante gli adroni selezionati. Questo criterio comunque non riesce ad eliminare completamente la contaminazione, non essendo in grado di risolvere le difficoltà di prolungamento delle tracce nel TOF che impediscono il corretto riconoscimento di kaoni e protoni. Si noti poi come ad alto impulso l'utilizzo del rivelatore ITS non sia determinante: in accordo con la figura 3.6, esso è in grado di discriminare correttamente tra diverse specie particellari fino a $p \sim 2$ GeV/c, perciò una selezione in n_{σ}^{ITS} non provoca alcuna riduzione della contaminazione ad alto impulso, poiché gli adroni non vengono correttamente distinti da esso.

Una volta misurata la contaminazione adronica, lo spettro inclusivo degli elettroni (N_{incl}) si definisce come la differenza tra lo spettro totale dei candidati elettroni selezionati (N_{tot}) e quello della contaminazione ($N_{had-cont}$):

$$N_{incl}(p_T) = N_{tot}(p_T) - N_{had-cont}(p_T). \quad (4.4)$$

4.5 Sottrazione del fondo

Dato che i decadimenti nei canali semi-leptonici degli adroni con *heavy-flavour* coinvolgono sempre la presenza di un neutrino (e.g.: $B^+ \rightarrow e^+\nu_e X$, $D^0 \rightarrow K^-e^+\nu_e$ [8]), l'intera topologia dei decadimenti di interesse non è ricostruibile [20] e un'analisi di massa invariante non è quindi possibile. Per ottenere lo spettro in p_T degli elettroni che vi derivano è necessario sottrarre i contributi di fondo più significativi. Oltre agli elettroni da adroni con *heavy-flavour*, infatti, il campione inclusivo di elettroni è formato anche da quelli derivanti da [30]:

1. decadimenti di-elettronici degli stati di quarkonio $J/\psi, \Upsilon \rightarrow e^+e^-$;

2. decadimenti deboli dei kaoni $K^0 \rightarrow e^\pm \pi^\mp \nu_e$ (K_{e3}), $K^\pm \rightarrow e^\pm \pi^0 \nu_e$ (K_{e3}^\pm) e decadimenti di-elettronici di mesoni vettori leggeri (e.g.: ω , ϕ , ρ_0);
3. decadimenti Dalitz dei mesoni leggeri $\pi^0, \eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ e produzione di coppie $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ all'interno del materiale dei rivelatori (si veda sezione 4.5.1). Gli elettroni e i positroni dovuti a questi processi d'ora in poi saranno chiamati, per brevità, elettroni *fotonici* ed essi costituiscono il contributo di fondo elettronico maggiore.

Nel contesto di questa analisi, l'unica componente di fondo considerata è quella dovuta agli elettroni fotonici. La componente di elettroni dovuta ai decadimenti delle J/ψ ammonta al $\sim 5\%$ per $p_T \sim 3$ GeV/c, per poi diminuire all'aumentare dell'impulso trasverso [30], dunque qui non viene presa in considerazione. I contributi di elettroni dai decadimenti di-elettronici e dai processi $\Upsilon \rightarrow e^+ e^-$ e K_{e3} risultano, ai fini di questa tesi, del tutto trascurabili nell'intervallo di impulso trasverso considerato [30].

4.5.1 Metodo di individuazione degli elettroni fotonici

Per misurare lo spettro in p_T degli elettroni fotonici si utilizza la variabile della massa invariante m_{ee} : le coppie $e^+ e^-$ derivanti dalla conversione di fotoni possiedono infatti $m_{ee} = 0$, mentre la massa invariante delle coppie $e^+ e^-$ da decadimenti Dalitz [27] può variare nell'intervallo $0 \leq m_{ee} < m_M$, dove con M si indica il mesone leggero nello stato iniziale. Questa peculiarità viene dunque sfruttata per selezionare in maniera statistica gli elettroni fotonici presenti nel campione inclusivo, distinguendoli in particolare dagli elettroni da adroni con *heavy-flavour*.

Parametro	Selezione
Pseudorapidità	$ \eta < 0.8$
N° <i>cluster</i> in ITS	≥ 2
N° <i>cluster</i> in TPC	≥ 60
N° <i>cluster</i> in TPC per PID	≥ 60
Distanza dal vertice primario in direzione longitudinale z	< 2 cm
Distanza dal vertice primario in direzione radiale	< 1 cm
PID nel rivelatore TPC	$ n_\sigma^{TPC} < 3$
p_T minimo	0.10 GeV/c

Tabella 4.2: Criteri di selezione sulle tracce associate agli elettroni inclusivi per formare le coppie $e^+ e^-$ utili per l'individuazione degli elettroni fotonici.

Per individuare statisticamente le coppie fotoniche $e^+ e^-$ si procede per fasi. Innanzi tutto, si utilizza ciascuno degli elettroni inclusivi per formare coppie ee con tutte le tracce elettroniche che soddisfano i criteri di selezione di cui in tabella 4.2. Essi sono molto meno stretti rispetto a quelli applicati per selezionare le tracce inclusive (si veda tabella 4.1), in modo tale da massimizzare la probabilità di trovare le vere particelle associate necessarie per ricostruire le coppie fotoniche, quindi la probabilità di identificare gli elettroni inclusivi di origine fotonica.

Le coppie così ottenute si distinguono in due sotto-campioni:

- coppie $e^+ e^-$, ossia quelle formate da un elettrone e un positrone, dette "di segno opposto" (*Unlike-Sign*, N_{ULS}). Oltre alle coppie fotoniche, il campione N_{ULS} contiene

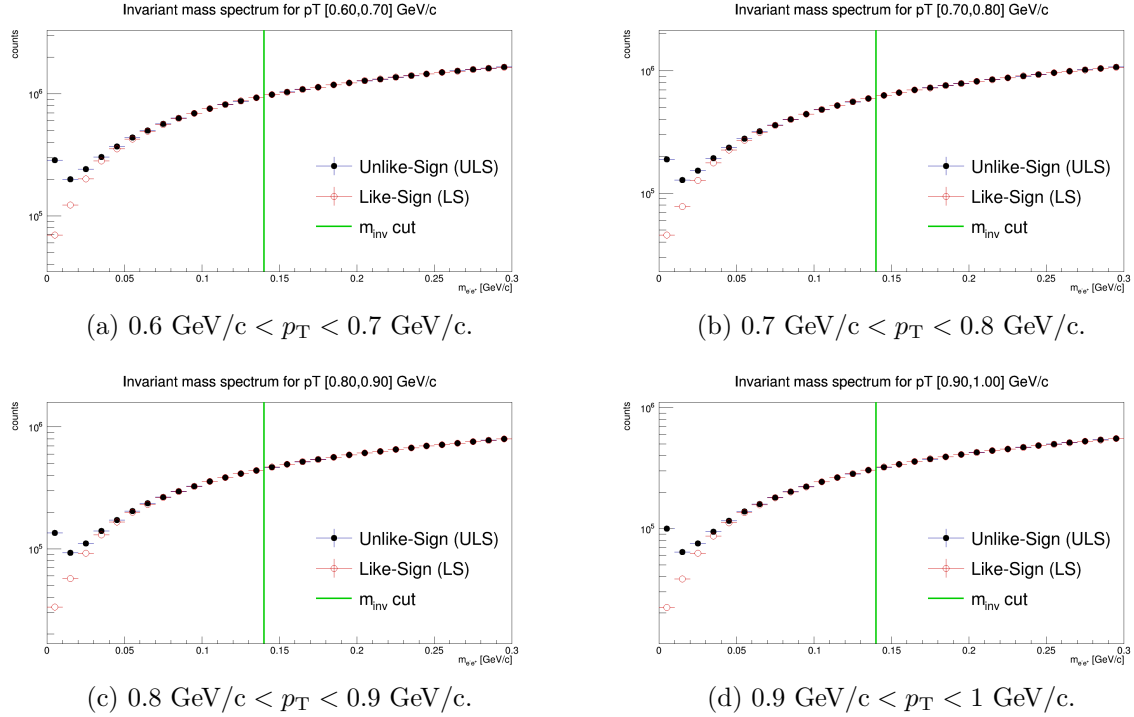


Figura 4.9: Esempi di distribuzioni di m_{inv} per coppie elettroniche "di segno opposto" e "di equal segno" nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$).

molte coppie casuali, che si formano in maniera puramente combinatoria. Per selezionare gli elettroni da conversione di γ e da decadimenti Dalitz di π si richiede che $m_{ee} < 140 \text{ MeV}/c^2 \approx m_{\pi}$, cioè la massa invariante deve essere minore della massa del pione. In questo modo, tutte le coppie e^+e^- derivanti da decadimenti Dalitz dei mesoni η ($m = (547.862 \pm 0.018) \text{ MeV}/c^2$ [8]), ω , ρ , ... con $m_{ee} > 140 \text{ MeV}/c^2$ non vengono selezionate. Inoltre, è possibile che i criteri di cui in tabella 4.2 scartino alcune tracce partner e che le coppie fotoniche associate non vengano ricostruite. Queste perdite vengono risolte applicando la correzione per l'efficienza di *tagging* (si veda sezione 4.5.2);

- coppie e^-e^- ed e^+e^+ , ossia formate da due elettroni o positroni, dette "di equal segno" (*Like-Sign*, N_{LS}). Dato che queste sicuramente non costituiscono coppie fotoniche, esse si utilizzano per descrivere l'andamento del fondo combinatorio presente nel campione N_{ULS} .

In figura 4.9 si mostrano degli esempi di distribuzione di massa invariante per le coppie elettroniche "di equal segno" (simboli vuoti con bordo rosso) e "di segno opposto" (simboli neri) in diversi intervalli di p_T dell'elettrone inclusivo, nel caso di PID condotta con i rivelatori TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$) e TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$). A ridosso di $m_{ee} = 0$ è evidente il picco di massa invariante dovuto agli elettroni da $\gamma \rightarrow e^+e^-$ e da decadimenti Dalitz, il quale si erge dal fondo combinatorio ben descritto dalle coppie "di equal segno". In prossimità di $p_T \sim 5.5 \text{ GeV}/c - 6 \text{ GeV}/c$ inizia a manifestarsi una discrepanza tra lo spettro di massa invariante ULS e LS, soprattutto a causa della statistica via via sempre più ridotta. Il numero grezzo di elettroni fotonici in funzione di p_T ($N_{phot}^{raw}(p_T)$) si calcola dunque come la differenza tra le coppie "di segno opposto" e quelle "di equal segno",

selezionate entro il valore di soglia di $140 \text{ MeV}/c^2$ (linea verde), secondo la relazione:

$$N_{phot}^{raw}(p_T) = N_{ULS}(p_T) - N_{LS}(p_T). \quad (4.5)$$

4.5.2 Efficienza di *tagging*

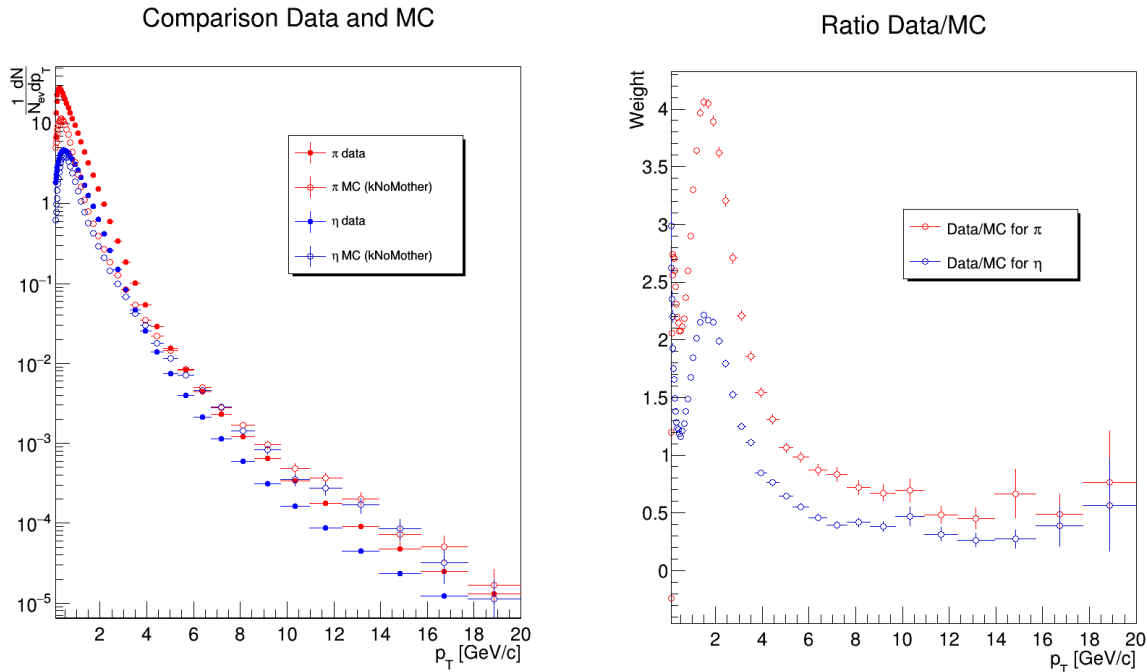


Figura 4.10: Sinistra: distribuzioni di π^0 e η da dati e Monte Carlo. Gli spettri dai dati sono ricavati da quelli di particelle cariche, come specificato nel testo. Destra: pesi.

Imponendo la condizione $m_{ee} < 140 \text{ MeV}/c^2$, le coppie e^+e^- derivanti dal decadimento di η o di mesoni più pesanti possono avere massa invariante maggiore rispetto al valore imposto della soglia, rimanendo dunque escluse dalla selezione. Inoltre, è possibile che alcune coppie fotoniche non vengano ricostruite correttamente, in quanto i criteri di cui in sezione 4.2 e 4.3 possono eliminare almeno uno degli elettroni (o positroni) che formano una coppia e^+e^- dovuta allo stesso γ , π o η . Può anche succedere che non si selezionino alcune coppie fotoniche qualora almeno uno degli elettroni non sia rivelato, poiché fuori dall'accettanza dei rivelatori, o non sia correttamente ricostruito, a causa di inefficienze nel tracciamento. Per correggere lo spettro grezzo in p_T degli elettroni fotonici è dunque necessario stimare ε_{tag} , cioè l'efficienza di *tagging* con cui si riesce a trovare la particella partner di un elettrone inclusivo fotonico di impulso trasverso p_T , in modo da ricostruire correttamente la coppia. Tale misura si effettua utilizzando il campione Monte Carlo *minimum bias*, in quanto nel campione Monte Carlo *enhanced* la statistica è troppo bassa affinché vi sia un numero sufficiente di decadimenti Dalitz e produzioni di coppie. Sfruttando le informazioni Monte Carlo, l'efficienza di *tagging* è stimata come il rapporto tra il numero di coppie "di segno opposto" ricostruite derivanti dalla stessa particella madre (N_{ULS}^{true}) e il numero di elettroni, appartenenti al campione inclusivo ottenuto con le selezioni di tabella 4.1 e l'identificazione descritta in sezione 4.3, che derivano da un γ , π^0 o η (N_e^{phot}):

$$\varepsilon_{tag}(p_T) = \frac{N_{ULS}^{true}(p_T)}{N_e^{phot}(p_T)}, \quad (4.6)$$

Affinché tali efficienze siano stimate correttamente, è necessario che l'andamento in p_T della distribuzione delle particelle madri sia la stessa tra dati e Monte Carlo. Per questo motivo, si applica una procedura di ponderazione, che prevede di scalare la distribuzione in p_T delle particelle madri (η , π^0) degli elettroni nel Monte Carlo, in modo tale che si adatti a quella misurata dall'esperimento. Di conseguenza, il peso utilizzato per questa correzione sulle particelle madri viene trasferito agli elettroni, correggendo così la stima dell'efficienza.

In assenza di uno spettro misurato in p_T di π^0 e η , in questa analisi si utilizza inizialmente uno spettro in p_T di particelle cariche, sulla base delle seguenti ipotesi:

- la maggior parte delle particelle cariche sono π^\pm ;
- si assume che le distribuzioni dei pioni carichi e quella dei pioni neutri coincidano;
- lo spettro in p_T delle η si ricava tramite una procedura di *m_T scaling*⁷.

In figura 4.10 si mostrano le distribuzioni in p_T da dati e Monte Carlo di π^0 e η , normalizzate per il numero di eventi. I campioni selezionati dal Monte Carlo sono costituiti da soli π^0 e η generati senza madre, ossia derivanti direttamente dalla collisione tra gli ioni di piombo. Per le specie particellari considerate, la distribuzione Monte Carlo è più bassa rispetto a quella dai dati, dunque i pesi da applicare alle distribuzioni Monte Carlo sono > 1 . Tuttavia, le efficienze di *tagging* non vengono influenzate tanto dal valore assoluto dei pesi, quanto dal loro andamento in funzione dell'impulso trasverso, determinante per il calcolo delle efficienze stesse.

In figura 4.11 si mostra l'andamento dell'efficienza di *tagging* in funzione del p_T dell'elettrone inclusivo, selezionato utilizzando il segnale dei rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_\sigma^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_\sigma^{TOF} \leq 3$). L'efficienza relativa agli elettroni da conversioni di γ risulta più bassa rispetto a quella degli elettroni da decadimenti Dalitz dei π : questo effetto è dovuto al fatto che i criteri sul numero di *cluster* sul rivelatore ITS e sul modulo SPD per le tracce inclusive di cui in tabella 4.1 eliminano molti fotoni che decadono in ritardo, comportando un valore inferiore per l'efficienza di *tagging* legata alle coppie che derivano da essi. Inoltre, l'efficienza di *tagging* per i decadimenti Dalitz delle η è inferiore rispetto a quelle dei π poiché $m_\eta > m_\pi$, quindi molte coppie fotoniche non vengono selezionate perchè oltre la soglia.

A questo punto, si risale allo spettro fotonico corretto per l'efficienza di *tagging* nel modo seguente:

$$N_{phot}(p_T) = \frac{N_{phot}^{raw}(p_T)}{\varepsilon_{tag}(p_T)}, \quad (4.8)$$

⁷ Le distribuzioni in m_T delle diverse specie mesoniche presentano lo stesso andamento [28] (e.g.: $\frac{dN/dm_T|_\eta}{dN/dm_T|_{\pi^0}} \approx 0.45$). Dunque, per ottenere $dN/dp_T|_\eta$ da $dN/dp_T|_{\pi^0}$ si può procedere nel modo seguente:

a) considerando che

$$m_T := \sqrt{m^2 + p_T^2} \Rightarrow p_T = \sqrt{m_T^2 - m^2} \Rightarrow dp_T = \frac{m_T}{p_T} dm_T \quad (4.7)$$

è possibile ricavare $dN/dm_T|_{\pi^0}$;

b) in ciascun *bin* si moltiplica per il fattore di proporzionalità $m_T^{\pi^0}/m_T^\eta$;

c) si ricava infine $dN/dp_T|_\eta$ utilizzando nuovamente la relazione 4.7.

Le misure sperimentali degli spettri in p_T di π^0 e η mostrano tuttavia dei segni di violazione di questo fenomeno, poiché il rapporto π^0/η non è sempre consistente con un andamento costante [29].

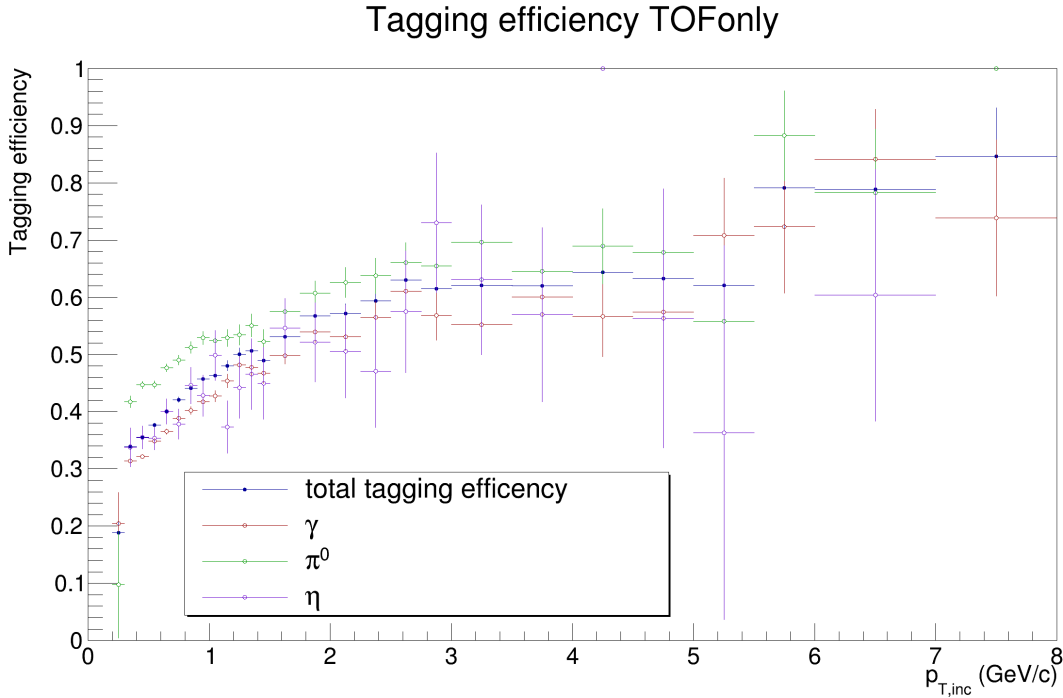


Figura 4.11: Efficienza di *tagging* in funzione dell'impulso trasverso dell'elettrone inclusivo selezionato utilizzando il segnale dei rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$).

quindi è possibile misurare lo spettro grezzo in p_T degli elettroni non fotonici come la differenza tra lo spettro inclusivo e quello fotonico corretto:

$$N_{Non-phot}^{raw}(p_T) = N_{incl}(p_T) - N_{phot}(p_T). \quad (4.9)$$

Infine, si può definire il rapporto non-fotonico/fotonico R_{NP-P} come:

$$R_{NP-P} = \frac{N_{Non-phot}^{raw}(p_T)}{N_{phot}(p_T)} = \frac{N_{incl}(p_T)}{N_{phot}(p_T)} - 1 \Rightarrow (1 + R_{NP-P}) = \frac{N_{incl}(p_T)}{N_{phot}(p_T)}. \quad (4.10)$$

In figura 4.12 si mostrano gli spettri grezzi in impulso trasverso nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$). Per bassi valori di p_T gli elettroni rivelati sono per la maggior parte fotonici e per valori crescenti di impulso trasverso la quantità di elettroni fotonici diminuisce, quindi il rapporto inclusivo/fotonico aumenta (si veda figura 4.13). Esso risulta sempre maggiore o uguale a 1, in accordo con l'equazione 4.10. Inoltre, nello spettro di contaminazione adronica (verde) è evidente il picco legato alla presenza dei protoni e la sua sottrazione dallo spettro inclusivo provoca un'inversione di concavità dello spettro non fotonico grezzo. Come si può notare dal rapporto di figura 4.13, all'interno dello spettro di elettroni resta presente una componente di contaminazione adronica residua non correttamente stimata intorno a $p_T \sim 1$ GeV/c (si vedano sezione 4.8 e appendice B.1).

Oltre ad utilizzare pesi estratti dagli spettri misurati di particelle cariche, è stato valutato anche l'effetto della procedura di ponderazione applicata con pesi stimati a partire da spettri misurati di pioni carichi [60], non disponibili inizialmente quando si cominciarono questi studi. L'ipotesi che giustifica questo approccio prevede che la distribuzione in p_T dei pioni carichi coincida con quella dei pioni neutri in virtù dell'appartenenza allo

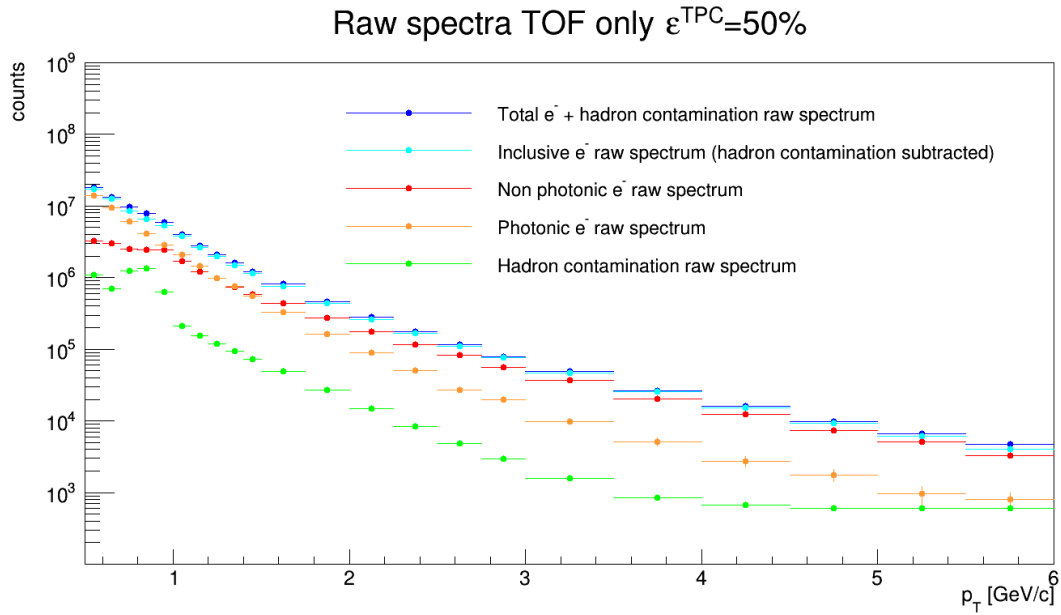


Figura 4.12: Spettri grezzi in p_T nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_\sigma^{\text{TPC}} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_\sigma^{\text{TOF}} \leq 3$).

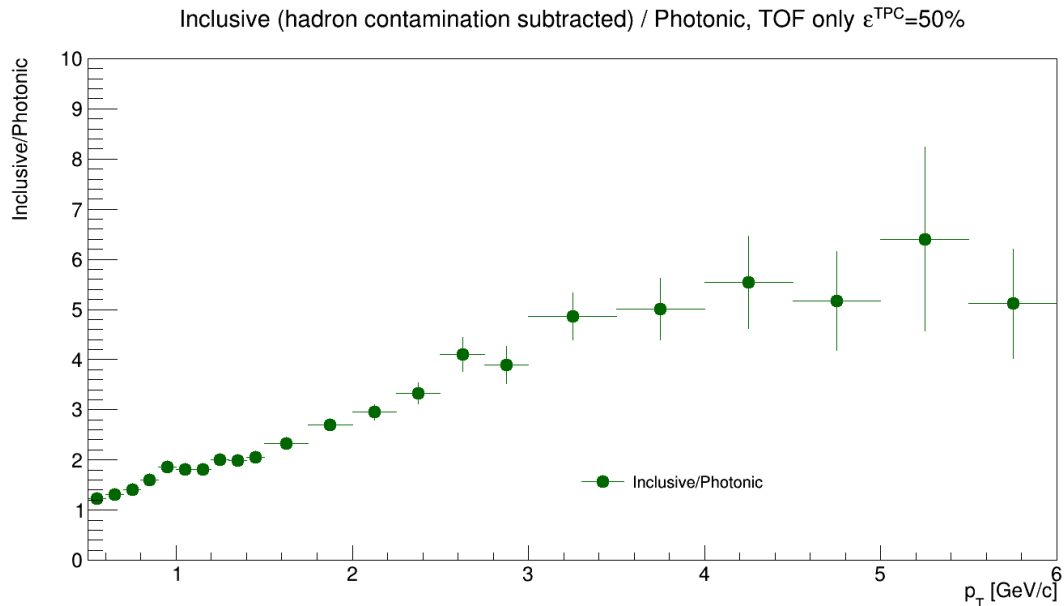


Figura 4.13: Rapporto tra spettro inclusivo e spettro fotonico nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_\sigma^{\text{TPC}} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_\sigma^{\text{TOF}} \leq 3$).

stesso multipletto di isospin, in modo tale da poter partire dagli spettri dei pioni carichi anziché da quelli dei pioni neutri, attualmente non disponibili per le collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV registrate da ALICE nel 2015. L'andamento di tali pesi in funzione di p_T è analogo a quello mostrato in figura 4.10 ed essi sono ancora > 1 poiché lo spettro di π^0 e η dai dati risulta più alto rispetto a quello dai Monte Carlo. In figura 4.14 si mostra il

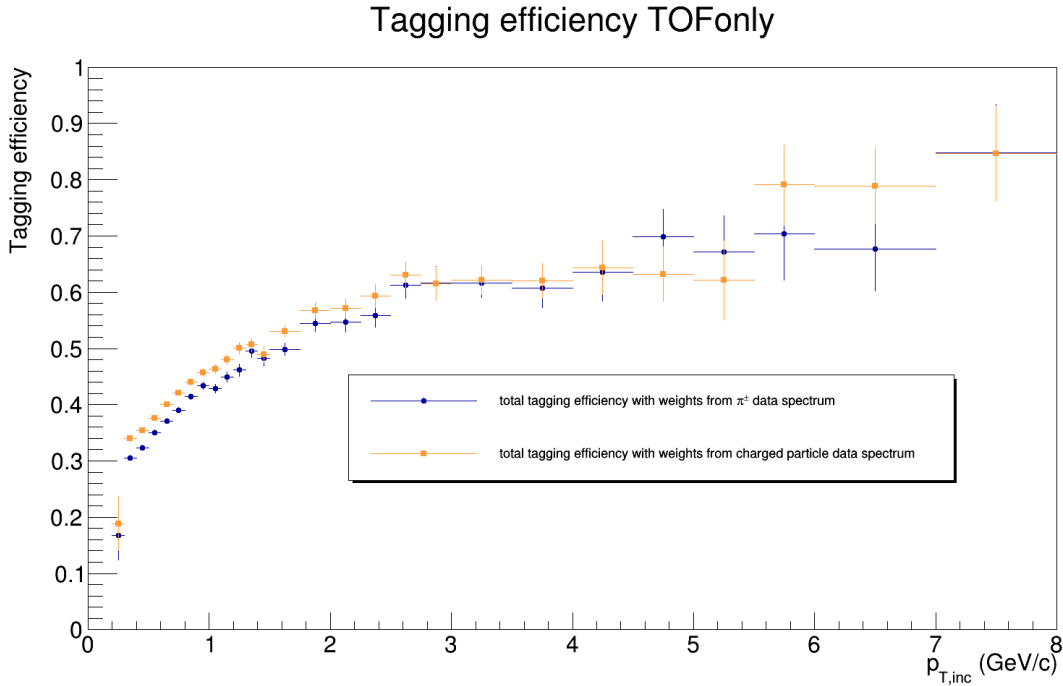


Figura 4.14: Confronto delle efficienze di *tagging* stimate utilizzando i pesi estratti dagli spettri di particelle cariche con quelle stimate utilizzando i pesi estratti dagli spettri dei pioni carichi.

confronto delle efficienze di *tagging* stimate utilizzando i pesi estratti dagli spettri misurati di particelle cariche con quelle stimate utilizzando i pesi estratti dagli spettri misurati dei pioni carichi. Nel secondo caso, le efficienze in esame risultano sistematicamente inferiori: questo implica, secondo l'equazione 4.8, che lo spettro degli elettroni fotonici sia più alto e che quello non fotonico risulti più basso, in base all'equazione 4.9 (si veda sezione 4.6). Il risultato finale, mostrato in sezione 4.8, si ottiene con i pesi stimati dagli spettri misurati di pioni carichi. Partendo infatti dalle distribuzioni delle particelle cariche si considerano anche adroni diversi dai pioni e un'analisi definitiva non può accettare questo compromesso, nonostante i pioni costituiscano la maggior parte delle particelle cariche nello stato finale. In questa tesi si mostrano comunque le efficienze di *tagging* e gli spettri finali degli elettroni da adroni con *heavy-flavour* ottenuti con i due diversi pesi, in quanto entrambi vengono utilizzati per lo studio delle incertezze sistematiche (si veda sezione 4.7). La scelta di adottare entrambi i pesi è dovuta all'indisponibilità iniziale degli spettri misurati dei pioni carichi, che ha reso impossibile, per motivi di tempo, lo svolgimento dell'intera analisi con i pesi da essi derivanti.

4.5.3 Efficienza di ricostruzione degli elettroni

Gli elettroni non fotonici, ricostruiti come descritto in sezione 4.5.2, non costituiscono il campione completo e lo spettro in p_T di cui in figura 4.12 (rosso) non è quello cor-

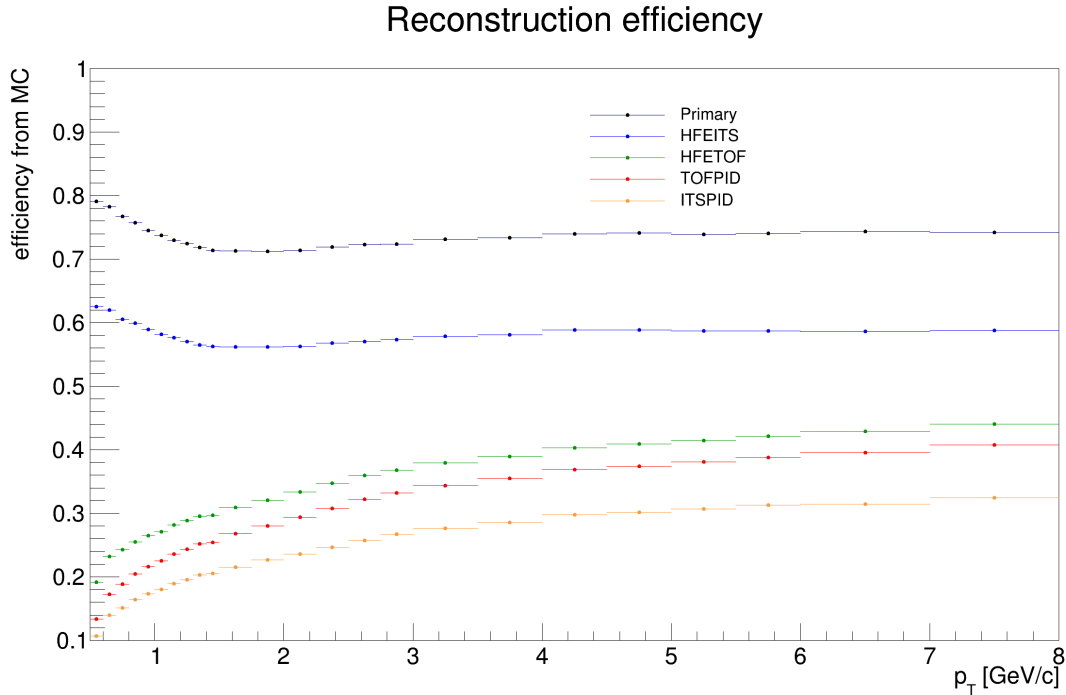


Figura 4.15: Efficienza di ricostruzione al variare delle selezioni sulle tracce. Si rimanda al testo per i dettagli.

retto. Infatti, le selezioni sulle tracce e sui segnali dei rivelatori comportano lo scarto di alcuni elettroni da adroni con *heavy-flavour* e l'impulso trasverso ricostruito può non corrispondere a quello originario a causa del fenomeno del *bremstrahlung*, che provoca una riduzione del p_T della traccia ricostruita.

Per tenere conto di questi aspetti è necessario correggere lo spettro grezzo per un'opportuna efficienza di ricostruzione, ottenuta tramite il campione Monte Carlo *enhanced*, nel quale il contenuto particellare è incrementato con adroni contenenti *charm* e *beauty* costretti a decadere in canali semi-elettronici. La correzione dello spettro in p_T si può descrivere come una moltiplicazione matriciale [20]: lo spettro misurato M è legato allo spettro vero T secondo la relazione

$$M = RT \quad \Rightarrow \quad T = R^{-1}M, \quad (4.11)$$

dove R è la matrice di risposta dei rivelatori. La risposta dei rivelatori e gli effetti del *bremstrahlung* sono simulati dal generatore GEANT, imponendo le stesse proprietà dei rivelatori al momento della misura. In questo modo, si ottiene un'approssimazione della matrice R . Per conoscerne l'inversa, si utilizza il teorema di Bayes della probabilità: sia A la verità fisica e B la misura effettuata dai rivelatori, allora

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{P(B)}, \quad (4.12)$$

dove $P(B|A)$ è la probabilità condizionata di riprodurre il risultato della misura dei rivelatori conoscendo la vera distribuzione, mentre $P(A|B)$ descrive la probabilità condizionata di ottenere la distribuzione fisica qualora la misura da parte dei rivelatori sia già avvenuta. Rispettivamente, esse corrispondono agli elementi della matrice R e R^{-1} , mentre $P(A)$ e $P(B)$ sono associate rispettivamente alla distribuzione vera (A) e a quella misurata (B).

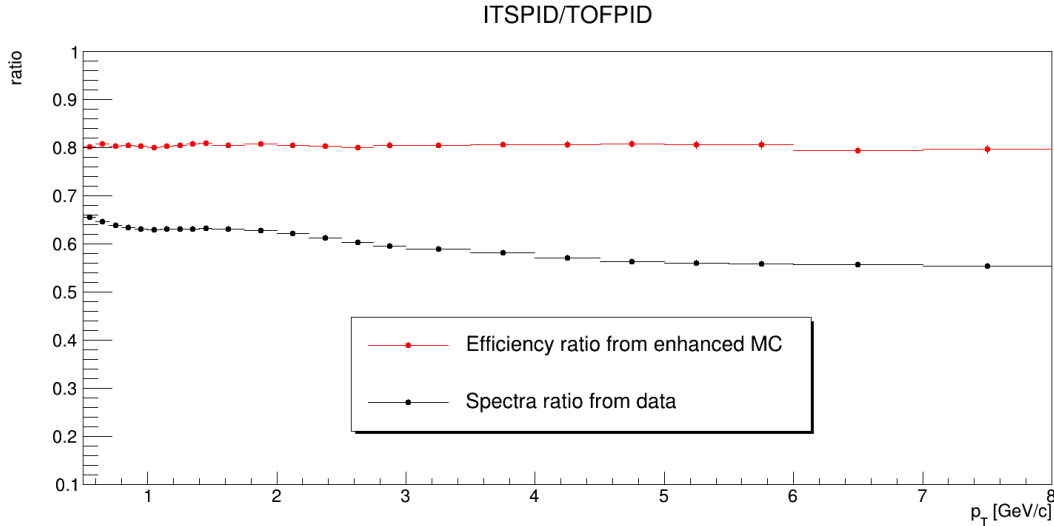
Dato che lo spettro vero e gli elementi della matrice R^{-1} non si conoscono, si procede in maniera iterativa: data la matrice R (quindi R^{-1}) che deriva dalla prima simulazione e lo spettro M della misura, allora

$$U' = R^{-1}[U] \cdot M, \quad (4.13)$$

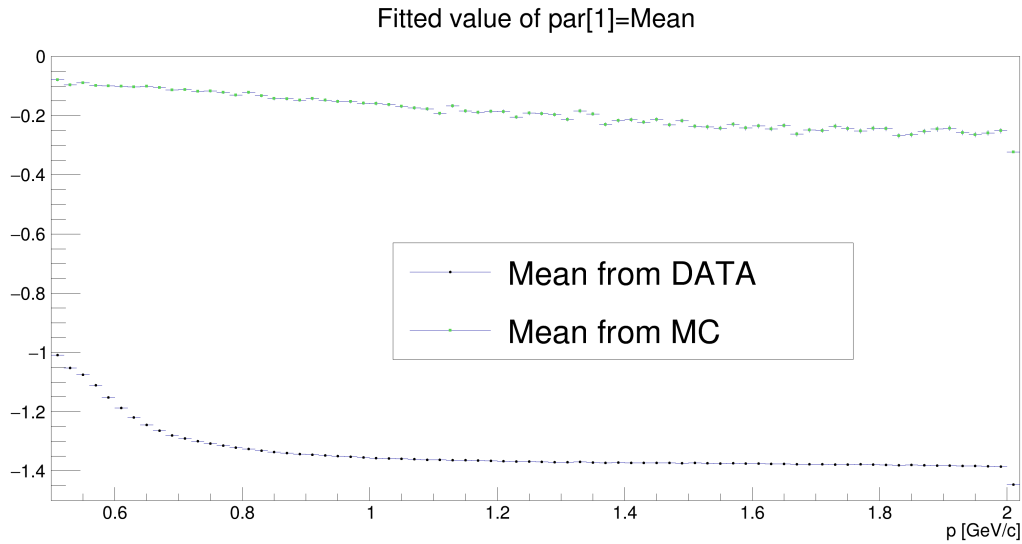
dove U indica una prima distribuzione assunta come esatta. Se U corrisponde effettivamente allo spettro vero T , allora lo spettro estratto U' sarà anch'esso T , altrimenti sarà compreso tra U e T . In questo caso, U' prende il posto di U , si aggiorna la matrice R^{-1} sulla base del nuovo *spettro vero* descritto da U' , quindi si ripete lo stesso procedimento ricavando la soluzione U'' . Lo spettro corretto, utilizzato poi per l'analisi, si ottiene iterando la procedura descritta per 100 volte. In questo modo, si estrae gradualmente la distribuzione vera in p_T degli elettroni non fotonici, tenendo conto del *bremstrahlung* e della risposta dei rivelatori [20]. Per ottenere il risultato finale è infine necessario correggere per l'accettanza angolare dei rivelatori (si veda sezione 4.8).

In figura 4.15 si mostra l'efficienza di ricostruzione degli elettroni in funzione dell'impulso trasverso p_T al variare delle selezioni applicate sulle tracce. Dopo alcune selezioni preliminari, in particolare $DCA_z < 2$ cm e $DCA_{xy} < 1$ cm, l'efficienza ammonta a $\sim 70\% - 80\%$ (nero), con andamento decrescente in corrispondenza di $p_T \lesssim 1.5$ GeV/c, per poi saturare ad alto impulso trasverso. Lo stesso andamento si riscontra anche dopo aver richiesto che ogni traccia abbia un *cluster* su entrambi gli strati del modulo SPD e almeno 4 sul rivelatore ITS, ma stavolta il valore di saturazione dell'efficienza corrisponde a $\sim 55\% - 60\%$ (blu). L'andamento cambia drasticamente alla selezione successiva, cioè richiedendo il prolungamento fino al TOF delle tracce interpolate in ITS e TPC (verde). In primo luogo, solo le tracce con $p \gtrsim 300$ MeV/c possono raggiungere il TOF senza che il campo magnetico le defletta eccessivamente. In secondo luogo, alcune particelle possono fuoriuscire dall'accettanza azimutale del TOF, pari a $\sim 70\%$ di quella della TPC, quindi le tracce ad esse associate non sono prolungabili in questo rivelatore. Inoltre, a causa dell'alta molteplicità degli eventi di collisione Pb-Pb, la quantità di *cluster* nel TOF può essere elevata a tal punto da impedire il corretto prolungamento di alcune tracce, in quanto lo stesso *cluster* può risultare compatibile con più tracce, anche se fisicamente essi non sono condivisi. In questo caso, l'efficienza si riduce a $\sim 20\%$ a basso p_T , quindi cresce fino a saturare a $\sim 40\%$ per alti valori dell'impulso trasverso. Questo andamento si mantiene all'incirca inalterato dopo le selezioni $-3 \leq n_\sigma^{TOF} \leq 3$ (rosso) e $-2 \leq n_\sigma^{ITS} \leq 2$ (arancione), con un'ulteriore riduzione dell'efficienza.

Come evidenziato in sezione 4.4.1, la scelta di utilizzare il rivelatore ITS per l'identificazione delle particelle, oltre a TPC e TOF, è dettata dal fatto che la contaminazione adronica così ottenuta è inferiore e, di conseguenza, i *fit* delle distribuzioni delle diverse specie particellari risultano più controllati. Il caso scelto come riferimento in questa analisi, però, non prevede l'utilizzo dell'ITS, nonostante, nelle fasi iniziali, l'analisi sia stata condotta con entrambi gli approcci. Questa decisione si deve a incongruenze tra dati e Monte Carlo per quanto riguarda le distribuzioni del segnale n_σ^{ITS} , come mostrato in figura 4.16. Nel riquadro (a) si mostra il rapporto tra le efficienze ottenute dal campione Monte Carlo *enhanced* e gli spettri di elettroni totali ottenuti dai dati. In particolare, i casi confrontati riguardano efficienze e spettri valutati dopo le selezioni $-3 \leq n_\sigma^{TOF} \leq 3$ (TOFPID) e $-2 \leq n_\sigma^{ITS} \leq 2$ (ITSPID). Questo rapporto mette in evidenza come efficienze e spettri siano modificati utilizzando il rivelatore ITS per la PID, applicando la selezione indicata. La curva relativa agli spettri e quella relativa alle efficienze non corrispondono, in quanto l'andamento in impulso trasverso è diverso. Di conseguenza, una selezione in n_σ^{ITS} sui dati produce un effetto diverso rispetto al Monte Carlo, dunque



(a) Confronto del rapporto ITSPID/TOFPID tra le efficienze ottenute dal campione Monte Carlo *enhanced* e gli spettri ottenuti dal campione di dati.



(b) Media delle gaussiane degli elettroni ricostruite nel rivelatore ITS in dati e Monte Carlo.

Figura 4.16: Incongruenze tra dati e Monte Carlo per il rivelatore ITS.

l'efficienza non viene calcolata nel modo corretto. L'aspetto che maggiormente influenza questo comportamento è l'andamento in impulso p del centroide della distribuzione in n_{σ}^{ITS} per gli elettroni, descritta da una gaussiana in diversi intervalli Δp (si veda figura 4.16(b)). Nel caso dei dati, il grafico di PID per il rivelatore ITS (si veda figura 4.2(b)) deriva da un campione di candidati elettroni ottenuti in seguito alle selezioni sulle tracce e alla selezione $-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$, mentre nel caso del Monte Carlo il campione contiene veri elettroni, selezionati tramite il *PDG code*. Oltre a essere traslate l'una dall'altra, le due curve mostrano un andamento diverso in impulso: risulta dunque evidente come il campione Monte Carlo non descriva correttamente i dati, in quanto le *spline* per gli elettroni utilizzate nel campione di dati e in quello Monte Carlo non coincidono. Per risolvere in maniera rigorosa questo problema, una possibile strategia da adottare sarebbe quella di riscaldare il valore delle singole medie del Monte Carlo in modo che coincidano con quelle dai dati, correggendo di fatto la distribuzione in n_{σ}^{ITS} nel Monte Carlo stesso. Tale proce-

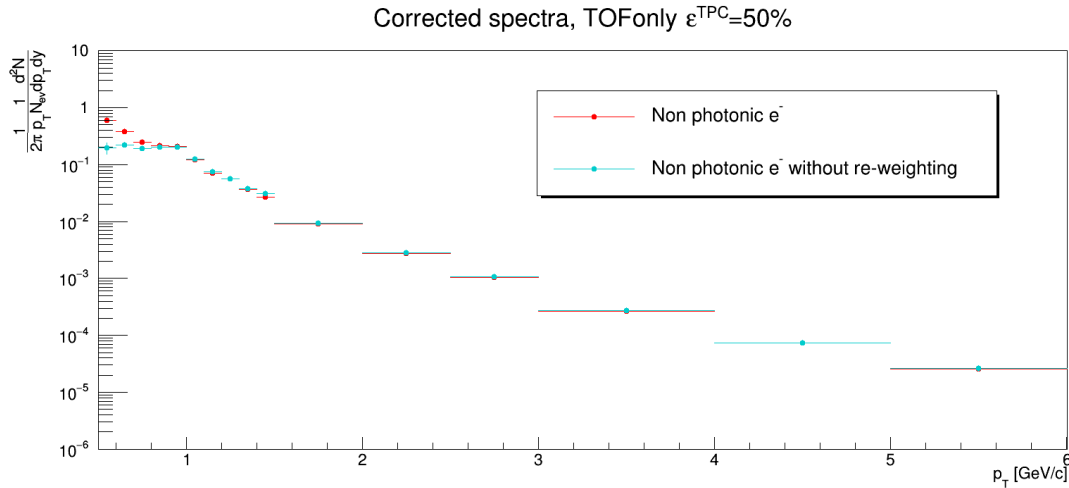


Figura 4.17: Distribuzione degli elettroni non fotonici ottenuta nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$), in un caso applicando la procedura di ponderazione (rosso) e nell'altro senza (azzurro). I pesi utilizzati derivano dagli spettri misurati di particelle cariche.

dura richiederebbe una profonda rivisitazione del codice di analisi, dunque una notevole quantità di tempo ulteriore non disponibile nel contesto di questa tesi. Per questo motivo, l'utilizzo del rivelatore ITS per la PID assume d'ora in avanti un ruolo marginale.

4.6 Spettro di elettroni da adroni con *heavy-flavour*

Considerando gli aspetti descritti nelle sezioni 4.4 e 4.5, è possibile a questo punto ottenere la distribuzione degli elettroni da decadimenti di adroni contenenti un quark *charm* o *beauty*. In figura 4.17 si mostra lo spettro ottenuto nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$), normalizzato per il numero di eventi, il p_T associato ad ogni punto della distribuzione e l'accettanza in φ (2π) e η ($|\eta| < 0.8$). In particolare, si mette a confronto la distribuzione ottenuta applicando la ponderazione con i pesi dagli spettri misurati di particelle cariche di cui in sezione 4.5.2 (rosso) e quella ottenuta senza svolgere questa procedura (azzurro), ossia utilizzando le efficienze di *tagging* che derivano direttamente dal campione Monte Carlo *minimum bias*. L'utilizzo dei pesi risulta fondamentale nell'intervallo $p_T \lesssim 0.8$ GeV/c per correggere l'andamento dello spettro, rendendolo monotono decrescente.

Nonostante l'applicazione dei pesi corregga la forma della distribuzione per piccoli valori dell'impulso trasverso, questa mostra un picco in corrispondenza di $p_T \sim 1$ GeV/c, la cui origine si individua in un residuo di contaminazione adronica. Il metodo descritto in sezione 4.4 presenta infatti delle criticità, soprattutto nella regione 0.8 GeV/c $\lesssim p_T \lesssim 1.5$ GeV/c, nella quale la distribuzione dei protoni interseca quella degli elettroni e vi è una grande quantità di particelle di fondo nella regione $n_{\sigma}^{TPC} > 0$ (curva verde in figura 4.3). L'aspetto più difficile da trattare nel modo corretto riguarda la descrizione analitica delle distribuzioni dei kaoni e, in particolare, dei protoni quando queste non sono visibili in modo diretto dall'istogramma misurato, ma sono nascoste dal campione di e^- e π . Un discorso analogo vale anche per le tracce di fondo *others*, le quali presumibilmente corrispondono alla sovrapposizione del segnale relativo a due tracce diverse, dalla distribuzione non ben definita. Inoltre, anche la parametrizzazione della contaminazione adronica può

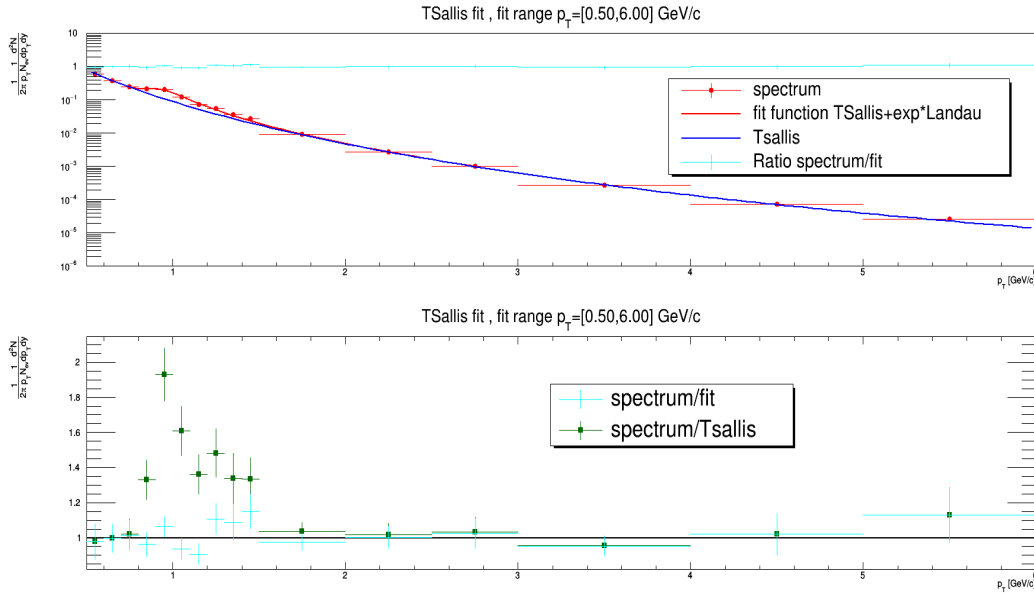


Figura 4.18: *Fit* della distribuzione degli elettroni non fotonici con la funzione 4.14. I pesi utilizzati derivano dagli spettri misurati di particelle cariche.

essere raffinata, cercando una funzione diversa rispetto alla 4.3 in grado di descriverne meglio l'andamento in impulso p (si veda appendice B.1).

La strategia scelta per quantificare la contaminazione adronica residua, ossia quanto il metodo di sezione 4.4 sia errato, prevede l'utilizzo della funzione

$$f(p_T) = \underbrace{[p_0] \left[1 - \frac{1 - [p_1]}{[p_2]} p_T \right]^{1 - \frac{1}{[p_1]}}}_{\text{Tsallis}} + \text{exp} \cdot \text{Landau} \quad (4.14)$$

per descrivere l'andamento dello spettro. Il picco di contaminazione residua è parametrizzato con la convoluzione di un'esponenziale con una Landau, mentre l'andamento monotono dello spettro è descritto da una funzione *Tsallis* [61]. In figura 4.18 si mostra il *fit* della distribuzione degli elettroni non fotonici con la funzione 4.14. Il rapporto (azzurro) tra istogramma e *fit* (rosso) è compatibile con l'unità, ad indicare che la funzione 4.14 è in grado di descrivere nel modo corretto lo spettro ottenuto in questa analisi. In particolare, la funzione *Tsallis* (blu) caratterizza l'andamento monotono decrescente in p_T degli elettroni, compromesso nell'intervallo $0.8 \text{ GeV}/c \lesssim p_T \lesssim 1.5 \text{ GeV}/c$ dal residuo di contaminazione adronica. La contaminazione residua raggiunge l'eccesso massimo di $\sim 100\%$ in corrispondenza di $p_T = 0.95 \text{ GeV}/c$, mentre negli altri punti dell'intervallo presenta un eccesso tra il 30% e il 60% (verde). Ai fini della stima delle incertezze sistematiche, il contributo dovuto a questa contaminazione residua nello spettro di elettroni è quantificato tramite la differenza tra la distribuzione ottenuta e la funzione *Tsallis* (si veda sezione 4.7). La stima della contaminazione adronica risulta meno problematica nel caso in cui anche il rivelatore ITS venga utilizzato per l'identificazione delle particelle, poiché la quantità di adroni che si sovrappone agli elettroni è ridotta da un'ulteriore selezione. In figura 4.19 si mostra il confronto tra lo spettro fotonico ottenuto usando il rivelatore ITS per la PID e quello ottenuto senza di esso. Nell'intervallo $0.8 \text{ GeV}/c \lesssim p_T \lesssim 1.5 \text{ GeV}/c$ l'andamento dello spettro si avvicina a quello previsto dalla descrizione con la funzione *Tsallis*. Nonostante ciò, nel contesto della seguente analisi non è possibile produrre un

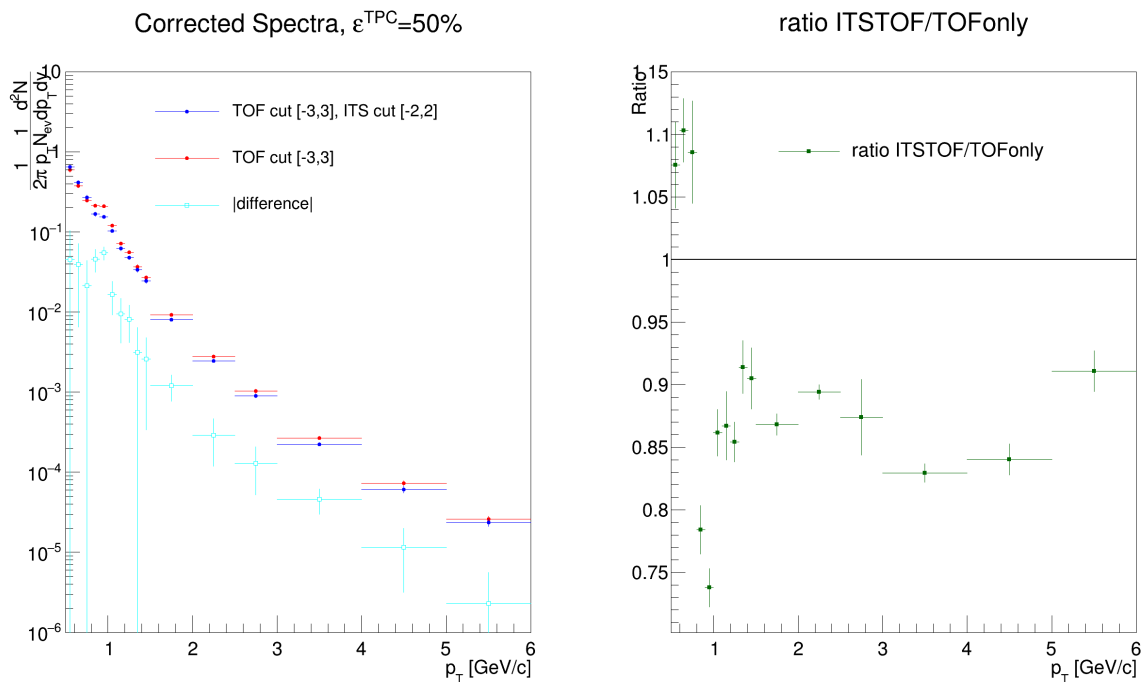


Figura 4.19: Confronto tra spettro non fotonico ottenuto con selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$) e quello ottenuto anche con selezione di PID sul rivelatore ITS ($-2 \leq n_{\sigma}^{ITS} \leq 2$). I pesi utilizzati derivano dagli spettri misurati di particelle cariche.

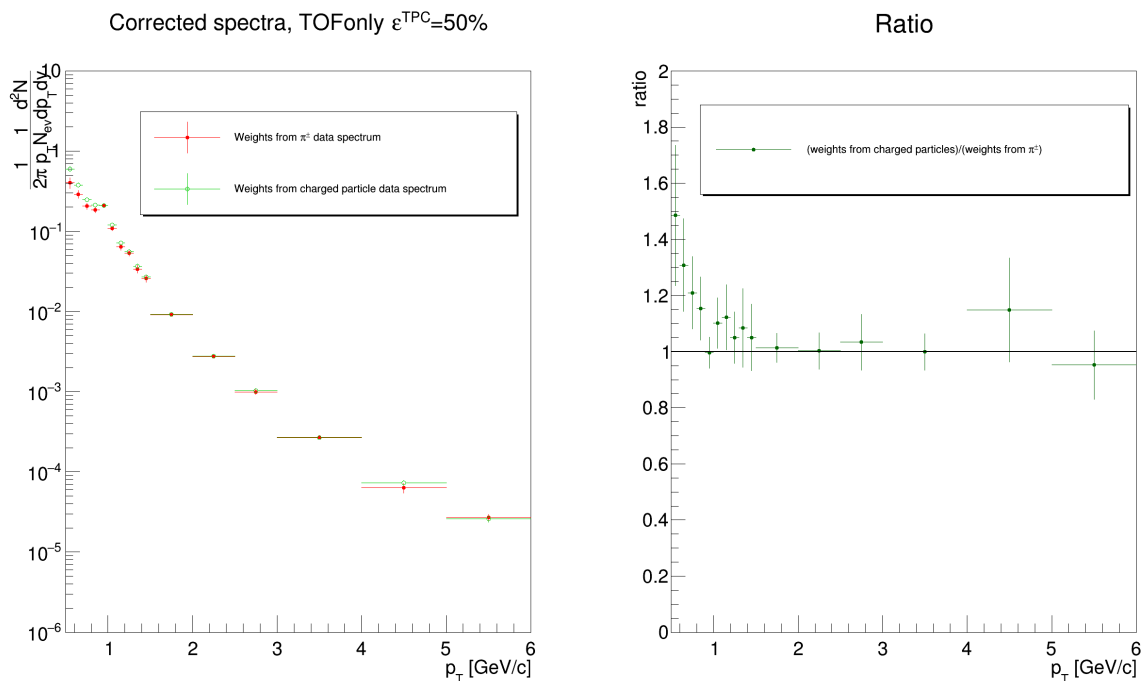


Figura 4.20: Confronto tra lo spettro non fotonico ottenuto con i pesi dallo spettro dai dati di particelle cariche e quello ottenuto con i pesi dallo spettro dai dati di pioni carichi.

risultato corretto utilizzando anche questo rivelatore per le problematiche mostrate in

sezione 4.5.3. In particolare, esse si manifestano in una deviazione sistematica del $\sim 15\%$ nell'intervallo $3 \text{ GeV}/c \lesssim p_T \lesssim 6 \text{ GeV}/c$ della distribuzione ottenuta usando il rivelatore ITS rispetto a quella senza di esso, a causa del diverso andamento in p_T dei due spettri.

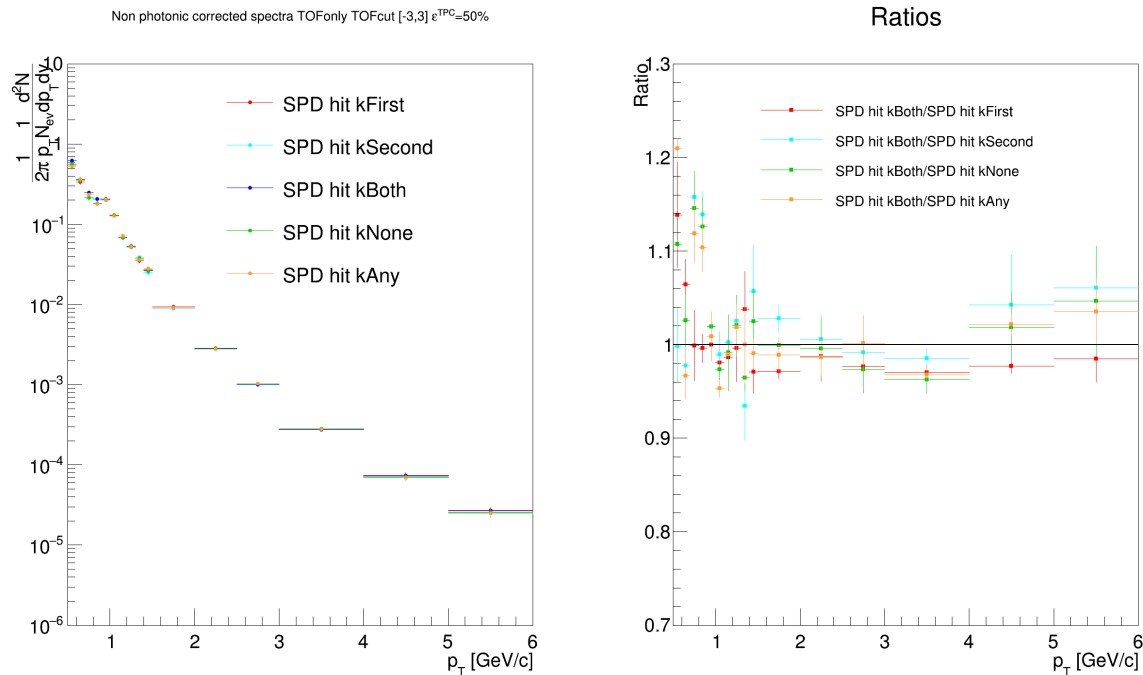
In figura 4.20 si mostra infine il confronto tra lo spettro di elettroni da adroni con *heavy-flavour* ottenuto con i pesi dallo spettro misurato di particelle cariche e quello ottenuto con i pesi dallo spettro misurato di pioni carichi. Come anticipato in sezione 4.5.2, nel secondo caso lo spettro risulta più basso a causa delle minori efficienze di *tagging*. L'effetto è significativo nella regione $p_T \lesssim 1.5 \text{ GeV}/c$, nella quale la maggior parte degli elettroni è di origine fotonica: se per $p_T \gtrsim 1.5 \text{ GeV}/c$ i due spettri coincidono, la loro differenza aumenta a basso p_T , raggiungendo un massimo del $\sim 50\%$ in corrispondenza di $p_T \sim 0.55 \text{ GeV}/c$. Ai fini del risultato finale, si utilizzerà la distribuzione in p_T ottenuta con i pesi dagli spettri misurati di pioni carichi (si veda sezione 4.8). I pesi derivanti dagli spettri di particelle cariche sono utilizzati esclusivamente per la stima degli effetti sistematici dovuti ai criteri sulle tracce inclusive, sull'intervallo di pseudo-rapidità nel quale esse vengono selezionate e sul numero di *cluster* nel modulo SPD (si veda sezione 4.7). Per questa ragione, la discrepanza mostrata in figura 4.20 non viene considerata come una componente aggiuntiva di incertezza sistematica, in quanto l'unico spettro avente significato fisico è quello ottenuto con i pesi dalla distribuzione dei pioni carichi.

4.7 Incertezze sistematiche

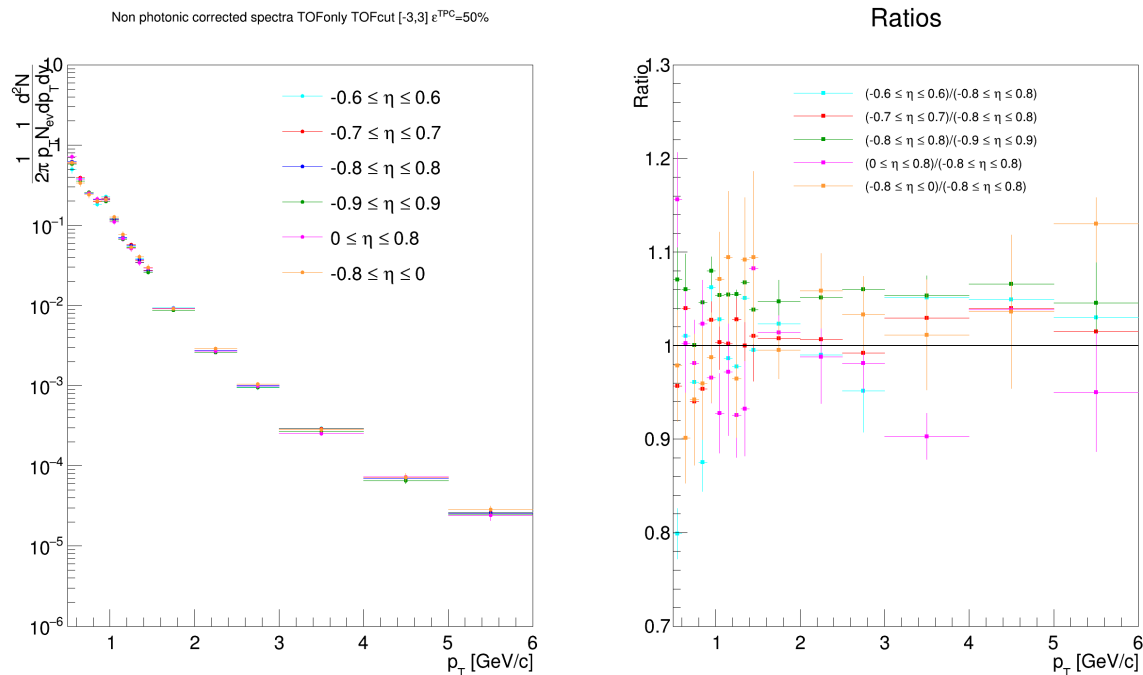
La precisione con cui si misura lo spettro in p_T degli elettroni da adroni con *heavy-flavour* non si deve alla sola incertezza statistica, ma è influenzata anche da incertezze di tipo sistematico, dovute alla tecnica di analisi adottata e alla precisione con cui la risposta e il livello di calibrazione dei rivelatori utilizzati vengono riprodotti nella simulazione Monte Carlo. Per verificare la solidità dell'analisi presentata in questa tesi, si studia quali cambiamenti subisca lo spettro finale, quantificandone le deviazioni rispetto al caso di riferimento, al variare del valore dei parametri riportati in tabella 4.3. I casi considerati si possono raggruppare nelle seguenti cinque categorie⁸:

1. Selezione sull'**intervallo in η** . Essa viene considerata separatamente rispetto alle altre categorie in quanto la scelta della regione di pseudo-rapidità può mettere in luce aspetti non specifici degli elettroni, bensì riguardanti più in generale le proprietà dei rivelatori e delle operazioni di tracciamento (e.g.: la presenza di distorsioni).
2. Selezione sul numero di ***cluster* nel modulo SPD**. Anch'essa viene considerata in maniera separata, poiché non solo influenza la qualità delle tracce considerate, ma modifica il campione di elettroni sottoposto poi all'analisi, variando la percentuale di elettroni derivante da conversioni $\gamma \rightarrow e^+e^-$.
3. Selezioni sulle **tracce inclusive**, che includono:

⁸ Per questioni pratiche, lo studio dei sistematici associati alle categorie dei criteri sulle tracce inclusive, sul numero di *cluster* in SPD e sull'intervallo di pseudo-rapidità è avvenuto utilizzando lo spettro in p_T degli elettroni ottenuto con la procedura di ponderazione applicata con i pesi derivanti dagli spettri misurati di particelle cariche. Per i criteri sulle tracce associate e la contaminazione adronica, invece, si sono utilizzati i pesi derivanti dagli spettri misurati di pioni carichi. Questi si sono resi disponibili di fatto solo in una fase avanzata del lavoro, nella quale la valutazione di tutti i sistematici con i nuovi pesi non era più possibile.



(a) Confronto tra lo spettro finale ottenuto con la condizione "kBoth" nel modulo SPD e il medesimo spettro ottenuto con le condizioni "kFirst", "kSecond", "kNone", "kAny".



(b) Confronto tra lo spettro finale ottenuto con il criterio $|\eta| \leq 0.8$ e il medesimo spettro ottenuto con $|\eta| \leq 0.6$, $|\eta| \leq 0.7$, $|\eta| \leq 0.9$, $0 \leq \eta \leq 0.8$, $-0.8 \leq \eta \leq 0$.

Figura 4.21: Effetti sistematici sullo spettro finale stimati valutando il rapporto con il caso di riferimento .

Parametro	Valore di riferimento	Selezioni alternative
$\varepsilon_{\text{PID}}^{\text{TPC}}$	50%	40%, 46%, 60%
Selezione in TOF (n_{σ}^{TOF})	$[-3,3]$	$[-2,2]$, $[-2.5,2.5]$, $[-3.5,3.5]$
<i>cluster</i> in TPC tracce inclusive	≥ 120	≥ 110 , ≥ 115 , ≥ 125 , ≥ 130
<i>cluster</i> in TPC per PID tracce inclusive	≥ 80	≥ 70 , ≥ 75 , ≥ 85 , ≥ 90
<i>cluster</i> in ITS tracce inclusive	≥ 4	≥ 2 , ≥ 3 , ≥ 5 , ≥ 6
<i>cluster</i> in SPD (*)	kBoth	kFirst, kSecond, kNone, kAny
η	$[-0.8, 0.8]$	$[-0.6, 0.6]$, $[-0.7, 0.7]$, $[-0.9, 0.9]$, $[0, 0.8]$, $[-0.8, 0]$
m_{ee} coppie fotoniche	$\leq 140 \text{ MeV}/c^2$	$\leq 100 \text{ MeV}/c^2$, $\leq 110 \text{ MeV}/c^2$, $\leq 120 \text{ MeV}/c^2$, $\leq 130 \text{ MeV}/c^2$, $\leq 150 \text{ MeV}/c^2$, $\leq 160 \text{ MeV}/c^2$
<i>cluster</i> in TPC tracce associate	≥ 60	≥ 40 , ≥ 50 , ≥ 70 , ≥ 80
<i>cluster</i> in TPC per PID tracce associate	≥ 60	≥ 40 , ≥ 50 , ≥ 70 , ≥ 80
<i>cluster</i> in ITS tracce associate	≥ 2	≥ 1 , ≥ 3 , ≥ 4 , ≥ 5
p_{T} tracce associate	$> 0.10 \text{ GeV}/c$	$> 0.05 \text{ GeV}/c$, $> 0.15 \text{ GeV}/c$, $> 0.20 \text{ GeV}/c$, $> 0.25 \text{ GeV}/c$, $> 0.30 \text{ GeV}/c$

Tabella 4.3: Variazioni dei criteri di selezione per la stima dell'incertezza sistematica.

(*): kFirst = segnale sul primo strato; kSecond = segnale sul secondo strato; kNone = nessun segnale; kBoth = segnale su entrambi gli strati; kAny = segnale su almeno uno degli strati.

- variazioni in n_{σ}^{TPC} e n_{σ}^{TOF} , che modificano la qualità dell'identificazione delle particelle (PID);
 - variazioni nel numero di *cluster* nei rivelatori TPC e ITS, che modificano la qualità delle tracce considerate.
4. Selezioni sulle **tracce associate** per la formazione delle coppie fotoniche, che includono le variazioni nel numero di *cluster* in TPC e ITS, nel massimo valore di massa invariante m_{ee} per la selezione delle coppie e nel valore minimo dell'impulso trasverso p_{T} delle tracce associate. Al variare del valore di questi parametri, si modifica la quantità di coppie fotoniche selezionate e la stima dell'associata efficienza di *tagging*.
 5. **Contaminazione adronica residua.** Come anticipato in sezione 4.6, l'effetto sistematico dovuto al residuo di adroni presente nel campione di elettroni di interesse si stima come la differenza, per ogni punto della distribuzione, tra lo spettro e la funzione *Tsallis* che ne descrive l'andamento monotono decrescente.

L'incertezza sistematica finale consiste nella somma in quadratura delle incertezze delle singole categorie sopra citate. In figura 4.21 si mostra l'effetto sistematico sullo spettro in p_{T} degli elettroni provocato dalle categorie 1 e 2: in particolare, nel riquadro (a) si mostra l'effetto provocato dalla variazione della condizione sul numero di *cluster* nel modulo SPD, mentre nel riquadro (b) si mostra l'effetto dovuto a diverse scelte per

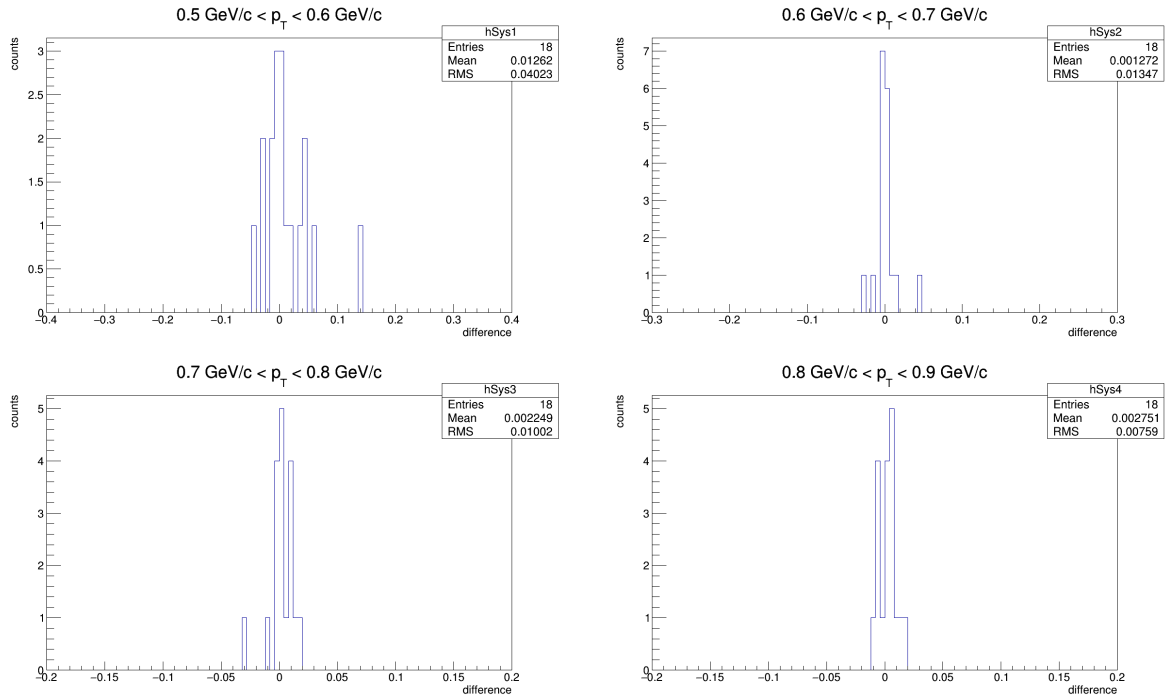


Figura 4.22: Esempi di distribuzioni delle differenze rispetto al caso di riferimento per ogni *bin* dello spettro al variare delle selezioni sulle tracce inclusive.

l'intervallo di pseudo-rapidità. Sulla base delle deviazioni rispetto al caso di riferimento (pannello di destra), si decide di assegnare le seguenti incertezze sistematiche:

- **numero di *cluster* nel modulo SPD:** 4%. La decisione di quantificare in questo modo tale contributo è dettata dall'andamento dei rapporti per $p_T \gtrsim 2.5$ GeV/c: così facendo probabilmente si sottostima l'incertezza nella regione a ridosso di $p_T \sim 1$ GeV/c, ma questo non provoca alcun effetto significativo, poiché in questo intervallo di p_T la contaminazione adronica residua ricopre un ruolo dominante (si veda tabella 4.4). L'utilizzo di "kBoth" come condizione di riferimento è dettato dalla volontà di eliminare la maggior parte delle tracce elettroniche derivanti dalla conversione di fotoni che avvengono negli strati più esterni. Come si nota da questo studio, pur alleggerendo questa richiesta, non si introduce un effetto sistematico significativo, nonostante con le condizioni "kSecond" e "kNone" si introducano molte tracce di fondo;
- **intervallo di pseudo-rapidità:** 5%. Questo valore si deve in particolare al caso $|\eta| \leq 0.9$, che devia di circa il 5% rispetto al caso di riferimento $|\eta| \leq 0.8$ in tutto l'intervallo di impulso trasverso considerato nell'analisi.

L'incertezza statistica assegnata a ciascun punto dei rapporti nei riquadri di destra di figura 4.21 si calcola tramite la statistica di Bernoulli. Dato un campione iniziale, l'applicazione dei criteri di selezione si può considerare a tutti gli effetti un processo binomiale con una certa probabilità di successo [63]. Affinché questa stima sia corretta, è necessario che a numeratore vi sia il campione con meno statistica.

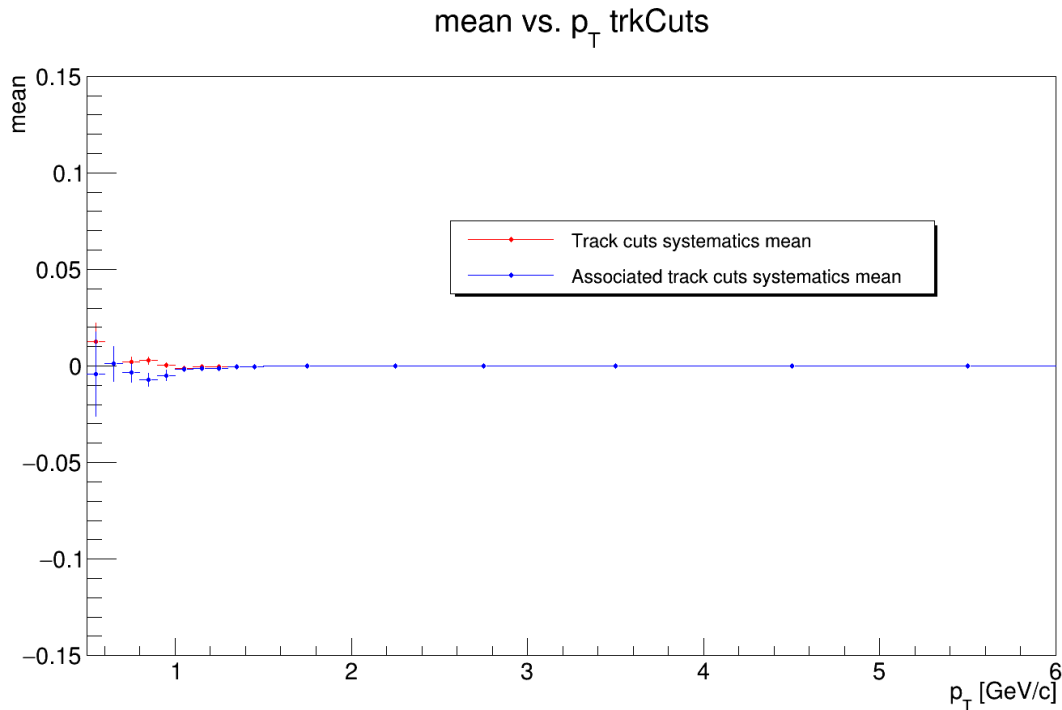
Per non assegnare un'incertezza sovrastimata allo spettro finale, la quale si otterrebbe considerando in maniera analoga l'effetto sistematico dovuto alle categorie 3 e 4 (criteri sulle tracce inclusive e associate), l'incertezza dovuta ad esse si stima in modo diverso. Il

metodo adottato prevede che, per ciascuno dei punti dello spettro, si consideri la differenza con il caso di riferimento dovuta alla variazione del valore di uno dei parametri della categoria in esame, quindi si valutino media e scarto quadratico medio delle differenze stesse. In figura 4.22 si mostrano degli esempi di distribuzioni di queste differenze per i singoli punti dello spettro, al variare delle selezioni sulle tracce inclusive.

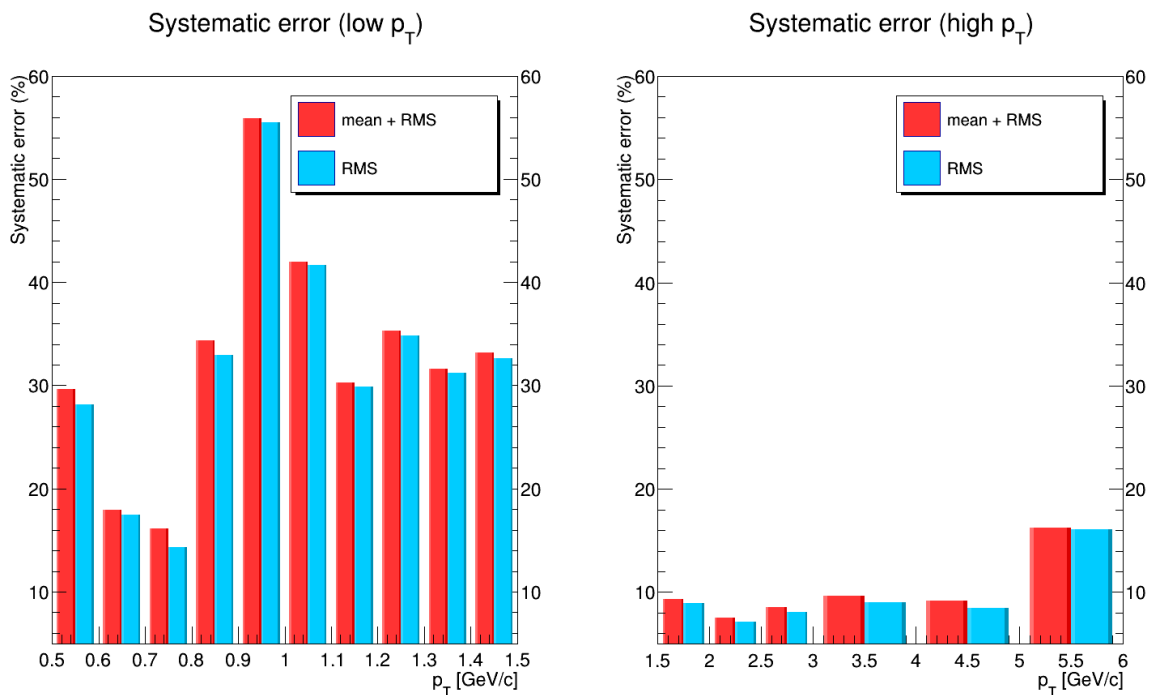
In linea di principio, queste distribuzioni si dovrebbero centrare in 0, qualora il valore di riferimento scelto per il parametro in esame sia effettivamente corretto, e la deviazione sistematica rispetto ad esso potrebbe quantificarsi come lo scarto quadratico medio della distribuzione. Tuttavia, qualora le differenze non si distribuiscano attorno a 0, in primo luogo il valore scelto come riferimento può non essere quello ottimale. Nella presente analisi, si riscontra un esempio di questo tipo nello studio dell'effetto sistematico dovuto alla variazione dell'impulso trasverso minimo per le tracce associate: come si può osservare in figura A.9⁹, le deviazioni rispetto al caso di riferimento non si distribuiscono attorno ad esso, ma lo spettro dei casi alternativi studiati risulta sistematicamente più alto. Si decide dunque di stimare l'incertezza sistematica in esame come la somma tra la media e lo scarto quadratico medio, in modo da tenere conto della deviazione della media da 0. Come si può notare osservando la figura 4.23(a), la media delle differenze è traslata in maniera apprezzabile da 0 solo nell'intervallo $p_T \lesssim 1$ GeV/c e questa deviazione risulta leggermente più marcata nel caso dei criteri di selezione sulle tracce associate, le quali influenzano il fondo di elettroni fotonici che, in corrispondenza di questi valori di p_T , consiste nel contributo di elettroni più rilevante. In figura 4.23(b) si confronta, per ciascun punto dello spettro, l'incertezza sistematica complessiva stimata considerando, per ciascuna delle categorie in esame, la deviazione da 0 della media (rosso) con la medesima incertezza stimata senza considerare questo contributo (azzurro). L'effetto dovuto alla deviazione da 0 della media risulta trascurabile per ogni valore di p_T .

In tabella 4.4 si riporta l'incertezza sistematica totale per ogni punto dello spettro, insieme al contributo su di essa da parte di ciascuna categoria di parametri illustrata in precedenza. Seppur considerati nel calcolo del valore totale, non sono tabulati nè il contributo del 4% associato al numero di *cluster* nel modulo SPD nè quello del 5% associato all'intervallo di pseudo-rapidità, applicati su ciascun punto dello spettro di elettroni. Se i criteri di selezione sulle tracce inclusive non provocano un effetto sistematico significativo, quelli sulle tracce associate risultano invece piuttosto importanti nella regione a basso p_T , ammontando in particolare al $\sim 27\%$ nel primo punto dello spettro. Questo comportamento è dovuto principalmente al fatto che nella regione a basso p_T la maggior parte degli elettroni selezionati sono di origine fotonica, quindi lo spettro finale risulta particolarmente sensibile alle variazioni sulle selezioni dei parametri delle tracce associate, le quali modificano la quantità di coppie fotoniche ricostruite e l'efficienza di *tagging*. Questo avviene, in primo luogo, al variare del valore del p_T minimo delle tracce associate, in quanto all'aumentare di questo parametro si scarta una componente sempre maggiore di elettroni associati. Un discorso simile vale per la soglia massima di m_{ee} : diminuendone il valore, restano escluse dalla selezione molte coppie fotoniche derivanti dal decadimento di particelle con massa maggiore rispetto alla soglia impostata (e.g.: η nel caso di $m_{ee} \leq 140$ GeV/c) e, avvicinandola al picco di massa invariante associato ai γ , ossia a ridosso di $m_{ee} \sim 0$, la quantità di coppie scartate aumenta. Per quanto riguarda invece il numero di *cluster* nei rivelatori TPC e ITS, esso influenza la qualità delle tracce associate selezionate, la cui quantità diminuisce qualora si impongano condizioni stringenti

⁹In appendice A si riportano i singoli contributi sistematici legati al cambiamento del valore delle variabili esaminate.



(a) Andamento della media della distribuzione delle differenze in funzione dell'impulso trasverso.



(b) Confronto delle incertezze sistematiche stimate considerando la deviazione da 0 della media con quelle stimate senza tenere conto di questo contributo.

Figura 4.23: Influenza della media delle distribuzioni delle differenze per le selezioni sulle tracce inclusive e associate sulle incertezze sistematiche complessive.

p_T [GeV/c]	Tracce inclusive	Contaminazione adronica	Tracce associate	Totale
[0.5, 0.6]	9%	6%	27%	30%
[0.6, 0.7]	4%	4%	16%	18%
[0.7, 0.8]	4%	4%	13%	16%
[0.8, 0.9]	4%	30%	13%	34%
[0.9, 1]	4%	55%	9%	56%
[1, 1.1]	4%	41%	7%	42%
[1.1, 1.2]	4%	30%	7%	32%
[1.2, 1.3]	4%	34%	7%	36%
[1.3, 1.4]	4%	30%	4%	32%
[1.4, 1.5]	4%	30%	7%	32%
[1.5, 2]	4%	6%	4%	9%
[2, 2.5]	4%	3%	4%	9%
[2.5, 3]	4%	3%	4%	9%
[3, 4]	4%	3%	4%	9%
[4, 5]	4%	3%	4%	9%
[5, 6]	4%	13%	4%	16%

Tabella 4.4: Incertezza sistematica dovuta ai vari contributi e incertezza sistematica totale per ciascun punto dello spettro. In tabella non si riportano nè il contributo del 4% che quantifica l'effetto sistematico associato al numero di *cluster* nel modulo SPD nè il contributo del 5% che quantifica l'effetto sistematico associato alla scelta dell'intervallo di pseudo-rapidità, comunque considerati per il calcolo del valore totale.

su questi parametri: in questo modo, aumenta la probabilità che la vera particella associata all'elettrone inclusivo in esame, qualora fotonico, venga scartata. Come anticipato in precedenza, infine, nella regione $0.8 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ il contributo di contaminazione adronica residua, stimato come la differenza tra lo spettro misurato e il valore della funzione *Tsallis* al variare di p_T , domina l'incertezza sistematica, arrivando al 55% in corrispondenza di $0.9 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$.

4.8 Risultati

In figura 4.24 si mostra lo spettro in p_T degli elettroni $(e^+ + e^-)/2$ nell'intervallo di centralità 0 – 10% derivanti da decadimenti di adroni con quark *charm* o *beauty* ottenuto in questa analisi (blu), normalizzato per 2π , il numero di eventi N_{ev} , l'impulso trasverso p_T di ogni punto e la larghezza dell'intervallo di rapidità considerato ($[-0.8, 0.8]$). La distribuzione mostrata si ricava con la procedura di ponderazione, descritta in sezione 4.5.2, applicata con pesi ricavati dagli spettri misurati di pioni carichi. Si mostrano poi le incertezze sistematiche (rosso) discusse in dettaglio in sezione 4.7. Si confronta quindi la distribuzione con il medesimo risultato ottenuto nello stesso intervallo di centralità in un'analisi analoga (nero) condotta utilizzando i rivelatori TPC+EMCal per l'identificazione delle particelle [62]. Come si può osservare dal rapporto tra i due spettri (verde), essi sono compatibili tra loro entro le incertezze: questo controllo permette di avvalorare la correttezza dell'analisi descritta e del risultato così ottenuto, a meno della contamina-

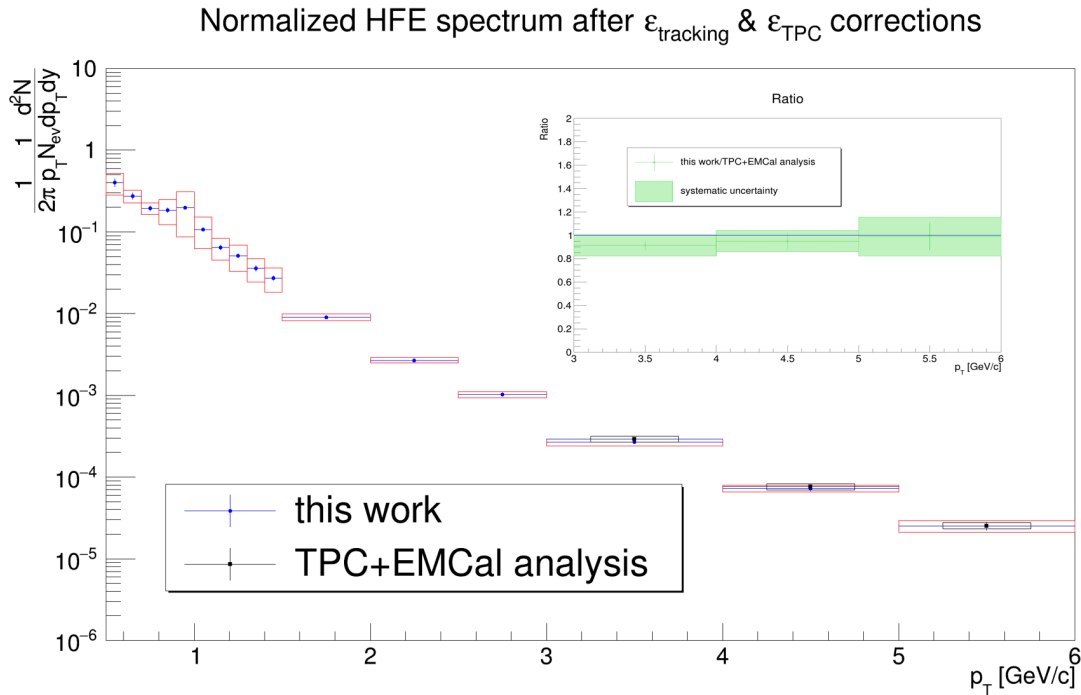


Figura 4.24: Spettro di elettroni da adroni con *heavy-flavour* in collisioni Pb-Pb nell'intervallo di centralità 0 – 10% all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, confrontato con quello misurato in un'analisi con PID condotta con i rivelatori TPC+EMCal [62].

zione adronica residua nell'intervallo $0.8 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ di cui si è discusso ampiamente in precedenza.

Grazie allo spettro in p_T degli elettroni da adroni con *heavy-flavour* è possibile misurare il fattore di modificazione nucleare utilizzando la definizione 2.12. Per la misura di questa quantità si utilizza una sezione d'urto differenziale $d\sigma_{pp}/dp_T$ ottenuta tramite un'interpolazione a partire da misure condotte alle energie $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV e $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV [66]. Il fattore di sovrapposizione nucleare usato per la normalizzazione è pari a $\langle T_{AA} \rangle = 23.44 \text{ mbarn}^{-1}$ [18].

In figura 4.25 si mostra il fattore di modificazione nucleare ottenuto in questa analisi. Le barre verticali indicano le incertezze statistiche, mentre i riquadri descrivono le incertezze sistematiche. Nell'intervallo $0.8 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ queste ultime sono molto maggiori rispetto a quelle nella regione $p_T \geq 1.5 \text{ GeV}/c$ (si veda tabella 4.4), a causa del contributo di contaminazione adronica residua, il cui effetto sistematico domina sugli altri. In corrispondenza di $p_T = 0.55 \text{ GeV}/c$ l'entità dell'incertezza del R_{AA} è dovuta al grande errore statistico e sistematico assegnato alla sezione d'urto $d\sigma_{pp}/dp_T$ inserita a denominatore. Nella regione $p \gtrsim 1.5 \text{ GeV}/c$ è evidente una netta soppressione rispetto all'unità, dovuta al fatto che, a causa dell'interazione con il mezzo deconfinato, i quark *charm* e *beauty* possono perdere energia per irraggiamento di gluoni e per collisioni elastiche con i costituenti del QGP. Il valore del R_{AA} nell'intervallo $3 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 6 \text{ GeV}/c$ si deve in particolare alla maggiore perdita di energia da parte dei quark *charm* rispetto a quella dei quark *beauty*, in quanto la massa è comparabile con la loro energia e $m_c < m_b$. Come descritto in sezione 2.4.2, la perdita di energia dei quark per irraggiamento di gluoni e per collisioni elastiche dipende infatti dalla massa dei quark e risulta maggiormente soppressa all'aumentare della stessa. Per $p_T \gtrsim 10 \text{ GeV}/c$, in cui i quark pesanti perdono energia principalmente per irraggiamento di gluoni, l'effetto della massa dei quark *charm* sulla

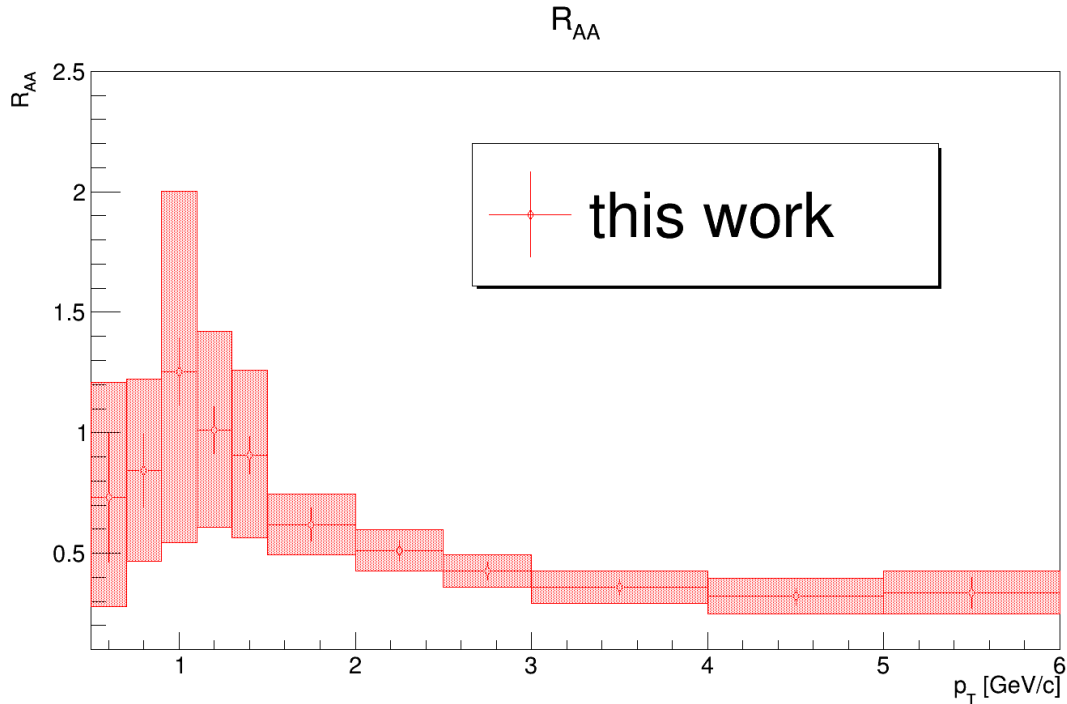
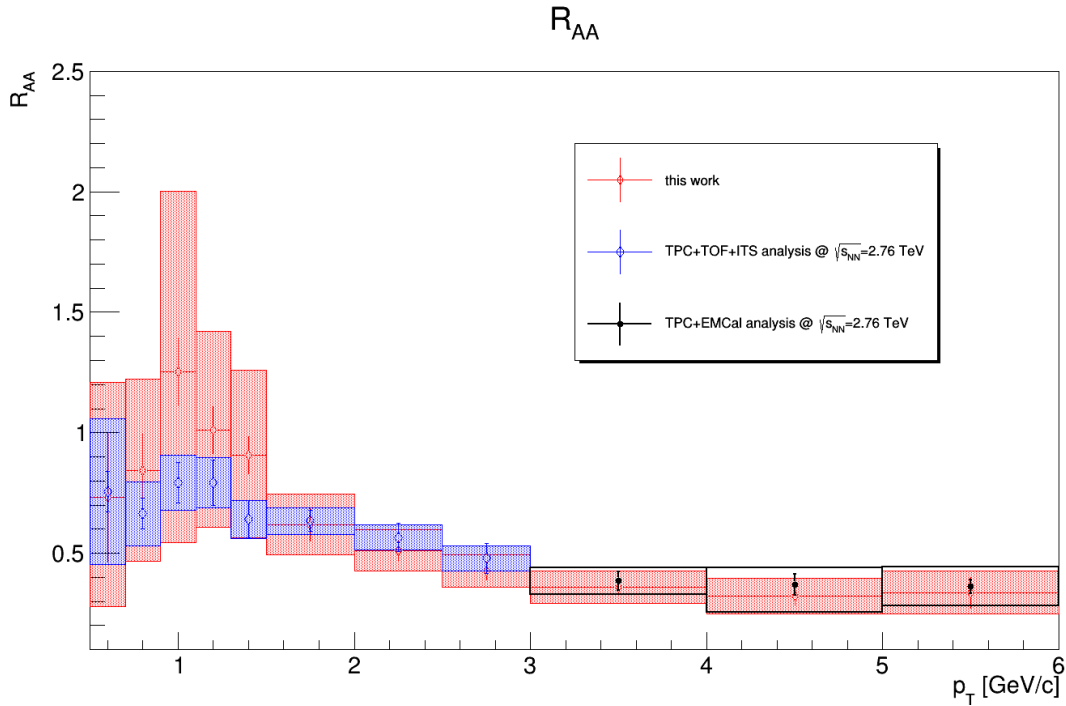


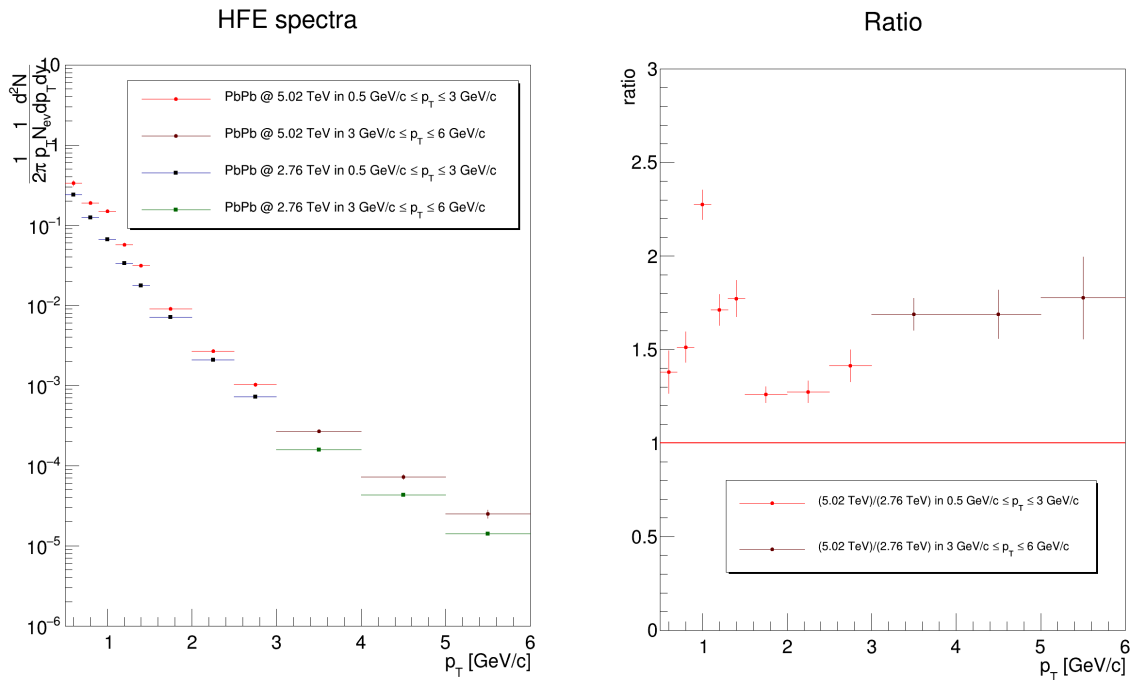
Figura 4.25: R_{AA} di elettroni da adroni con *heavy-flavour* in collisioni Pb-Pb nell'intervallo di centralità 0 – 10% all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

perdita di energia è trascurabile poiché $m_c/E \rightarrow 0$, mentre l'energia persa dai quark *beauty* cresce in modo apprezzabile all'aumentare dell'impulso trasverso sino a valori maggiori di $p_T \sim 10$ GeV/c [67].

Il fattore di modificazione nucleare stimato in questo lavoro viene poi confrontato con quello derivante da analisi diverse, nelle quali l'identificazione delle particelle (PID) avviene utilizzando rivelatori differenti. In figura 4.26(a) si mostra il confronto tra il risultato ottenuto in questa analisi e quelli ottenuti dallo studio di collisioni Pb-Pb all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV con PID condotta con i rivelatori TPC+TOF+ITS (blu) e TPC+EMCal (nero). La quantità R_{AA} misurata risulta compatibile con i risultati delle analisi a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV nell'intervallo $p_T \gtrsim 1.5$ GeV/c. Anche nella regione 0.8 GeV/c $\lesssim p_T \lesssim 1.5$ GeV/c il fattore di modificazione nucleare ottenuto in questo lavoro e quello dall'analisi con PID condotta con i rivelatori TPC+TOF+ITS risultano compatibili entro le incertezze sistematiche. Il fatto che il R_{AA} coincida tra le due energie significa che l'entità della perdita di energia da parte dei quark pesanti è maggiore all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Infatti, come si può osservare in figura 4.26(b), lo spettro di elettroni ottenuto in questa analisi desce più lentamente rispetto a quello derivante dalle analisi condotte a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Il riquadro di destra evidenzia come l'andamento in p_T della distribuzione alle due diverse energie cambi: riferendosi alla regione $p_T \geq 1.5$ GeV/c, il rapporto tra lo spettro a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e quello a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV inizialmente ammonta a ~ 1.3 , quindi cresce fino al valore ~ 1.8 . Dunque, a causa di questo comportamento, affinché gli R_{AA} coincidano è necessario che gli spettri in p_T subiscano una diversa modificazione, ossia la perdita di energia da parte dei quark deve essere di diversa entità. Per spiegare questo aspetto, si può considerare la soppressione del R_{AA} come dovuta ad una differenza "orizzontale" tra dN_{AA}/dp_T e $\langle T_{AA} \rangle d\sigma_{pp}/dp_T$, dovuta al fatto che le particelle, per le quali si misurerebbe l'impulso



(a) Fattore di modificazione nucleare ottenuto in questa analisi, confrontato con la medesima quantità ottenuta dallo studio di collisioni Pb-Pb all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV con PID condotta con i rivelatori TPC+TOF+ITS (blu) [64] e TPC+EMCal [65].



(b) Distribuzione in p_T degli elettroni derivanti dal decadimento di adroni con *heavy-flavour* all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV confrontata con la medesima quantità misurata all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, nell'intervallo di centralità 0 – 10%. Le prime due voci in legenda si riferiscono entrambe allo spettro ottenuto in questa analisi, ma si distinguono nei colori per pure esigenze computazionali dei rapporti con la distribuzione associata all'altra energia, dato che lo spettro completo a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV deriva da due analisi diverse: una con PID condotta con i rivelatori TPC+TOF+ITS [64], l'altra con PID condotta con i rivelatori TPC+EMCal (nero) [65].

Figura 4.26

trasverso p'_T in assenza del QGP, possiedono invece un impulso trasverso inferiore $p_T = p'_T - S(p_T)$, a causa della perdita di energia dovuta all'interazione con il plasma [68][69]. Secondo questa visione, dunque, le due distribuzioni coincidono a meno di una traslazione orizzontale, ossia:

$$\frac{d^2 N_{AA}}{dp_T d\eta}(p_T) = \langle T_{AA} \rangle \frac{d^2 \sigma_{pp}}{dp_T d\eta}(p'_T). \quad (4.15)$$

Da questa relazione deriva che:

$$\frac{d^2 N_{AA}}{dp_T d\eta}(p_T) = \langle T_{AA} \rangle \frac{d^2 \sigma_{pp}}{dp'_T d\eta}(p'_T) \frac{dp'_T}{dp_T} = \langle T_{AA} \rangle \frac{d^2 \sigma_{pp}}{dp'_T d\eta}(p'_T) \left[1 + \frac{dS(p_T)}{dp_T} \right]. \quad (4.16)$$

Gli spettri di cui in figura 4.26(b) si possono descrivere per $p_T \gtrsim 3$ GeV/c [68] tramite la legge di potenza

$$\frac{d^2 N_{AA}}{dp_T d\eta}(p_T) = 2\pi p_T A (1 + p_T/p_0)^{-n}, \quad (4.17)$$

dove A , p_0 e n sono parametri da stabilire tramite un *fit*. Lo spettro ottenuto a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV è caratterizzato da un valore di n maggiore rispetto a quello a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, cioè lo spettro del primo caso decresce più velocemente all'aumentare di p_T rispetto al secondo, in accordo con quanto mostrato in figura 4.26(b). In base alle relazioni 4.15, 4.16 e 4.17 il fattore di modificazione nucleare (si veda equazione 2.12) si può riscrivere come segue:

$$R_{AA} = \frac{(1 + p'_T/p_0)^{-n} p'_T}{(1 + p_T/p_0)^{-n} p_T} \left[1 + \frac{dS(p_T)}{dp_T} \right]. \quad (4.18)$$

Ora, assumendo che la traslazione relativa dello spettro sia costante, ossia $S(p_T)/p_T \equiv S_0 \Rightarrow dS(p_T)/dp_T \equiv S_0$, allora:

$$\begin{aligned} R_{AA} &= \frac{(1 + p_T/p_0 + S(p_T)/p_0)^{-n} p_T + S(p_T)}{(1 + p_T/p_0)^{-n} p_T} \left[1 + \frac{dS(p_T)}{dp_T} \right] \\ &= (1 + S_0)^{-n} \frac{\left(\frac{1}{1+S_0} + \frac{S(p_T)/p_0}{1+S_0} + \frac{p_T/p_0}{1+S_0} \right)^{-n}}{(1 + p_T/p_0)^{-n}} \left[1 + \frac{S(p_T)}{p_T} \right] \left[1 + \frac{dS(p_T)}{dp_T} \right] \\ &= \frac{\left(\frac{1}{1+S_0} + \frac{S_0 p_T/p_0 + p_T/p_0}{1+S_0} \right)^{-n}}{(1 + p_T/p_0)^{-n}} (1 + S_0)^{-n+2} \\ &= \frac{\left(\frac{1}{1+S_0} + p_T/p_0 \right)^{-n}}{(1 + p_T/p_0)^{-n}} (1 + S_0)^{-n+2}. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Visto l'andamento in p_T del R_{AA} descritto in equazione 4.19 e che $n^{5.02 \text{ TeV}} < n^{2.76 \text{ TeV}}$, si dimostra che, affinché il fattore di modificazione nucleare stimato alle due diverse energie sia compatibile, è necessario che la perdita di energia a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV sia maggiore rispetto a quella a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. La compatibilità mostrata in figura 4.26(a) indica dunque la maggiore perdita di energia da parte dei quark *charm* e *beauty* in collisioni Pb-Pb all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, a causa della diversa energia nel centro di massa della collisione, quindi delle diverse condizioni che contraddistinguono il QGP con cui le particelle in esame interagiscono.

In figura 4.27 si mostra invece il confronto della quantità R_{AA} misurata in questa analisi con quella ottenuta dall'analisi a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV con PID condotta con i rivelatori TPC+EMCal [62]. I due risultati siano compatibili tra di loro, in virtù dell'accordo tra gli spettri in p_T mostrato in figura 4.24.

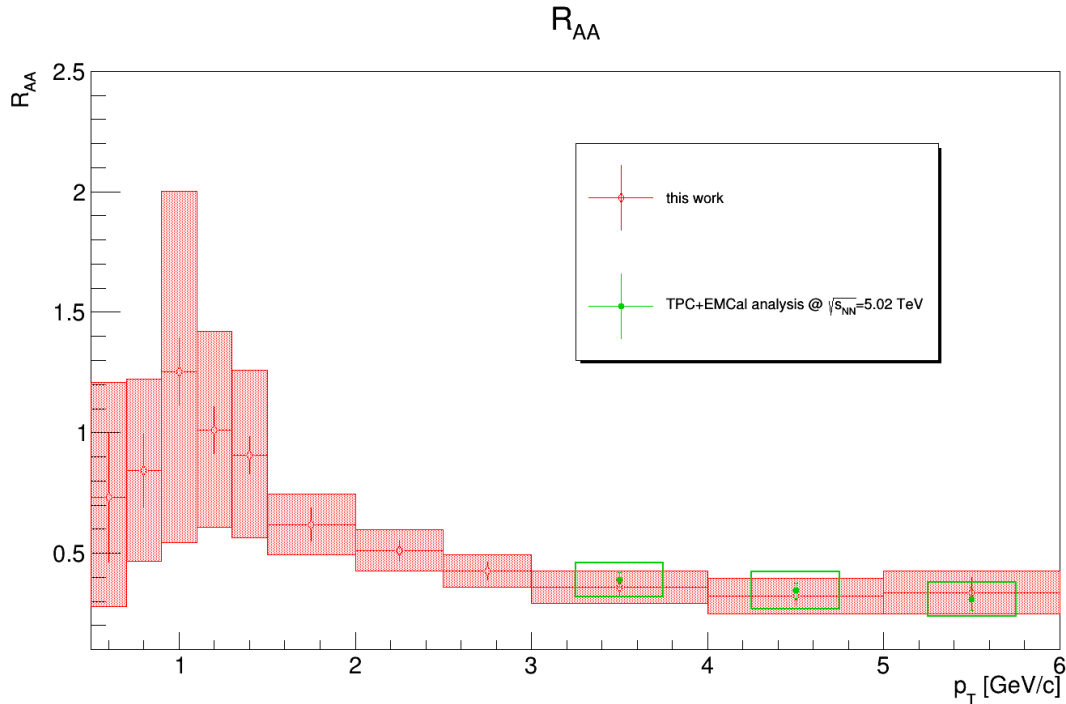


Figura 4.27: Fattore di modificazione nucleare ottenuto in questa analisi, confrontato con la medesima quantità ottenuta dallo studio di collisioni Pb-Pb all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV con PID condotta con i rivelatori TPC+EMCal [62].

4.9 Confronto con i modelli teorici

In figura 4.28 si confronta il fattore di modificazione nucleare R_{AA} ottenuto in questa analisi con quanto previsto secondo alcuni modelli teorici. Quelli considerati per questo confronto sono:

- **BAMPS el+rad.** Si tratta di un modello di trasporto dei partoni basato sull'equazione di Boltzmann. In questo modello, la perdita di energia da parte dei quark a causa dell'interazione con il mezzo può avvenire sia tramite urti elastici con i partoni liberi del QGP sia per emissione di gluoni [6];
- **Parton-Hadron-String Dynamics (PHSD).** Si tratta di un modello di trasporto microscopico che descrive l'intera evoluzione della collisione tra ioni pesanti a partire dagli urti iniziali con alto rilascio di impulso fino alla formazione delle stringhe adroniche finali. Secondo questa teoria, le coppie $q\bar{q}$ e le terne qqq subiscono una adronizzazione dinamica, nel rispetto della conservazione dell'energia, dell'impulso, del sapore e della neutralità di colore, fondendosi così in adroni. La descrizione teorica del trasporto di quark e gluoni si basa sul *Dynamical Quasi-Parton Model (DQPM)*, modello realizzato per la riproduzione di alcuni risultati di LQCD riguardanti il QGP in equilibrio termodinamico [70];
- **Djordjevic.** Questo modello prevede che i quark perdano energia sia attraverso collisioni elastiche sia attraverso emissione di radiazione. In particolare, i calcoli relativi all'energia rilasciata per irraggiamento estendono il modello DGLV [71], considerando dimensioni finite per il QGP e gli effetti del valore non costante di α_S [6];

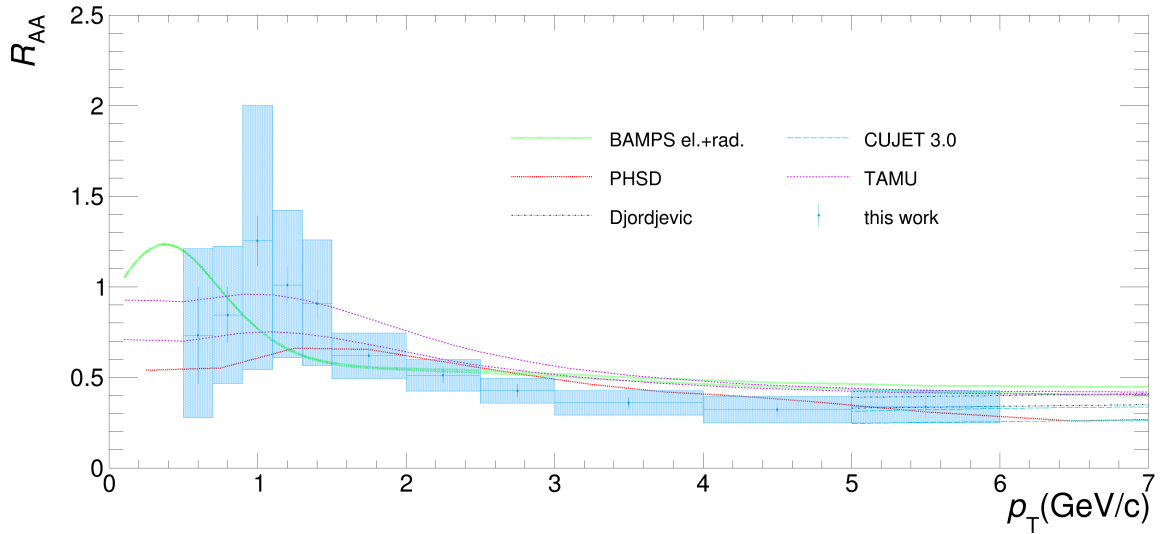


Figura 4.28: Fattore di modificazione nucleare ottenuto in questa analisi confrontato con alcuni modelli teorici.

- **CUJET 3.0.** Si tratta di un aggiornamento del modello perturbativo CUJET 2.0, che descrive il *jet quenching* sulla base dei meccanismi di perdita di energia per irraggiamento di gluoni e per collisioni elastiche. La versione 3.0 prende in considerazione anche aspetti non perturbativi, quali la soppressione dei gradi di libertà di quark e gluoni e la comparsa di gradi di libertà di monopoli cromomagnetici [72];
- **TAMU.** Si tratta di un modello di trasporto per i sapori pesanti basato esclusivamente su processi di collisione elastiche. Le interazioni si sviluppano attraverso la formazione di risonanze, con trasferimento di impulso dai quark pesanti ai costituenti del QGP. Questo modello include una descrizione idrodinamica del QGP, vincolata grazie alla conoscenza degli spettri degli adroni leggeri e dei dati sul flusso ellittico, nonché la possibilità che i quark pesanti si combinino con i quark leggeri del QGP formando adroni [32]. L'andamento del R_{AA} viene mostrato in figura 4.28 con due curve, le quali descrivono l'incertezza della previsione fornita da questo modello.

Il primo punto sperimentale risulta pienamente compatibile con la previsione del modello TAMU, mentre non si può trarre una conclusione soddisfacente nella regione $0.8 \text{ GeV}/c \lesssim p_T \leq 1.5 \text{ GeV}/c$. Nell'intervallo di impulso trasverso $2 \text{ GeV}/c \lesssim p_T \leq 4 \text{ GeV}/c$ le previsioni teoriche risultano sistematicamente maggiori rispetto al risultato sperimentale. Infine, i punti a maggior p_T sono in accordo con quanto previsto dai modelli Djordjevic e CUJET 3.0, i quali forniscono delle previsioni esclusivamente per $p_T \gtrsim 5 \text{ GeV}/c$. In generale, i modelli teorici che considerano una perdita di energia da parte dei quark anche attraverso irraggiamento di gluoni (Djordjevic, CUJET 3.0) sono in migliore accordo con il fattore di modificazione nucleare stimato, rispetto ai modelli che prevedono una perdita di energia esclusivamente attraverso collisioni elastiche con i costituenti del QGP (TAMU). Questi ultimi non riescono a descrivere correttamente la soppressione del R_{AA} , poiché la perdita di energia da parte dei quark risulta sottostimata e, di conseguenza, il fattore di modificazione nucleare sovrastimato.

4.10 Conclusioni

Il lavoro presentato in questa tesi consiste nella prima misura di distribuzione in p_T di elettroni ($e^+ + e^-$)/2 derivanti dal decadimento di adroni contenenti quark *charm* e *beauty* ottenuta dall'analisi di eventi centrali (0 – 10%) di collisione Pb-Pb all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ GeV/c registrati dall'esperimento ALICE nel 2015. Tramite lo spettro in p_T misurato si è potuto stimare il fattore di modificazione nucleare R_{AA} . Esso permette di valutare l'entità della perdita di energia da parte dei quark *charm* e *beauty* all'interno del QGP, i quali possono irraggiare gluoni e collidere in modo elastico con i partoni liberi del plasma. Nell'intervallo di impulso trasverso considerato ($p_T \leq 6$ GeV/c) la loro perdita di energia è differente, essendo maggiormente soppressa per i *charm* rispetto ai *beauty* a causa della gerarchia delle masse, ripercuotendosi sul valore del R_{AA} . La misura del fattore di modificazione nucleare all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV permette inoltre di confrontare l'entità della perdita di energia dei quark con quella osservata in collisioni a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. I risultati ottenuti in questo lavoro mostrano un aumento della perdita di energia all'aumentare di $\sqrt{s_{NN}}$, suggerito dal fatto che gli R_{AA} ottenuti nelle analisi alle diverse energie sono compatibili. Inoltre, tramite la misura del fattore di modificazione nucleare a basso p_T si possono valutare gli effetti dovuti alla partecipazione delle particelle in esame all'espansione collettiva del sistema, che si manifesta sotto forma di un massimo relativo, e dello *shadowing*, a causa del quale si prevede una soppressione rispetto all'unità del R_{AA} degli adroni con *heavy-flavour* anche a basso p_T .

Durante lo sviluppo dell'intera analisi, sono emerse numerose difficoltà che precludono l'ottenimento di un risultato definitivo, in particolare nella regione a p_T più bassi, ma che comunque non ne compromettono il valore ai fini di questa tesi. Si richiamano in breve le criticità rimaste ancora irrisolte:

- descrizione della contaminazione adronica (sezione 4.4 e appendice B.1). Questo risulta a tutti gli effetti l'aspetto più critico non risolto da questa analisi. Se nel contesto delle collisioni pp e p-Pb la contaminazione residua è sotto controllo già per bassi valori dell'impulso trasverso, negli eventi Pb-Pb essa risulta elevata e difficilmente controllabile, in quanto le selezioni di PID non sono sufficienti per ridurre in maniera significativa la contaminazione dovuta a kaoni e protoni, nonché alle tracce non ricostruite correttamente nel rivelatore TPC. A causa dell'elevata molteplicità di tracce, la descrizione della contaminazione deve essere raffinata, insieme al meccanismo di parametrizzazione della stessa in funzione dell'impulso p , necessario per poter quantificare poi il residuo di adroni negli spettri in impulso trasverso p_T . Tuttavia, è molto probabile che una soluzione definitiva al problema si possa raggiungere solo attraverso un nuovo e approfondito studio delle tracce non registrate correttamente nella TPC, alla ricerca di un criterio di selezione sui parametri che permetta di eliminarle dal campione di analisi;
- accordo tra dati e Monte Carlo del segnale del rivelatore ITS (sezione 4.6). Aggiungendo una selezione in n_σ^{ITS} la quantità di contaminazione adronica residua si riduce notevolmente, ma non può essere applicata finché essa provoca effetti diversi tra dati e Monte Carlo. Tuttavia, pur risolvendo questa problematica, probabilmente non si riuscirebbe ad evitare di dover fare i conti con le questioni evidenziate nel punto precedente, in quanto la descrizione della contaminazione non è ottimale neppure selezionando in n_σ^{ITS} (si osservi il pannello di sinistra di figura 4.19);

Inoltre, l'analisi definitiva dovrà utilizzare in maniera consistente lo spettro misurato di π^0 e η per la creazione dei pesi necessari per la procedura di ponderazione descritta in sezione 4.5.2 o, quantomeno, il solo spettro di pioni carichi, escludendo completamente dall'analisi l'utilizzo degli spettri misurati di particelle cariche.

Appendice A

Incertezze sistematiche - grafici

Di seguito si mostrano i grafici utili per lo studio delle incertezze sistematiche associate allo spettro di elettroni da adroni pesanti, come discusso nel testo. I casi riportati in questa appendice descrivono l'effetto dovuto alla variazione delle selezioni sulle tracce inclusive e quello dovuto alla variazione delle selezioni sulle tracce associate e, in generale, sulle coppie fotoniche. Essi contribuiscono, ai fini della stima dell'incertezza sistematica, attraverso la valutazione di media e RMS della distribuzione delle differenze rispetto al caso di riferimento. L'effetto sullo spettro non fotonico dovuto alla variazione della selezione in pseudorapidità η e nel numero di *cluster* nel modulo SPD viene valutato e quantificato in maniera separata, come descritto nel testo.

A.1 Tracce inclusive

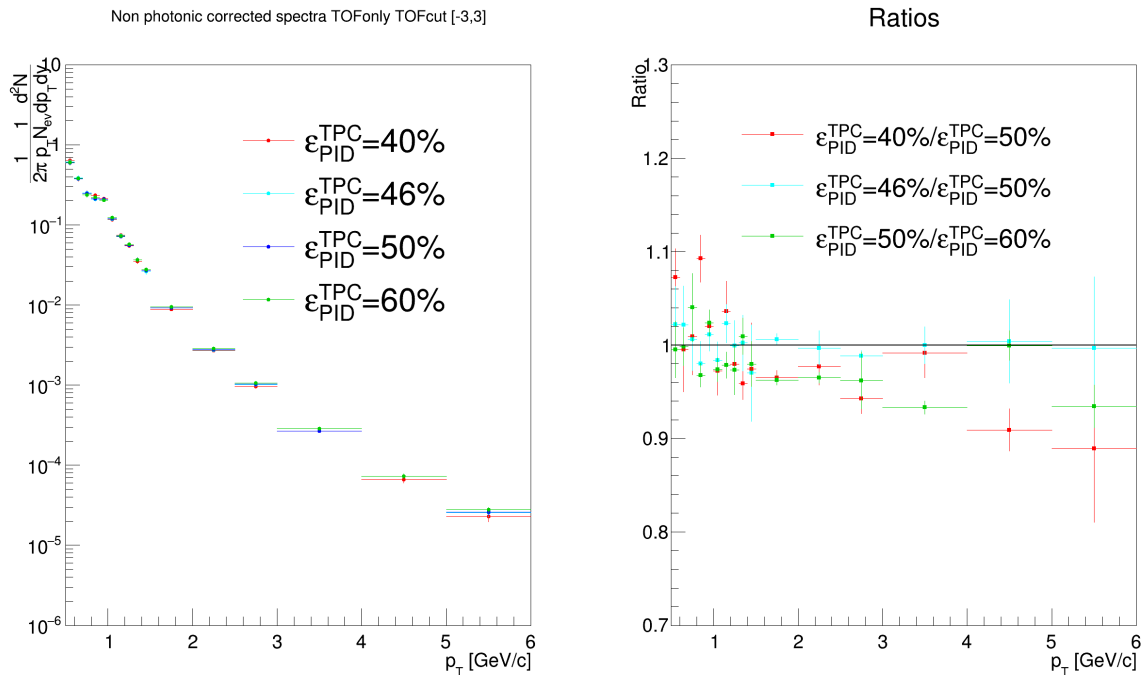


Figura A.1: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con efficienza nella selezione di PID nel rivelatore TPC del 50% e il medesimo spettro ottenuto con efficienza del 40%, 46%, 60%.

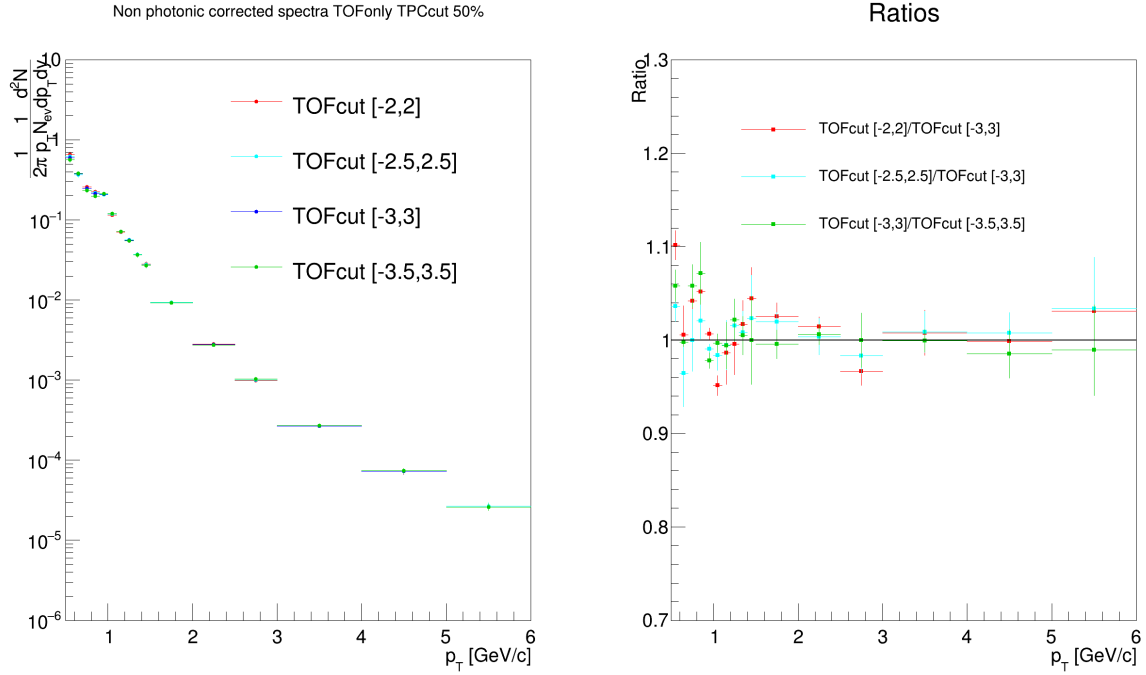


Figura A.2: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con la selezione $n_{\sigma}^{TOF} = [-3, 3]$ e il medesimo spettro ottenuto con le selezioni $n_{\sigma}^{TOF} = [-2, 2]$, $[-2.5, 2.5]$, $[-3.5, 3.5]$.

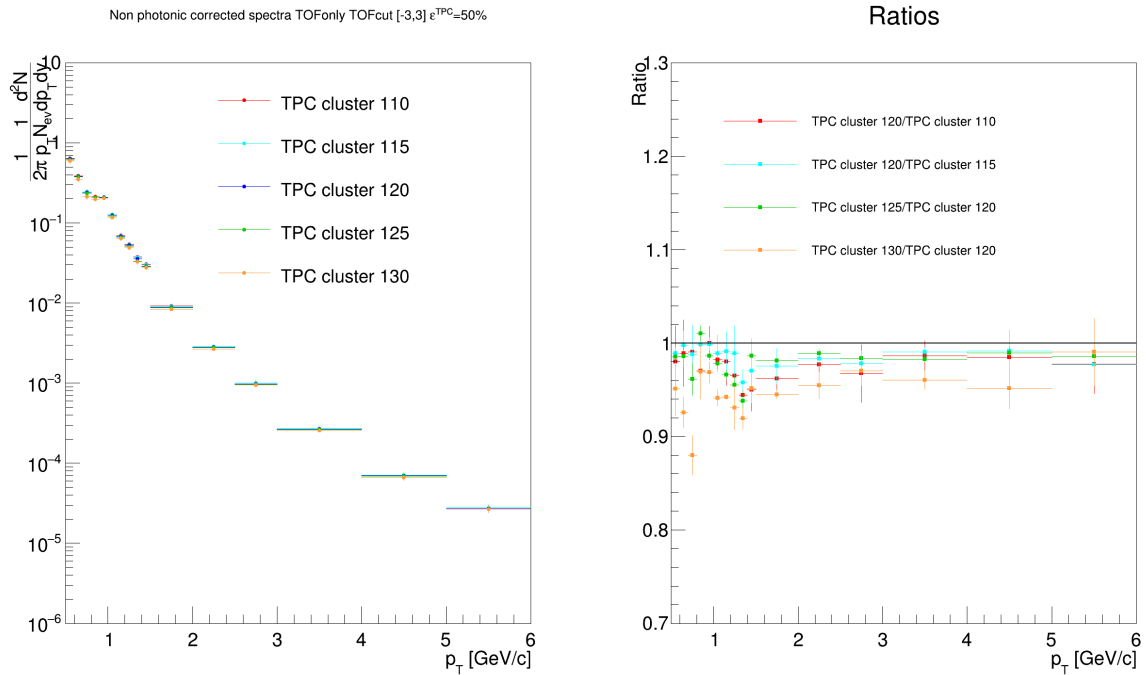


Figura A.3: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di *cluster* in TPC pari a 120 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC pari a 110,115,125,130.

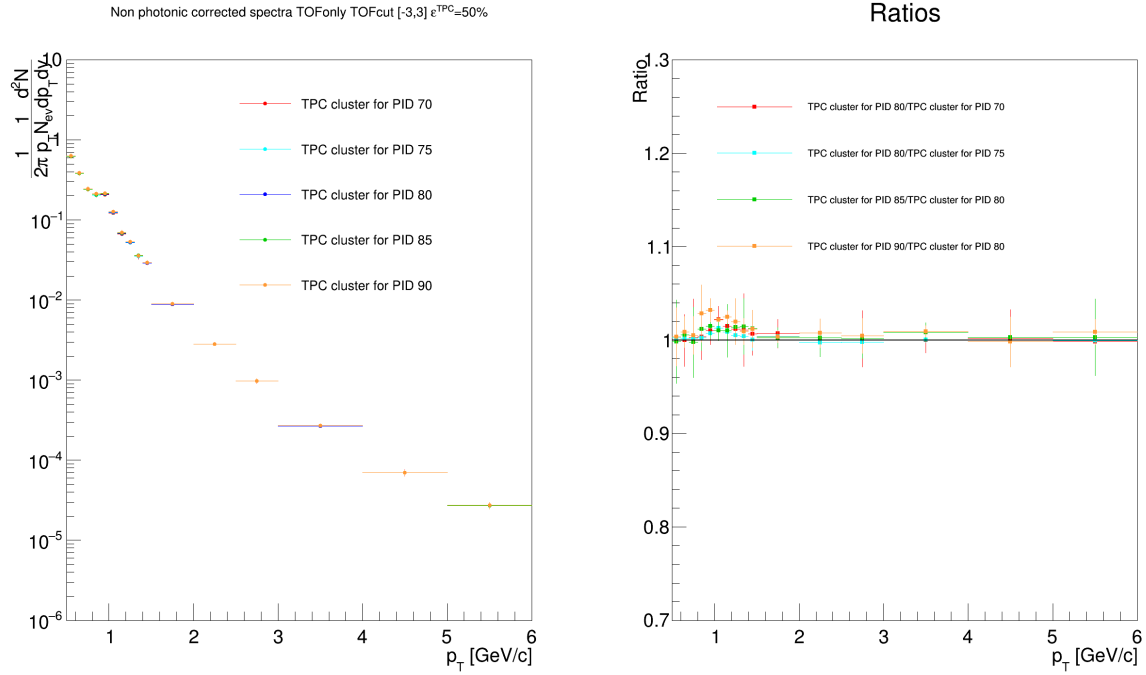


Figura A.4: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di *cluster* in TPC per la PID pari a 80 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC per la PID pari a 70, 75, 85, 90.

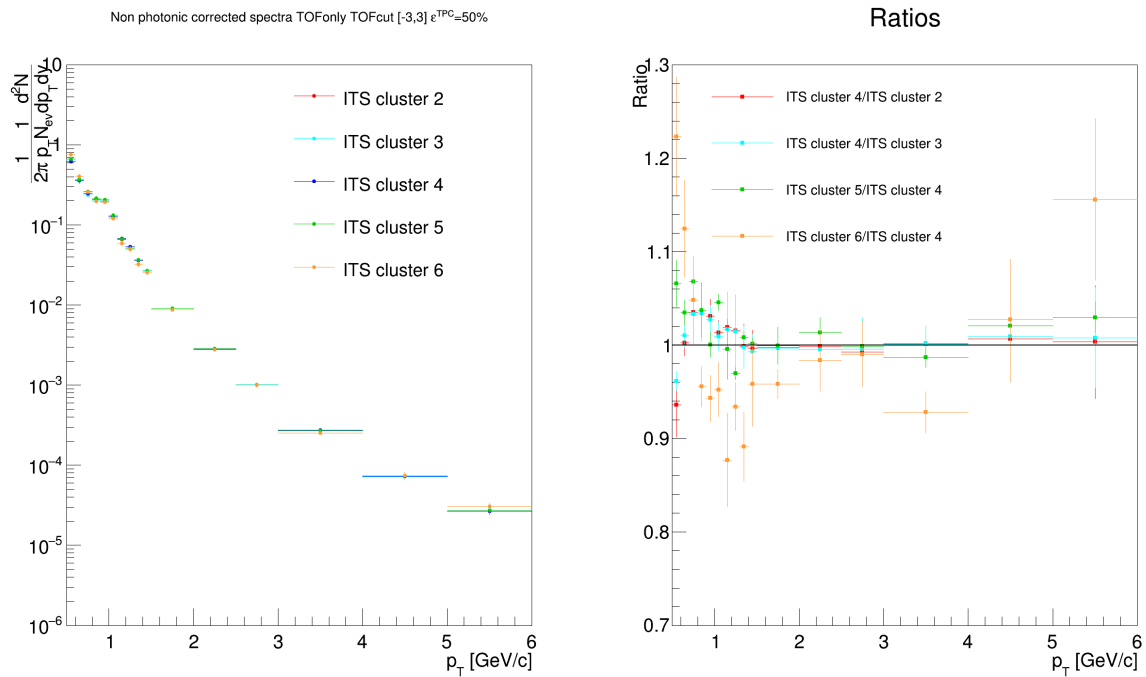


Figura A.5: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di *cluster* in ITS pari a 4 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC pari a 2, 3, 5, 6.

A.2 Tracce associate e coppie fotoniche

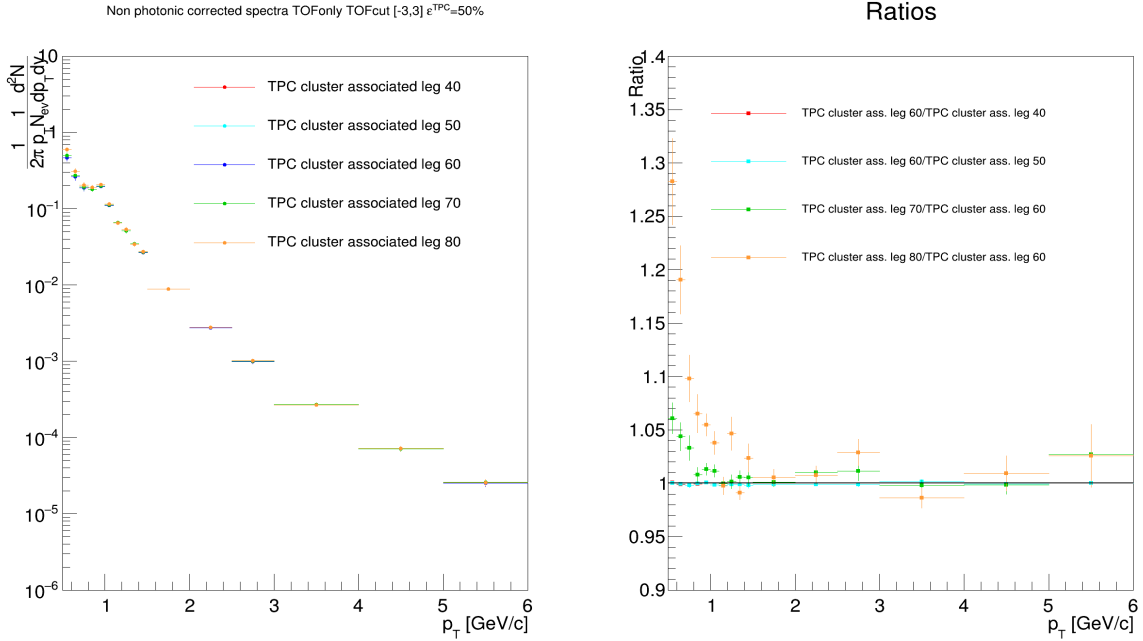


Figura A.6: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di *cluster* in TPC sulla traccia associata pari a 60 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC pari a 40, 50, 70, 80.

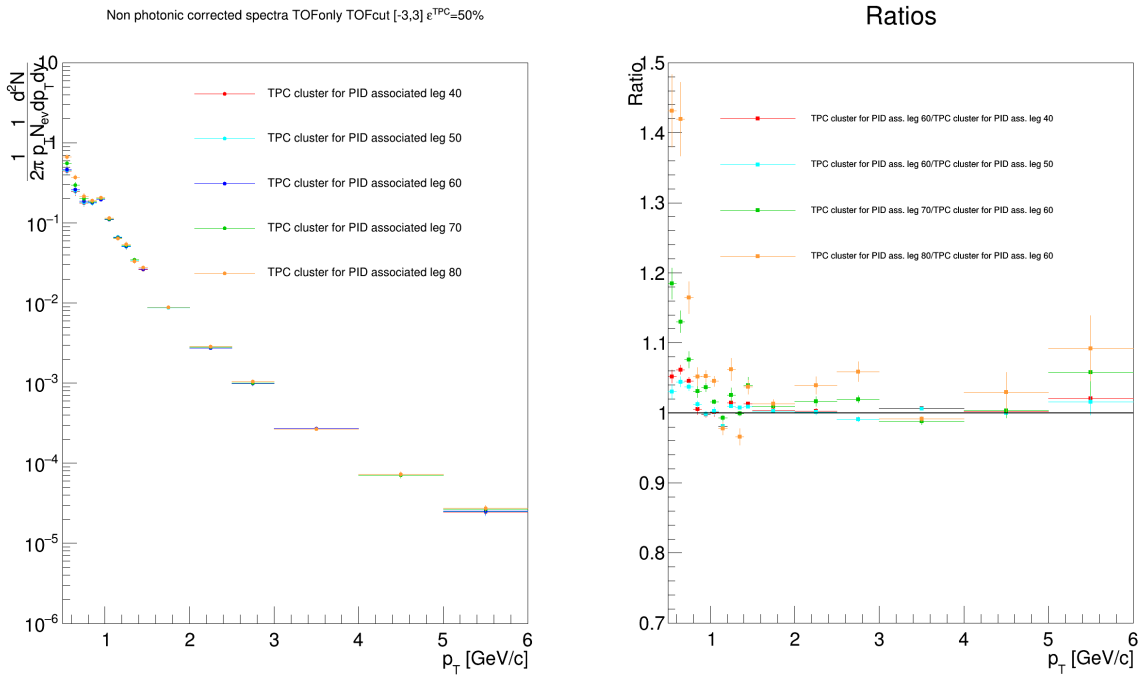


Figura A.7: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di *cluster* in TPC per la PID sulla traccia associata pari a 60 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC per la PID pari a 40, 50, 70, 80.

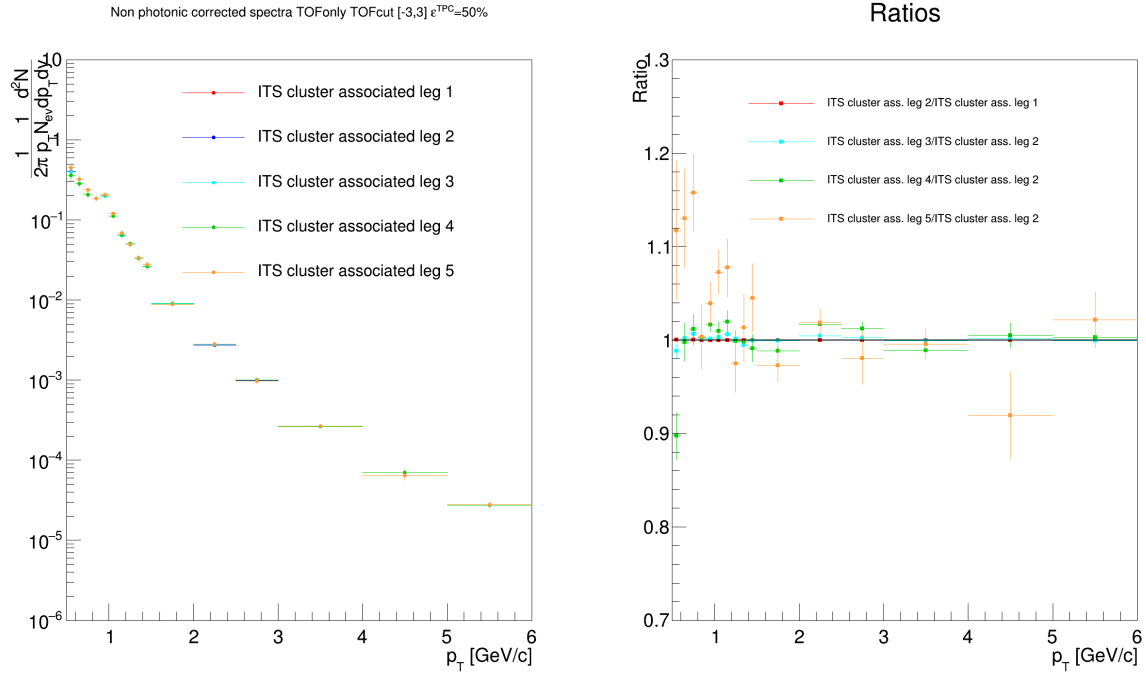


Figura A.8: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di *cluster* in ITS sulla traccia associata pari a 2 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in ITS pari a 1, 3, 4, 5.

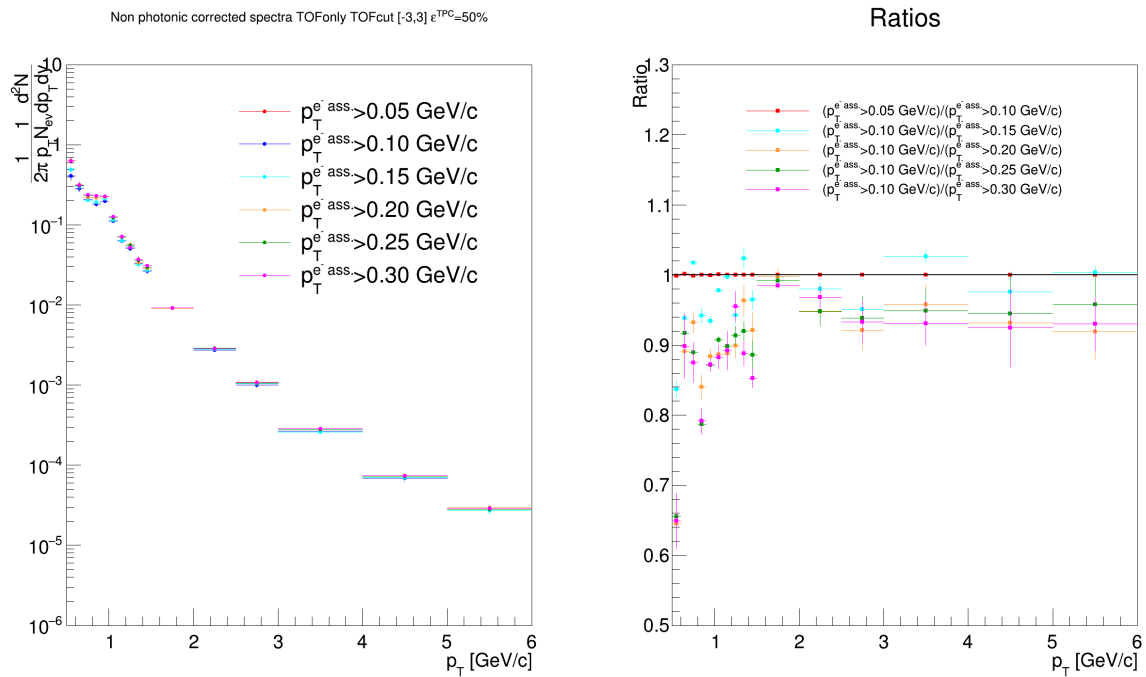


Figura A.9: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con la condizione $p_T > 0.10$ GeV/c sulla traccia associata e il medesimo spettro ottenuto con $p_T > 0.5, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30$ GeV/c.

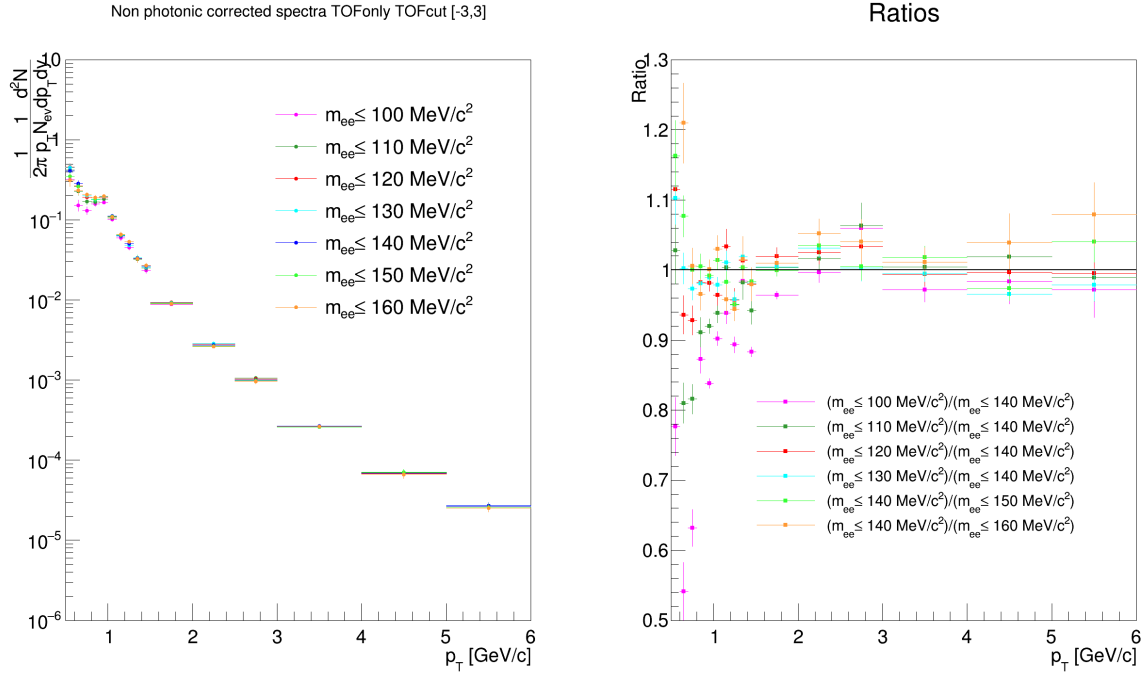


Figura A.10: Confronto tra lo spettro finale ottenuto con la condizione $m_{ee} \leq 140 \text{ MeV}/c^2$ sulla massa invariante delle coppie fotoniche e il medesimo spettro ottenuto con $m_{ee} \leq 100, 110, 120, 130, 150, 160 \text{ MeV}/c^2$.

Appendice B

Studi aggiuntivi

Nella seguente appendice sono descritti alcuni studi ulteriori condotti nel periodo finale di questa tesi e che non sono stati portati a termine o approfonditi ulteriormente per mancanza di tempo a disposizione. Vale comunque la pena citarli in quanto, ai fini di una pubblicazione, essi dovranno essere sviluppati in dettaglio.

B.1 Contaminazione adronica residua

I risultati forniti dalle valutazioni di sezione 4.6 hanno stimolato indagini ulteriori relativamente alla misura della contaminazione adronica. Il campione di elettroni selezionato secondo i criteri di sezione 4.2 e 4.3 risulta infatti ancora contaminato dalla presenza di adroni residui nell'intervallo $0.8 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1.5 \text{ GeV}/c$, non correttamente sottratti a causa di imperfezioni nella descrizione delle loro distribuzioni (metodo di sezione 4.4.1). In particolare, si suppone che la maggior parte dei problemi sorga da un'errata descrizione della distribuzione delle particelle ad alto n_σ^{TPC} che, nel contesto dell'analisi, viene parametrizzata con una gaussiana (verde scuro in figura 4.3). Il residuo di contaminazione adronica nell'intervallo $1 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ non è infatti attribuibile ad un eccesso di protoni, in quanto l'intersezione della loro distribuzione con quella degli elettroni avviene per $p \lesssim 1 \text{ GeV}/c$. Nei nuovi studi condotti in questo senso, tali tracce non sono più considerate in maniera autonoma, bensì come parte integrante della distribuzione dei pioni. Sulla base degli studi condotti in [73], si suppone che queste tracce corrispondano in realtà alla sovrapposizione del segnale di due particelle distinte, per la maggior parte pioni, riconosciute erroneamente come una sola a causa dell'elevata molteplicità prodotta nelle collisioni Pb-Pb.

In figura B.1 si mostrano i *fit* delle distribuzioni in n_σ^{TPC} nell'intervallo $1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 1.4 \text{ GeV}/c$, dove il campione dei pioni è descritto dalla funzione

$$f(p) = \text{Landau} \cdot \text{Exp} \cdot \underbrace{\text{Landau} \cdot \text{Exp} \cdot \text{Gaus}}_{(*)} . \quad (\text{B.1})$$

Il fattore indicato con (*) nell'equazione B.1 si utilizza per descrivere l'andamento della coda ad alto n_σ^{TPC} , formata da pioni erroneamente ricostruiti, secondo le ipotesi di cui sopra. In questo studio, i pioni si descrivono con tale distribuzione nella regione $0.8 \text{ GeV}/c \leq p \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ e i *fit* vengono condotti negli stessi intervalli di impulso indicati in sezione 4.4 e con la stessa selezione nel rivelatore TOF ($-3 \leq n_\sigma^{TOF} \leq 3$). I risultati relativi alla distribuzione degli elettroni e la contaminazione adronica risultante applicando il criterio $-0.1 \leq n_\sigma^{TPC} \leq 3$ ($\varepsilon_{PID}^{TPC} = 50\%$) sono mostrati in figura B.2(a).

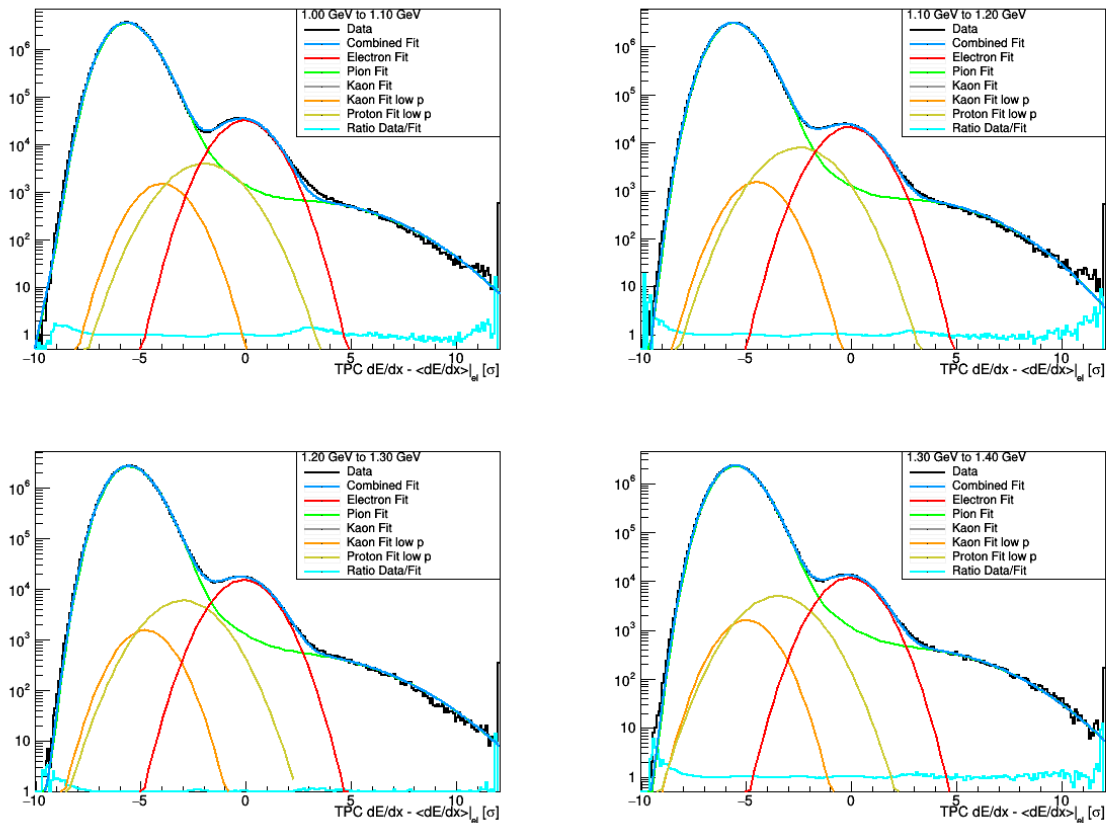
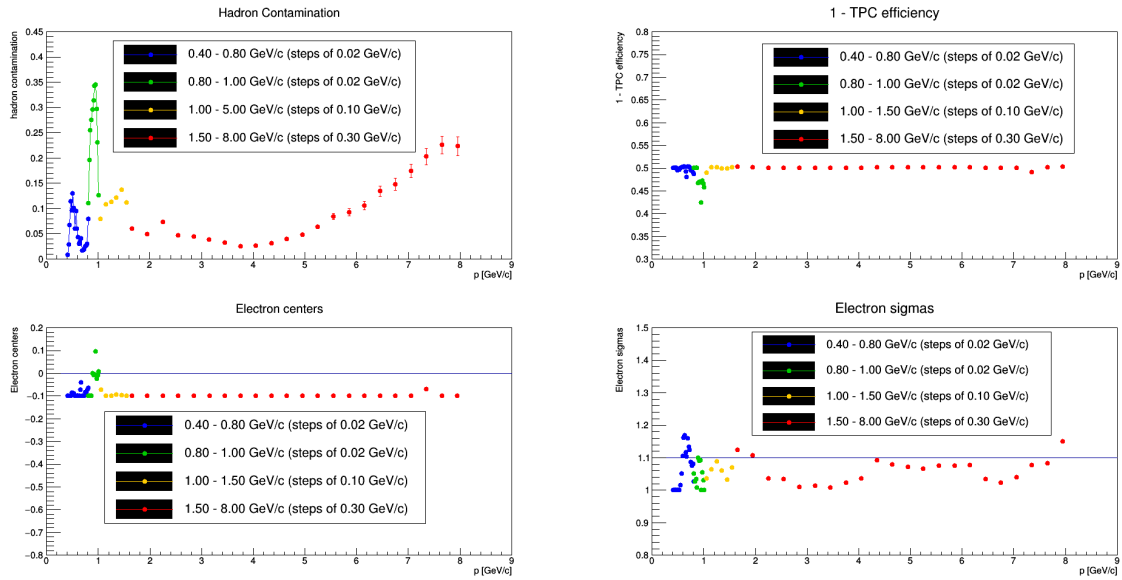


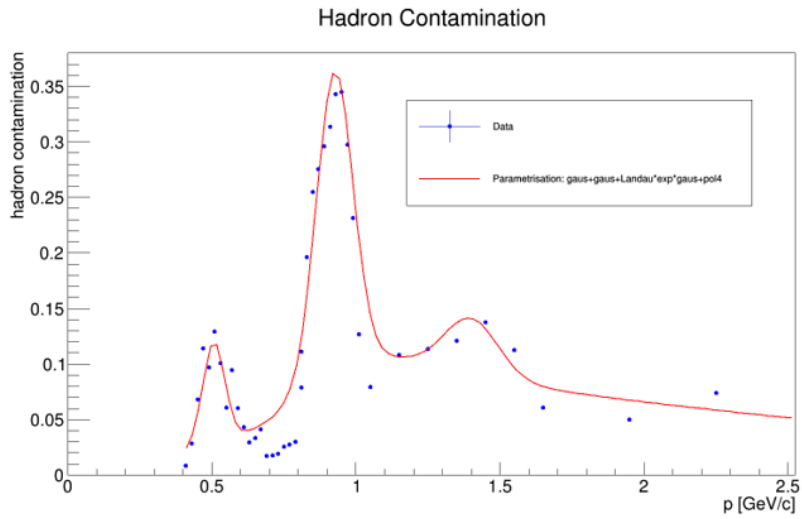
Figura B.1: Esempi di distribuzione di n_{σ}^{TPC} in funzione dell'impulso p , nell'intervallo di impulso $800 \text{ MeV}/c \leq p \leq 880 \text{ MeV}/c$ relative al caso di selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$). La curva relativa ai pioni è diversa rispetto a quanto mostrato in figura 4.3, come descritto nel testo. La curva in magenta descrive la differenza tra l'istogramma dei dati e la curva di *fit*, mentre la curva azzurra ne descrive il rapporto.

Come si può osservare, a causa della parametrizzazione B.1 del campione dei pioni la contaminazione adronica nei pressi di $p_T \sim 1 \text{ GeV}/c$ aumenta, in particolare nell'intervallo $1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 1.5 \text{ GeV}/c$. Per cercare di descrivere correttamente tale incremento di contaminazione, alla funzione 4.3 si aggiunge un termine del tipo Landau · Exp · Gaus, mostrato in dettaglio in figura B.2(b). A differenza di quanto discusso circa la parametrizzazione di figura 4.6(b), ora il residuo di adroni supera il 10% nell'intervallo in esame, con un massimo di circa il 15% in corrispondenza di $p_T \sim 1.4 \text{ GeV}/c$.

Con questa procedura di *fit* e di parametrizzazione della contaminazione adronica si vuole cercare di eliminare l'eccesso di adroni ancora presente all'interno del campione selezionato di elettroni. Purtroppo, anche questa procedura non è in grado di risolvere questo problema. In figura B.3 si mostra lo spettro non fotonico ottenuto sottraendo la contaminazione adronica valutata in questa appendice. Se il residuo di adroni diminuisce rispetto a quanto mostrato in figura 4.19, nell'intervallo $0.8 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1.5 \text{ GeV}/c$, rimane comunque un $\sim 30\%$ di contaminazione non correttamente sottratta. Inoltre, questo approccio risulta piuttosto delicato in quanto anche i punti a basso p_T sembrano deviare dall'andamento desiderato. Il motivo più plausibile per spiegare questa deviazione riguarda la parametrizzazione della contaminazione stessa, in quanto nella regione $0.6 \text{ GeV}/c \leq p \leq 0.8 \text{ GeV}/c$ i punti sperimentali non vengono descritti correttamente



(a) Risultati dei *fit* della distribuzione di n_{σ}^{TPC} condotti nel caso di selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$) e contaminazione adronica risultante in seguito alla selezione in TPC $-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$.



(b) Parametrizzazione della contaminazione adronica in funzione dell'impulso p .

Figura B.2

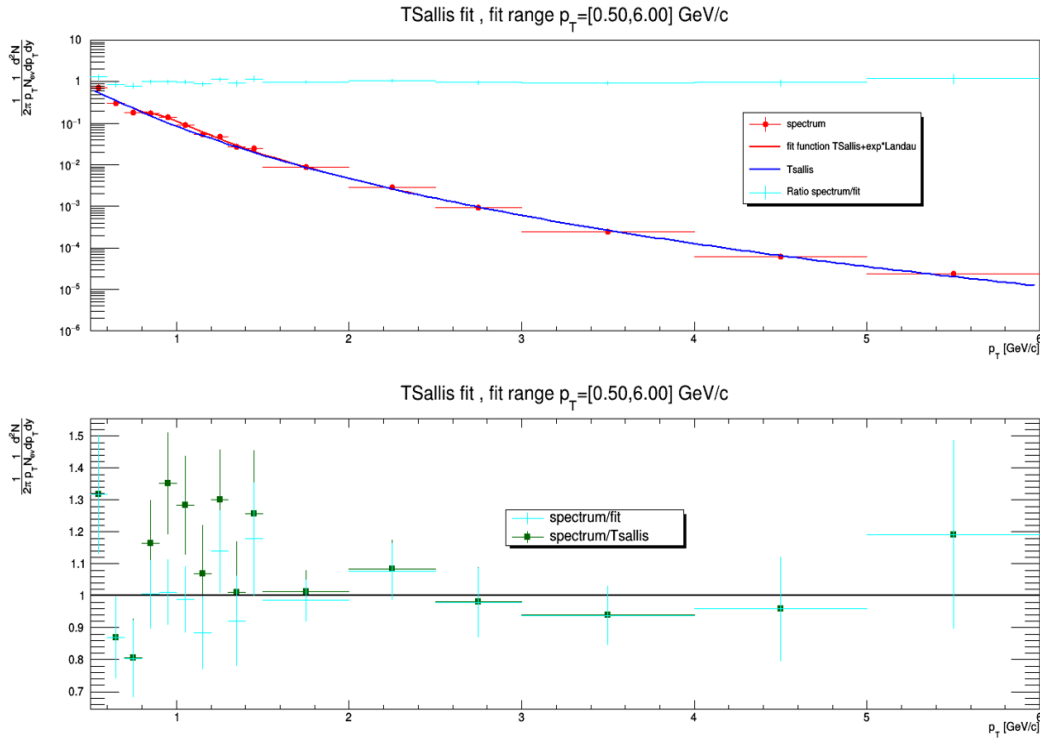


Figura B.3: *Fit* della distribuzione finale in p_T degli elettroni con la funzione 4.14.

dalla funzione (si veda in fig. B.2(b)).

In conclusione, la misura delle abbondanze particellari e la parametrizzazione della contaminazione nel campione di elettroni selezionati sono aspetti cruciali per il raggiungimento di un risultato definitivo. In particolare, la maggiore difficoltà incontrata in questo lavoro riguarda la grande quantità di adroni prodotti e, soprattutto, di particelle non correttamente identificate nella TPC a causa dell'elevata molteplicità di tracce registrata in collisioni Pb-Pb. Ai fini di una pubblicazione, sarà necessaria una corretta descrizione delle distribuzioni in n_σ^{TPC} degli adroni e un metodo più raffinato per estrarre una funzione analitica che descriva adeguatamente la contaminazione adronica per ogni valore dell'impulso, nonché uno studio approfondito sulle tracce registrate in modo errato dal rivelatore TPC, le quali dovranno essere in qualche modo rimosse dal campione di analisi.

Elenco delle figure

1.1	Evoluzione temporale dell'universo. Nell'immagine si mette in evidenza la comparsa delle diverse specie particellari e la successiva formazione della materia nucleare e atomica in funzione del tempo trascorso dopo il Big-Bang. Nel riquadro si riporta la temperatura dell'universo in Kelvin e GeV in ciascuna fase della sua evoluzione. Immagine tratta da [1].	1
1.2	Andamento della temperatura dell'universo in funzione del tempo trascorso dal Big-Bang. Si evidenziano i processi principali che contraddistinguono lo sviluppo della materia, sino alla forma nota oggi. La freccia in rosso indica come le collisioni tra ioni pesanti permettano di indagare il regime di QGP, caratteristico dell'universo primordiale. Immagine tratta da [2].	2
2.1	Diagrammi di vertice a livello albero più correzioni a <i>1-loop</i> in QED.	5
2.2	a): schermatura della carica elettrica in QED; b): analogia dello <i>screening</i> della carica in un materiale dielettrico. Immagine tratta da [9].	6
2.3	Diagrammi di vertice a livello albero più correzioni a <i>1-loop</i> in QCD. Tra le correzioni all'ordine <i>1-loop</i> è presente anche quella con loop di gluoni (assente in figura).	6
2.4	Misure di α_S in funzione della scala di energia Q . Immagine tratta da [7].	7
2.5	Confinamento di colore. Immagine tratta da [10].	7
2.6	Diagramma di fase della QCD. Immagine tratta da [15].	8
2.7	Collisione tra due ioni. La direzione del moto \hat{z} è ortogonale al piano trasverso xy . La quantità Φ_{RP} individua il piano di reazione. Lo ione di sinistra si muove nel verso entrante alla pagina, quello di destra nel verso uscente, come evidenziato in rosso. Immagine tratta da [20].	10
2.8	Distribuzione della somma dei segnali registrati dagli scintillatori VZERO dell'esperimento ALICE nell'analisi di dati Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [18].	11
2.9	Distribuzione del parametro d'impatto per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [18].	11
2.10	Evoluzione spazio-temporale di una collisione tra ioni pesanti. Immagine tratta da [15].	13
2.11	Diagramma spazio-tempo relativo all'evoluzione longitudinale del QGP. Immagine tratta da [35].	14
2.12	Piano di reazione e flusso ellittico. L'asse \hat{x} è individuato dal parametro d'impatto, mentre l'asse \hat{z} individua la direzione del moto dei nuclei.	15
2.13	16

2.14	Stima del R_{AA} di particelle cariche in funzione di p_T per collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV in diverse classi di centralità. Immagine tratta da [33].	17
2.15	Fattore di modificazione nucleare R_{AA} in funzione dell'impulso trasverso p_T , misurato per particelle cariche in collisioni Pb-Pb. I grafici rappresentati con i simboli pieni riguardano le misure a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV descritte in [23], mentre quelli con i simboli vuoti riguardano i risultati a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV pubblicati in [33]. Immagine tratta da [23].	18
2.16	Vertici di Feynman di accoppiamento QCD con coinvolgimento di gluoni. In alto: auto-interazione tra 3 gluoni; in basso: interazione quark-gluone. Immagine tratta da [40].	19
2.17	R_{AA} in funzione del numero medio di nucleoni partecipanti $\langle N_{part} \rangle$ per i mesoni D nell'intervallo $8 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 16 \text{ GeV}/c$ e per i mesoni J/ψ secondari nell'intervallo $6.5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 30 \text{ GeV}/c$ (risultato finale di CMS) in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [21].	20
2.18	Rapporto tra funzione di distribuzione partonica nucleare e funzione di distribuzione partonica di un protone in funzione della variabile x di Bjorken. Immagine tratta da [42].	21
2.19	Dipendenza in p_T del R_{pPb} di particelle cariche misurate da collisioni p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, confrontata con la dipendenza in p_T del R_{PbPb} per particelle cariche, fotoni diretti γ , Z^0 e W^\pm in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [36].	22
3.1	Posizione dei quattro maggiori esperimenti connessi a LHC. Immagine tratta da [45].	25
3.2	Sistema di iniezione di LHC. Immagine tratta da [44].	26
3.3	L'esperimento ALICE. Immagine tratta da [50].	27
3.4	SPD, SDD e SSD. Immagini tratte da [53].	28
3.5	Struttura del rivelatore ITS. Immagine tratta da [53].	29
3.6	dE/dx delle particelle cariche in funzione dell'impulso misurati dal solo ITS in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [54].	30
3.7	Struttura del rivelatore TPC. Immagine tratta da [55].	31
3.8	Sezioni azimutali delle facce del rivelatore TPC. Ogni sezione trapezoidale è divisa in una regione interna (<i>Inner ReadOut Chamber</i> , IROC) e una regione esterna (<i>Outer ReadOut Chamber</i> , OROC). Immagine tratta da [52].	32
3.9	dE/dx delle particelle cariche in funzione dell'impulso misurati dalla TPC in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Immagine tratta da [56].	32
3.10	Struttura del rivelatore TOF. Immagine tratta da [55].	33
3.11	Immagini tratte da [58].	34
3.12	β delle particelle cariche in funzione dell'impulso misurato dal TOF in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Si ricordi che le particelle cariche rivelate dal TOF devono possedere un impulso $p \gtrsim 300 \text{ MeV}/c$. Immagine tratta da [57].	34
3.13	Moduli del rivelatore VZERO. Immagine tratta da [59].	35
4.1	Distribuzione della posizione del vertice di interazione lungo la direzione z corrispondente all'asse dei fasci. La selezione applicata ($ z_{vtx} < 10 \text{ cm}$) è visibile.	38
4.2	Grafici di PID per i rivelatori TOF, ITS e TPC.	40

4.3	Esempi di distribuzione di n_{σ}^{TPC} in diversi intervalli di impulso p , nella regione $800 \text{ MeV}/c \leq p \leq 880 \text{ MeV}/c$ dopo aver applicato selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$). La curva in azzurro descrive il rapporto tra l'istogramma dei dati e la curva di <i>fit</i>	42
4.4	Esempi di distribuzione di n_{σ}^{TPC} in diversi intervalli di impulso p , nella regione $5.1 \text{ GeV}/c \leq p \leq 6.3 \text{ GeV}/c$ dopo aver applicato selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$). La curva in azzurro descrive il rapporto tra l'istogramma dei dati e la curva di <i>fit</i>	43
4.5	Risultati dei <i>fit</i> della distribuzione di n_{σ}^{TPC} condotti nel caso di selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$) e contaminazione adronica risultante in seguito alla selezione in TPC $-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$. In alto a sinistra: contaminazione adronica in funzione dell'impulso. In alto a destra: $1 - \varepsilon_{PID}^{TPC}$ in funzione dell'impulso. In basso a sinistra: andamento dei centroidi delle gaussiane degli elettroni in funzione dell'impulso. In basso a destra: andamento delle σ delle gaussiane degli elettroni in funzione dell'impulso.	44
4.6	Parametrizzazione della contaminazione adronica nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$).	45
4.7	Parametrizzazione della contaminazione adronica nel caso di PID condotta con TPC e TOF al variare delle selezioni in n_{σ}^{TPC} e n_{σ}^{TOF}	46
4.8	Confronto tra funzioni di parametrizzazione della contaminazione adronica nel caso di PID condotta con TOF+TPC e nel caso di PID condotta con TOF+ITS+TPC.	47
4.9	Esempi di distribuzioni di m_{inv} per coppie elettroniche "di segno opposto" e "di egual segno" nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$).	49
4.10	Sinistra: distribuzioni di π^0 e η da dati e Monte Carlo. Gli spettri dai dati sono ricavati da quelli di particelle cariche, come specificato nel testo. Destra: pesi.	50
4.11	Efficienza di <i>tagging</i> in funzione dell'impulso trasverso dell'elettrone inclusivo selezionato utilizzando il segnale dei rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$).	52
4.12	Spettri grezzi in p_T nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$).	53
4.13	Rapporto tra spettro inclusivo e spettro fotonico nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$).	53
4.14	Confronto delle efficienze di <i>tagging</i> stimate utilizzando i pesi estratti dagli spettri di particelle cariche con quelle stimate utilizzando i pesi estratti dagli spettri dei pioni carichi.	54
4.15	Efficienza di ricostruzione al variare delle selezioni sulle tracce. Si rimanda al testo per i dettagli.	55
4.16	Incongruenze tra dati e Monte Carlo per il rivelatore ITS.	57
4.17	Distribuzione degli elettroni non fotonici ottenuta nel caso di selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$), in un caso applicando la procedura di ponderazione (rosso) e nell'altro senza (azzurro). I pesi utilizzati derivano dagli spettri misurati di particelle cariche.	58
4.18	<i>Fit</i> della distribuzione degli elettroni non fotonici con la funzione 4.14. I pesi utilizzati derivano dagli spettri misurati di particelle cariche.	59

4.19	Confronto tra spettro non fotonico ottenuto con selezioni di PID sui rivelatori TPC ($-0.1 \leq n_{\sigma}^{TPC} \leq 3$) e TOF ($-3 \leq n_{\sigma}^{TOF} \leq 3$) e quello ottenuto anche con selezione di PID sul rivelatore ITS ($-2 \leq n_{\sigma}^{ITS} \leq 2$). I pesi utilizzati derivano dagli spettri misurati di particelle cariche.	60
4.20	Confronto tra lo spettro non fotonico ottenuto con i pesi dallo spettro dai dati di particelle cariche e quello ottenuto con i pesi dallo spettro dai dati di pioni carichi.	60
4.21	Effetti sistematici sullo spettro finale stimati valutando il rapporto con il caso di riferimento	62
4.22	Esempi di distribuzioni delle differenze rispetto al caso di riferimento per ogni <i>bin</i> dello spettro al variare delle selezioni sulle tracce inclusive.	64
4.23	Influenza della media delle distribuzioni delle differenze per le selezioni sulle tracce inclusive e associate sulle incertezze sistematiche complessive.	66
4.24	Spettro di elettroni da adroni con <i>heavy-flavour</i> in collisioni Pb-Pb nell'intervallo di centralità 0 – 10% all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, confrontato con quello misurato in un'analisi con PID condotta con i rivelatori TPC+EMCal [62].	68
4.25	R_{AA} di elettroni da adroni con <i>heavy-flavour</i> in collisioni Pb-Pb nell'intervallo di centralità 0 – 10% all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.	69
4.26	70
4.27	Fattore di modificazione nucleare ottenuto in questa analisi, confrontato con la medesima quantità ottenuta dallo studio di collisioni Pb-Pb all'energia $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV con PID condotta con i rivelatori TPC+EMCal [62].	72
4.28	Fattore di modificazione nucleare ottenuto in questa analisi confrontato con alcuni modelli teorici.	73
A.1	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con efficienza nella selezione di PID nel rivelatore TPC del 50% e il medesimo spettro ottenuto con efficienza del 40%, 46%, 60%.	77
A.2	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con la selezione $n_{\sigma}^{TOF} = [-3, 3]$ e il medesimo spettro ottenuto con le selezioni $n_{\sigma}^{TOF} = [-2, 2]$, $[-2.5, 2.5]$, $[-3.5, 3.5]$	78
A.3	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di <i>cluster</i> in TPC pari a 120 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC pari a 110,115,125,130.	78
A.4	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di <i>cluster</i> in TPC per la PID pari a 80 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC per la PID pari a 70, 75, 85, 90.	79
A.5	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di <i>cluster</i> in ITS pari a 4 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC pari a 2, 3, 5, 6.	79
A.6	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di <i>cluster</i> in TPC sulla traccia associata pari a 60 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC pari a 40, 50, 70, 80.	80

A.7	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di <i>cluster</i> in TPC per la PID sulla traccia associata pari a 60 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in TPC per la PID pari a 40, 50, 70, 80.	80
A.8	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con un numero minimo di <i>cluster</i> in ITS sulla traccia associata pari a 2 e il medesimo spettro ottenuto con un numero minimo di cluster in ITS pari a 1, 3, 4, 5.	81
A.9	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con la condizione $p_T > 0.10$ GeV/c sulla traccia associata e il medesimo spettro ottenuto con $p_T > 0.5, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30$ GeV/c.	81
A.10	Confronto tra lo spettro finale ottenuto con la condizione $m_{ee} \leq 140$ MeV/c ² sulla massa invariante delle coppie fotoniche e il medesimo spettro ottenuto con $m_{ee} \leq 100, 110, 120, 130, 150, 160$ MeV/c ²	82
B.1	Esempi di distribuzione di n_σ^{TPC} in funzione dell'impulso p , nell'intervallo di impulso $800 \text{ MeV}/c \leq p \leq 880 \text{ MeV}/c$ relative al caso di selezioni di PID sul rivelatore TOF ($-3 \leq n_\sigma^{TOF} \leq 3$). La curva relativa ai pioni è diversa rispetto a quanto mostrato in figura 4.3, come descritto nel testo. La curva in magenta descrive la differenza tra l'istogramma dei dati e la curva di <i>fit</i> , mentre la curva azzurra ne descrive il rapporto.	84
B.2	85
B.3	<i>Fit</i> della distribuzione finale in p_T degli elettroni con la funzione 4.14.	86

Elenco delle tabelle

3.1	Caratteristiche degli strati del rivelatore ITS. Dati tratti da [53] e [19].	30
3.2	Proprietà geometriche di VZEROA e VZEROC. Dati tratti da [59].	35
4.1	Criteri di selezione applicati sulle tracce. (*) kBoth = segnale su entrambi gli strati.	38
4.2	Criteri di selezione sulle tracce associate agli elettroni inclusivi per formare le coppie e^+e^- utili per l'individuazione degli elettroni fotonici.	48
4.3	Variazioni dei criteri di selezione per la stima dell'incertezza sistematica. (*) : kFirst = segnale sul primo strato; kSecond = segnale sul secondo strato; kNone = nessun segnale; kBoth = segnale su entrambi gli strati; kAny = segnale su almeno uno degli strati.	63
4.4	Incetezza sistematica dovuta ai vari contributi e incetezza sistematica totale per ciascun punto dello spettro. In tabella non si riportano nè il contributo del 4% che quantifica l'effetto sistematico associato al numero di <i>cluster</i> nel modulo SPD nè il contributo del 5% che quantifica l'effetto sistematico associato alla scelta dell'intervallo di pseudo-rapidità, comunque considerati per il calcolo del valore totale.	67

Bibliografia

- [1] <http://qgp-data.phy.duke.edu/>
- [2] http://gruppo3.ca.infn.it/usai/?Research:Phase_Transition
- [3] **ALICE** Collaboration (2014), *Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC* [arXiv:1402.4476v4](#)
- [4] F. Liu, S. Liu, *QGP formation time and direct photons from heavy ion collisions*, [arxiv:1212.6587v4](#) [[nuclear-th](#)], 4 Mar 2014
- [5] **ALICE** Collaboration (2015), *Measurement of electrons from heavy-flavour hadron decays in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*, *Phys. Lett. B* 754 (2016) 81-93, [arXiv:1509.07491](#)
- [6] **ALICE** Collaboration (2016), *Measurement of the production of high- p_t electrons from heavy-flavour hadron decays in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1609.07104](#)
- [7] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, *Chinese Physics C*, 40, 100001 (2016)
- [8] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Particle Physics Booklet*, extracted from the *Review of Particle Physics*, *Chin. Phys. C*, 38, 090001 (2014)
- [9] <https://inspirehep.net/record/1452707/plots>
- [10] Cheng T.-P., Li L.-F., *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford Science Publications
- [11] A. Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics*, Cambridge University Press (2008)
- [12] H. David Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?*, *Phys. Rev. Lett.* 30, 1346, 25 June 1973
- [13] David J. Gross and Frank Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*, *Phys. Rev. Lett.* 30, 1343, 25 June 1973
- [14] R. Gupta, *Introduction to Lattice QCD*, Theoretical Division, Group T-8, Mail Stop B-285, Los Alamos National Laboratory Los Alamos, NM 87545, U. S. A., [arXiv:hep-lat/9807028v1](#) 11 Jul 1998

- [15] Ginés Martínez García, *Advanced in Quark Gluon Plasma*, SUBATECH, CNRS/IN2P3, École des Mines de Nantes, Université de Nantes, 4 rue Alfred Kastler, 44307 Nantes, France [arXiv:1304.1452v1 \[nucl-ex\]](#)
- [16] R. J. Glauber, G. Matthiae, *High-energy scattering of protons by nuclei*, *Nucl.Phys. B21 (1970) 135-157 (1970)*
- [17] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, Peter Steinberg, *Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions*, [arXiv:nucl-ex/0701025v1](#)
- [18] **ALICE** Collaboration (2012), *Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE*, [arXiv:1301.4361v3 \[nucl-ex\]](#) 13 Sep 2014
- [19] A. Dubla, *Elliptic flow at different collision stages*, [CERN-THESIS-2016-054](#), 06/04/2016
- [20] J. Wagner, *Electrons from decays of open charm and beauty hadrons in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt
- [21] **ALICE** Collaboration, *Centrality dependence of the nuclear modification factor of charged pions, kaons, and protons in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1506.07287v3 \[nucl-ex\]](#)
- [22] Y. L. Dokshitzer and D. Kharzeev, *Heavy quark colorimetry of QCD matter*, *Phys.Lett. B519 (2001) 199-206*, [arXiv:hep-ph/0106202 \[hep-ph\]](#)
- [23] J. Gronefeld, *The nuclear modification of charged particles in Pb-Pb at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV measured with ALICE*, [arXiv:1609.07334v1 \[nucl-ex\]](#)
- [24] F. Antinori, *Study of the production of strange and multi-strange particles in lead-lead interactions at the CERN SPS: the NA57 experiment*, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947400004991>
- [25] K. Redlich, A. Tounsi, *Strangeness enhancement in heavy ion collisions* [arXiv:hep-ph/0105201v1](#) , 19 May 2001
- [26] T. Matsui, H. Satz, *J/ψ suppression by Quark Gluon Plasma formation*, *Phys.Lett. B178 (1986) 416-422*, June 1986
- [27] N. M. Kroll and W. Wada, *Internal Pair Production Associated with the Emission of High-Energy Gamma Rays*, *Phys. Rev. 98 (1955) 1935*.
- [28] M. Deutschmann, H Grässler, H. Kirk, P. Sixel, R. Speth, W. Sturm, H. Novak, U. Kundt, G. J. Bossen, E. Propach, M. Rost, B. U. Stöcker, T. Besliu, P. Duinker, D. R. O. Morrison, R. Stroynowski, H. Wahl, J. Zaorska, T. Hirose, J. Stiewe, A. A. Azooz, P. Schmid, B. Buschbeck, H. P. Gerhold, H. Bialkowska, *Transverse spectra in $\pi^\pm p$ and $K^- p$ interactions between 8 and 16 GeV/c*, *Nucl. Phys. B70, 189-204 (1974)*
- [29] K. Reygers, *Production of Neutral Pions and Eta-mesons in pp Collisions Measured with ALICE*, [arXiv:1106.5932v1 \[hep-ex\]](#)
- [30] **ALICE** Collaboration (2016), *Elliptic flow of electrons from heavy-flavour hadron decays at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1606.00321v2 \[nucl-ex\]](#) 03 Nov 2016

- [31] **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*, *Physics Letters B* 719 (2013) 18–28
- [32] **ALICE** Collaboration (2014), *Azimuthal anisotropy of D–meson production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, *PHYSICAL REVIEW C* 90, 034904, [10.1103/PhysRevC.90.034904](https://arxiv.org/abs/10.1103/PhysRevC.90.034904)
- [33] **ALICE** collaboration, *Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1208.2711v3](https://arxiv.org/abs/1208.2711v3) [hep-ex]
- [34] J.D. Bjorken, *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region*, *Phys.Rev.* D27 (1983) 140–151.
- [35] R. Stock, *Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram*, [arXiv:0807.1610v1](https://arxiv.org/abs/0807.1610v1) [nucl-ex] 10 Jul 2008
- [36] **ALICE** Collaboration (2014), *Transverse momentum dependence of inclusive primary charged-particle production in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*, [arXiv:1405.2737v3](https://arxiv.org/abs/1405.2737v3) [nucl-ex] 2 Feb 2015
- [37] **ALICE** Collaboration (2016), *Measurement of the production of high- p_T electrons from heavy-flavour hadron decays in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1609.07104v1](https://arxiv.org/abs/1609.07104v1) [nucl-ex] 22 Sep 2016
- [38] **STAR** collaboration (2014) *Observation of D^0 meson nuclear modifications in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, [arXiv:1404.6185v3](https://arxiv.org/abs/1404.6185v3) [nucl-ex]
- [39] **ALICE** Collaboration (2016), *Transverse momentum dependence of D-meson production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1509.06888v2](https://arxiv.org/abs/1509.06888v2) [nucl-ex]
- [40] Michelangelo L. Mangano, *Introduction to QCD*, CERN, TH Division, Geneva, Switzerland, [open-2000-255](https://arxiv.org/abs/open-2000-255), 28/Aug/2000
- [41] R. Hennig, *Gluon and Gluon-selfinteraction*, *Seminar on key experiments in particle physics May 29th 2009*
- [42] K. J. Eskola, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, *EPS09: A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions*, *JHEP* 04 (2009) 065, [arXiv:1401.4866](https://arxiv.org/abs/1401.4866) [hep-ph]
- [43] Vera Derya, *Color factors in QCD*, October 3, 2008
- [44] <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cern-accelerator-complex.svg>
- [45] <http://www.hep.upenn.edu/~johnda/Papers/vC/LHC.pdf>
- [46] <https://home.cern/about/updates/2016/07/lhc-performance-reaches-new-highs>
- [47] L. Evans, P. Bryant, *LHC Machine*, European Organization for Nuclear Research, CERN CH-1211, 2008 JINST 3 S08001

- [48] **ATLAS** Collaboration (2012), *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Physics Letters B, Volume 716, Issue 1, 17 September 2012, Pages 1–29
- [49] **CMS** Collaboration (2012), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Physics Letters B, Volume 716, Issue 1, 17 September 2012, Pages 30–61
- [50] <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Objects/Chapter2/DetectorComponents/alice2.jpg>
- [51] **ALICE** Collaboration (2004), *ALICE: Physics Performance Report, Volume I* J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) 1517–1763
- [52] <https://cds.cern.ch/record/2030274>
- [53] **ALICE** Collaboration (2010), *Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks*, arXiv:1001.0502 [physics.ins-det]
- [54] https://indico.cern.ch/event/442094/contributions/2229094/attachments/1306370/1952600/ICNFP2016_Crete.pdf
- [55] **ALICE** Collaboration (2008), *The ALICE experiment at the CERN LHC*, 2008 JINST 3 S08002
- [56] P. Christiansen for the **ALICE** collaboration, *High p_T identifier particle production in ALICE*, arXiv:1208.5368v1 [nucl-ex]
- [57] R. Preghenella for the **ALICE** Collaboration, *Light-flavour identified charged-hadron production in pp and $Pb-Pb$ collisions at the LHC*, Journal of Physics: Conference Series 455 (2013) 012009
- [58] http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_TOF.html
- [59] **ALICE** Collaboration (2013), *Performance of the ALICE VZERO system*, CERN-PH-EP-2013-082, April 30, 2013, arXiv:1306.3130v2 [nucl-ex]
- [60] N. Jacazio, *Production of identified and unidentified charged hadrons in $Pb-Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*, arXiv:1704.06030v1 [nucl-ex], 20th April 2017
- [61] C. TSallis, *Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics*, J. Statist. Phys., 52:479–487, 1988
- [62] <https://indico.cern.ch/event/576735/contributions/2565850/attachments/1492385/2320553/SQMssakai.pdf>
- [63] M. Paterno, *Calculating Efficiencies and Their Uncertainties*, <http://home.fnal.gov/paterno/images/effic.pdf>
- [64] A. Dubla, for the **ALICE** collaboration, *Measurements of the suppression and anisotropy of heavy-flavour particles in $Pb-Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE*, arXiv:1703.02397v1 [hep-ex], DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2017.05.059, 7 Mar 2017
- [65] **ALICE** Collaboration, *Measurement of the production of high- p_T electrons from heavy-flavour hadron decays in $Pb-Pb$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, Phys.Lett. B771 (2017) 467–481 DOI: 10.1016/j.physletb.2017.05.060

- [66] **ALICE** Collaboration, *Measurement of electrons from heavy-flavour hadron decays in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV*, *Phys. Lett. B* **754** (2016), [10.1016/j.physletb.2015.12.067](https://arxiv.org/abs/10.1016/j.physletb.2015.12.067)
- [67] **ALICE** Collaboration, *Measurement of electrons from beauty-hadron decays in p-Pb collisions at $\sqrt{s_N} = 5.02$ TeV and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV*, [arXiv:1609.03898v1](https://arxiv.org/abs/1609.03898v1) [[nucl-ex](#)], 13 September 2016
- [68] Gang Wang, Huan Zhong Huang, *Empirical constraints on parton energy loss in nucleus-nucleus collisions at RHIC*, [arXiv:0810.2822v2](https://arxiv.org/abs/0810.2822v2) [[nucl-ex](#)]
- [69] **PHENIX** Collaboration, S.S Adler et al. (2006), *A Detailed Study of High- p_T Neutral Pion Suppression and Azimuthal Anisotropy in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, [arXiv:nucl-ex/0611007v1](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0611007v1)
- [70] W. Cassing and E.L. Bratkovskaya, *Parton transport and hadronization from the dynamical quasiparticle point of view*, *Phys. Rev. C* **78** (2008) 034919, [arXiv:0808.0022](https://arxiv.org/abs/0808.0022) [[hep-ph](#)]
- [71] M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev, *Reaction operator approach to non Abelian energy loss*, *Nucl. Phys. B* **594** (2001) 371–419, [arXiv:nucl-th/0006010](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0006010)
- [72] J. Xu, J. Liao, M. Gyulassy, *Bridging Soft-Hard Transport Properties of Quark-Gluon Plasmas with CUJET3.0*, [arXiv:1508.00552](https://arxiv.org/abs/1508.00552) [[hep-ph](#)]
- [73] M. R. Ciupek, *Electron identification in different colliding systems with ALICE*, <http://www.physi.uni-heidelberg.de/Publications/BachelorThesisMichaelCiupek.pdf>