

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

DIPARTIMENTO DI FISICA ED ASTRONOMIA
DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA, XVIII CICLO
Settore Concorsuale di afferenza: 02/A1
Settore Scientifico disciplinare: FIS/01 - Fisica Sperimentale

MISURA DI PRECISIONE DELLA
DIFFERENZA DI MASSA FRA NUCLEI E
ANTI-NUCLEI LEGGERI CON
L'ESPERIMENTO ALICE A LHC

Dott. Manuel Colocci

Coordinatore Dottorato:
Prof.
Gastone Castellani

Relatore:
Chiar.ma Prof.ssa
Luisa Cifarelli

Esame finale anno 2016

Indice

Introduzione	5
1 Introduzione alla simmetria CPT	7
1.1 L'equazione di Dirac	7
1.2 La scoperta dell'anti-materia	10
1.3 La simmetria CPT	12
1.4 Test sperimentali	14
1.4.1 Nuclei e (anti-)nuclei leggeri	15
2 Produzione di (anti-)nuclei leggeri in collisioni Pb–Pb a LHC	17
2.1 Transizione di fase in QCD	18
2.2 Produzione di (anti-)deutoni e (anti-)elio in ALICE	21
2.2.1 Confronto con il modello termico-statistico	24
2.2.2 Confronto con il modello a coalescenza	26
2.2.3 Confronto fra i due modelli	28
2.3 (Anti-)ipernuclei	30
3 L'esperimento ALICE a LHC	33
3.1 LHC	33
3.1.1 Luminosità integrate	35
3.2 ALICE: il rivelatore	38
3.2.1 Rivelatori nel <i>barrel</i> centrale	43
3.2.2 Rivelatori in avanti	48
3.2.3 Rivelatori per raggi cosmici	52
3.3 Sistemi <i>online</i>	52
3.3.1 Il sistema di <i>trigger</i>	54
3.4 Sistemi <i>offline</i>	54
3.4.1 La ricostruzione delle tracce	55
4 Il rivelatore TOF	59
4.1 La tecnica del tempo di volo	59

4.2	Il rivelatore	61
4.2.1	RPC e MRPC	62
4.2.2	La geometria del TOF	67
4.2.3	Elettronica di <i>front-end</i> e <i>readout</i>	69
4.3	Prestazioni del rivelatore	72
4.3.1	Comportamento delle MRPC	73
4.3.2	<i>Trigger</i> del TOF	74
4.3.3	Efficienza di <i>matching</i> delle tracce	75
4.3.4	Calibrazione temporale	77
4.3.5	Determinazione di t_{ev} con il TOF	80
4.3.6	Identificazione di particelle con il TOF	81
5	Analisi delle differenze di massa fra nuclei e anti-nuclei leggeri	85
5.1	Selezione dei dati per l'analisi	85
5.1.1	Selezione degli eventi	85
5.1.2	Selezione delle tracce	86
5.1.3	Identificazione delle particelle	86
5.1.4	Reiezione dei nuclei secondari	89
5.2	Ricostruzione delle masse e stima delle incertezze	89
5.2.1	Stima della rigidità media	91
5.2.2	Fit delle distribuzioni μ_{TOF}^2	92
5.2.3	Correzione degli effetti indipendenti dalla massa	95
5.2.4	Incertezze sistematiche	97
5.2.5	Test su kaoni carichi	100
5.3	Risultati	101
5.4	Appendice: distribuzioni μ_{TOF}^2	106
	Conclusioni	115
	Bibliografia	123

Introduzione

L'attività di ricerca presentata in questa tesi è stata effettuata all'interno dell'esperimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) al Large Hadron Collider (LHC) del CERN. Lo scopo principale dell'esperimento è lo studio della materia in condizioni estreme di temperatura (~ 0.2 GeV) e densità di energia (> 10 GeV/fm³) realizzate in laboratorio attraverso la collisione fra ioni di piombo alle alte energie. In queste circostanze dovrebbe avvenire una transizione di fase in cromodinamica quantistica (QCD) dalla materia adronica ordinaria ad un fluido di partoni allo stato deconfinato, il cosiddetto Quark Gluon Plasma (QGP). Una volta creato, questo sistema si raffredda velocemente durante l'espansione ed entro $\sim 10^{-23}$ s subisce una transizione di fase verso lo stato di gas adronico producendo infine un grande numero di particelle e anti-particelle, fra cui nuclei e anti-nuclei leggeri che l'esperimento ALICE è in grado di rivelare in virtù delle sue elevate prestazioni nel tracciamento e nell'identificazione delle particelle. Ciò permette di studiare i due meccanismi di (anti-)nucleosintesi proposti, il primo basato sulla produzione termica durante la fase di adronizzazione ed il secondo su un processo di coalescenza di (anti-)nucleoni nello stadio finale della collisione. Allo stesso tempo, l'abbondante produzione di nuclei e anti-nuclei leggeri permette di misurare alcune loro grandezze fondamentali come la massa e la carica elettrica.

L'anti-nucleo più pesante osservato fino ad ora è l'anti-⁴He ($\bar{\alpha}$); per quelli più leggeri e più abbondanti come l'anti-deutone e l'anti-³He è possibile confrontare con precisione il loro rapporto massa su carica con quello dei rispettivi nuclei; questa misura corrisponde ad una verifica sperimentale per le interazioni nucleone-nucleone della simmetria CPT, la supposta simmetria fondamentale della natura che implica l'invarianza delle leggi della fisica per inversione simultanea delle cariche (C), delle coordinate spaziali (P) e di quella temporale (T).

Nel primo capitolo della tesi viene rapidamente presentata la formulazione della prima ipotesi dell'esistenza del positrone fino alla scoperta dell'anti-protone, dell'anti-deutone e dell'anti-idrogeno, le quali necessitano dell'esi-

stenza di una simmetria fondamentale (CPT). La seconda parte del capitolo descrive più in dettaglio quest'ultima fino a riportare una rassegna dei corrispondenti test sperimentali effettuati fino ad oggi per particelle e sistemi di particelle inclusi nuclei e anti-nuclei.

Nel secondo capitolo, dopo un paragrafo introduttivo in cui viene brevemente discussa la transizione di fase in QCD e la formazione del QGP, sono presentate le misure di produzione di (anti-)nuclei leggeri effettuate dall'esperimento ALICE ad LHC in collisioni Pb–Pb a un'energia nel centro di massa per coppia di nucleoni $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV, e la rispettiva interpretazione alla luce dei meccanismi proposti per la loro formazione.

Nel terzo capitolo sono brevemente riportate le prestazioni di LHC in termini di luminosità durante il Run 1 ed il primo anno di attività nel Run 2 dell'acceleratore per dare, in seguito, una più ampia panoramica dell'esperimento ALICE e dei vari rivelatori e sistemi che lo compongono.

La descrizione dettagliata del rivelatore a tempo di volo TOF (Time Of Flight) dell'esperimento è rimandata al quarto capitolo. La prima parte di quest'ultimo presenta la tecnica del tempo di volo per l'identificazione delle particelle e, successivamente, le RPC a Multigap (le celle di rivelazione di base del rivelatore), la geometria e l'elettronica di *front-end* e di *readout* del TOF; la seconda parte riporta le prestazioni del rivelatore durante i primi tre anni di presa dati.

L'ultimo capitolo è dedicato all'analisi della differenza di massa fra nuclei e anti-nuclei leggeri prodotti in collisioni Pb–Pb a LHC a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV; a partire dalla relazione massa-energia vengono derivate anche le differenze di energia di legame. I risultati vengono infine confrontati con i limiti sperimentali attuali.

Capitolo 1

Introduzione alla simmetria CPT

Nelle collisioni fra ioni pesanti alle alte energie la produzione di nuclei e anti-nuclei leggeri è particolarmente abbondante. Ciò permette di studiare alcune proprietà fondamentali come la loro massa e la carica elettrica. La Fisica Nucleare ha esplorato queste grandezze per i nuclei dall'inizio del secolo scorso quando nel 1911 Rutherford osservò la particella α per la prima volta. Oggi le collisioni ultrarelativistiche fra ioni pesanti offrono la possibilità unica di estendere questo studio anche agli anti-nuclei leggeri. L'anti-nucleo più pesante osservato fino ad ora è l'anti- ^4He ($\bar{\alpha}$) [1]. Per quelli più leggeri come l'anti-deutone e l'anti- ^3He (essendo, rispettivamente, 4 e 2 ordini di grandezza più abbondanti) è possibile confrontare con precisione il loro rapporto massa/carica con quello dei nuclei corrispondenti.

Questa misura permette di verificare la supposta simmetria fra materia e anti-materia, la quale è associata all'invarianza delle leggi fisiche sotto la trasformazione CPT ovvero per inversione simultanea delle cariche, delle coordinate spaziali e di quella temporale.

1.1 L'equazione di Dirac

L'equazione di Schrödinger è l'equazione fondamentale della meccanica quantistica non relativistica. Essa si può ottenere semplicemente sostituendo nella definizione classica di energia¹:

$$E = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{x}) \quad (1.1)$$

¹ In questo paragrafo le grandezze sono espresse in unità naturali $c = \hbar = k_B = 1$.

gli operatori differenziali:

$$E \rightarrow i \frac{\partial}{\partial t}, \quad p \rightarrow -i \nabla \quad (1.2)$$

che agiscono sulla funzione d'onda ψ :

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\nabla^2}{2m} \right) \psi(\vec{x}, t) = V(\vec{x}) \psi(\vec{x}, t). \quad (1.3)$$

Risolvendo l'equazione di Schrödinger per l'atomo di idrogeno si può ottenere una descrizione di base delle sue linee spettrali. Per una descrizione completa che tenga conto però anche delle sottostrutture dello spettro occorre aggiungere all'equazione dei termini aggiuntivi come quello dovuto allo spin dell'elettrone e del protone. Tali effetti non possono essere derivati dall'equazione di Schrödinger in un modo puramente formale. Per superare questo problema si può partire, invece che dall'Eq. 1.1, dall'espressione relativistica di energia:

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (1.4)$$

e procedere alla stessa maniera di prima. Ciò conduce alla famosa equazione di Klein-Gordon che, per semplicità, nel caso di un elettrone libero corrisponde a:

$$\left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi(\vec{x}, t) = m^2 \psi(\vec{x}, t). \quad (1.5)$$

Tuttavia in questa equazione appare immediatamente un problema. Essa non è infatti lineare in ∂t . Il quadrato dell'energia conduce ad un'equazione alle derivate parziali del secondo ordine che è inconsistente con quella di Schrödinger. Inoltre ammette anche soluzioni negative:

$$E = \pm \sqrt{p^2 + m^2}. \quad (1.6)$$

riconducibili a densità di probabilità $|\psi|^2 < 0$ dunque inconsistenti con l'interpretazione di Born della funzione d'onda. Vale la pena far notare che a differenza di quanto accade nella meccanica classica relativistica, in quella quantistica non si possono semplicemente scartare le soluzioni a energia negativa perché ciò significherebbe rinunciare a un set completo di stati.

Sin dalla prima formulazione dell'equazione di Klein-Gordon, avvenuta nel 1926, era chiaro che questi problemi non potevano semplicemente essere ignorati. Prima di continuare occorre tuttavia osservare che essa costituì un passo importante nel tentativo di includere la relatività speciale all'interno di un'equazione d'onda. Inoltre si è poi rivelata utile per descrivere correttamente particelle con spin 0.

A trovare la soluzione fu P. M. Dirac due anni più tardi, nel 1928 [2]. Nell'intento di formulare un'equazione d'onda relativistica lineare in ∂t egli pervenne ad una che risolveva il problema delle soluzioni a densità di probabilità negativa e, soprattutto, descriveva correttamente particelle di spin semintero.

Egli propose un'equazione basata sulla fattorizzazione del termine relativistico $E^2 - p^2 - m^2$. Passando al formalismo covariante, in cui quest'ultimo si può riscrivere come $p^\mu p_\mu - m^2$, essendo p^μ il quadrimpulso (E, \vec{p}) :

$$p^\mu p_\mu - m^2 = (\gamma^\kappa p_\kappa + m)(\gamma^\lambda p_\lambda - m) = 0, \quad (1.7)$$

per la quale egli realizzò che i fattori γ^κ non potevano essere dei semplici scalari, bensì delle matrici 4×4 definite a partire da quelle di Pauli (σ^i):

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

L'Eq. 1.7 è soddisfatta se uno dei due termini è uguale a zero:

$$\gamma^\lambda p_\lambda - m = 0 \quad (1.9)$$

che, sostituendo al quadrimpulso il corrispondente operatore differenziale $p_\mu \rightarrow i\partial_\mu$, conduce all'equazione di Dirac:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0, \quad (1.10)$$

dove ψ ora è un vettore a quattro componenti chiamato spinore. L'Eq. 1.10 ha due soluzioni positive corrispondenti ai due stati di spin $\pm 1/2$ dei fermioni. Accanto a queste esistono altre due soluzioni simmetriche con energia negativa. Di nuovo queste ultime non si possono scartare. Per ovviare al problema Dirac propose che gli stati a energia negativa sono sempre occupati da un cosiddetto mare di elettroni (corrispondente allo stato di vuoto). Poichè gli stati a energia negativa sono inaccessibili ai "pochi" elettroni reali in virtù del principio di esclusione di Pauli, l'esistenza di questo mare non può essere osservato. Fu lo stesso Dirac a proporre un'eccezione: nel caso in cui si eccita un elettrone da uno stato a energia negativa ad uno con energia positiva, la lacuna che si forma di conseguenza nel mare deve apparire come una particella con carica positiva. Secondo Dirac quest'ultima doveva essere un protone (l'unica con carica positiva fino ad allora osservata). A seguito dell'interazione della lacuna con un elettrone si doveva poter rivelare dunque la radiazione corrispondente alla sua diseccitazione.

Dopo una lunga discussione con la comunità scientifica dell'epoca egli si convinse che la lacuna non poteva essere un protone, a causa dell'elevata

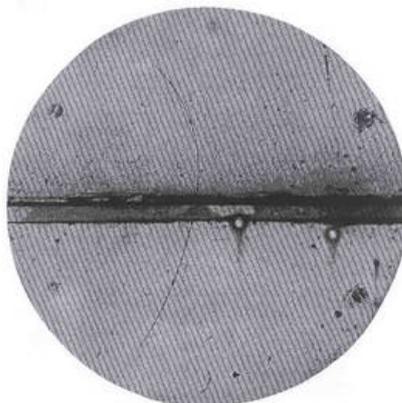


Figura 1.1: Traccia del positrone nella camera a nebbia impiegata da Anderson [3].

differenza di massa con l'elettrone e concluse che doveva essere una particella di massa simile a quest'ultimo e con carica positiva. Nacque così il concetto di anti-particella, il positrone, introdotto da Dirac nel 1931 e osservato l'anno successivo (Par. 1.2).

Il concetto del mare di elettroni non poteva tuttavia essere accettato in quanto conduceva a dei problemi troppo grandi come, per esempio, una carica negativa infinita nell'universo. La soluzione finale è stata sviluppata in seguito all'interno della moderna teoria quantistica dei campi in cui gli stati a energia negativa vengono correttamente interpretati come anti-particelle con energia positiva.

1.2 La scoperta dell'anti-materia

Nel 1932 C. A. Anderson notò una traccia molto particolare all'interno della camera a nebbia adoperata per lo studio dei raggi cosmici [3]. Essa sembrava causata da una particella con carica positiva incompatibile con l'ipotesi che fosse un protone (Fig. 1.1). Infatti dalla curvatura della traccia superiore in Fig. 1.1 Anderson calcolò che esso doveva avere un'energia di circa 300 keV. A questa corrisponde un libero cammino medio per il protone di circa 5 mm, circa dieci volte più piccolo di quello osservato. A partire da questa considerazione egli identificò correttamente quella traccia come dovuta al positrone, l'anti-particella ipotizzata da Dirac l'anno precedente e di cui lui era a conoscenza.

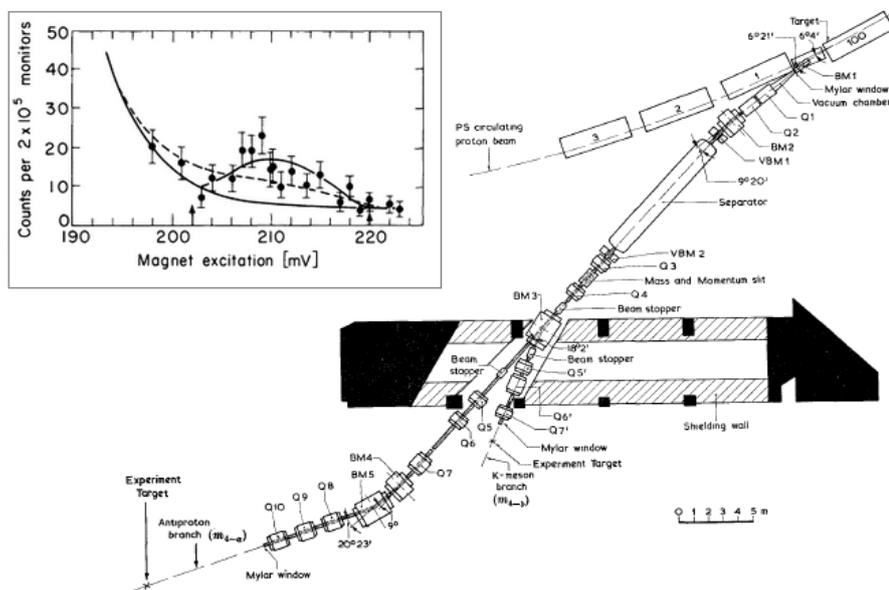


Figura 1.2: Setup dell'esperimento di A. Zichichi e coll. al PS del CERN. Nel riquadro il picco nel separatore elettrostatico corrispondente al segnale dell'anti-deutone [5].

Allora era già noto tuttavia che l'equazione di Dirac non dava una descrizione completa del protone (in virtù dell'anomalia nel suo momento magnetico) e dunque non era chiaro se l'esistenza di quest'ultimo implicava quella della corrispondente anti-particella. Il dubbio venne fugato nel 1955 quando l'esperimento condotto da O. Chamberlain e E. Segrè al Berkeley National Laboratory riportò la produzione di 60 anti-protoni [4] nell'interazione fra il fascio di protoni del Bevatron e un bersaglio di rame.

L'esistenza dell'anti-protone venne interpretata come dovuta ad una invarianza fondamentale delle leggi fisiche, l'invarianza CPT (Par. 1.3) e in virtù di essa ci si aspettava una perfetta simmetria fra materia e anti-materia. Tuttavia dopo la scoperta della violazione CP nel 1964 non era affatto ovvio che le forze nucleari fossero CPT invarianti e che dovessero legare gli anti-nucleoni all'interno di un anti-nucleo. Fu l'esperimento guidato da A. Zichichi [5] al Proton Synchrotron (PS) del CERN a identificare i primi anti-deutoni (gli anti-nuclei più leggeri) prodotti nell'interazione del fascio di protoni, accelerati dal PS fino ad un impulso di $19.2 \text{ GeV}/c$, con un bersaglio di berillio, separandoli dall'enorme fondo di pioni prodotti (10^8 - 10^9 per ogni anti-deutone) (Fig. 1.2).

La scoperta venne riportata nello stesso periodo anche al Brookhaven

National Laboratory dal gruppo condotto da L. Ledermann e S. Ting [6].

Qualche anno più tardi, nel 1970 e nel 1974 rispettivamente, vennero identificati i primi 5 nuclei di anti- ^3He [7] e i primi 4 nuclei di anti-trizio [8] all'acceleratore U-70 a Serpukhov (Russia).

Recentemente è stata osservata la produzione del nucleo dell'anti-ipertrizio ($^3_{\Lambda}\overline{\text{He}} \equiv \overline{p}\overline{n}\overline{\Lambda}$) [9] e di anti- ^4He [1] nell'esperimento STAR al Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC).

Nel 1995 sono stati invece prodotti i primi 9 atomi di anti-idrogeno [10] al Low Energy Antimatter Ring (LEAR) del CERN, primo dei passi per la misura dettagliata del suo spettro.

1.3 La simmetria CPT

La simmetria CPT è una delle simmetrie fondamentali del Modello Standard. Essa stabilisce l'invarianza delle leggi fisiche per ogni sistema all'inversione del segno delle cariche (realizzata dall'operatore di coniugazione di carica C), alla riflessione delle coordinate spaziale (realizzata dall'operatore di parità P) e all'inversione temporale (T).

Per lungo tempo si pensava che non solo la combinazione delle tre trasformazioni era preservata ma anche ciascuna di esse presa singolarmente. Nel 1956 con lo sviluppo delle moderne teorie di campo e di fronte al cosiddetto puzzle $\theta - \tau$ sorsero tuttavia numerosi dubbi sulla solidità della parità, perlomeno per l'interazione debole. Lo studio del decadimento dei due mesoni θ^+ e τ^+ presentava un grosso problema: sperimentalmente essi hanno la stessa massa, la stessa vita media, lo stesso spin e ciò suggeriva che si trattasse della medesima particella; tuttavia essi decadono in sistemi di pioni di parità opposta ($\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$, $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^0$). Delle due l'una: o si tratta di due particelle diverse e la simmetria per riflessione spaziale è salva oppure si sacrifica quest'ultima ammettendo che θ e τ sono la medesima particella. Nello stesso anno Lee e Yang realizzarono che nessun esperimento aveva effettivamente verificato la conservazione della parità (e della coniugazione di carica) per l'interazione debole e ne proposero la violazione [11]. Essa venne confermata sperimentalmente poco tempo dopo da Wu [12].

Nell'esperimento Wu analizzò il decadimento β di un campione polarizzato di $^{60}_{27}\text{Co}$. A temperature criogeniche e in presenza di un intenso campo magnetico locale i nuclei di $^{60}_{27}\text{Co}$ rimangono polarizzati per alcuni minuti. Durante questo tempo Wu osservò che gli elettroni venivano preferenzialmente emessi sempre nella direzione opposta allo spin nucleare (\vec{J}), risultato di un'asimmetria nella proiezione della velocità degli elettroni lungo la direzione di polarizzazione del campione. Ciò significava che nel decadimento era

coinvolta una grandezza pseudoscalare ($\langle \vec{v} \cdot \vec{J} \rangle$). Quest'ultima cambia segno sotto riflessione spaziale dunque nel processo la parità non veniva conservata. Alla luce di questa scoperta θ^+ e τ^+ vennero correttamente riconosciuti come un'unica particella (il mesone K^+) e i sistemi a due e tre pioni come due suoi diversi canali di decadimento.

Dopo la scoperta della violazione della parità, fu la simmetria CP a essere elevata a simmetria fondamentale della natura. Tuttavia già nel 1964 Cronin e Fitch ne osservarono la violazione [13] per il caso dei kaoni neutri. Essi osservarono infatti che il mesone K_L^0 , autostato di CP con autovalore -1 , decadeva nello 0.2% delle volte in uno stato a due pioni carichi con CP parità opposta ($+1$). Numerosi altri esperimenti confermarono in seguito la loro scoperta e non solo per il sistema dei mesoni K. La violazione di CP venne anche utilizzata da Kobayashi e Maskawa per predire l'esistenza della terza famiglia di quark nel 1973 [14].

Ad oggi il risultato sperimentale che mostra con maggiore significatività la violazione della simmetria CP è il rapporto delle due ampiezze di decadimento [15]: $\Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+ + \pi^- + \nu_e) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow e^- + \pi^+ + \bar{\nu}_e) = 1.00648 \pm 0.00035$. Questa misura può essere utilizzata per definire in senso assoluto il segno della carica elettrica come quello degli elettroni prodotti in maggior numero nel decadimento semileptonico dei mesoni K_L^0 .

L'unica simmetria discreta che appare ancora oggi esatta è la simmetria CPT. La sua conservazione è teoricamente garantita per ogni teoria di campo quantistica locale, basata sull'invarianza di Lorentz e costruita su uno spaziotempo piatto [16, 17]. L'interazione elettromagnetica, forte e debole sono descritte nell'ambito del Modello Standard in questi termini e le previsioni di quest'ultimo sono state verificate oltre la scala dell'unificazione elettrodebole ($2^{-1/4} G_F^{-1/2} \sim 200$ GeV) anche a LHC con grande precisione [18].

Tuttavia la gravità sembra eludere completamente una descrizione consistente con il Modello Standard. Dunque quando questa non può più essere trascurata, come succede a energie maggiori prossime a quella di Planck ($\sqrt{\hbar c^5 / G} \sim 10^{19}$ GeV), la simmetria CPT potrebbe essere violata [19].

Oltretutto, in una teoria più generale in cui entra in gioco anche l'interazione gravitazionale e per la quale il Modello Standard corrisponde solo al limite alle basse energie, come la teoria delle stringhe, una rottura della simmetria CPT (e dell'invarianza di Lorentz) è espressamente prevista [20].

Una violazione della simmetria CPT accoppiata a quella del numero barionico potrebbe inoltre giustificare l'asimmetria materia/anti-materia nell'universo [21, 22]. Un'altra possibilità per spiegare tale asimmetria è quella di invocare la violazione della sola simmetria CP, accoppiata a quella del numero barionico in una condizione di non equilibrio chimico [23]. L'attuale asimmetria fra le densità di barioni (n_B) e anti-barioni ($n_{\bar{B}}$) richiede che nelle

prime fasi di espansione dell'universo, per tempi $t \sim 10^{-6}$ s e temperature $T \sim 1$ GeV, vi fosse un eccesso $\Delta n = (n_B - n_{\bar{B}})/(n_B + n_{\bar{B}}) \sim 10^{-10}$ [22]. Ora, la violazione della simmetria CP fino ad oggi osservata non può aver indotto tale eccesso e solo al di fuori del Modello Standard sono previsti abbastanza canali aggiuntivi di violazione CP.

Gli esperimenti volti a verificare sperimentalmente la simmetria CPT sfruttano una delle sue più importanti conseguenze. Essa implica che la massa, la vita media, il valore assoluto della carica elettrica e del momento magnetico di un'anti-particella siano esattamente gli stessi di quelli della corrispondente particella. Lo stesso argomento si applica anche ai sistemi di particelle e alla loro dinamica; per esempio lo spettro di atomi e anti-atomi deve essere a sua volta identico. Una rassegna (non esaustiva) dei test sperimentali è riportata nel Par. 1.4.

1.4 Test sperimentali

La verifica sperimentale della simmetria CPT interessa diversi settori.

Per i leptoni il test più preciso dell'invarianza CPT corrisponde al limite sul rapporto del fattore g (pari a due volte il momento magnetico di una particella in termini del magnetone di Bohr) dell'elettrone e del positrone, noto con straordinaria precisione: $g_{e^-}/g_{e^+} = 1 \pm 2 \times 10^{-12}$ [24].

Per i barioni la grandezza che è stata misurata con la maggiore accuratezza è il rapporto fra la carica su massa dell'anti-protone e del protone, riportato recentemente dall'esperimento BASE all'Antiproton Decelerator (AD) del CERN: $(z/m)_{\bar{p}}/(z/m)_p = (1 \pm 7) \times 10^{-11}$ [25], dove z è la carica elettrica espressa in termini di quella elementare (e). Questa misura corrisponde ad un test estremamente preciso della simmetria CPT per sistemi di particelle (in questo caso (anti-)quark) legati dall'interazione forte nel dominio della cromodinamica quantistica (QCD).

Per i mesoni il test più accurato dell'invarianza CPT corrisponde al limite sulla differenza di massa fra K^0 e \bar{K}^0 : $|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|/m_{K^0} < 6 \times 10^{-19}$ (CL = 90%) [15]. I kaoni neutri possono essere tuttavia considerati un caso particolare in quanto la diseuguaglianza $m_{K^0} \neq m_{\bar{K}^0}$ richiede, oltre alla violazione di CPT, anche quella di CP [26].

Recentemente l'esperimento ALPHA ha riportato la prima misura spettroscopica dell'atomo di anti-idrogeno [27]. La transizione del positrone nella struttura iperfine dello stato fondamentale coincide sperimentalmente con quella dell'idrogeno entro una precisione relativa di 4×10^{-3} . L'esperimento ALPHA ha inoltre riportato una misura della neutralità di carica dell'anti-idrogeno: $z_{\bar{1}H} = (-1.3 \pm 1.2) \times 10^{-8}$ [28]. Entrambi i risultati sono in accor-

do con l'invarianza CPT per sistemi legati dall'elettrodinamica quantistica (QED).

Dal punto di vista teorico è stata sviluppata anche un apposita estensione del Modello Standard, nota come Standard Model Extension (SME) [29]. Essa incorpora la violazione dell'invarianza di Lorentz al Modello Standard e alla Relatività Generale. Poiché la violazione dell'invarianza di Lorentz deve essere sempre accompagnata a quella della simmetria CPT, tale estensione descrive anche la violazione di quest'ultima. In questo contesto la lagrangiana prende la forma $\mathcal{L}_{\text{SME}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}_{\text{GR}} + \delta\mathcal{L}_{\text{SME}}$, dove $\delta\mathcal{L}_{\text{SME}}$ include dei termini non CPT invarianti come $b_\mu \bar{\psi} \gamma^5 \gamma^\mu \psi$ [29]. Uno dei vantaggi di questo approccio è che ci permette di associare questi termini a degli osservabili che si possono misurare quindi di porre dei limiti su di essi (sul coefficiente b_μ nell'esempio precedente) attraverso gli esperimenti.

1.4.1 Nuclei e (anti-)nuclei leggeri

La misura della differenza di massa fra un nucleo ed il corrispondente anti-nucleo permette di estendere la verifica sperimentale della simmetria CPT alle interazioni nucleone-nucleone. Sebbene queste ultime siano un residuo delle interazioni a lungo raggio fra i rispettivi partoni, dunque potenzialmente riconducibile alla QCD, esse sono tuttora descritte solo da teorie effettive [30].

I limiti sperimentali attuali sono determinati dalla precisione con cui è stata misurata la massa degli anti-nuclei. Quest'ultima risale agli esperimenti che hanno osservato per la prima volta la loro produzione [5, 7, 8]:

$$\mu_{\bar{d}} = 1.867 \pm 0.080 \text{ GeV}/c^2, \quad (1.11)$$

$$\mu_{\bar{t}} = 2.82 \pm 0.04 \text{ GeV}/c^2, \quad (1.12)$$

$$m_{3\bar{\text{He}}} = (1.00 \pm 0.03) \text{ times } 3m_{\text{p}}, \quad (1.13)$$

dove $\mu = m/|z|$. Le differenze di massa² relative corrispondono dunque a:

$$\frac{\mu_{\text{d}} - \mu_{\bar{d}}}{\mu_{\text{d}}} = 0.005 \pm 0.043, \quad (1.14)$$

$$\frac{\mu_{\text{t}} - \mu_{\bar{t}}}{\mu_{\text{t}}} = -0.004 \pm 0.014, \quad (1.15)$$

$$\frac{m_{3\text{He}} - m_{3\bar{\text{He}}}}{m_{3\text{He}}} = -0.002 \pm 0.030, \quad (1.16)$$

² Per semplicità in questo paragrafo si parla indistintamente di massa e massa/carica. Oltretutto nelle differenze relative non c'è differenza fra i due termini in virtù della misura $||z_{\text{p}}| - |z_{\bar{\text{p}}}|/|z_{\text{p}}| < 7 \times 10^{-10}$ (CL = 90%) [31] e nell'ipotesi ragionevole in cui non avvenga nessuna modificazione della carica nella costruzione dello stato legato.

dove le masse dei nuclei si riferiscono a quelle raccomandate dal CODATA [32]. Queste ultime sono molto accurate: per esempio la massa del deutone è nota con una precisione di 2×10^{-8} ($m_d = 1.875612859(41)$ GeV/ c^2).

Oltre alla differenza di massa è utile studiare anche la differenza di energia di legame (ε) fra ciascun nucleo ed il corrispondente anti-nucleo. Infatti quest'ultima permette di isolare una possibile violazione della simmetria CPT nelle interazioni nucleone-nucleone da quella connessa alla semplice differenza di massa fra nucleoni e anti-nucleoni, vincolata a zero entro 7×10^{-10} (CL = 90%) per il sistema protone/anti-protone [31].

Per questa seconda variabile esiste un solo limite sperimentale limitato al caso del (anti-)deutone [33, 34]:

$$\frac{\varepsilon_d - \varepsilon_{\bar{d}}}{\varepsilon_d} = -0.08 \pm 0.27. \quad (1.17)$$

Nell'Eq. 1.17 è stata utilizzata l'unica misura disponibile dell'energia di legame dell'anti-deutone (e che ne determina la precisione), $\varepsilon_{\bar{d}} = 2.4 \pm 0.6$ MeV [33], effettuata all'acceleratore U-70 a Serpukhov a partire dall'analisi della distribuzione angolare degli anti-protoni prodotti a seguito dell'interazione di un fascio di anti-deutoni con un bersaglio di carbonio.

Capitolo 2

Produzione di (anti-)nuclei leggeri in collisioni Pb–Pb a LHC

Nelle collisioni ultrarelativistiche fra ioni pesanti la densità di energia prodotta nella regione di interazione è molto maggiore di quella depositata in collisioni pp creando le condizioni ideali per la formazione del cosiddetto Quark Gluon Plasma (QGP) [35], uno stato della materia estremamente calda e densa in cui i partoni non sono più vincolati dal confinamento di colore all'interno di mesoni e barioni. Una volta creato, il sistema si raffredda velocemente durante l'espansione ed entro $\sim 3 \times 10^{-23}$ s subisce una transizione di fase verso lo stato di gas adronico producendo infine un grande numero di particelle e anti-particelle, fra cui nuclei e anti-nuclei leggeri. La formazione di questi ultimi potrebbe avvenire attraverso due meccanismi diversi: termicamente durante la fase di adronizzazione e/o attraverso un processo di coalescenza di (anti-)nucleoni nello stadio finale della collisione.

La produzione di (anti-)nuclei leggeri è stata studiata a diverse energie, nelle collisioni fra ioni pesanti all'Alternating Gradient Synchrotron (AGS) [36], al Super Proton Synchrotron (SPS) [37] e al Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) [38, 39]. Indipendentemente dall'energia nel centro di massa della collisione il tasso di produzione dei nuclei leggeri diminuisce esponenzialmente con il crescere della loro massa. Con l'avvento di RHIC e del Large Hadron Collider (LHC) l'alto contenuto di anti-quark e di stranezza ha permesso la produzione dell'anti- ^4He [1] (l'anti-nucleo più pesante osservato fino ad oggi) e dell'anti-ipertrizio [9] ($^3_{\Lambda}\bar{\text{He}} \equiv \bar{p} \bar{n} \bar{\Lambda}$).

Dopo un paragrafo introduttivo (Par. 2.1) in cui viene brevemente discussa la transizione di fase in QCD fino alla formazione del QGP, nel Par. 2.2 sono riportate le misure di produzione di nuclei e anti-nuclei leggeri effettuate

dall'esperimento ALICE in collisioni Pb–Pb all'energia nel centro di massa per coppia di nucleoni di $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV ad LHC. I risultati verranno interpretati alla luce dei due meccanismi proposti per la loro formazione. Uno dei problemi ancora aperti è come la produzione di (anti-)nuclei leggeri possa avvenire termicamente in un mezzo ad una temperatura¹ compresa fra i 100 e i 170 MeV quando ad esempio l'energia di legame del deutone vale appena 2.2 MeV. Inoltre il raggio di carica medio dei nuclei leggeri è in genere molto grande: ad esempio per l'ipertrizio (${}^3_{\Lambda}\text{H}$) vale circa 10 fm, maggiore di quello dell'intera *fireball*.

Nell'ultimo paragrafo (Par. 2.3) accenneremo, per completezza, alla misura di (anti-)ipernuclei (la cui produzione è particolarmente abbondante in collisioni fra ioni pesanti alle alte energie) e alla ricerca di altri stati legati esotici di barioni strani ad LHC.

2.1 Transizione di fase in QCD

La cromodinamica quantistica (QCD) è la teoria che descrive l'interazione forte fra partoni nell'ambito del Modello Standard delle particelle elementari. In questo contesto è importante osservare come la teoria suggerisca l'esistenza di diverse fasi termodinamiche per la materia fortemente interagente, ciascuna caratterizzata da una data temperatura e da un certo potenziale bariochimico μ_B (quest'ultimo misura la densità barionica del sistema), rappresentate schematicamente in Fig. 2.1. In corrispondenza di un potenziale bariochimico dell'ordine di quello della normale materia nucleare ($\mu_B \sim m_p \sim 1$ GeV), se la temperatura eccede un certo valore critico dell'ordine di $T \sim 100$ -150 MeV la teoria prevede una transizione di fase del primo ordine (ovvero discontinua nella derivata prima dell'energia libera) dalla materia adronica ad uno stato deconfinato di partoni a cui ci si riferisce con il termine Quark-Gluon Plasma (QGP). Questa fase era probabilmente quella in cui la materia fortemente interagente era organizzata nell'universo primordiale, dopo la transizione elettrodebole fino a circa $1 \mu\text{s}$ dal Big Bang. Allora l'eccesso quark/anti-quark era molto piccolo, forse attorno a 10^{-9} , corrispondente ad un potenziale bariochimico quasi nullo, dunque la transizione dalla fase di QGP a quella di gas adronico è probabilmente avvenuta ad una temperatura critica maggiore $T \sim 170$ MeV e tramite un *crossover* ovvero attraverso un passaggio di stato rapido e continuo. Al contrario, ad estremi potenziali bariochimici, superiori a quelli della normale materia nucleare, e

¹ In questo contesto la temperatura è espressa in termini di unità naturali, in cui $k_B = 1$ dove k_B è la costante di Boltzmann; a titolo di esempio una temperatura di 100 MeV corrisponde a circa 10^{12} K.

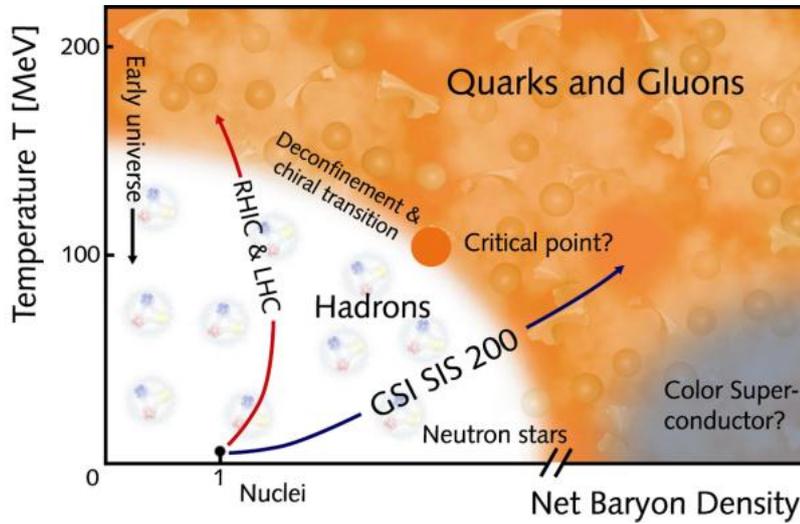


Figura 2.1: Rappresentazione semplificata del diagramma di fase in QCD.

a temperature inferiori ai 100 MeV, lo scenario atteso è simile a quello che dovrebbe essere presente negli strati interni delle stelle a neutroni con il passaggio ad una fase di superconduttività di colore in cui il Pairing lega i quark in coppie di Cooper.

La transizione di fase in QCD si può studiare in laboratorio riproducendo le condizioni di temperatura e di densità barioniche che portano alla formazione del QGP mediante collisioni di ioni pesanti alle alte energie. Essi vengono accelerati fino ad una velocità pari a $0.99995c$ dunque appaiono Lorentz-contratti lungo la direzione di volo. Nella collisione possono intervenire due scenari come illustrato in Fig. 2.2. Ciò che determina quale dei due seguirà la collisione dipende dalla densità di energia depositata nella regione di interazione. Se essa non raggiunge il valore critico per la formazione del QGP, il sistema si ricompone come gas adronico attraverso il processo di frammentazione. Al contrario se la densità di energia è sufficientemente grande ci aspettiamo una transizione alla fase deconfinata di QGP ovvero la formazione di una cosiddetta *fireball* di partoni liberi, inizialmente non all'equilibrio termico. Ad LHC, esso viene raggiunto dopo un certo tempo dell'ordine di $0.1 \text{ fm}/c$ grazie alla continua interazione fra i partoni nel mezzo. Quando il sistema si è espanso e si è raffreddato fino alla temperatura T_c ha luogo l'adronizzazione. L'espansione dovrebbe essere isoterma e il calore latente essere utilizzato per confinare i partoni negli adroni. Il sistema di adroni continua a espandersi fino alla temperatura di *freeze-out* chimico T_{ch} dopo un tempo $\sim 10 \text{ fm}/c$, in cui cessano le interazioni inelastiche e le abbon-

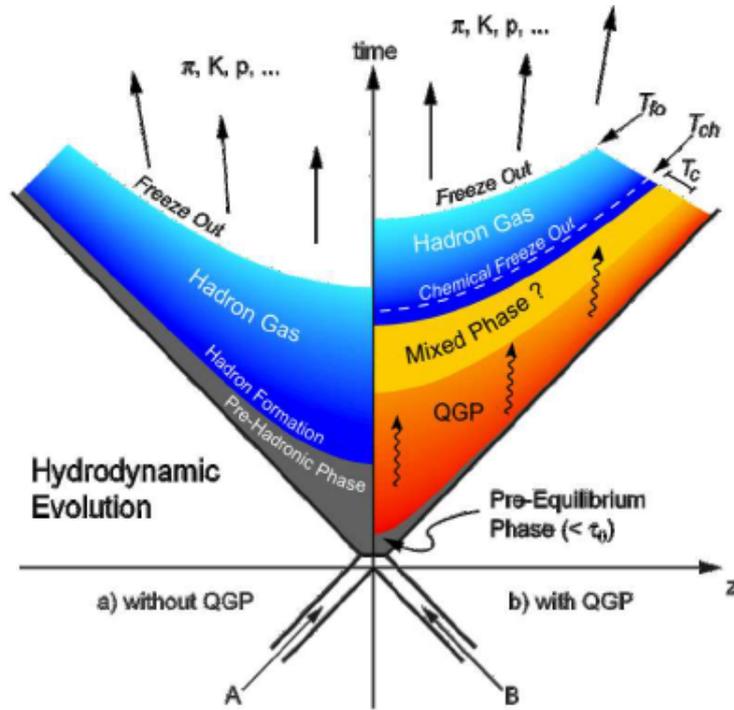


Figura 2.2: Evoluzione di una collisione ultrarelativistica fra ioni pesanti con e senza la formazione del QGP.

danze fra le diverse specie chimiche sono fissate. L'espansione continua fino alla temperatura di *freeze-out* cinematico T_{fo} , ad un tempo $\sim 30 - 40$ fm/c in cui il libero cammino medio diviene più grande delle dimensioni del sistema e le interazioni elastiche fra gli adroni cessano. A questo punto le particelle escono dal sistema e raggiungono i rivelatori esterni.

Gli esperimenti ad AGS al Brookhaven National Laboratory (BNL) e al SPS al CERN sono stati pionieristici nello studio della transizione di fase in QCD. Nel primo venivano accelerati ioni di Au o Pb fino ad un'energia di $\sqrt{s_{NN}} = 4.9$ GeV mentre nel secondo, a bersaglio fisso, ioni di Pb o In fino a energie di $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV. Attualmente quattro esperimenti (BRAHMS, PHENIX, PHOBOS e STAR) al BNL studiano collisioni pp, d–Au, ^3He –Au, Cu–Au, Cu–Cu, U–U e Au–Au prodotte da RHIC a diverse energie fino a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Al CERN, LHC oltre a produrre collisioni pp, fornisce collisioni p–Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV e Pb–Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76, 5.02$ TeV, il cui studio fa parte del programma sperimentale dell'esperimento ALICE (interamente disegnato e costruito per questo) e delle collaborazioni ATLAS, CMS e, più recentemente, della collaborazione LHCb.

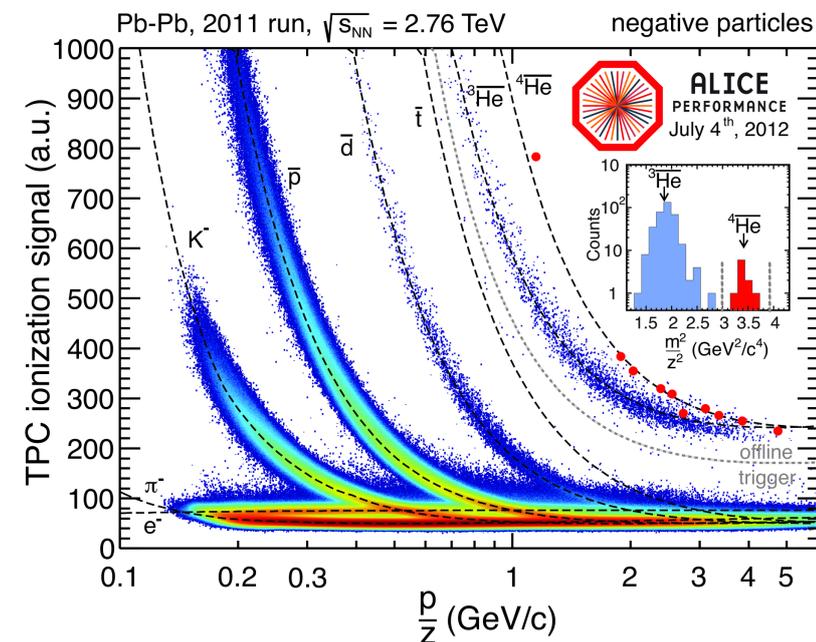


Figura 2.3: Misura della perdita di energia specifica (dE/dx) di particelle con carica elettrica negativa in ALICE. In rosso sono marcati 10 candidati di ${}^4\overline{\text{He}}$: la strategia di identificazione è basata su un trigger offline che accetta solo quelle tracce con una dE/dx corrispondente, entro 3σ , ad un ${}^3\overline{\text{He}}$ o ad un anti-nucleo più pesante e sulla misura del rapporto massa/carica ottenuta utilizzando la misura del tempo di volo delle anti-particelle.

2.2 Produzione di (anti-)deutoni e (anti-)elio in ALICE

Le elevate prestazioni nel tracciamento e nell'identificazione delle particelle rende l'esperimento ALICE particolarmente adatto allo studio della produzione di (anti-)nuclei, anche in un ambiente "ostile" come una collisione centrale fra due ioni di piombo dove fino a 3000 particelle cariche per unità di rapidità investono il *central barrel* del rivelatore. L'identificazione di nuclei e anti-nuclei leggeri è possibile grazie alla misura della perdita di energia specifica (dE/dx) e del tempo di volo delle tracce cariche effettuata dalla camera a proiezione temporale (TPC) e dal rivelatore a tempo di volo (TOF) dell'esperimento. A dimostrazione, la Fig. 2.3 mostra alcuni rari candidati di ${}^4\overline{\text{He}}$ identificati con successo nella presa dati del 2011.

Per le specie più leggere e dunque più abbondanti come (anti-)deutone e

(anti-)³He sono stati misurati gli spettri [40] in un ampio range di impulso trasverso (p_T) e in funzione della centralità della collisione². La Fig. 2.4 li mostra entrambi (gli spettri degli anti-nuclei sono consistenti entro le incertezze sperimentali con quelli dei nuclei dunque solo questi ultimi sono riportati). Analogamente a come viene fatto anche per particelle più leggere come pioni, kaoni e protoni, ambedue gli spettri sono stati interpolati con un modello idrodinamico cosiddetto *blast wave*³ [41], la cui assunzione di base è che la produzione di particelle avvenga termicamente nella *fireball* in espansione. Dall'interpolazione degli spettri di entrambe le specie e di pioni, kaoni e protoni, si ottiene un valore ragionevole della velocità di espansione della sorgente pari a circa $0.63c$ e una temperatura di *freeze-out* cinematico di circa 115 MeV, il che suggerisce che anche i nuclei leggeri prendono parte nell'evoluzione della *fireball* dal *freeze-out* chimico a quello cinematico. L'interpolazione permette inoltre di estrarre l'impulso trasverso medio $\langle p_T \rangle$ e il numero di nuclei prodotti per unità di rapidità (dN/dy).

Il valore di $\langle p_T \rangle$ è stato confrontato con quello ottenuto per pioni, kaoni e protoni in Fig. 2.5, la quale mostra come l'impulso trasverso medio cresce con la massa della particella, compatibile con l'ipotesi che tutte e cinque le specie di particelle sono emesse da una sorgente in espansione radiale.

La Fig. 2.6 riporta la misura di dN/dy in funzione della massa del protone, del deutone e di ³He: l'andamento, del tipo esponenziale decrescente, è stato osservato anche alle energie incidenti più basse fino a quelle di AGS. Dall'interpolazione dei punti sperimentali si ottiene un fattore di penalizzazione nel tasso di produzione pari a 307 ± 76 per ogni nucleone aggiuntivo. Dunque la produzione dell'anti-nucleo stabile più pesante dell'anti-⁴He ovvero l'anti-⁶Li non è possibile con l'attuale luminosità di LHC.

² La centralità della collisione è una variabile fortemente correlata al parametro di impatto dei due nuclei di piombo nel piano trasverso alla direzione del fascio; le collisioni centrali (0-10%) corrispondono ad un parametro di impatto più piccolo rispetto a quelle periferiche (80-100%).

³ La forma funzionale del modello è dato dalla seguente relazione:

$$\frac{dN}{dp_T} \propto \int_0^R dr r m_T p_T I_0 \left(\frac{p_T \sinh \rho}{T_{fo}} \right) K_1 \left(\frac{m_T \cosh \rho}{T_{fo}} \right), \quad (2.1)$$

dove $\rho = \tanh^{-1} [\beta_S (r/R)^n]$. I_0 e K_1 sono le funzioni modificate di Bessel, r è la distanza radiale dal centro della *fireball* nel piano trasverso, R è il raggio della *fireball*, β_S è la velocità di espansione trasversa della superficie, n l'esponente del profilo di velocità e T_{fo} la temperatura di *freeze-out* cinematico.

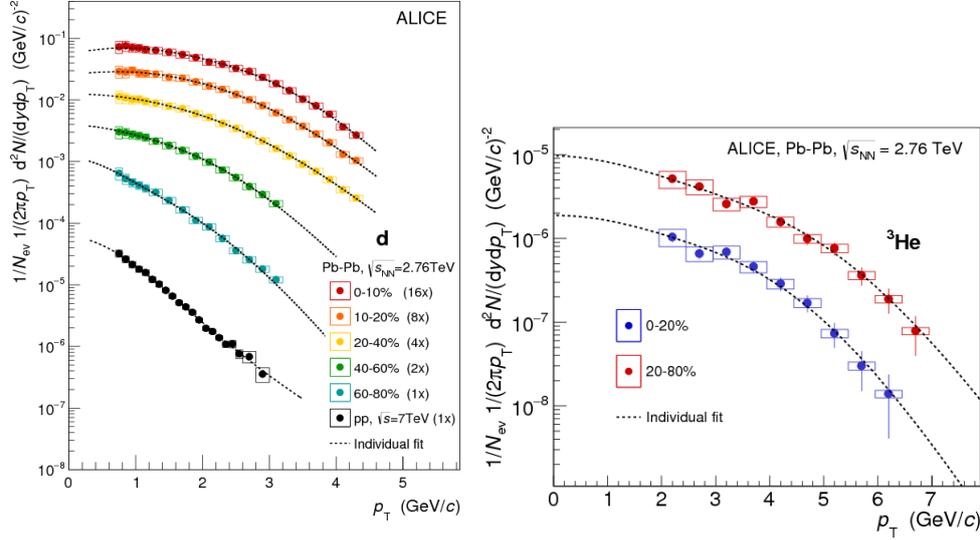


Figura 2.4: Spettro in p_T di deutoni (a sinistra) e di ${}^3\text{He}$ (a destra) in collisioni Pb–Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV in funzione dell’intervallo di centralità [40]. Per i deutoni viene riportata anche la misura ottenuta in collisioni pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV. Le linee tratteggiate rappresentano il fit con la funzione di *blast wave* [41] nel caso Pb–Pb e con la funzione di Levy-Tsallis [42] per il caso pp.

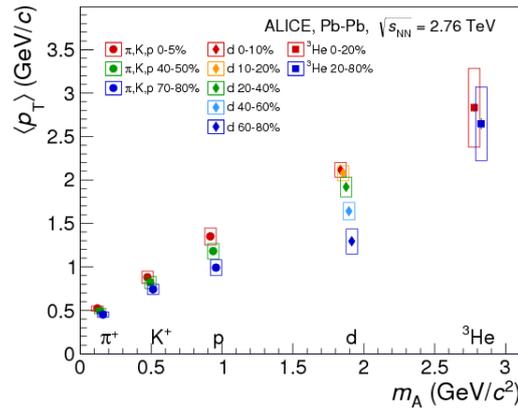


Figura 2.5: Impulso trasverso medio $\langle p_T \rangle$ in funzione della massa delle particelle per diversi intervalli di centralità della collisione [40].

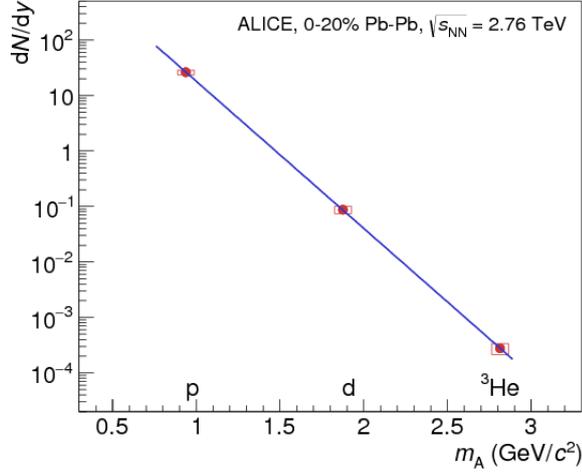


Figura 2.6: dN/dy in funzione della massa delle particelle in collisioni Pb–Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [40].

2.2.1 Confronto con il modello termico-statistico

Due sono i modelli utilizzati per spiegare la produzione di (anti-)nuclei leggeri nelle collisioni ultrarelativistiche fra ioni pesanti. Il primo, cosiddetto termico-statistico [43], è un modello effettivo basato sull'assunzione che al *freeze-out* chimico la *fireball* si possa trattare come un gas ideale di adroni all'equilibrio termico locale. Le abbondanze relative delle particelle sono determinate da alcuni parametri termodinamici come la temperatura T e il potenziale bariochimico μ_b e, in prima approssimazione, sono proporzionali al fattore di Boltzmann, come mostrato di seguito (utilizzando un approccio semplificato).

A partire dalla funzione di partizione del sistema è possibile determinare le variabili termodinamiche del sistema come il numero delle particelle di una certa specie i . Per un *ensemble* gran canonico come quello scelto in questo contesto, la funzione di partizione del gas si può calcolare come:

$$\ln Z_i = \pm \frac{g_i V}{2\pi^2} \int_0^\infty dp p^2 \ln \left(1 \pm e^{-\frac{E_i - \mu_i}{T}} \right), \quad (2.2)$$

dove il segno più si riferisce ai fermioni e il segno meno ai bosoni. V e T sono il volume e la temperatura del sistema, g_i è il fattore di degenerazione di spin, E_i e μ_i sono l'energia totale e il potenziale chimico. Quest'ultimo è

definito come:

$$\mu_i = \mu_b B_i + \mu_{I_3} I_{3i} + \mu_S S_i, \quad (2.3)$$

dove B_i è il numero barionico, I_{3i} la terza componente dell'isospin, S_i la stranezza e μ_b , μ_{I_3} , μ_S i corrispondenti potenziali chimici. A partire dalle leggi di conservazione di B_i , I_{3i} e S_i si può dimostrare che il numero di parametri liberi nell'ultima relazione si riduce a uno. In questo modo il modello è governato solo dal potenziale bariochimico μ_b e dalla temperatura T del sistema.

A partire dalla Eq. 2.2 si può calcolare il numero di particelle come:

$$N_i = T \frac{\partial \ln Z_i}{\partial \mu_i} = \frac{g_i V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{\frac{E_i - \mu_i}{T}} \pm 1}, \quad (2.4)$$

da cui la molteplicità differenziale in impulso:

$$\frac{d^3 N_i}{dp^3} = \frac{g_i V}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu_i}{T}} \pm 1}, \quad (2.5)$$

che, nel caso in cui $e^{(E_i - \mu_i)/T} \gg 1$ cioè nel limite delle alte temperature, si riduce alla distribuzione di Boltzmann:

$$\frac{d^3 N_i}{dp^3} = \frac{g_i V}{(2\pi)^3} e^{-\frac{E_i - \mu_i}{T}}. \quad (2.6)$$

Il modello descrive con buona approssimazione la produzione di adroni in collisioni fra ioni pesanti in un ampio intervallo di energie, da $\sqrt{s_{NN}} = 2.7$ GeV fino alle energie di RHIC e LHC [44, 45]. L'impiego del modello anche al caso dei nuclei leggeri può però sembrare inappropriato avendo essi un'energia di legame di qualche MeV, molto minore della temperatura di *freeze-out* chimico (100-170 MeV). Tuttavia le interazioni adroniche non dovrebbero modificare l'entropia per barione, dalla quale dipendono i rapporti di particelle composte di nucleoni. Questo fatto è stato riconosciuto oramai più di 30 anni fa [46] ed è tuttora alla base dell'analisi termico-statistica della produzione dei nuclei leggeri.

Il confronto della misura dei rapporti ${}^3\text{He}/d$ e ${}^3\text{He}/p$ con il corrispondente andamento calcolato nell'ambito di due modelli termico-statistici ([43], [47]) è riportato in Fig. 2.7. La dipendenza dalla temperatura è della forma $e^{(-\Delta m/T_{ch})}$ dove Δm è la differenza di massa fra le due specie in considerazione. Entrambi i rapporti sono in accordo con una temperatura di *freeze-out* chimico compresa fra 150 MeV e 165 MeV, da confrontare con quella ottenuta interpolando la misura della molteplicità di tutti gli adroni identificati ($T_{ch} \simeq 156$ MeV [48]).

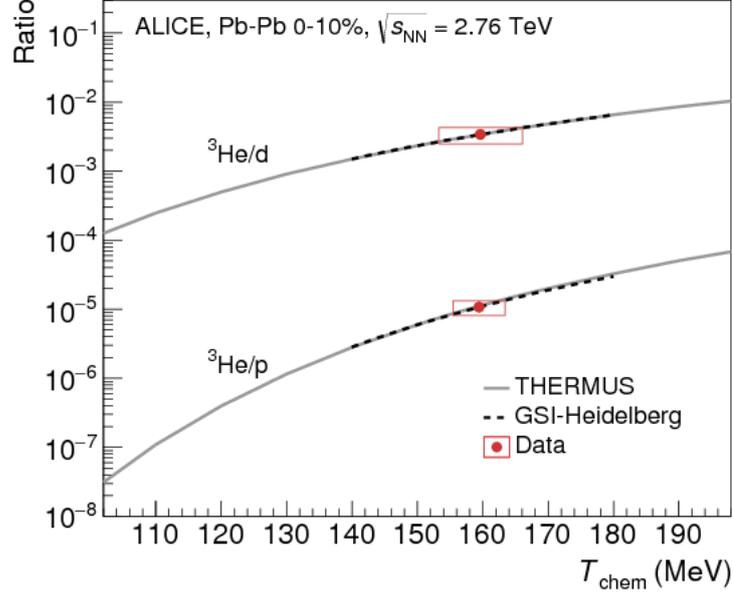


Figura 2.7: Rapporti fra nuclei in collisioni Pb–Pb (nell’intervallo di centralità 0 – 10%) confrontato con due modelli termico-statistici (GSI-Heidelberg [43] e THERMUS [47]) in funzione della temperatura di *freeze-out* chimico [40].

2.2.2 Confronto con il modello a coalescenza

Il secondo modello considerato è un modello a coalescenza [49] in cui la produzione di un nucleo avviene all’ultimo stadio della collisione ovvero al *freeze-out* cinematico, quando due o più nucleoni si trovano abbastanza vicini nello spazio delle coordinate e delle velocità per formare un nuovo stato legato. La distribuzione in impulso per un nucleo di specie i e numero di massa A dipende da quella dei nucleoni costituenti secondo la seguente relazione:

$$E_i \frac{d^3 N_i}{dp_i^3} = B_A \left(E_p \frac{d^3 N_p}{dp_p^3} \right)^A, \quad (2.7)$$

dove $p_i = A p_p$ e la distribuzione dei neutroni è assunta identica a quella dei protoni. B_A è il cosiddetto parametro di coalescenza e, nell’approccio più semplice, esso è indipendente dall’impulso trasverso e dipende dal massimo impulso relativo p_0 dei nucleoni in coalescenza:

$$B_A = \left(\frac{4\pi}{3} p_0^3 \right)^{A-1} \frac{m_A}{m_p^A}, \quad (2.8)$$

dove lo spin dei protoni è stato trascurato per semplicità. A partire dall'Eq. 2.8 e nell'ipotesi in cui p_0 sia lo stesso per deutoni e ${}^3\text{He}$ segue che:

$$B_3 = B_2^2 \left(\frac{m_{3\text{He}} m_p}{m_d^2} \right) \approx \frac{3}{4} B_2^2, \quad (2.9)$$

che permette un semplice confronto fra le misure di B_2 e B_3 .

La Fig. 2.8 riporta la misura del parametro di coalescenza del deutone (B_2) e di ${}^3\text{He}$ (B_3) in funzione dell'impulso trasverso per nucleone. Essa mostra una chiara dipendenza dalla centralità della collisione interpretata come conseguenza della variazione del volume della sorgente: più grande è la distanza fra protoni e neutroni creati nella collisione minore è la probabilità di formazione dello stato legato; a questo proposito occorre osservare che il rapporto d/p e ${}^3\text{He}/p$ è pressoché costante al variare della molteplicità totale di protoni indipendentemente dalla geometria della collisione. La Fig. 2.8 mostra anche una debole dipendenza da p_T/A negli intervalli di centralità più elevata che è probabilmente dovuta alle correlazioni in posizione e momento dei nucleoni costituenti, non trascurabili se la sorgente è in espansione radiale.

Il parametro di coalescenza si può calcolare anche a partire dalla stima del raggio longitudinale e trasversale della sorgente (R_{\parallel} e R_{\perp}) ottenuti dall'analisi HBT delle funzioni di correlazioni di pioni carichi⁴ [50]:

$$B_2 = \frac{3\pi^{3/2} \langle C_d \rangle}{2m_T R_{\perp}^2(m_T) R_{\parallel}(m_T)} e^{[2(m_T - m_0)(1/T_p^* - 1/T_d^*)]}, \quad (2.10)$$

dove m_T è la massa trasversa ed m_0 è la massa a riposo del deutone. $\langle C_d \rangle$ è un fattore di correzione che dipende dalle dimensioni dei nucleoni e del deutone mentre T_p^* e T_d^* descrivono la pendenza dello spettro del protone e del deutone. In Fig. 2.9 si può apprezzare l'accordo fra le misure di B_2 e B_3 con quello calcolato mediante l'Eq. 2.10, sia in termini assoluti che in riferimento alla dipendenza dall'energia cinetica trasversa.

In questo contesto viene spesso discussa anche la dipendenza di B_A dall'energia della collisione: il valore di B_2 misurato a RHIC ($\simeq 6 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2/c^3$) è superiore a quello ottenuto qui ($\simeq 4 \times 10^{-4} \text{ GeV}^2/c^3$), compatibile con l'ipotesi che il volume della sorgente ad LHC è maggiore ($B_2 \propto 1/V_{eff}$) come peraltro è suggerito dall'analisi HBT delle funzioni di correlazioni di pioni carichi [51].

⁴ Il profilo spaziale della sorgente è accessibile attraverso una tecnica cosiddetta interferometria Hanbury Brown-Twiss (HBT), basata sull'*enhancement* di bosoni identici emessi in un intorno dello spazio delle fasi.

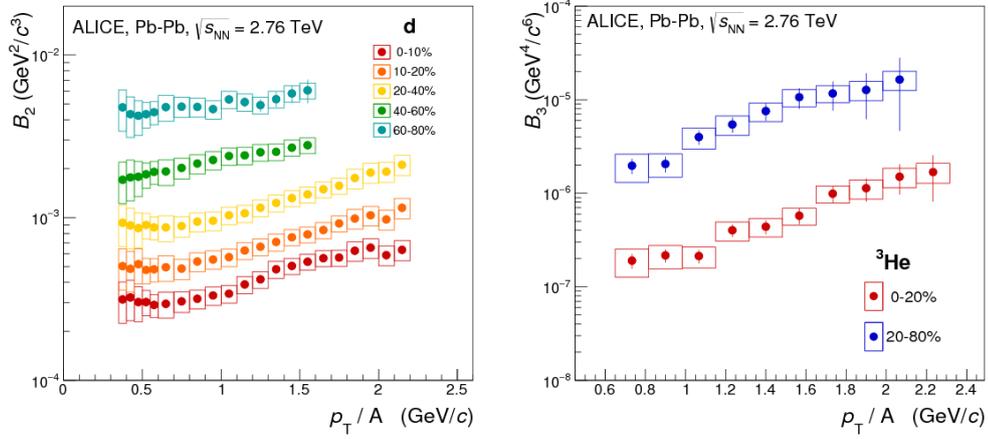


Figura 2.8: Parametro di coalescenza B_2 (sinistra) e B_3 (destra) in funzione dell'impulso trasverso per nucleone [40].

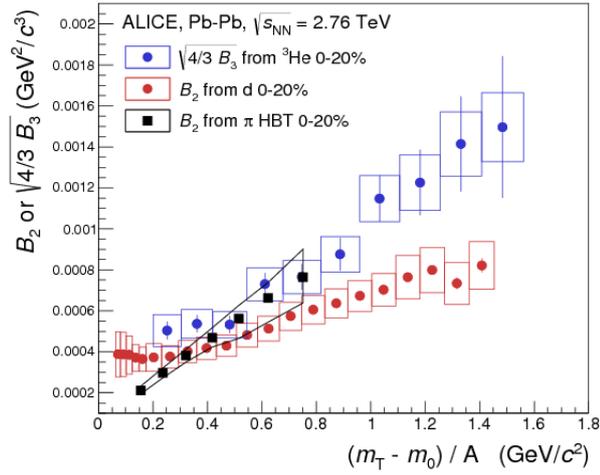


Figura 2.9: Confronto fra i due parametri di coalescenza B_2 e B_3 e con il valore di B_2 calcolato con l'Eq 2.10 [40].

2.2.3 Confronto fra i due modelli

Qual'è dunque il meccanismo di produzione di (anti-)nuclei leggeri? Termico al *free-out* chimico o a coalescenza di (anti-)nucleoni all'ultimo stadio della collisione?

La misura dei rapporti anti-nucleo/nucleo (Fig. 2.10) è compatibile con la potenza di grado A del rapporto anti-protone/protone ovvero $\bar{d}/d = (\bar{p}/p)^2$

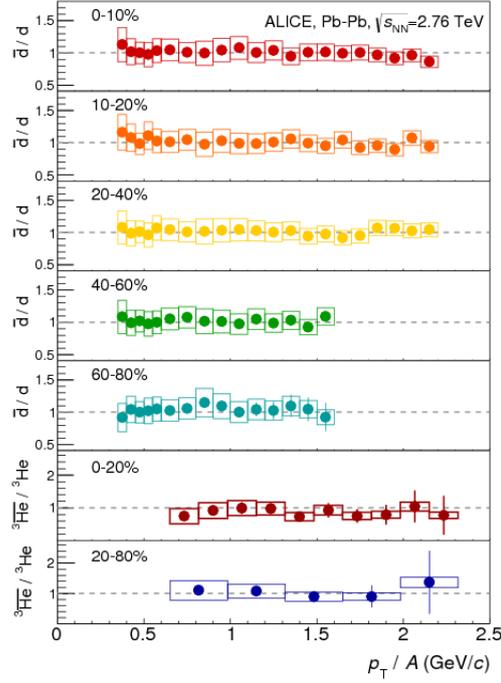


Figura 2.10: Rapporti \bar{d}/d e ${}^3\bar{\text{He}}/{}^3\text{He}$ in funzione del p_T per nucleone. Entrambi sono consistenti con l'unità e non mostrano una dipendenza significativa da p_T/A e dalla centralità della collisione analogamente a quanto è stato misurato per il rapporto \bar{p}/p [52].

e ${}^3\bar{\text{He}}/{}^3\text{He} = (\bar{p}/p)^3$ entro le incertezze sperimentali, in accordo con le previsioni di *entrambi* i modelli.

I rapporti ${}^3\text{He}/d$ e ${}^3\text{He}/p$, confrontati con i risultati del modello termico-statistico, indicano tuttavia una temperatura di *freeze-out* pari a 150-165 MeV cioè attorno a quella di *freeze-out* chimico e non cinematico. A queste temperature è difficile pensare che delle particelle composite così fragili come il deutone e l'elio possano sopravvivere dunque è ragionevole supporre che, una volta prodotti termicamente, essi vengono rotti e rigenerati più tardi mediante un processo a coalescenza. Quest'ultimo appare il meccanismo appropriato mentre la descrizione termico-statistica fornisce i parametri termodinamici al *freeze-out* chimico perché le interazioni adroniche non modificano i rapporti fra particelle. I parametri B_2 e B_3 sono in accordo fra di loro e con la misura di B_2 estratta a partire dalla stima delle dimensio-

ni della sorgente risultante dall'analisi HBT delle funzioni di correlazioni di pioni carichi. Ciò costituisce un indizio forte che il meccanismo a coalescenza sia quello adeguato. Attualmente è in corso una misura del flusso ellittico v_2 del (anti-)deutone e (anti-) ^3He : se venisse confermato lo *scaling* di v_2 con il numero dei (anti-)nucleoni costituenti osservato a RHIC [53] avremmo un'ulteriore indicazione a favore del modello a coalescenza.

2.3 (Anti-)ipernuclei

Alle energie di LHC la produzione di stranezza in collisioni Pb–Pb è maggiore se confrontata con quella in collisioni elementari pp^5 e di conseguenza anche la produzione di ipernuclei e di anti-ipernuclei è particolarmente abbondante [9, 54]. Gli ipernuclei sono stati largamente esplorati dalla fisica nucleare a partire dagli anni 50 quando l'ipertrizio ($^3_\Lambda\text{H} \equiv p n \Lambda$), l'ipernucleo più leggero, è stato osservato per la prima volta. Le collisioni fra ioni pesanti alle alte energie offrono l'opportunità unica di studiare anche gli anti-ipernuclei.

L'identificazione dell'ipertrizio e dell'anti-ipertrizio (osservato per la prima volta solo nel 2009 a RHIC [9]) avviene in ALICE tramite la ricostruzione dei rispettivi decadimenti ($^3_\Lambda\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + \pi^-$, $^3_{\bar{\Lambda}}\text{H} \rightarrow ^3\bar{\text{He}} + \pi^+$). Per entrambi la misura della produzione, ottenuta per la prima volta alle energie di LHC, è consistente con il corrispondente valore calcolato all'interno di un modello termico-statistico in cui la temperatura è stata fissata a quella estratta dall'analisi degli adroni più leggeri. Il parametro di coalescenza B_3 è compatibile con quello misurato per il deutone e ^3He sia in termini assoluti che rispetto alla dipendenza dell'impulso trasverso per nucleone. La misura della vita media del (anti-) $^3_\Lambda\text{H}$, ottenuta grazie ad un'ottima separazione dei vertici primario e secondario (fino a $100 \mu\text{m}$) è compatibile con quelle ottenute in altri esperimenti e la risultante media mondiale corrisponde a $\tau = 216^{+19}_{-18}$ ps. Questo valore è prossimo a quello della Λ libera ($\tau = 263.2 \pm 2.0$ ps), come atteso considerato che l'energia di separazione della Λ dall'ipertrizio è molto piccola (≈ 130 keV).

Lo studio di (anti-)ipernuclei è stato inoltre esteso alla ricerca di altre ipotetiche particelle composite come $\bar{\Lambda}n$ e uno stato legato uuddss (H-dibaryon) [55], la cui osservazione costituirebbe un passo avanti importante

⁵ L'aumento della produzione di quark strange nel QGP è favorita dalla dinamica del sistema in quanto la sua massa, ripristinata al suo valore nudo grazie alla restaurazione della simmetria chirale, è dell'ordine della temperatura di transizione. Inoltre la produzione dei quark up e down, già abbondanti nei due ioni incidenti, è sfavorita dal principio di esclusione di Pauli.

nella spettroscopia adronica. Dall'analisi dei dati al Run1 di LHC non è tuttavia emerso un segnale significativo ed è stato fissato dunque un limite superiore sul tasso di produzione di entrambi gli stati. Entrambi sono circa un fattore 10 al di sotto dei valori calcolati nell'ambito del modello termico-statistico che d'altra parte descrive con successo la produzione di (anti-)deutoni, di (anti-) ^3He e (anti-) $^3_{\Lambda}\text{H}$.

Capitolo 3

L'esperimento ALICE a LHC

L'esperimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [56,57] è dotato di un rivelatore ottimizzato per lo studio delle collisioni ultra relativistiche fra ioni pesanti ad LHC. Il primo paragrafo di questo capitolo (Par. 3.1) introduce brevemente le prestazioni di LHC e include qualche dettaglio sui parametri dell'acceleratore registrati durante le collisioni nucleo-nucleo. Il secondo paragrafo (Par. 3.2) fornisce una panoramica generale dell'esperimento ALICE e una descrizione sommaria dei vari sotto-rivelatori che lo compongono, eccetto che per il sistema a tempo di volo TOF (Time Of Flight) la cui descrizione dettagliata è sviluppata nel capitolo successivo (Cap. 4). Il terzo (Par. 3.3) e il quarto paragrafo (Par. 3.4) presentano, rispettivamente i sistemi *online* per l'acquisizione e quelli *offline* per la ricostruzione dei dati.

3.1 LHC

LHC [58] è un collisionatore adronico a due anelli installato nel tunnel di 26.7 km che precedentemente ospitava il Large Electron-Positron Collider (LEP) al CERN. Lungo la circonferenza sono situati quattro grandi esperimenti, ciascuno in corrispondenza di un diverso punto di interazione. ATLAS e CMS, i più grandi, sono rivelatori *multi-purpose* per lo studio del Modello Standard e oltre. LHCb è dedicato alla fisica del sapore, in particolare alla misura dei parametri della violazione CP nei decadimenti che coinvolgono il quark beauty. ALICE è dedicato alla fisica del Quark-Gluon Plasma (QGP), prodotto nelle collisioni Pb-Pb alle alte energie. ALICE è coinvolto anche nello studio delle collisioni pp e p-Pb, sia come riferimenti per le collisioni fra ioni pesanti sia nelle altre aree della fisica dove l'esperimento è competitivo come, ad esempio, la misura di *jet* di particelle cariche di impulsi trasversi compresi fra 5 e 20 GeV/c, nella regione $p_T^{leading} = 20-80$ GeV/c. Nella prima

fase di operazioni (Run 1), nel periodo 2009-2013, LHC ha fornito collisioni pp alle energie nel centro di massa di $\sqrt{s} = 0.9, 2.76, 7, 8$ TeV, collisioni Pb–Pb all'energia nel centro di massa per coppia di nucleoni di $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV e collisioni p–Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Nel 2015, dopo circa due anni di lungo stop tecnico di LHC (Long Shutdown 1) in cui sono state realizzate anche numerose attività di *commissioning* sull'acceleratore e sugli esperimenti, è iniziata la seconda fase di operatività di LHC (Run 2): fino ad oggi l'acceleratore ha fornito collisioni pp a $\sqrt{s} = 5.02, 13$ TeV e collisioni Pb–Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV.

In un collisionatore l'altro parametro fondamentale, oltre all'energia, è la luminosità istantanea (L). Quest'ultima è il fattore di proporzionalità fra il numero di eventi per secondo prodotto nelle collisioni (R) e la sezione d'urto del processo in considerazione (σ):

$$R = L \times \sigma. \quad (3.1)$$

La luminosità istantanea può essere determinata come:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f \gamma_L}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F, \quad (3.2)$$

dove N_b è il numero di particelle per *bunch*, n_b il numero di *bunch* per fascio, f la frequenza di rivoluzione, γ_L il fattore di Lorentz, ϵ_n l'emittanza trasversale normalizzata, β^* la funzione di ampiezza nel punto di interazione, F il fattore di riduzione geometrica dovuto all'intersezione dei due fasci ad un angolo di *crossing*. L'emittanza trasversa e la funzione di ampiezza sono legate alla sezione trasversa del *bunch* (σ_L) dalla relazione $\sigma_L = \sqrt{\beta\epsilon/\pi}$.

L'emittanza trasversa (ϵ) è indicativa di quanto il processo di impacchettamento dei protoni nei *bunch* è andato a buon fine durante la catena di iniezione: una bassa emittanza del fascio significa che le particelle sono propriamente confinate entro un piccolo volume e che hanno tutte circa lo stesso impulso. Questo è fondamentale per la stabilità del fascio, considerato che l'iniezione ed il trasporto delle particelle sono ottimizzati per un certo momento.

Al fine di massimizzare la luminosità, il valore della funzione di ampiezza (β) viene tenuto il più basso possibile nel punto di interazione. Poiché l'emittanza varia con l'impulso delle particelle nei *bunch* durante l'accelerazione, nell'Eq 3.2 occorre considerare l'emittanza normalizzata $\epsilon_n = \gamma_L \beta \epsilon$.

Il fattore F può essere ottenuto dall'angolo di *crossing* θ nel punto di interazione come:

$$F = \left[1 + \left(\frac{\theta \sigma_z}{2\sigma_{xy}} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (3.3)$$

se si assume che le particelle in ciascun *bunch* sono distribuite nelle tre direzioni spaziali secondo la distribuzione di Gauss, dove σ_{xy} e σ_z sono le rispettive ampiezze nel piano trasverso e lungo la direzione del fascio.

Le dimensioni trasverse e longitudinali del fascio sono le stesse per entrambi i fasci, così come il numero delle particelle. Quest'ultimo è limitato superiormente dal carattere non lineare dell'interazione fascio-fascio che ciascuna particella avverte quando i *bunch* di entrambi i fasci collidono fra di loro [58].

Al contrario il numero di *bunch* per fascio varia in accordo con la scelta dello schema di *filling* durante le operazioni della macchina. I parametri del fascio, fra cui ϵ_n e β^* , vengono ottimizzati in modo tale da fornire la luminosità richiesta in ciascun punto di interazione.

In riferimento a collisioni pp, ad oggi il picco di luminosità registrato in ATLAS e CMS è di circa $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, mentre in LHCb è di circa $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'esperimento ALICE non è ottimizzato per gli stessi tassi di interazione e al fine di evitare il fenomeno del *pile-up* nella camera a proiezione temporale dell'esperimento, la sua luminosità istantanea è limitata superiormente al valore $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

In riferimento alle collisioni Pb–Pb, nel 2015 è stata raggiunta in ALICE, ATLAS e CMS la luminosità istantanea prevista di circa $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ mentre nel precedente periodo (Run 1) il massimo valore registrato è stato di circa $4 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Per quanto riguarda le collisioni p–Pb la massima luminosità fornita ad ALICE, ATLAS e CMS nel 2013 è stata di circa $10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

3.1.1 Luminosità integrate

Il numero totale di collisioni è espresso in generale in termini della luminosità integrata ($L_{int} = \int dtL$), la quale viene riportata in funzione del tempo e per periodo in Fig. 3.1 e Fig. 3.2 per collisioni pp e p–Pb rispettivamente.

Collisioni Pb–Pb

La Fig. 3.3 riporta la luminosità integrata registrata da ALICE, ATLAS e CMS in collisioni Pb–Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ nel Run 1. Nella presa dati del 2010 la luminosità integrata fornita ai tre esperimenti è stata di circa $10 \mu\text{b}^{-1}$, mentre nell'anno successivo $100 \mu\text{b}^{-1}$, ovvero un ordine di grandezza maggiore.

Il 25 Novembre 2015 è avvenuta la prima della serie di collisioni all'energia record di $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. La luminosità integrata registrata da ALICE nell'intero periodo di presa dati 25 Novembre–13 Dicembre 2015 è stata di

$L_{int} \simeq 360 \mu\text{b}^{-1}$. La Tab. 3.1 riporta i valori medi di alcuni parametri caratteristici del fascio in ALICE, confrontati con quelli registrati nel Run 1 di LHC.

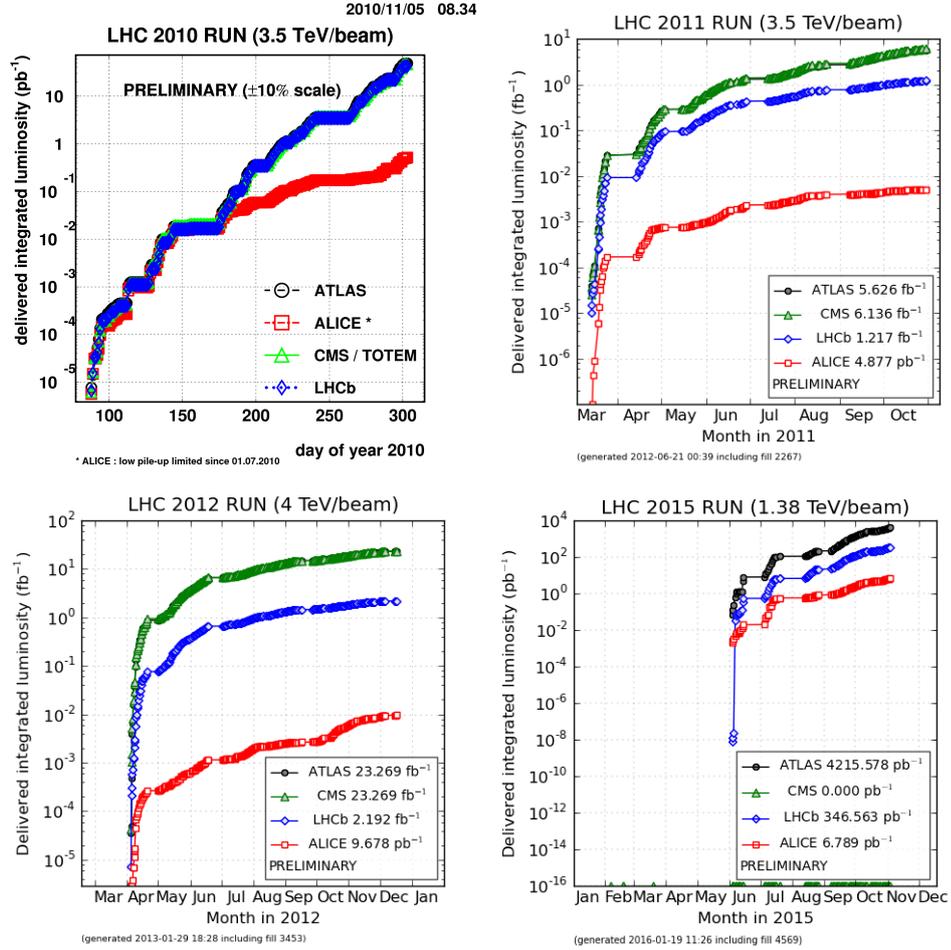


Figura 3.1: Luminosità integrata fornita agli esperimenti di LHC in collisioni pp durante il 2010 (in alto a sinistra), 2011 (in alto a destra) a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, 2012 a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (in basso a sinistra) e nel 2015 a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (in basso a destra) [59].

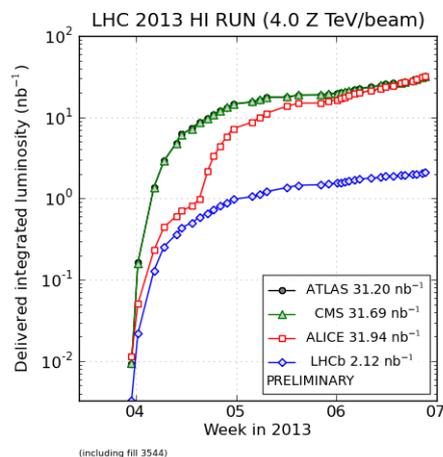


Figura 3.2: Luminosità integrata fornita agli esperimenti di LHC durante il 2013 in collisioni p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [59].

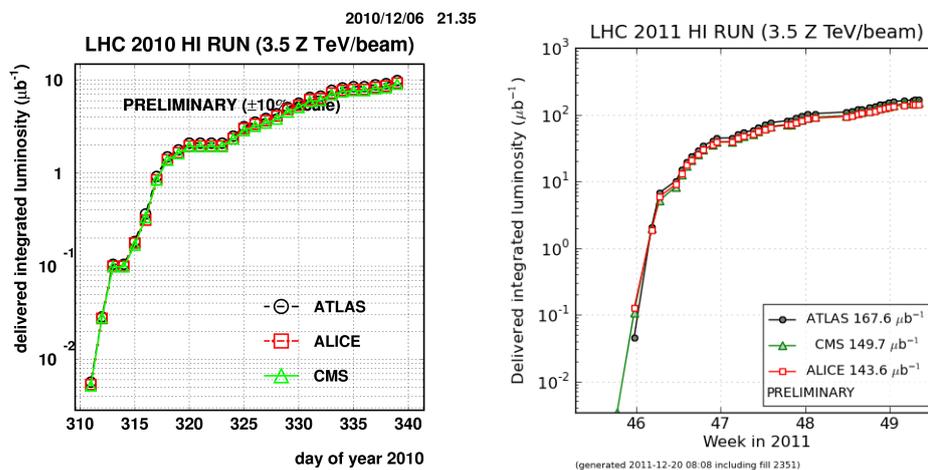


Figura 3.3: Luminosità integrata fornita agli esperimenti di LHC durante il 2010 (a sinistra) e nel 2011 (a destra) in collisioni Pb-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [59].

	2010	2011	2015
$\sqrt{s_{NN}}$ (TeV)	2.76	2.76	5.02
β^* (m)	3.5	1	0.8
ϵ_n (μm)	3	2	4
angolo di <i>crossing</i> (rad)	0	1.2×10^{-4}	2.7×10^{-4}
numero di cariche per fascio	9×10^{11}	35×10^{11}	70×10^{11}
numero di <i>bunch</i> collidenti (n_b)	130	350	430
<i>bunch spacing</i> (ns)	500	200	100

Tabella 3.1: Valori medi di alcuni parametri caratteristici del fascio in collisioni Pb–Pb in ALICE.

3.2 ALICE: il rivelatore

Il rivelatore [56] di cui si avvale l'esperienza ALICE ha una dimensione complessiva di $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$ e pesa circa 10000 t (Fig. 3.4). Il sistema di riferimento scelto è un sistema Cartesiano ortogonale destrorso. La sua origine corrisponde al punto di interazione. L'asse z è parallelo alla direzione del fascio e punta nella direzione opposta rispetto al magnete dipolare. L'asse x è orizzontale e punta approssimativamente verso il centro di LHC, di conseguenza l'asse y è verticale, diretto verso l'alto. Si definisce "lato A" (*anti-clockwise*) quello opposto a quello dove si trova il magnete dipolare, corrispondente invece al "lato C" (*clockwise*).

La caratteristica principale del rivelatore è quella di avere delle ottime prestazioni nel tracciamento e nell'identificazione delle particelle anche in un regime ad alta molteplicità di particelle come quello coinvolto nelle collisioni fra ioni pesanti alle alte energie. Ciò avviene combinando diverse tecniche di identificazione di particelle, ciascuna basata su uno o più sotto-rivelatori dell'esperienza e ottimizzata in un certo intervallo di impulso.

Questi ultimi possono essere classificati in tre gruppi:

Rivelatori nel *central barrel*: questi sono ospitati all'interno del magnete solenoidale ($B_z = 0.5 \text{ T}$) utilizzato in precedenza nell'esperienza L3 del LEP e che copre l'intervallo di pseudorapidità $-0.9 \leq \eta \leq 0.9$ (corrispondente all'accettanza polare $\pi/4 \leq \theta \leq 3\pi/4$) e l'accettanza azimutale $0 \leq \phi \leq 2\pi$ (Fig. 3.5). Essi sono principalmente dedicati alla ricostruzione del vertice, al tracciamento e all'identificazione delle particelle. Dal punto di interazione e muovendosi verso l'esterno si trovano i seguenti rivelatori:

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

Nella regione a rapidità centrale sono stati installati altri quattro rivelatori con un'accettanza limitata:

- High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID);
- ElectroMagnetic CALorimeter (EMCAL);
- Di-jet CALorimeter (DCAL),
- PHOton Spectrometer (PHOS).

Rivelatori in avanti: questi sono disposti nella regione ad alta pseudorapidità (cioè a piccoli angoli rispetto alla linea del fascio), sono principalmente impiegati per scopi di *trigger* e/o forniscono la misura di alcune caratteristiche globali dell'evento (per es. la centralità della collisione). Essi sono:

- V0;
- Zero-Degree Calorimeter (ZDC),
- Time Zero (T0);
- Forward Multiplicity Detector (FMD);
- Photon Multiplicity Detector (PMD);
- ALICE Diffractive detector (AD),
- Spettrometro per muoni.

Rivelatori per raggi cosmici: ALICE è dotato anche di un rivelatore per il *trigger* di raggi cosmici posizionato nella parte alta del magnete solenoideale: ACORDE (ALICE COsmic Ray DETector).

La Fig. 3.6 riporta le caratteristiche principali dei rivelatori di ALICE. Nel proseguo del capitolo daremo solo una descrizione sommaria di ciascuno di essi. Per una descrizione completa rimandiamo a [56, 57].

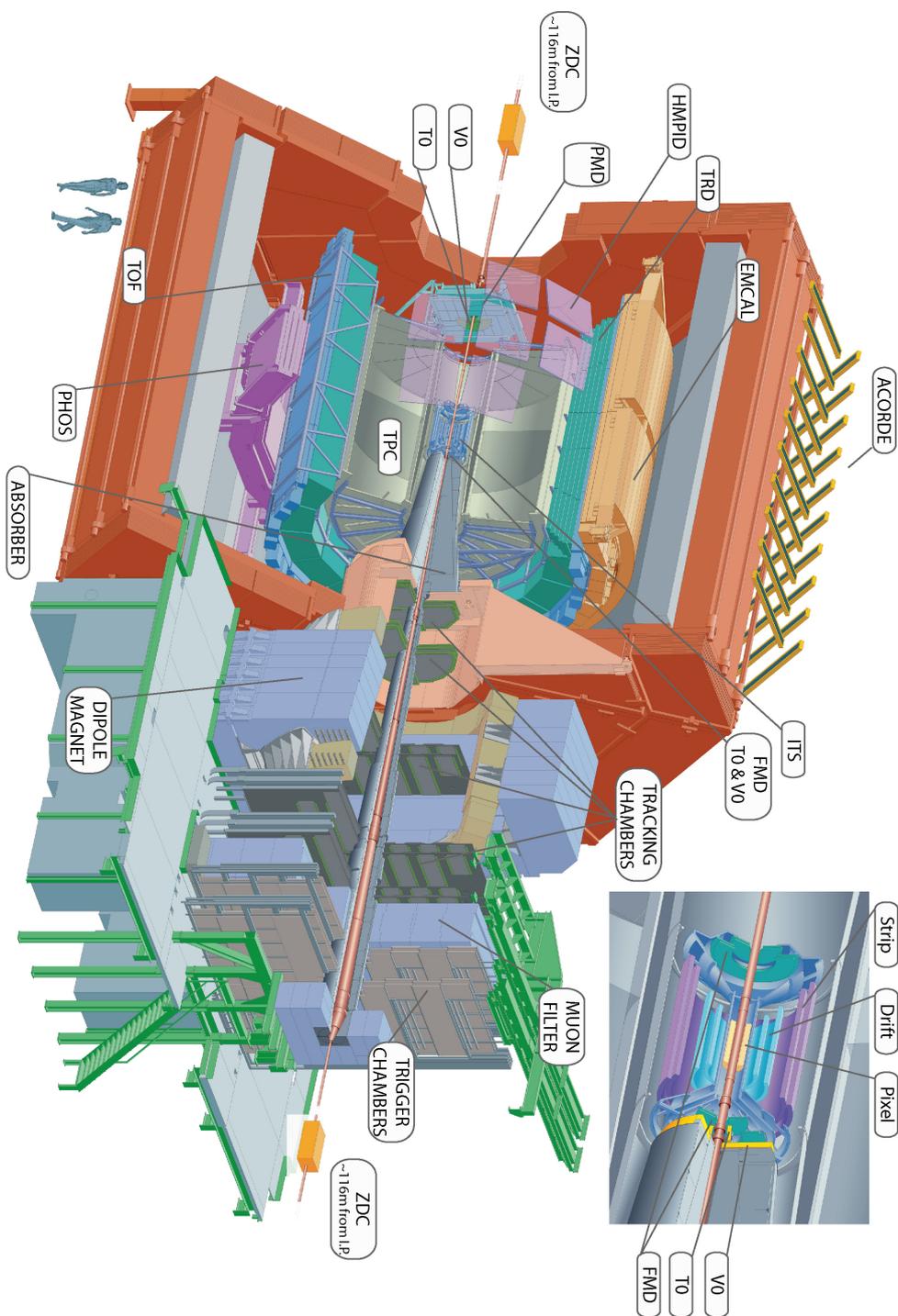


Figura 3.4: Schema del rivelatore di cui è dotato l'esperimento ALICE a LHC. Qui non sono visibili l'AD [60] e il DCAL [61], essendo stati installati più recentemente durante il Long Shutdown 1 di LHC.

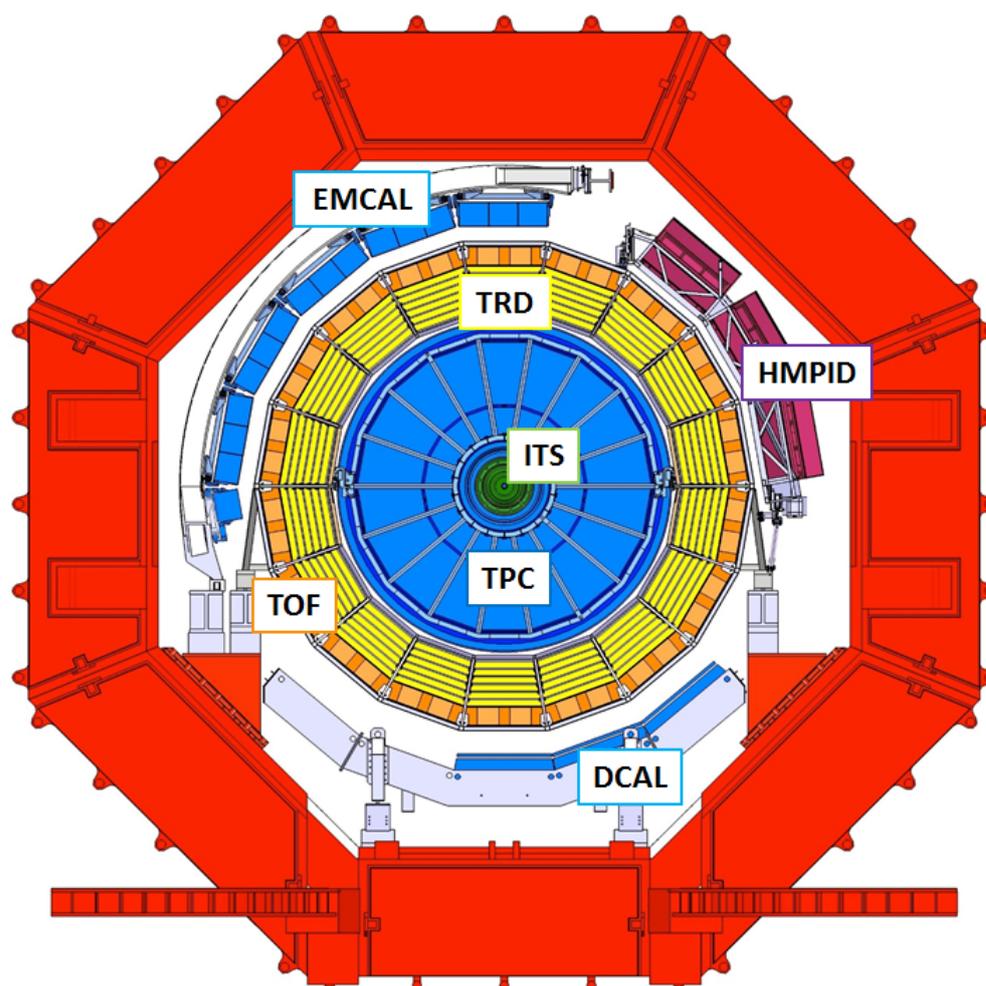


Figura 3.5: Vista trasversale dei rivelatori nel *central barrel* di ALICE alla fine del 2015. I cinque moduli del PHOS qui non sono visibili (si veda Fig. 3.4).

detector	acceptance		position	technology	main purpose
	polar	azimuthal			
SPD*	$ \eta < 2.0$	full	$r = 3.9$ cm	Si pixel	tracking, vertex
	$ \eta < 1.4$	full	$r = 7.6$ cm	Si pixel	tracking, vertex
SDD	$ \eta < 0.9$	full	$r = 15.0$ cm	Si drift	tracking, PID
	$ \eta < 0.9$	full	$r = 23.9$ cm	Si drift	tracking, PID
SSD	$ \eta < 1.0$	full	$r = 38$ cm	Si strip	tracking, PID
	$ \eta < 1.0$	full	$r = 43$ cm	Si strip	tracking, PID
TPC	$ \eta < 0.9$	full	$85 < r/\text{cm} < 247$	Ne drift+MWPC	tracking, PID
TRD*	$ \eta < 0.8$	full	$290 < r/\text{cm} < 368$	TR+Xe drift+MWPC	tracking, e^\pm id
TOF*	$ \eta < 0.9$	full	$370 < r/\text{cm} < 399$	MRPC	PID
PHOS*	$ \eta < 0.12$	$220^\circ < \phi < 320^\circ$	$460 < r/\text{cm} < 478$	PbWO ₄	photons
EMCal*	$ \eta < 0.7$	$80^\circ < \phi < 187^\circ$	$430 < r/\text{cm} < 455$	Pb+scint.	photons and jets
HMPID	$ \eta < 0.6$	$1^\circ < \phi < 59^\circ$	$r = 490$ cm	C ₆ F ₁₄ RICH+MWPC	PID
ACORDE*	$ \eta < 1.3$	$30^\circ < \phi < 150^\circ$	$r = 850$ cm	scint.	cosmics
PMD	$2.3 < \eta < 3.9$	full	$z = 367$ cm	Pb+PC	photons
FMD	$3.6 < \eta < 5.0$	full	$z = 320$ cm	Si strip	charged particles
	$1.7 < \eta < 3.7$	full	$z = 80$ cm	Si strip	charged particles
	$-3.4 < \eta < -1.7$	full	$z = -70$ cm	Si strip	charged particles
V0*	$2.8 < \eta < 5.1$	full	$z = 329$ cm	scint.	charged particles
	$-3.7 < \eta < -1.7$	full	$z = -88$ cm	scint.	charged particles
T0*	$4.6 < \eta < 4.9$	full	$z = 370$ cm	quartz	time, vertex
	$-3.3 < \eta < -3.0$	full	$z = -70$ cm	quartz	time, vertex
ZDC*	$ \eta > 8.8$	full	$z = \pm 113$ m	W+quartz	forward neutrons
	$6.5 < \eta < 7.5$	$ \phi < 10^\circ$	$z = \pm 113$ m	brass+quartz	forward protons
	$4.8 < \eta < 5.7$	$ 2\phi < 32^\circ$	$z = 7.3$ m	Pb+quartz	photons
MCH	$-4.0 < \eta < -2.5$	full	$-14.2 < z/\text{m} < -5.4$	MWPC	muon tracking
MTR*	$-4.0 < \eta < -2.5$	full	$-17.1 < z/\text{m} < -16.1$	RPC	muon trigger

Figura 3.6: Specifiche principali dei sotto-rivelatori di ALICE [57]. I rivelatori marcati con un asterisco sono utilizzati anche con scopi di *trigger*. I rivelatori AD e DCAL non sono presenti in questa lista. Entrambi sono stati installati più recentemente durante il Long Shutdown 1 di LHC.

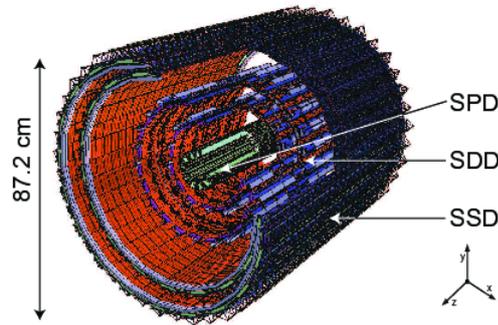


Figura 3.7: *Layout* del ITS.

3.2.1 Rivelatori nel *barrel* centrale

ITS

L'ITS (Inner Tracking System) ha un raggio interno di 4 cm, esterno di 43 cm e circonda la *beam pipe* (il cui raggio è di 2.9 cm).

Il *layout* del rivelatore è stato disegnato tenendo in considerazione l'elevata densità di particelle prodotta in una collisione Pb–Pb centrale (dove fino a 50 particelle/cm² investono la sua superficie interna).

L'ITS consiste di sei strati cilindrici concentrici basati su tre differenti tecnologie di rivelatori al silicio: Silicon Pixel Detector (SPD), Silicon Pixel Detector (SDD) e Silicon Strip Detector (SSD) (Fig. 3.7).

L'ITS ha un ruolo chiave nella determinazione del vertice primario dell'interazione, che avviene con una risoluzione migliore di 20 μm in collisioni Pb–Pb centrali, e del parametro d'impatto delle tracce, noto con una precisione maggiore di 65 μm in collisioni Pb–Pb per $p_T > 1 \text{ GeV}/c$. L'ITS permette inoltre l'identificazione delle particelle al di sotto di $p < 100 \text{ MeV}/c$ (nella regione di impulsi non raggiunta dalla TPC) attraverso la misura della perdita di energia specifica (dE/dx) nel SDD e SSD. Le bande degli elettroni, pioni, kaoni e protoni prodotti in collisioni Pb–Pb sono chiaramente visibili in Fig. 3.8. La risoluzione nella misura della perdita di energia è dell'ordine del 10 – 15% e permette una buona separazione dei kaoni dai protoni fino a $p < 1 \text{ GeV}/c$ e dei pioni dai kaoni fino a $p < 450 \text{ MeV}/c$.

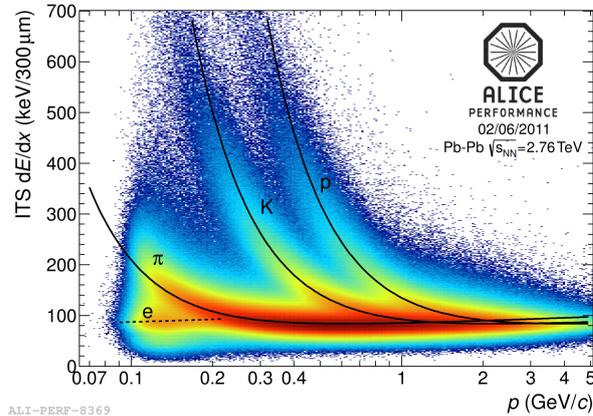


Figura 3.8: Distribuzione della perdita di energia specifica (dE/dx) delle particelle cariche in funzione dell'impulso misurata dal ITS in collisioni Pb–Pb. Le linee in nero corrispondono alla parametrizzazione della dE/dx basata sulla formula di Bethe-Bloch.

TPC

La TPC (Time Projection Chamber) è il rivelatore principale di tracciamento nel *central barrel* di ALICE. Il *layout* del rivelatore è stato ottimizzato per fornire delle ottime prestazioni di tracciamento in regimi di alta molteplicità di particelle, ridurre il più possibile la quantità di materiale impiegato (in modo tale da minimizzare lo *scattering* multiplo e la produzione secondaria di particelle) e di garantire, al tempo stesso, una buona risoluzione per particelle ad alto impulso trasverso.

La TPC ha la tipica forma cilindrica centrata sul punto d'interazione, il cui asse, parallelo alla *beam pipe*, è lungo circa 500 cm; il suo raggio interno misura circa 85 cm e quello esterno circa 247 cm per un volume attivo di quasi 90 m³. La miscela di gas utilizzata è composta di Ne, CO₂ e N₂ nelle proporzioni 90/10/5 ed è ottimizzata per avere una bassa diffusione degli elettroni e una bassa lunghezza di radiazione. Un piano catodico centrale divide la TPC in due regioni. Il campo elettrico applicato all'interno del rivelatore vale circa 400 V/cm ed è ottenuto applicando 100 kV all'elettrodo centrale. In queste condizioni il tempo di deriva degli elettroni verso le due estremità del rivelatore, dove sono poste le camere di *readout* (delle Multi-Wire Proportional Chamber, MWPC), è di 88 μ s. Quest'ultima caratteristica è quella che limita superiormente il tasso degli eventi sostenibile dalla TPC e dunque la massima luminosità istantanea sopportata da ALICE. Un altro

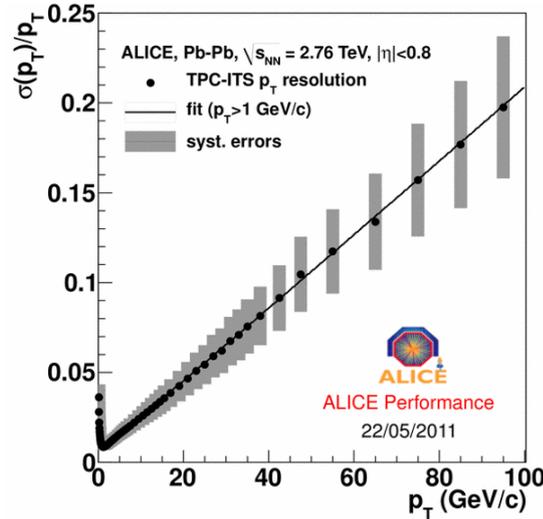


Figura 3.9: Risoluzione relativa sulla misura dell'impulso trasverso delle particelle tracciate all'interno del ITS e della TPC.

fattore limitante in questo senso è il lungo tempo morto della TPC, che riduce la frequenza di *readout* nonostante il fatto che il rivelatore più lento (in termini di *readout*) è l'SDD, che ha un *busy time* di 1 ms.

La TPC garantisce il tracciamento delle particelle in un ampio intervallo di impulsi trasversi, da circa 0.1 GeV/*c* fino a circa 100 GeV/*c* con un'efficienza maggiore del 90%. A partire dalla misura della curvatura delle tracce nel ITS e nella TPC è possibile determinare l'impulso trasverso delle particelle cariche con una risoluzione migliore dell'1% a bassi p_T (Fig. 3.9).

La carica raccolta nelle *pad* di lettura è utilizzata per la misura della perdita di energia specifica delle particelle. Quest'ultima, che avviene in seguito all'interazione inelastica delle particelle con gli elettroni degli atomi che compongono il materiale del rivelatore, è espressa dalla formula di Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = k \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{zm_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{\langle I \rangle} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right], \quad (3.4)$$

dove $k \simeq 0.307 \text{ cm}^2/\text{mol}$, ρ è la densità del materiale, Z e A corrispondono al numero atomico e al numero di massa degli atomi del mezzo, m_e la massa dell'elettrone e $\langle I \rangle$ il potenziale di eccitazione medio del materiale. La variabile z rappresenta la carica della particella che attraversa il mezzo e β corrisponde alla sua velocità. Il termine $\delta/2$ tiene conto della parziale polarizzazione degli atomi del mezzo al passaggio della particella carica mentre il termine C/Z è un fattore di correzione che entra in gioco quando $\beta \rightarrow 0$ ovvero quando la velocità della particella è prossima a quella orbitale degli elettroni.

Quando la velocità β della particella è piccola nell'Eq. 3.4 domina il termine β^{-2} . In questa regione l'identificazione delle particelle è possibile poiché, a parità di impulso, le particelle più pesanti, avendo una velocità più piccola, perdono un'energia maggiore, fino a quando raggiungono il minimo di ionizzazione che dipende solo dal modulo della carica della particella. Oltre il minimo di ionizzazione le particelle sono relativistiche e la loro perdita di energia, dopo una risalita logaritmica, diviene costante e indipendente dalla massa. Vale la pena osservare che gli elettroni assumono un comportamento diverso poiché già ad energie dell'ordine del centinaio di MeV (nei gas) perdono energia prevalentemente per *bremsstrahlung*.

La Fig. 3.10 riporta la perdita di energia delle particelle nella TPC in funzione del loro momento, dove è evidente la chiara separazione fra le varie specie a bassi impulsi. In questa regione, pioni, kaoni e protoni vengono identificati fino a $p < 1 \text{ GeV}/c$. La separazione dei deutoni dai protoni è buona fino a circa $p < 2 \text{ GeV}/c$. In virtù della sua doppia carica elettrica

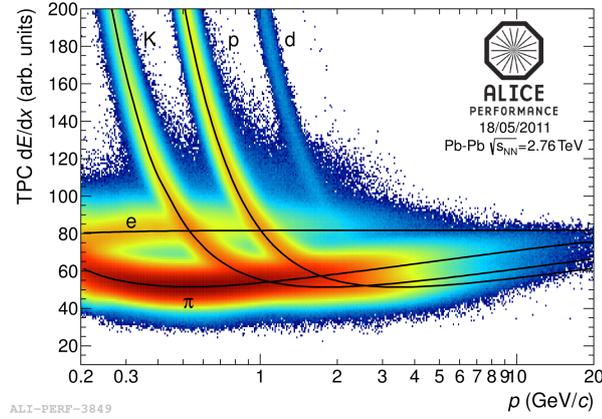


Figura 3.10: Misura della perdita di energia delle particelle nella TPC. Le linee continue corrispondono alla parametrizzazione della dE/dx basata sulla formula di Bethe-Bloch.

($dE/dx \propto z^2/\beta^2$ per $\beta \ll 1$), l'elio ^3He viene identificato in un più ampio intervallo di impulsi fino a circa $p < 8 \text{ GeV}/c$ (Cap. 5).

Nella risalita relativistica, la dE/dx di ciascuna particella esibisce una separazione circa costante in un ampio di intervallo di impulsi. In virtù di una risoluzione sulla misura della perdita di energia di circa il 5% in collisioni pp e migliore del 7% in collisioni Pb–Pb l'identificazione delle particelle in questa regione cinematica è estesa fino ad impulsi dell'ordine di 20 GeV/c .

TRD

Il TRD (Transition Radiation Detector) è dedicato principalmente all'identificazione degli elettroni e dei mesoni vettori come la J/ψ e la Υ attraverso il loro canale di decadimento leptonic. Quando una particella carica relativistica ($\gamma > 10^3$) attraversa l'interfaccia fra due mezzi con costanti dielettriche diverse viene emessa la cosiddetta radiazione di transizione con fotoni nell'intervallo di energie del keV. Gli elettroni con un impulso sopra soglia irradiano diversamente dai pioni, e in questo modo il TRD permette di rigettare questi ultimi anche ad impulsi molto grandi, oltre le capacità della TPC. Il TRD viene utilizzato anche come sistema di tracciamento, avendo una buona risoluzione spaziale (di circa $600 \mu\text{m}$) ed una *occupancy* di circa il 34% alla massima molteplicità di particelle prodotte.

Il TRD è segmentato lungo l'angolo azimutale in 18 settori, ciascuno dei quali è suddiviso lungo l'asse z in 5 moduli mentre nella direzione radiale consiste di sei strati di camere MWPC riempite con una miscela di Xe (85%)

e CO₂ (15%) e succedute da una schiuma composta ed un radiatore a fibre. Il campo elettrico applicato alle MWPC vale circa 0.7 kV/cm corrispondente ad una velocità di deriva degli elettroni di 1.5 μ s/cm.

All'inizio del Run 1 di LHC solo 10 dei 18 settori del TRD erano installati. All'inizio del 2012 ne sono stati aggiunti tre. Durante il 2014 sono stati installati i restanti cinque.

HMPID

L'HMPID è un rivelatore di accettazione ridotta, dedicato all'identificazione degli adroni carichi con un p_T maggiore di 1 GeV/c, che copre una superficie di circa 15 m² (corrispondente ad un'accettazione $|\eta| \leq 0.6$, $1^\circ < \phi < 59^\circ$), distante circa 4.9 m dal punto d'interazione. Il rivelatore è composto da contatori Ring Imaging Cherenkov (RICH) raggruppati in 7 moduli, ciascuno delle dimensioni di 1.5 \times 1.5 m². Il radiatore utilizzato è uno strato di 15 mm di C₆F₁₄ liquido che ha un indice di rifrazione $n = 1.2989$. Quindi l'impulso di soglia per una particella di massa m è $p_{th} = 1.21m$. I fotoni della luce Cherenkov sono raccolti da un fotocatodo di Ioduro di Cesio (CsI) evaporato su di un catodo segmentato di una MWPC.

EMCAL, DCAL

L'EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter) è un calorimetro elettromagnetico a campionamento che viene principalmente impiegato per misura dei *jet* e come sistema di *trigger* per fotoni ed elettroni ad alti impulsi, oltre che per l'identificazione di questi ultimi. La cella di rivelazione di base è composta da strati di piombo spessi 1.44 mm e da strati di scintillatore spessi 1.76 mm collegati a fibre *wavelength-shifting* lette da fotodiodi a valanga. L'EMCAL è posizionato a circa 430 cm dal punto di interazione e ha una copertura geometrica di $|\eta| < 0.7$ e $80^\circ < \phi < 187^\circ$.

Il DCAL (Di-jet CALorimeter), installato durante il Long Shutdown 1 di LHC, ha la stessa struttura dell'EMCAL. Rispetto a quest'ultimo, il DCAL è posizionato dalla parte opposta (in direzione azimutale) e ha una copertura geometrica di $|\eta| < 0.7$ e $\Delta\phi = 67^\circ$. Il DCAL, insieme all'EMCAL, fornisce una grande accettazione per le misure di correlazioni *back-to-back* di *jet* e adroni.

PHOS

Il PHOS (PHOton Spectrometer) è un calorimetro elettromagnetico ad alta risoluzione composto di cristalli a scintillazione di PbWO₄ accoppiati a fotodiodi a valanga. È posizionato a circa 460 cm dal punto di interazione,

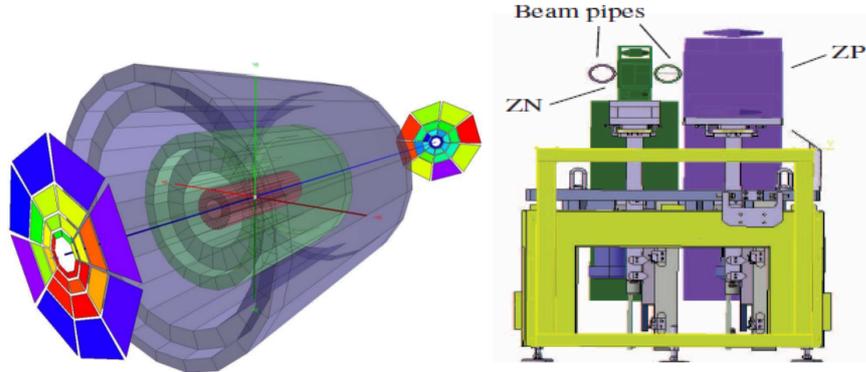


Figura 3.11: A sinistra: rappresentazione schematica del rivelatore V0. A destra: vista frontale di uno dei due ZDC per i protoni (ZP) e i neutroni (ZN).

dalla parte opposta (in direzione azimutale) dell'EMCAL, interno al DCAL. Il PHOS copre una regione molto limitata in accettanza ($|\eta| \leq 0.12$, $\Delta\phi = 100^\circ$). Il rivelatore è dedicato all'identificazione dei fotoni diretti a basso p_T e allo studio delle correlazione dei γ -jet e di π^0 ad alti p_T .

3.2.2 Rivelatori in avanti

V0, ZDC

Il V0 (Fig. 3.11 a sinistra) consiste di due *array* di contatori a scintillazione, V0A e V0C, installati ad entrambi i lati della zona di collisione ad una distanza di 90 cm dal punto di interazione nel lato C (V0C) e a 340 cm dal punto di interazione nel lato A di ALICE (V0A). Ciascun *array* è segmentato in 32 contatori, ciascuno distribuito su 4 anelli e connesso, attraverso una guida di luce Wave-Lenght Shifting (WLS), ad un fotomoltiplicatore.

Il V0, insieme all'SPD, fornisce il *trigger* Minimum-Bias per i rivelatori nel *central barrel* ed è utilizzato per rimuovere il fondo da *beam-gas* dovuto alle particelle del fascio che interagiscono con quelle residue all'interno della *beam pipe*. Il V0 fornisce inoltre la stima di riferimento della centralità della collisione in ALICE attraverso la misura della molteplicità di particelle che raggiungono il rivelatore [62] (Fig. 3.12). Quest'ultima viene interpolata con il modello di Glauber, il quale descrive la geometria della collisione utilizzando la forma della densità di carica del nucleo incidente, assumendo che i nucleoni costituenti seguano una traiettoria rettilinea e subiscano un certo numero di collisioni binarie nel punto di interazione, determinato dalla

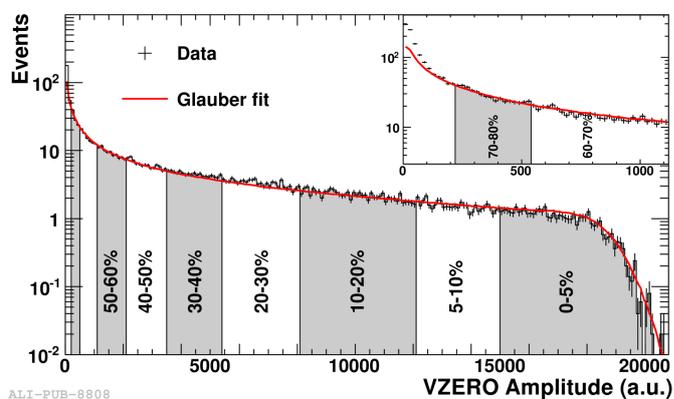


Figura 3.12: Distribuzione dell'ampiezza del segnale nel rivelatore V0. La curva rossa rappresenta l'interpolazione dei dati con il modello di Glauber per la definizione delle classi di centralità della collisione [62].

sezione d'urto inelastica nucleone-nucleone pari a circa 64 mb. Il numero di collisioni binarie (N_{coll}) e il numero di nucleoni partecipanti (N_{part}) dipende dal parametro d'impatto. La distribuzione di molteplicità viene modellata assumendo $f \times N_{part} + (1 - f) \times N_{coll}$ sorgenti di particelle, dove per ciascuna di esse la produzione di particelle segue una distribuzione binomiale negativa. Il parametro f rappresenta il contributo dei processi *soft* alla produzione di particelle. Per maggiori dettagli si veda in [62].

La centralità della collisione può essere alternativamente stimata rivelando i nucleoni spettatori, i quali vengono diffusi in avanti nella direzione del fascio. A questo scopo due Zero-Degree Calorimeter (ZDC) sono posizionati a circa 113 m nei due lati opposti al punto di interazione, molto vicini alla *beam pipe*, all'interno del tunnel di LHC. I due ZDC sono utilizzati inoltre per la determinazione del piano di reazione, individuato dal parametro d'impatto fra i due nuclei e la direzione del fascio, e per rigettare le cosiddette collisioni parassite dovute al fatto che il rivelatore di ALICE è situato vicino alla linea di iniezione dall'SPS ad LHC. Ciascun ZDC (Fig. 3.11 a destra) è composto di due calorimetri: uno, per i neutroni spettatori (ZN), è situato fra le due *beam pipe*; l'altro, per i protoni spettatori (ZP), è posizionato esternamente alla *beam pipe* uscente, verso la quale i protoni vengono deflessi e separati dai neutroni in virtù della loro carica elettrica e dei magneti interni alla stessa *beam pipe*. Due piccoli calorimetri elettromagnetici (ZEM) sono situati a circa 7 m dal punto di interazione, nei due lati opposti alla zona della collisione. Questi ultimi sono utilizzati per distinguere le collisioni centrali da quelle ultra periferiche, dove i nucleoni spettatori possono legarsi in piccoli

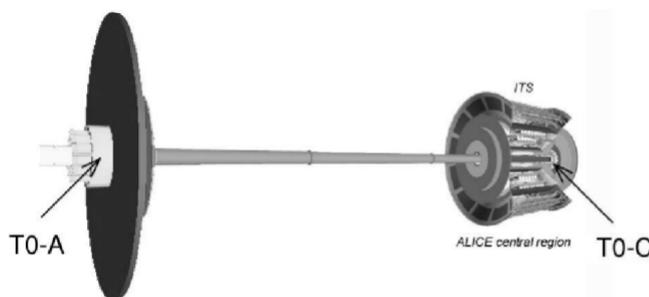


Figura 3.13: Posizione del T0 in ALICE.

frammenti che non uscendo dalla *beam pipe* non raggiungono i calorimetri adronici. I due ZEM permettono di discriminare gli eventi in base alla loro centralità a partire dalla misura dell'energia delle particelle emesse in avanti.

T0

Il rivelatore T0 (Time Zero) consiste di due *array* (T0A e T0C) di contatori Cherenkov posizionati ai due lati opposti della zona di collisione, a 370 cm e a 70 cm dal punto di interazione sul lato A e sul lato C rispettivamente (Fig. 3.13). Ciascun *array* è composto di 12 contatori cilindrici equipaggiati con un radiatore di quarzo e un tubo fotomoltiplicatore. Il T0 è principalmente dedicato alla misura dell'istante di tempo della collisione.

FMD, PMD, AD

L'FMD (Forward Multiplicity Detector) fornisce la misura della molteplicità di particelle cariche nell'intervallo $-3.4 < \eta < -1.7$ e $1.7 < \eta < 5$, estendendo la regione di pseudorapidità coperta dall'SPD. L'FMD (Fig. 3.14 a sinistra) consiste di tre anelli ospitanti rivelatori a *strip* di silicio disposti lungo la *beam pipe*. L'FMD1 è posizionato a circa 320 cm dal punto di interazione sul lato C di ALICE mentre l'FMD2 e l'FMD3 su entrambi i lati del ITS a circa 75 cm dal punto di interazione.

Il PMD (Photon Multiplicity Detector) è posizionato a circa 367 cm dal punto di interazione sul lato A di ALICE (Fig. 3.14 a destra), misura la distribuzione spaziale dei fotoni prodotti in avanti, nella regione $2.3 < \eta < 3.9$, fornendo una stima dell'energia elettromagnetica trasversa e del piano di reazione della collisione.

L'AD (ALICE Diffractive detector) consiste di due coppie di rivelatori plastici a scintillazione dalla forma circolare situati a 18 m dal punto di interazione sul lato A (ADA) e a 20 m dal punto di interazione sul lato C

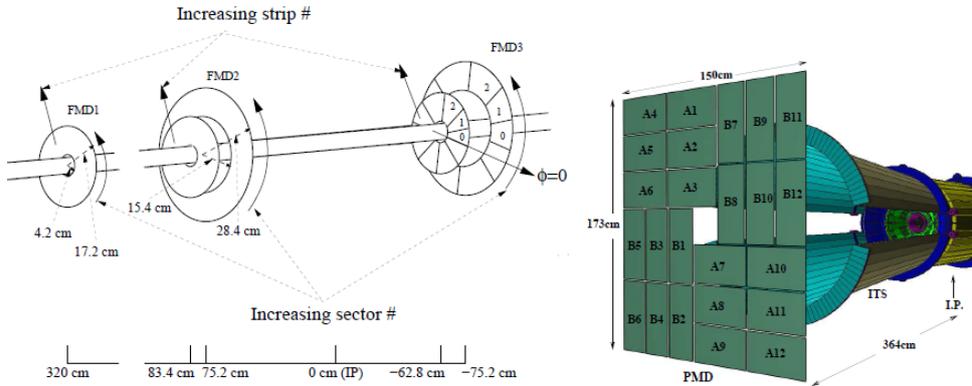


Figura 3.14: Geometria del FMD (a sinistra) e PMD (a destra).

all'interno al tunnel di LHC (ADC) installati recentemente durante il primo Long Shutdown di LHC. I due rivelatori coprono rispettivamente gli intervalli $-7 < \eta < -4.9$ e $4.8 < \eta < 6.3$ e sono principalmente dedicati allo studio di stati leggeri prodotti in processi diffrattivi.

Spettrometro dei muoni

Lo spettrometro di muoni è stato progettato allo scopo di identificare i mesoni contenenti *flavour* pesanti attraverso il loro decadimento in coppie leptoniche $\mu^+\mu^-$. Nell'elevato fondo da QCD prodotto nelle collisioni Pb–Pb, si possono sfruttare le rare topologie leptoniche per la ricostruzione di stati *open charm* e *open beauty* e di quarkonia coinvolti nella dinamica del QGP. I primi due prevedono la produzione di risonanze e quindi di muoni a bassi impulsi trasversi, mentre gli stati di quarkonia hanno picchi in massa invariante molto vicini fra loro. Tutto questo si traduce nella sostenibilità di un'elevata densità di tracce, una copertura geometrica più ampia possibile e una buona risoluzione nella misura di massa invariante.

Il rivelatore è posto in parte esternamente al *central barrel*, nell'intervallo $-4 < \eta < -2.5$. Poiché in questa regione di pseudorapidità il flusso di adroni carichi prodotti è molto elevato, è stato interposto un apparato di assorbimento che ne riduce il numero per consentire la ricostruzione dei muoni a impulsi superiori a $4 \text{ GeV}/c$. A impulsi minori sono rivelabili solo i muoni a piccoli angoli che subiscono il *boost* relativistico. Per raggiungere la risoluzione in massa necessaria, all'esterno del magnete è presente un magnete dipolare che produce un campo magnetico nominale di 0.7 T lungo l'asse x . Il sistema di tracciamento è formato da 5 camere composte ognuna da 2 piani catodici, su ciascuno dei quali avviene la lettura del segnale. Due di queste sono poste prima del dipolo magnetico per poter ottenere una misura precisa

del punto di fuoriuscita del muone dalla *beam pipe* e le loro *pad* di lettura sono maggiormente segmentate rispetto alle altre, per contenere la densità di traccia al 5%. Le camere successive si trovano una all'interno del dipolo e due a seguire, con *pad* di lettura di dimensioni crescenti per limitare il numero dei canali di elettronica. Le camere di *trigger* sono costituite da Resistive Plate Chamber (RPC) che lavorano in regime di *streamer*; il sistema è diviso in quattro piani suddivisi in due stazioni poste a 1 m di distanza. Quando una coppia di muoni giunge alla camera con un impulso superiore a una certa soglia, viene fornito il segnale di *trigger* tramite il quale si possono escludere i muoni di basso impulso provenienti dai decadimenti di pioni e kaoni.

3.2.3 Rivelatori per raggi cosmici

ACORDE

L'ACORDE (ALICE COsmic Ray DEtector) consiste di un *array* di contatori plastici a scintillazione situati sulla parte superiore del magnete solenoidale. In combinazione con il TOF e/o il TRD, l'ACORDE fornisce un *trigger* per raggi cosmici utile sia per l'allineamento e la calibrazione dei rivelatori interni al *central barrel* di ALICE sia per studi di fisica con muoni atmosferici nella regione del cosiddetto ginocchio (*knee*) dello spettro in energia.

3.3 Sistemi *online*

L'attività di presa dati dell'esperimento è controllata centralmente da cinque sistemi *online* [56]: il sistema di Data AcQuisition (DAQ) definisce la configurazione dei rivelatori durante la presa dati ed è interfacciato con il Central Trigger Processor (CTP) ed il sistema High-Level Trigger (HLT). Il Detector Control System (DCS) è responsabile del monitoraggio dei vari rivelatori. Tutte le operazioni dei sistemi centrali sono coordinate dal Experiment Control System (ECS). I rivelatori possono operare individualmente, in modalità "standalone", durante il *commissioning*, la calibrazione e le attività di *debug*, mentre durante la presa dati per la fisica (con fascio o con raggi cosmici) i rivelatori vengono raggruppati in partizioni che possono operare parallelamente ed indipendentemente, ricevendo un dato set di input di *trigger*. L'ECS ha diverse componenti, fra i quali, il Detector Control Agent (DCA) per la gestione dell'acquisizione in modalità standalone, del *setup* dell'elettronica dei rivelatori e delle procedure di calibrazione, il Partition Control Agent (PCA) per la gestione della struttura delle partizioni, permettendone l'inclusione e l'esclusione dei rivelatori, con il limite che un singolo rivelatore

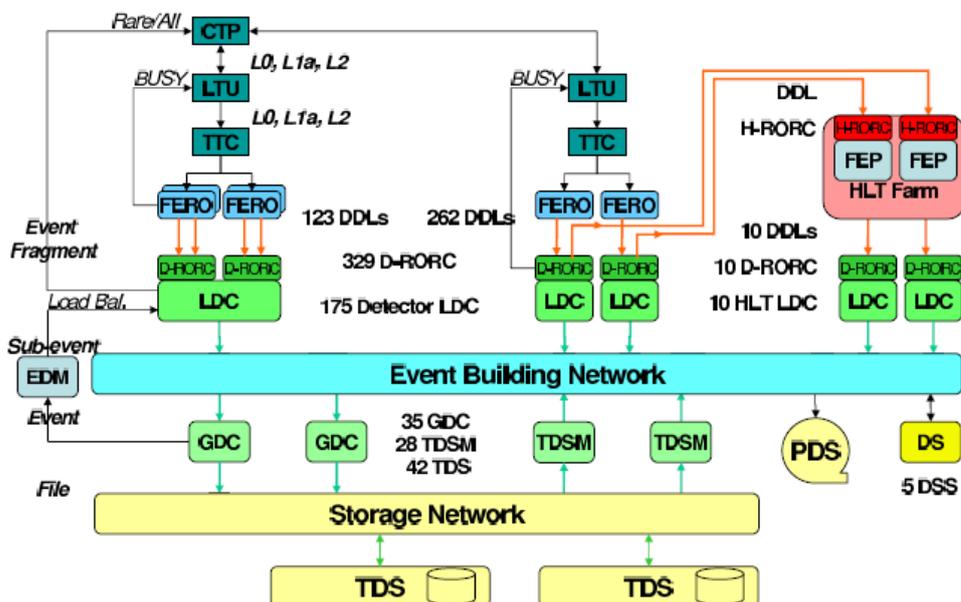


Figura 3.15: Schema del sistema Data Acquisition (DAQ) di ALICE [56].

può essere attivo in una partizione alla volta. L'ECS monitora lo stato del DCS, interagisce con la DAQ ed i processi del HLT e connette la partizione con il sistema CTP nel caso di una partizione globale, o con la Local Trigger Unit (LTU) del singolo rivelatore nel caso della modalità standalone.

Il programma di fisica di ALICE implica lo studio di una grande varietà di osservabili, con condizioni del fascio che possono essere molto diverse. L'intero sistema deve essere abbastanza flessibile per registrare collisioni Pb-Pb centrali, che generano eventi di una grande dimensione media (~ 30 MB) e per acquisire il maggior numero possibile di eventi rari allo stesso tempo. Gli eventi interessanti sono selezionati e caratterizzati da un grande numero di classi di *trigger*, divisi in due categorie, frequenti e rari, per i quali una frazione differente della larghezza di banda totale per l'acquisizione viene allocata. I *trigger* Minimum Bias e di centralità, i quali utilizzano la maggior parte della larghezza di banda, sono così frequenti che il fattore limitante sono le prestazioni del sistema di acquisizione. I *trigger* rari come quelli per i di-muoni o i di-elettroni, utilizzano meno larghezza di banda e sono limitati dalla luminosità dell'acceleratore e dal tempo di attività dell'esperimento. È possibile soddisfare le richieste di fisica con una larghezza di banda complessiva di 1.25 GB/s per lo *store* in massa dei dati utilizzando una combinazione di *trigger* ad alta selezione, compressione dei dati e strategia di *readout* parziale.

Lo schema del flusso della DAQ è riportato in Fig. 3.15.

Durante la presa dati i rivelatori ricevono i segnali di *trigger* dal CTP attraverso la LTU, interfacciata al sistema TTC (Timing Trigger Control). I dati presi dai moduli del singolo rivelatore sono inviati dall'elettronica ai D-RORC (DAQ Readout Receiver Card) attraverso le DDL (Detector Data Link). I D-RORC sono ospitati all'interno degli LDC (Local Data Concentrator). Gli elementi di Front-End e di Readout (FERO) o i D-RORC di ciascun rivelatore è responsabile dell'invio del segnale di "busy" al CTP. I dati sono inviati in frammenti (via DDL) agli LDC, dove vengono messi insieme in strutture di sotto-evento. Se i dati devono essere analizzati dal HLT vengono inviati, attraverso i H-RORC (HLT Readout Receiver Card), dagli LDC ai FEP (Front-End Processor), dove dopo l'analisi *online*, viene presa una decisione sull'evento e, in caso positivo, i dati vengono trasmessi indietro agli LDC attraverso i D-RORC. Gli LDC inviano i sotto-eventi ai GDC (Global Data Collector), il cui compito è di costruire l'intero evento e di memorizzare i dati nei TDS (Transient Data Storage), dai quali sono esportati e salvati nei PDS (Permanent Data Storage).

Nel prossimo paragrafo (Par. 3.3.1) viene presentato sommariamente il sistema di *trigger* in ALICE.

3.3.1 Il sistema di *trigger*

La decisione del *trigger* è generata dal sistema CTP (Central Trigger Processor) dell'esperimento sulla base dei segnali di input dei rivelatori dedicati e sullo schema di *bunch filling* di LHC [57]. Il sistema CTP valuta gli input di *trigger* dai rivelatori (di *trigger*) ogni ciclo di *clock* dell'acceleratore (~ 25 ns). La decisione del *trigger* di livello L0 (il primo) avviene entro ~ 0.9 μ s dalla collisione. Gli eventi accettati a questo livello vengono ulteriormente valutati dagli algoritmi di *trigger* di livello L1 del CTP; la decisione avviene entro 260 cicli di *clock* di LHC (~ 6.5 μ s) dopo quello L0. Le decisioni di livello L0 e L1, consegnati a tutti i rivelatori con una *latency* di ~ 300 ns generano il segnale di *trigger* per il *buffering* dei dati nell'elettronica di front-end dei rivelatori. La decisione di livello L2, presa dopo circa 100 μ s corrispondente al tempo di deriva degli elettroni nella TPC, generano il segnale di *trigger* per l'invio dei dati alla DAQ e al HLT.

3.4 Sistemi *offline*

Il *framework offline* di ALICE, AliRoot [63], è un software orientato a oggetti basato su ROOT, interamente scritto in C++, con alcuni programmi

esterni (nascosti all'utente) scritti in FORTRAN, per la simulazione, la ricostruzione e l'analisi dei dati. Data l'enorme quantità di dati raccolta negli esperimenti di LHC ed il costo computazionale del processamento dei dati, il sistema di calcolo distribuito Grid [64] è quello ideale per ospitare questo sforzo senza precedenti. Per la ricostruzione e l'analisi dei dati in questo ambiente, in ALICE è stato sviluppato il *framework* AliEn [65], che fornisce un file system globale per la memorizzazione dei dati e un'interfaccia per l'esecuzione dei cosiddetti *job* sulla Grid. Un sistema distribuito come la Grid permette la suddivisione dei *job* di analisi in molti sotto *job* che vengono eseguiti in parallelo su differenti nodi di calcolo della rete; ALICE può contare su più di 60 siti distribuiti in tutto il mondo, con una memoria totale per lo *store* dei dati pari a circa 15 PB. Nel proseguo del capitolo viene presentato sinteticamente l'algoritmo di ricostruzione delle tracce in ALICE, sviluppato all'interno di AliRoot.

3.4.1 La ricostruzione delle tracce

La maggior parte dei rivelatori di ALICE sono dedicati al tracciamento delle particelle. Ciascuna particella carica che attraversa i rivelatori genera un certo numero di segnali discreti che misurano la posizione dei punti nello spazio dove è passata; il compito dell'algoritmo di ricostruzione è quello di assegnare questi punti alle tracce e di ricostruire la loro cinematica. Questa operazione è denominata *track finding*. In ALICE viene richiesta una buona efficienza di *track finding* per le tracce fino a $p_T = 100$ MeV/ c anche alle più elevate densità di traccia. Data questa necessità, la maggior parte dello sviluppo viene fatto in eventi Pb–Pb centrali, in quanto le basse molteplicità di tracce sono considerate un problema più semplice una volta gestite le molteplicità più elevate; d'altra parte l'opposto può essere vero per alcune quantità come la posizione del vertice principale.

Il primo passo della ricostruzione è una procedura di *it finding* del cluster locale, eseguito da ciascun rivelatore; i segnali delle particelle che attraversano gli elementi attivi del rivelatore sono in genere combinati in un singolo cluster al fine di avere una stima migliore della posizione del punto in cui è passata la particella e ridurre l'effetto del rumore del rivelatore. L'informazione relativa al cluster viene salvata in *tree* temporanei con il formato di "rec points" ed è alla base della procedura di ricostruzione successiva.

La procedura di *track finding* (e *track fitting*) sviluppata per i rivelatori del *central barrel* (ITS, TPC, TRD, TOF) è basata sul Kalman Filter [66], ampiamente utilizzato negli esperimenti di fisica delle alte energie. Essendo un metodo locale, permette la stima ottimale, punto per punto, dei parametri geometrici di traccia (la curvatura, i due angoli rispetto alle coordinate degli

assi, le due posizioni e la corrispondente matrice di covarianza). L'evoluzione dello stato del vettore associato alla traccia fra due punti è data da una componente deterministica, ossia un'equazione lineare del moto e da una componente stocastica che tiene in considerazione lo scattering multiplo.

La ricostruzione delle tracce in ALICE è basata sui seguenti passi [67]:

- I cluster nel SPD vengono usati per la prima ricostruzione del vertice primario.
- Ricostruzione della traccia nella TPC. Il *track finding* procede dalla parte più esterna a quella più interna del rivelatore. I cluster relativi alle *pad* più esterne e la posizione del vertice primario dallo passo precedente sono utilizzati come semi.
- Le tracce nella TPC vengono associate ai punti sul ITS, a partire dal SSD fino allo strato più interno del SPD. La posizione del vertice viene utilizzata per guidare il *track finding* e massimizzare l'efficienza per le tracce primarie.
- Propagazione opposta e secondo fit della traccia fino alla parte più esterna della TPC. Estrapolazione e *matching* della traccia nel TRD.
- Propagazione ai rivelatori più esterni (TOF, HMPID, EMCAL, DCAL, PHOS) per l'identificazione delle particelle.
- Le tracce ricostruite vengono interpolate e propagate di nuovo in direzione opposta, fino a ricalcolare il vertice primario con la risoluzione ottimale.

L'output dell'intera operazione di ricostruzione è il Event Summary Data (ESD), che contiene tutte le informazioni relative all'evento sino a livello di traccia. Gli ESD sono dei *tree* di ROOT (TTree) con oggetti del tipo AliESDEvent salvati in file del formato *.root*. Le informazioni principali memorizzate negli ESD vengono estratte e salvate in Analysis Object Data (AOD) per aumentare l'efficienza delle analisi in termini di tempo. I file contenenti gli ESD e AOD vengono immagazzinati e distribuiti sulla Grid, accessibili agli utenti via AliEn.

Per quanto riguarda le prestazioni di *track finding* in ALICE, la Fig. 3.16 a sinistra mostra l'efficienza di tracciamento nella TPC, definita come il rapporto fra le tracce ricostruite e quelle generate nella simulazione, in funzione dell'impulso trasverso [57]. Mentre la caduta al di sotto dei 0.5 GeV/c è dovuta alla perdita di energia delle particelle nel materiale del rivelatore, la forma caratteristica a p_T maggiori è determinata dalla perdita dei *cluster*

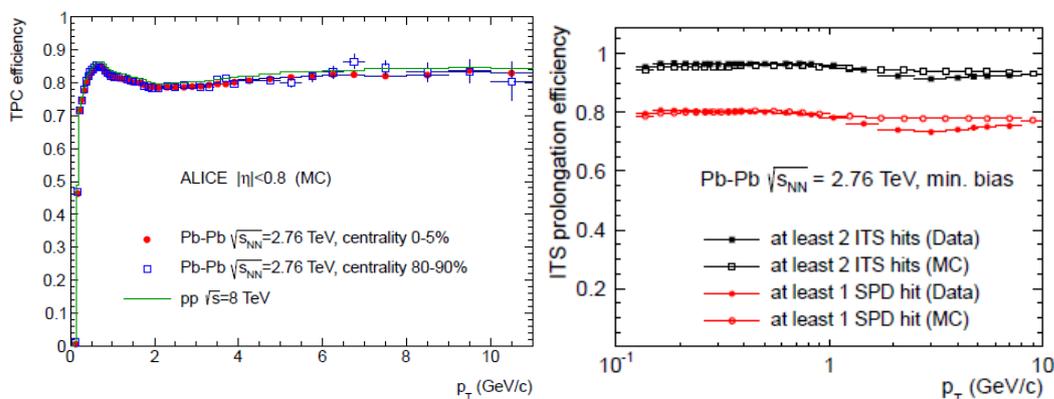


Figura 3.16: A sinistra: Efficienza di tracciamento nella TPC per particelle primarie in collisioni pp e Pb–Pb (simulazione). A destra: Efficienza di *matching* delle tracce ITS-TPC per dati e Monte Carlo in collisioni Pb–Pb [57].

nella frazione della traiettoria della traccia proiettata nella zona morta fra due settori di *readout*. Come si vede chiaramente, l'efficienza è pressoché indipendente dalla *occupancy* nel rivelatore. Infine, anche nelle collisioni Pb–Pb centrali la contaminazione da parte delle tracce con più del 10% di cluster associati in modo errato non eccede il 3% [57].

L'efficienza di propagazione delle tracce dalla TPC al ITS è riportata in Fig. 3.16 a destra [57], in collisioni Pb–Pb; l'efficienza è superiore al 90% nell'intero intervallo di p_T mostrato quando vengono richiesti almeno due punti nel ITS, mentre scende a circa il 75% quando se ne domanda almeno uno. La figura mostra anche l'accordo, entro il 2%, fra i dati e la simulazione (basata su HIJING). La stessa efficienza di propagazione delle tracce, quando vengono richiesti almeno due punti nel ITS, viene misurata in collisioni pp [57]. Le prestazioni della procedura di tracciamento in termini di risoluzione sull'impulso trasverso sono già state menzionate nel Par. 3.2.1.

Capitolo 4

Il rivelatore TOF

Il sistema a tempo di volo TOF (Time Of Flight) [68–70] è uno dei rivelatori principali dell'esperimento ALICE ed è dedicato principalmente all'identificazione di adroni carichi nella regione a rapidità centrale. Il rivelatore separa entro 3σ , K/π fino a $p_T < 2.5 \text{ GeV}/c$ e p/K fino a $p_T < 4 \text{ GeV}/c$.

Il TOF ha un raggio interno di 370 cm ed esterno di 400 cm, copre una grande superficie cilindrica di circa 141 m^2 nell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 0.9$ e di accettazione azimutale $0 < \phi < 2\pi$. Come cella di rivelazione di base impiega delle Multiplate Resistive Plate Chamber (MRPC) [71], in grado di raggiungere una risoluzione temporale intrinseca di 50 ps con un'efficienza prossima al 100%. Ciascuna MRPC è segmentata in 96 *pad* di lettura di area $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$. L'intero sistema è composto di 1593 MRPC, per un totale di 152928 canali di *readout*, disposte in 90 moduli raggruppati in 18 settori (chiamati anche supermoduli), dove ciascuno copre un intervallo $\Delta\phi \simeq 20^\circ$. La risoluzione temporale globale del rivelatore in collisioni Pb–Pb raggiunge gli 80 ps [70].

4.1 La tecnica del tempo di volo

Il TOF misura il tempo impiegato da ciascuna particella a raggiungere la superficie sensibile del rivelatore a partire dal vertice primario dell'interazione (t_{TOF}). Combinando questa informazione con la misura della rigidità (p/z , dove p è l'impulso e z è la carica elettrica in termini di quella elementare e) e della lunghezza di traccia (L) della particella si può calcolare il suo rapporto massa/carica come:

$$m/z = \frac{p/z}{\beta c \gamma} = p/z \sqrt{\frac{t_{\text{TOF}}^2}{L^2} - \frac{1}{c^2}}. \quad (4.1)$$

Il TOF è situato a circa 3.7 m dal punto di interazione: con un campo magnetico di $B_z = 0.5$ T, tenendo in considerazione il materiale del rivelatore, la soglia in impulso vale circa 300 MeV/ c per i pioni, 350 MeV/ c per i kaoni e 450 MeV/ c per i protoni.

Per distinguere due diverse particelle (i e j) con la stessa rigidità e la stessa lunghezza di traccia occorre che la differenza fra i due rispettivi tempi di volo (Δt) sia maggiore della risoluzione sulla misura corrispondente. Questa differenza si può calcolare utilizzando l'Eq. 4.1; nell'ipotesi in cui $p \gg mc$:

$$\Delta t \simeq \frac{Lc}{2} \frac{(m/z)_i^2 - (m/z)_j^2}{(p/z)^2}. \quad (4.2)$$

La capacità di distinguere le due particelle, chiamata separazione, viene espressa in termini della risoluzione temporale σ_{TOF} :

$$n_{i/j} = \frac{\Delta t}{\sigma_{\text{TOF}}} \simeq \frac{Lc [(m/z)_i^2 - (m/z)_j^2]}{2 (p/z)^2 \sigma_{\text{TOF}}}. \quad (4.3)$$

Le prestazioni del TOF nell'identificazione delle particelle dipende dunque dalla risoluzione σ_{TOF} raggiunta. La Fig. 4.1 mostra le separazioni nominali assumendo una risoluzione di 80 ps, 100 ps e 150 ps.

La risoluzione σ_{TOF} è la somma di diversi contributi:

$$\sigma_{\text{TOF}}^2 = \sigma_{\text{MRPC}}^2 + \sigma_{\text{TDC}}^2 + \sigma_{\text{Clock}}^2 + \sigma_{\text{FEE}}^2 + \sigma_{\text{Cal}}^2, \quad (4.4)$$

dove $\sigma_{\text{MRPC}} \simeq 50$ ps è la risoluzione intrinseca delle MRPC, $\sigma_{\text{TDC}} \simeq 20$ ps la risoluzione intrinseca delle schede di *readout* dovuta alla digitalizzazione del segnale, $\sigma_{\text{Clock}} \simeq 20$ ps la risoluzione legata alla fluttuazione del segnale di *clock* e alla sua distribuzione verso le schede di *front-end*, $\sigma_{\text{FEE}} \simeq 10$ ps quella legata al *jitter* dell'elettronica di *front-end* e σ_{Cal} include le incertezze delle costanti di calibrazione come le lunghezze dei cavi [69].

Il tempo di volo utilizzato per identificare una particella è misurato rispetto al tempo di *clock* di LHC. Poiché i *bunch* hanno una dimensione finita e non è possibile determinare quale delle particelle nel *bunch* ha interagito, l'istante di tempo a cui avviene la collisione (t_{ev}) può differire da quello determinato dal *crossing* nominale dei fasci e quindi deve essere misurato evento per evento e infine sottratto alla misura temporale effettuata dal TOF. Quindi la misura finale ($t_{\text{TOF}} - t_{ev}$) sarà affetta, oltre che da σ_{TOF} , dall'incertezza $\sigma_{t_{ev}}$. Inoltre occorre tenere in considerazione tutte quelle incertezze temporali legate alla misura dell'impulso e della lunghezza di traccia incluse nel termine σ_{trk} , il quale sintetizza tutti i contributi derivanti dalla procedura di tracciamento delle particelle. Vale la pena far notare che quest'ultimo

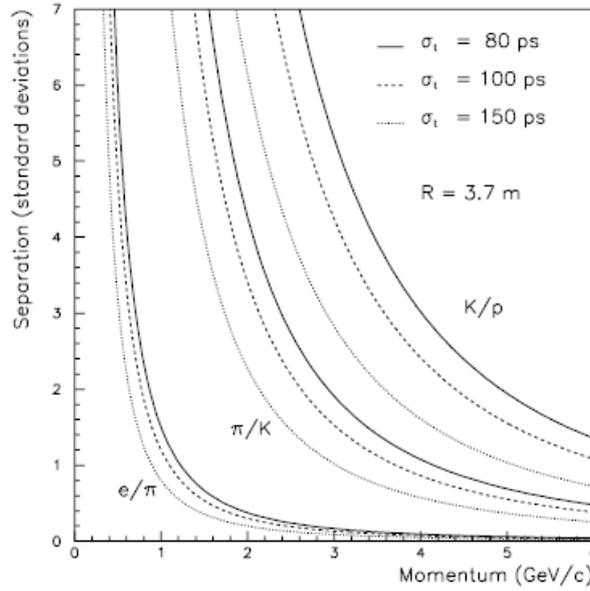


Figura 4.1: Separazione teorica delle particelle emesse a $\theta = 90^\circ$ nel TOF in corrispondenza di tre diverse risoluzioni temporali [68].

termine è più piccolo dei precedenti ed è trascurabile per impulsi superiori a circa $1 \text{ GeV}/c$. In conclusione l'espressione più generale della risoluzione temporale totale è:

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{TOF}}^2 + \sigma_{t_{ev}}^2 + \sigma_{\text{trk}}^2, \quad (4.5)$$

che torneremo a discutere nel Par. 4.3.4 e nel Par. 5.1.3.

4.2 Il rivelatore

Il *design* attuale del TOF, con più di 10^5 canali di lettura, è stato principalmente dettato dalla richiesta di avere un *occupancy* del rivelatore non superiore al 10-15% in corrispondenza della maggiore molteplicità di particelle per unità di rapidità prevista ($dN/dy = 8000$) in collisioni Pb-Pb, in concomitanza con un'eccellente risposta intrinseca del rivelatore. Un intenso programma di ricerca e sviluppo portato avanti nell'ambito del progetto LAA al CERN ha condotto alla scelta delle MRPC come migliore soluzione possibile [56]. Queste ultime sono un'evoluzione delle Resistive Plate Chamber (RPC).

4.2.1 RPC e MRPC

Le Resistive Plate Chamber (RPC) sono camere a ionizzazione costituite da due piani paralleli di materiale ad alta resistività fra i quali viene applicata una tensione costante in modo tale da creare al loro interno un campo elettrico uniforme. Gli elettroni e gli ioni liberati nel processo di ionizzazione primaria, prodotta al passaggio di una particella carica, vengono accelerati dal campo elettrico innescando delle valanghe che possono degenerare in un cosiddetto *streamer*, un canale conduttivo che si propaga a velocità ancora maggiore rispetto a queste ultime. Quando il “plasma” di elettroni e ioni raggiunge i due elettrodi mettendoli in collegamento si ha infine la formazione della scintilla. I segnali letti dagli elettrodi di raccolta (*pad*) sul piano anodico e catodico sono prodotti dal moto nel campo elettrico delle coppie elettrone-ione create nel processo a valanga. A differenza di quanto accade nelle camere a fili tradizionali in cui il campo elettrico è radiale ($E \propto 1/r$), nelle RPC il campo elettrico è uniforme e gli elettroni primari non devono percorrere una distanza minima prima di generare la valanga, eliminando così l’effetto di ritardo dovuto alla deriva degli elettroni. Questo significa che viene eliminata ogni incertezza temporale legata al punto in cui è avvenuta la ionizzazione primaria. Questo punto determina solo la quantità di cariche prodotte, dunque influisce solo sull’efficienza di rivelazione. L’unica condizione per la formazione del segnale è che la valanga possa percorrere una distanza sufficiente a produrre un segnale sopra soglia. Questa distanza non influisce sulla risoluzione temporale ma solo sul tempo che intercorre fra il passaggio della particella e l’arrivo del segnale. L’incertezza legata alla formazione del segnale ha due componenti: da una parte la fluttuazione sul numero delle coppie primarie, la cui distribuzione dipende solo dal tipo di gas e che influenza solo l’efficienza di rivelazione; d’altro lato, la fluttuazione sullo sviluppo della valanga che influenza la risoluzione temporale. Quest’ultima è dovuta alle fluttuazioni nel tempo necessario a creare nel processo a valanga un numero sufficiente di elettroni a produrre un segnale sopra soglia, il quale dipende sia dalla geometria della camera che dalle prestazioni dell’elettronica di *front-end*. La risoluzione temporale può essere stimata come $\sigma \sim 1/[(\alpha - \eta)v_d]$ dove α è il coefficiente di Townsend, η è il cosiddetto coefficiente di attaccamento del gas agli elettroni e v_d è la velocità di deriva di questi ultimi; tutti e tre i parametri sono determinati dal tipo di gas e dall’intensità del campo elettrico scelti. La risoluzione temporale tipica di una RPC è di 2-3 ns con un’efficienza di rivelazione prossima al 100%.

A dispetto delle sue buone prestazioni, le RPC tradizionali non sono adatte agli alti flussi di particelle come quelli che investono il TOF in ALICE. In queste condizioni la risoluzione temporale e l’efficienza diminuirebbero

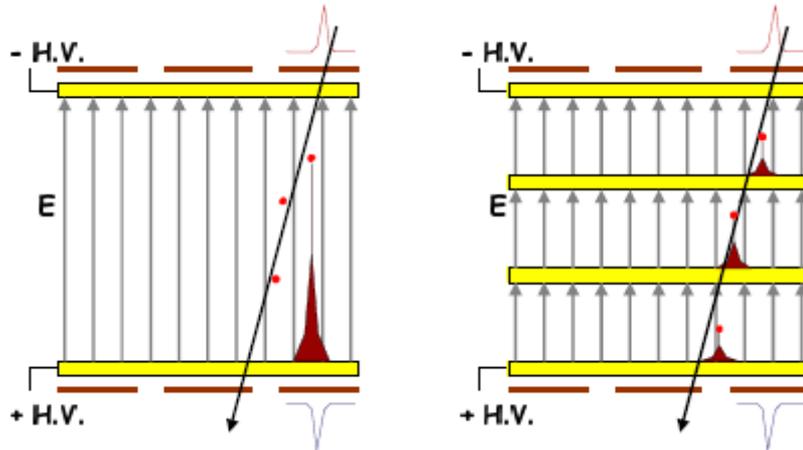


Figura 4.2: Confronto schematico fra una RPC (a sinistra) e una MRPC (a destra).

fortemente a causa dell'elevata carica indotta nei piani resistivi che ha l'effetto di abbattere l'intensità del campo elettrico. Si potrebbe ovviare al problema diminuendo la resistività per permettere una dissipazione più rapida della carica indotta, ma in tal caso si perde in risoluzione spaziale in quanto il segnale è presente su un numero maggiore di canali di lettura. Si potrebbe alternativamente diminuire la carica prodotta lavorando nel regime di valanga anziché in quello di *streamer* riducendo lo spessore del *gap* o l'intensità del campo elettrico. Nel primo caso si perderebbe però in efficienza, in quanto il processo di prima ionizzazione dipende dalla quantità di gas attraversato, mentre nel secondo caso peggiorerebbe la risoluzione temporale in accordo con la relazione $\sigma \sim 1/[(\alpha - \eta)v_d]$.

Per risolvere il problema delle RPC nell'operare in regimi di alti flussi di particelle, mantenendo un'alta efficienza e una buona risoluzione temporale, sono state sviluppate le Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC). Un confronto schematico tra RPC e MRPC è mostrato in Fig. 4.2. Una MRPC è una RPC il cui il *gap* è suddiviso in intervalli equidistanti tramite piani resistivi paralleli a quelli esterni e fatti dello stesso materiale. Come conseguenza, a differenza delle RPC, le MRPC possono operare in regime proporzionale anche a fronte di alte tensioni applicate e quindi campi elettrici generati estremamente intensi. Ciò è dovuto al fatto che le dimensioni della valanga e la quantità di carica raccolta sono limitate superiormente dalle piccole dimensioni dei *gap*. L'intenso campo elettrico, a cui consegue una grande velocità di deriva degli elettroni, permette di avere ottime risoluzioni

temporali mentre il regime proporzionale, con una carica prodotta inferiore a quella che si avrebbe in regime di *streamer*, è responsabile della possibilità di lavorare ad elevati flussi di particelle incidenti. Quando una particella attraversa il rivelatore crea una ionizzazione primaria nei vari *gap* in ognuno dei quali avrà origine il processo di moltiplicazione a valanga. A causa della loro alta resistività, i piani interni sono trasparenti al segnale indotto dal movimento delle cariche, per cui il segnale prelevato sugli elettrodi sarà la somma analogica di quelli indotti dalle singole valanghe. Di conseguenza, il volume attivo del rivelatore è dato dalla somma dei singoli *gap* per cui è possibile raggiungere un'efficienza pari a quella che si ha con le RPC ovvero prossima al 100%. Nel regime di proporzionalità, a cui corrisponde un guadagno di elettroni fino a 10^8 , il numero di elettroni presenti nella valanga vale $e^{\alpha d} < 10^8$ dove d è l'ampiezza del singolo *gap*. Se il campo elettrico applicato è dell'ordine di 100 kV/cm, a cui corrisponde $\alpha \sim 100 \text{ mm}^{-1}$, le dimensioni del *gap* deve essere $d \sim 0.1 \text{ mm}$. In corrispondenza dello stesso campo elettrico, $v_d \sim 100 \text{ } \mu\text{m}/\text{ns}$ dunque la risoluzione temporale attesa è dell'ordine dei 100 ps.

Le MRPC del TOF sono realizzate secondo una struttura a doppio *stack*. Due MRPC sono poste simmetricamente sopra e sotto un unico piano anodico comune. Rispetto alla configurazione con un solo *stack*, ciò permette di avere lo stesso campo elettrico applicando una tensione ridotta di un fattore due; il segnale finale è la somma di quelli raccolti in entrambi gli *stack* per cui l'ampiezza rimane la stessa. Inoltre, in questo modo gli elettrodi sono più vicini fra loro, per cui l'impronta della valanga su di essi è inferiore riducendo così gli effetti di bordo fra *pad* adiacenti.

La Fig. 4.3 mostra uno schema di una MRPC a doppio *stack* del TOF. Ciascuna MRPC consiste di 5+5 *gap* ed è assemblata in una geometria a *strip*, con una lunghezza di 122 cm e una larghezza di 13 cm per un'area sensibile di $120 \times 7.4 \text{ cm}^2$, segmentata in 96 *pad* di lettura delle dimensioni di $3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$, disposte su due file. I piani resistivi esterni hanno uno spessore di 550 μm e una resistività superficiale di 2-25 $\text{M}\Omega/\square$. A questi sono connessi gli elettrodi a cui è applicata l'alta tensione. I circuiti stampati Printed Circuit Board (PCB) con le *pad* catodiche sono posizionati più all'esterno e sono tenuti insieme con dei pannelli di *honeycomb* per mantenere la rigidità del sistema. I cinque *gap* per *stack* sono definiti da quattro vetri interni dello spessore di 400 μm , tenuti ad una distanza di 250 μm da una lenza di Mylar. Ulteriori dettagli sono riportati nella didascalia della Fig. 4.3.

Le *strip* sono riempite con una miscela di gas non infiammabile composta di freon $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ (93%) e esafluoruro di zolfo SF_6 (7%) che permette di raggiungere una elevata densità di ionizzazione, di assorbe i fotoni prodotti nella ricombinazione delle coppie primarie e di assorbire gli elettroni emessi

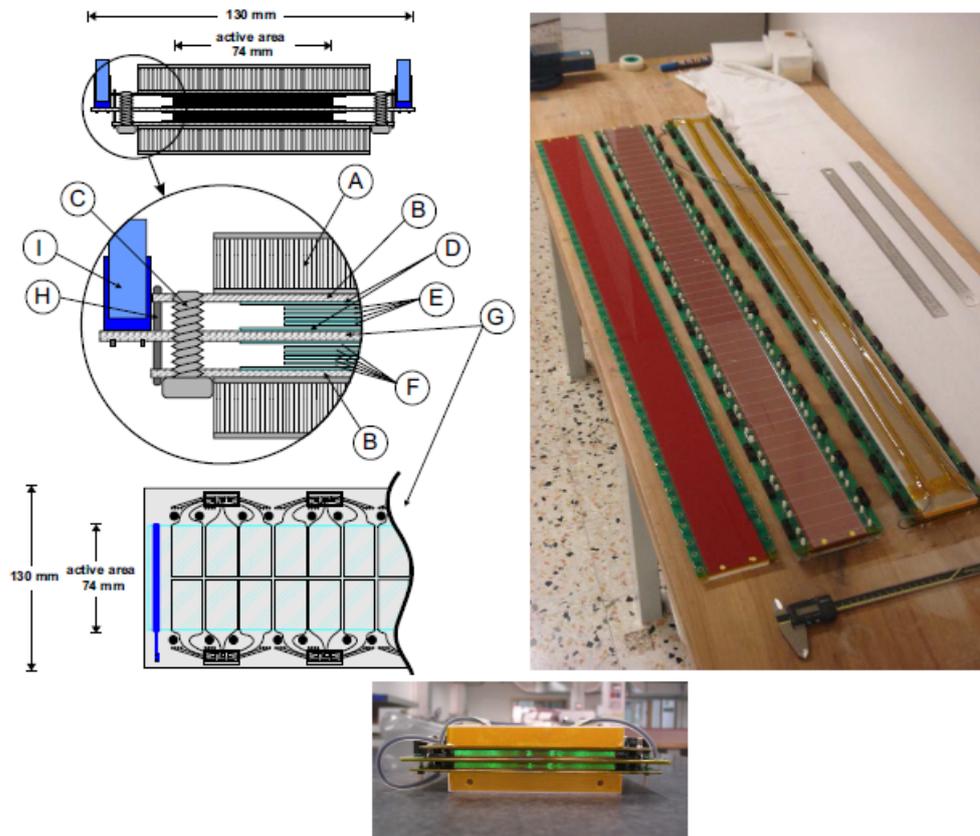


Figura 4.3: Schema e fotografia di una MRPC a doppio *stack* del TOF: (A) pannello di *honeycomb*; (B) PCB con le *pad* catodiche; (C) viti di plexiglass utilizzate per la stesura del filo di nylon; (D) vetri esterni; (E) vetri interni; (F) *gap* dello spessore di $250\ \mu\text{m}$; (G) PCB centrale con le *pad* anodiche; (H) pin metallici per il trasporto dei segnali dalle *pad* catodiche al PCB centrale e per il consolidamento della struttura; (I) connettore per cavi *flat* per il trasporto dei segnali all'elettronica di *front-end*.

dal catodo ed evitare così la produzione di valanghe secondarie. La circolazione del gas, con un volume complessivo pari a circa $16\ \text{m}^3$, avviene in un circuito chiuso ad un flusso di circa $3\ \text{m}^3/\text{h}$ e il nuovo gas viene iniettato ogni qualche giorno.

Le prestazioni delle MRPC sono state misurate con dei *test beam* al PS del CERN insieme all'intera elettronica di *readout* per un campione di strip estratte casualmente fra quelle prodotte in massa per il TOF [72, 73]: l'efficienza e la risoluzione temporale intrinseca sono riportate in funzione dell'alta

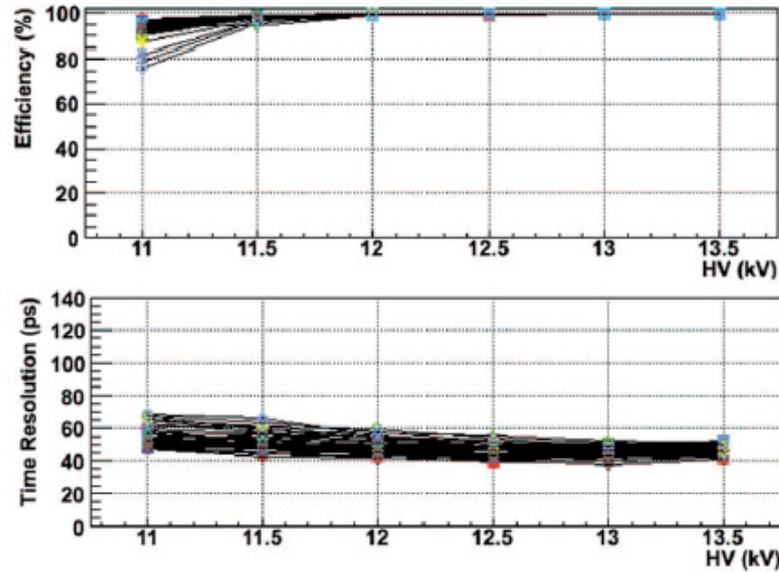


Figura 4.4: Efficienza e risoluzione in funzione della tensione applicata per un campione di *strip* del TOF, misurate mediante dei *test beam* al PS del CERN [72].

tensione applicata agli elettrodi in Fig. 4.4. Con una tensione di 13 kV, le MRPC hanno una risoluzione temporale intrinseca inferiore a 50 ps (che include anche il contributo dell'elettronica di lettura, stimata essere circa 30 ps) e un'efficienza di circa il 100%. Il voltaggio scelto è stato dunque di 13 kV (+6.5 kV da un lato e -6.5 kV dall'altro). Con questa configurazione lo sviluppo delle valanghe è dominato dagli effetti di carica spaziale e le MRPC possono operare in regime di saturazione. La carica media prodotta al passaggio di una singola particella è piccola, pari a circa 2-3 pC, e ciò rende le MRPC particolarmente adatte ad alti flussi di particelle incidenti. L'elevato campo elettrico, e la conseguente elevata velocità di deriva degli elettroni, permette di raggiungere un'ottima risoluzione temporale.

La risposta delle MRPC in corrispondenza di un'elevata dose di radiazione è stata misurata al Gamma Irradiation Facility del CERN [74]. Le misure non hanno evidenziato alcuna degradazione dei risultati fino ad un flusso superiore a 50 Hz/cm², il valore massimo atteso in ALICE.

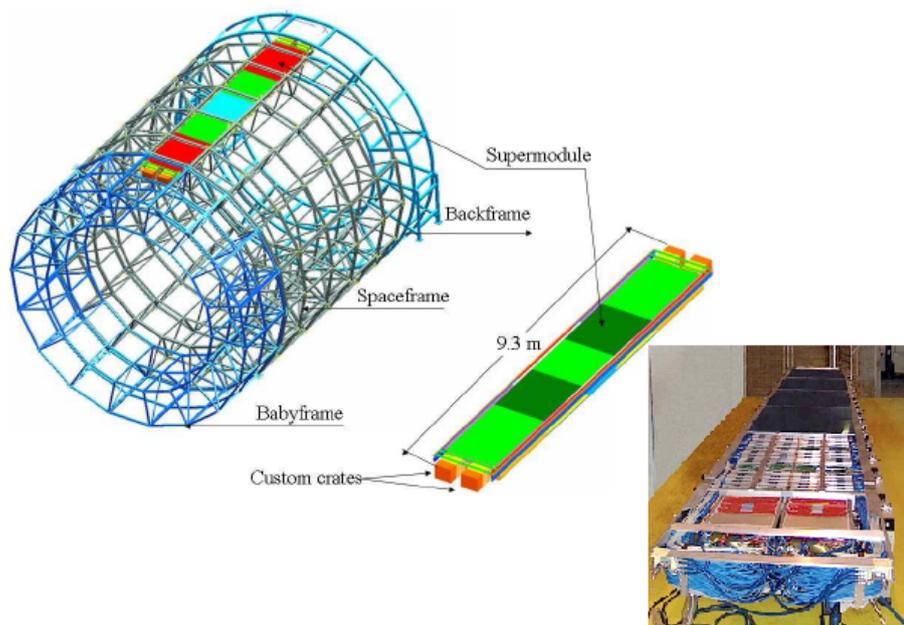


Figura 4.5: Rappresentazione schematica di uno dei 18 supermoduli del TOF (a sinistra). Nella fotografia di destra è visibile anche una delle due coppie di *crate* che ospitano l'elettronica di *readout* (si veda più avanti nel testo).

4.2.2 La geometria del TOF

Il rivelatore copre una superficie cilindrica di accettazione polare $|\theta - 90^\circ| < 45^\circ$. Ha una struttura modulare corrispondente a 18 settori lungo ϕ , segmentati in 5 moduli lungo la direzione z (Fig. 4.5). I 18 settori sono inseriti in una struttura di sostegno cilindrica denominata space-frame di raggio interno pari 370 cm ed esterno di 399 cm. Lo spessore dell'intero sistema è pari a circa il 30% della lunghezza di radiazione. Le *strip* sono inserite all'interno dei moduli a tenuta stagna, posizionate trasversalmente alla direzione del fascio. I bordi dei moduli di ciascun settore sono allineati con le aree morte degli altri rivelatori in modo tale da creare il minimo disturbo ai rivelatori più esterni. La lunghezza del modulo centrale è di 117 cm, dei due intermedi è di 137 cm e dei restanti due esterni è pari a 177 cm. La lunghezza di un intero settore, con riferimento alla regione attiva, è di 741 cm per un peso di circa 1.4 t.

In Fig. 4.6 in alto è riportata la sezione trasversale di un modulo centrale in cui si può notare la particolare disposizione delle *strip*. Esse sono ruotate in modo tale da essere mediamente ortogonali alla direzione delle particelle

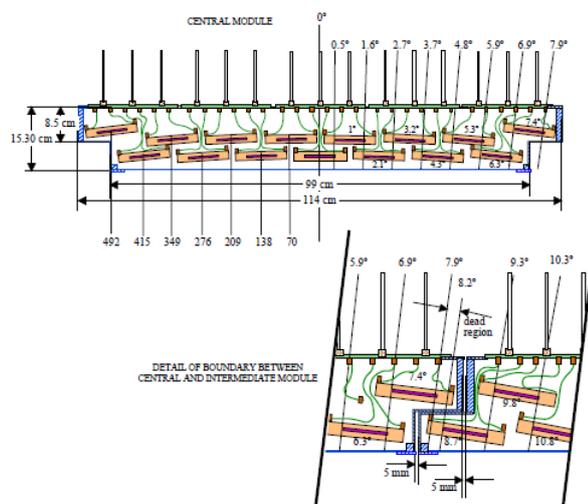


Figura 4.6: Disposizione delle *strip* all'interno di un modulo centrale (in alto). Dettaglio della sovrapposizione dei bordi di un modulo centrale ed intermedio (in basso).

provenienti dal vertice di interazione. L'angolo delle *strip* rispetto all'asse del cilindro incrementa progressivamente, da 0° nella parte centrale ($\theta = 90^\circ$) fino a 45° nella parte più lontana del modulo esterno ($\theta = 45^\circ$). In questo modo viene minimizzato il numero di particelle che attraversa obliquamente il rivelatore, riducendo l'*occupancy* e il *time jitter* dei segnali raccolti. Per evitare zone morte le *strip* adiacenti sono sovrapposte di circa 2 mm. Anche i moduli sono stati progettati per minimizzare le perdite di area sensibile lungo ciascun settore, nelle zone in cui si affiancano due moduli. In Fig. 4.6 in basso si può vedere la soluzione adottata per limitare la zona d'ombra tra due moduli e gli angoli delle diverse *strip* rispetto al piano perpendicolare al fascio.

Ciascun modulo del TOF ospita un gruppo di *strip* (15 in quello centrale e 19 in quelli intermedi e in quelli esterni) racchiuso all'interno di un involucro che sigilla il volume di gas ad una pressione di circa 3 mbar. Esternamente al modulo (Fig. 4.7), i circuiti stampati PCB ricevono da un lato i cavi del segnale provenienti dalle singole *strip* e dall'altro lato ospitano i connettori alle schede Front End Analogue (FEA). Infine, il volume contenente le schede di elettronica di *front-end*, i cavi di input e output, i tubi del gas e dell'acqua di raffreddamento è chiuso da un involucro di alluminio dello spessore di circa 1.5 mm.

L'intero sistema consiste di 90 moduli. Tre moduli centrali di fronte al

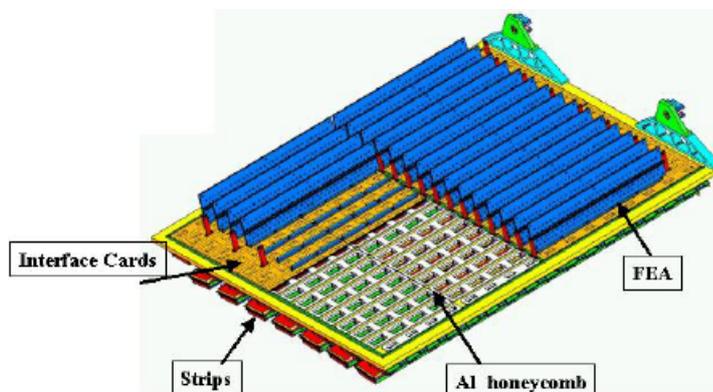


Figura 4.7: Lato esterno di un modulo del TOF in cui si vedono le FEA (in blu). Ogni gruppo di 10 o 12 FEA è connesso ad una scheda FEAC, anch'essa ospitata all'interno del modulo (qui non è stata riprodotta).

PHOS non sono stati installati al fine di ridurre la quantità di materiale di fronte a tre dei cinque moduli di quest'ultimo rivelatore.

4.2.3 Elettronica di *front-end* e *readout*

Uno schema dell'elettronica di *front-end* e di *readout* del TOF è riportato in Fig. 4.8. Ogni *strip* è munita di connettori per il trasporto dei segnali differenziali in uscita dalle *pad* catodiche e anodiche verso le schede Front End Analogue (FEA).

Ciascuna FEA contiene tre chip NINO ASIC (Application Specific Integrated Circuit) [75] a 8 canali, molto compatti e a basso consumo, che hanno il compito di amplificare e discriminare il segnale. La larghezza del segnale restituito in uscita da questi dispositivi, correlato alla carica nel segnale di input, corrisponde al cosiddetto Time over Threshold (ToT). Quest'ultimo è definito come il lasso di tempo nel quale il segnale è grande abbastanza da essere sopra la soglia minima di rivelazione, prima che avvenga la scarica all'interno delle MRPC. Il valore del ToT (il cui minimo è di 6 ns) è fortemente legato all'ampiezza del segnale stesso ed è importante per correggere l'effetto di *time-slewing*. Infatti due segnali prodotti nello stesso istante ma con ampiezze diverse superano la soglia in momenti differenti; l'effetto si traduce quindi in una dipendenza della misura temporale dall'ampiezza del segnale ed in particolare dalla rapidità del suo fronte di salita.

Ciascuna FEA legge 24 *pad* disposte in due file, per un totale di 8 canali \times 3 chip NINO ASIC, così che una *strip* viene letta da quattro FEA. Il segnale

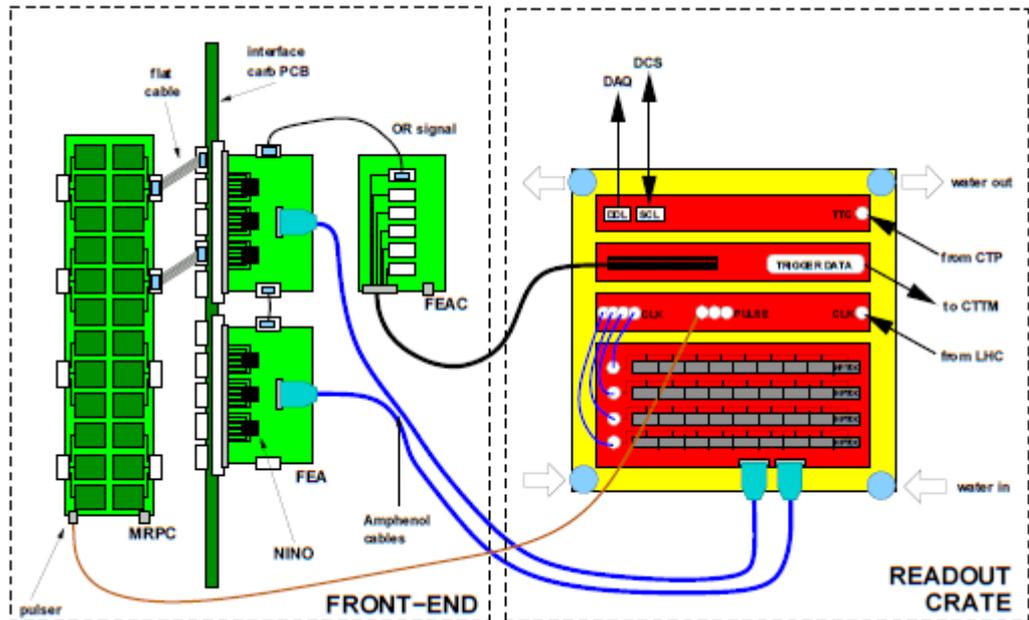


Figura 4.8: Schema dell'elettronica di *front-end* e di *readout* del TOF. Nella prima slot del *crate* è ospitata la DRM, nella seconda l'LTM, nella terza la CPDM (se il *crate* è a destra) e nelle restanti nove slot sono connesse le TRM.

discriminato in uscita dagli ASIC NINO è inviato, attraverso dei cavi Amphenol, a dei chip High Performance Time To Digital Converter (HPTDC) [76], ospitati nelle schede di *readout* del sistema, le TDC Readout Module (TRM) per la misura temporale. Queste ultime sono installate all'interno dei *crate* posizionati ai lati dei supermoduli; in ogni supermodulo sono agganciati quattro *crate*, due ad ogni lato.

Il segnale di OR della coppia di FEA viene inviato ad una scheda denominata FEAC, anch'essa interna al supermodulo, che alimenta un gruppo di 10 o 12 FEA con una tensione di 2.5 V. Ciascuna FEAC monitora le temperature delle FEA attraverso un insieme di sensori, permette di modificare la tensione di soglia sui discriminatori e raccoglie il segnale di OR grazie ad una scheda Fully Programmable Gate Array (FPGA).

L'output delle FEAC è inviato ad una scheda denominata Local Trigger Module (LTM); un segnale di *trigger* è definito se almeno un *hit* è stato registrato da una qualsiasi delle 96 *pad* di due mezze *strip*. Il gruppo delle due mezze *strip* connesse alla FEAC è denominato *maxi-pad*. Il segnale di *trigger* del TOF [77] viene utilizzato per il *trigger* di raggi cosmici utili alla calibrazione dei rivelatori centrali e a scopi di fisica, e contribuisce alla sele-

zione degli eventi minimum bias in collisioni pp e di quelli ultra periferici in collisioni p–Pb e Pb–Pb.

Ciascun *crate*, oltre ad ospitare nove o 10 TRM e una LTM, ospita anche altri due schede VME64: una Clock and Pulser Distribution Module (CPDM) e una Data Readout Module (DRM).

TRM

La TRM gestisce le operazioni di *readout*. Un *crate* posizionato a sinistra (guardando il supermodulo dal lato esterno al *central barrel* di ALICE) ospita 10 TRM mentre quello di destra ospita nove TRM (una slot è infatti occupata dalla CPDM). In una TRM sono saldati 5+5 piccole schede *piggyback* con all'interno i tre chip HPTDC che leggono ciascuno otto canali, per un totale di 30 HPTDC corrispondenti a 240 canali. L'HPTDC determina la differenza fra il segnale proveniente dalle FEA e l'input di *trigger*, rapportandolo ad un contatore sincrono legato al *clock* di LHC. Solo gli *hit* che cadono in una finestra di *matching* valida, aperta ad un tempo t_{latency} precedente all'arrivo del *trigger*, sono trasferiti agli HPTDC. Attualmente la larghezza della finestra di *matching* è fissata a 600 ns e il parametro t_{latency} a 9 μs , da confrontare con la latenza del *trigger* di livello L1 di ALICE di 6.7 μs . Inoltre la TRM si occupa della lettura e della configurazione degli HPTDC, del trasferimento temporaneo dei dati nei suoi *buffer* interni e successivamente alla DRM.

LTM

L'LTM ha il compito di ricevere il segnale in uscita dalle FEAC e trasmetterlo ad una scheda più grande, la cosiddetta CTTM (Cosmic and Topology Trigger Module), alloggiata in un *rack* sottostante lo spettrometro dei muoni. Una volta ricevuti i segnali dalle varie LTM, la CTTM definisce i *trigger* di livello L0 e L1 e gli invia, entro 800 ns dalla collisione, al Central Trigger Processor (CTP) dell'esperimento.

La LTM permette inoltre di fissare e monitorare le basse tensioni come quelle che alimentano le FEAC e di controllare le temperature di queste ultime. Infine l'LTM definisce un certo ritardo ai segnali di *trigger* che compensa per le diverse lunghezze dei cavi.

CPDM

La CPDM riceve il *clock* di LHC attraverso una fibra ottica e lo distribuisce a ciascun modulo VME sia del *crate* ospitante (il destro) che di quello a fianco (il sinistro). Il *clock* ricevuto dalla CPDM è un *clock* dedicato e parallelo al sistema TTC al fine di ridurre il *jitter* associato ad esso. In assenza di

un *clock* esterno, la CPDM consegna un *clock* legato ad un oscillatore interno. La CPDM fornisce inoltre 17 output LEMO che sono connessi alle linee *pulse* delle *strip*, per il monitoraggio della catena di *readout* e per scopi di calibrazione.

DRM

La DRM è l'interfaccia fra il sistema di *readout* del TOF e il sistema di acquisizione dati (DAQ) di ALICE. La DRM si interfaccia con quest'ultima attraverso un Detector Data Link (DDL). Il TOF ha 18 supermoduli e su ciascuno sono installati quattro *crate*, il numero totale di DDL è 72.

La DRM riceve e decodifica i segnali di *trigger* e i messaggi dal sistema TTC. Parte dell'informazione di *trigger* è memorizzata nei dati da inviare attraverso la DDL per alcuni controlli di consistenza. La DRM propaga a tutti i moduli VME del *crate* ospitante i segnali di *trigger* di livello L0 e L1 così come altri segnali di controllo provenienti dal sistema di *trigger* centrale di ALICE.

La DRM è incaricata della lettura dei dati nella LTM e nelle TRM e quando riceve il segnale di *trigger* di livello L2, ne provvede alla decodifica in accordo con il formato comune in ALICE.

Grazie alla DRM è possibile riprogrammare il firmware di ciascuna FPGA presente sul *crate* ospitante.

La DRM monitora le condizioni di *readout* e definisce un segnale di *bussy* all'Auxiliary Control Module (ACM) che può inibire i segnali di *trigger* generati dal sistema CTP di ALICE.

Infine ciascuna DRM è connessa attraverso una fibra ottica ad un pc commerciale che fornisce alcune funzionalità di Slow Control, per la configurazione ed il controllo del *crate*, ma anche per il monitoraggio delle temperature e delle basse tensioni sull'elettronica di *front-end* registrate dalla LTM. I 72 *crate* del TOF sono connessi a 18 pc, raggruppati in modo tale che un pc controlla un intero supermodulo.

4.3 Prestazioni del rivelatore

In questo paragrafo riportiamo il comportamento delle MRPC durante il Run 1 di LHC, le procedure di calibrazione temporale dei canali di lettura del rivelatore, l'efficienza di *matching* delle tracce al TOF, l'algoritmo per la determinazione dell'istante in cui avviene la collisione in ALICE e le capacità di Particle IDentification (PID) del TOF [70].

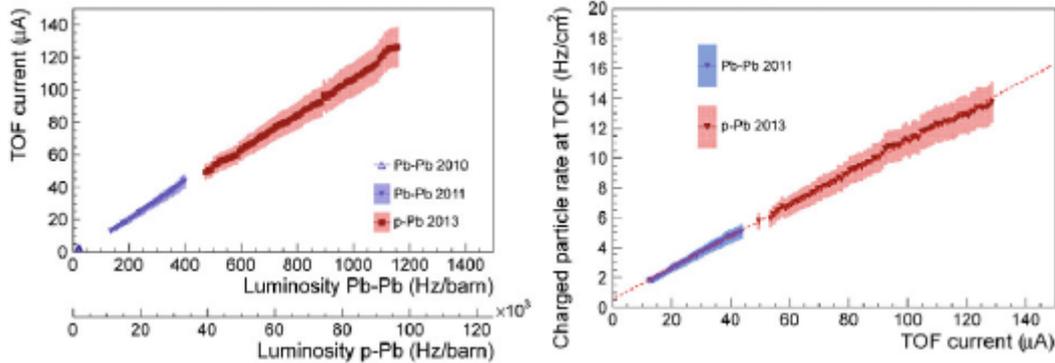


Figura 4.9: Somma delle correnti delle MRPC del TOF in funzione della luminosità in Pb–Pb e p–Pb (a sinistra). Flusso di particelle al TOF in funzione della somma delle correnti delle MRPC (a destra). La linea tratteggiata rappresenta il fit ai dati del 2013.

4.3.1 Comportamento delle MRPC

Durante i primi tre anni di operatività di LHC le prestazioni delle MRPC si sono mantenute stabili. La corrente per MRPC misurata nei periodi senza fascio vale circa qualche nA. Nei periodi con fascio la somma delle correnti delle MRPC cresce linearmente con la luminosità di LHC (Fig. 4.9 a sinistra) senza deviazioni significative dovute a rumore. I due assi orizzontali sono allineati allo stesso carico sul rivelatore considerando la molteplicità di tracce media ed il tasso di interazione in ALICE. A partire dal tasso di interazione in ALICE e dalla molteplicità di segnali per evento sul TOF è possibile stimare il flusso di particelle che investe il rivelatore in funzione della somma delle correnti delle MRPC. Il risultato è mostrato in Fig. 4.9 a destra e indica un flusso massimo di particelle di circa 14 Hz/cm². A partire dai due grafici in Fig. 4.9 è possibile estrapolare il valore del flusso di particelle al TOF in corrispondenza della luminosità $L \sim 5000$ Hz/barn fornita da LHC in ALICE dopo l'*upgrade* dell'esperimento previsto nel 2018 [78]. Il flusso di particelle atteso è pari a circa 60 Hz/cm² che, confrontato con i risultati dei *test beam* [74], indica che anche nel periodo di massima luminosità di LHC il comportamento delle MRPC dovrebbe rimanere stabile senza alcuna perdita in termini di prestazioni. Dalla Fig. 4.9 a destra è possibile calcolare una carica indotta sulle MRPC da ciascuna traccia pari a circa 6 pC. Questo valore è leggermente superiore a quello ottenuto nei *test beam* [79] ma ancora compatibile considerata la molteplicità di specie di particelle in ALICE e il fatto che queste attraversano il rivelatore ad angoli differenti e con impulsi

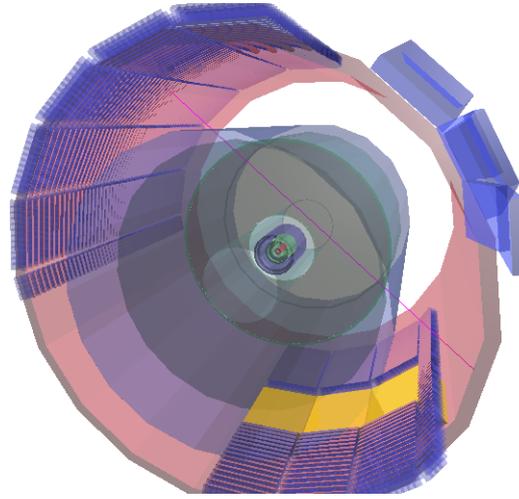


Figura 4.10: Muone da raggi cosmici nel *central barrel* di ALICE il cui segnale di *trigger* è dato dal TOF.

diversi. Il ridotto valore della carica indotta garantisce una buona operatività delle MRPC anche in un regime di più alti flussi di particelle ed uno scarso invecchiamento del rivelatore.

4.3.2 *Trigger* del TOF

Grazie alla sua grande copertura geometrica, alla sua elevata granularità e ai suoi segnali veloci, il TOF è utilizzato con scopi di *trigger* sia durante le attività di *commissioning* sia durante la presa dati. Il basso rumore delle MRPC (~ 0.5 Hz/pad) permette diverse configurazioni di *trigger* per selezionare, ad esempio, raggi cosmici o collisioni ultra periferiche.

Il *trigger* utilizzato per selezionare raggi cosmici è basato su una semplice topologia degli eventi [80]: un *trigger* è definito per una coincidenza di due tracce intercettate in due diversi supermoduli in direzioni opposte nel piano azimutale (Fig. 4.10). Per incrementare l'efficienza di *trigger* di muoni con un basso impulso, questa condizione viene leggermente rilassata permettendo la definizione del *trigger* anche quando uno dei due supermoduli adiacenti a quello più in basso viene colpito. La purezza del *trigger* si attesta a circa il 45% mentre l'efficienza nel selezionare un muone da raggi cosmici vale circa il 30%. Il tasso di *trigger* si è mantenuto stabile nel tempo ad un valore di circa 95 Hz permettendo di selezionare centinaia di milioni di muoni da raggi cosmici.

Come è già stato menzionato, il TOF viene utilizzato anche per il *trigger* di collisioni ultra periferiche Pb–Pb e p–Pb. Questo tipo di eventi è caratterizzato dalla presenza di solo e soltanto qualche traccia proveniente dal decadimento di risonanze. Grazie all’elevata segmentazione del TOF è possibile richiedere un numero ridotto di *pad* colpite (fra due e 10) con un taglio topologico aggiuntivo (almeno due segnali opposti nel piano azimutale tale che $150^\circ < \Delta\phi < 180^\circ$).

4.3.3 Efficienza di *matching* delle tracce

Come descritto nel Cap. 3, dopo la propagazione nella TPC e nel TRD, le tracce vengono estrapolate fino alla superficie sensibile del TOF. Qui viene aperta una finestra di *matching* di 3 cm (in collisioni Pb–Pb) e di 10 cm (in collisioni pp e p–Pb) attorno al punto di estrapolazione. L’algoritmo di *matching* ricerca uno o più segnali all’interno di questa finestra e se ne trova almeno uno associa quello più vicino al punto di estrapolazione alla traccia. La finestra di *matching* è più grande in collisioni Pb–Pb rispetto a quelle pp per non perdere efficienza nel *matching* in eventi ultra periferici. L’efficienza di *matching* del TOF è definita come il rapporto fra il numero delle tracce per le quali è stato associato un segnale sul TOF ed il numero di tracce ricostruite in ALICE dall’ITS, dalla TPC e dal TRD. Questa quantità è naturalmente affetta dall’efficienza di rivelazione delle MRPC ma anche dall’accettanza geometrica del TOF, dalle condizioni dell’elettronica durante la presa dati, dalle incertezze nell’extrapolazione delle tracce, dal materiale del rivelatore e dall’efficienza dell’algoritmo di *matching*.

L’efficienza di *matching* del TOF è riportata in Fig. 4.11 in alto, dove l’efficienza di *matching* misurata in collisioni p–Pb è confrontata con quella simulata in una corrispondente simulazione Monte Carlo. Quest’ultima tiene in considerazione le variazioni delle condizioni di ALICE e del TOF durante la presa dati. Gli algoritmi di tracciamento e di *matching* sono comuni ai dati e agli eventi simulati. La risposta delle MRPC in funzione del punto d’impatto della traccia sulla *pad* è stata simulata in accordo con la parametrizzazione estratta con i risultati ottenuti nei *test beam* [81]. L’efficienza delle MRPC nel centro della *pad* vale circa il 99.5%. A causa della struttura di *readout* delle MRPC, una particella che attraversa la camera vicino ai bordi di una *pad* induce una piccola carica anche in quelle vicine. Il bordo fra due *pad* è definito come una regione della larghezza di 13 mm dove l’efficienza della *pad* diminuisce (dal 99.5% fino a 0) mentre quella della *pad* vicina aumenta progressivamente (da 0 fino al 99.5%). Questo effetto riguarda tre lati di ciascuna *pad*. Lungo il quarto lato, che non ha *pad* vicine, questa regione ha una larghezza più piccola (4 mm) dove l’efficienza diminuisce fino all’88.3%

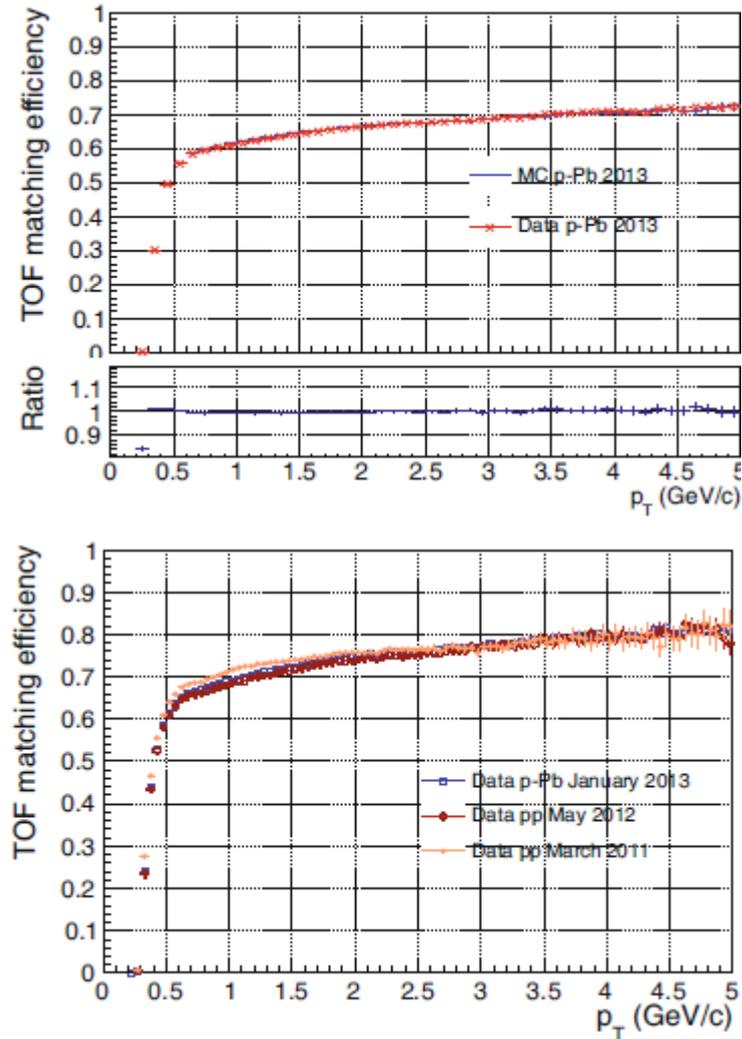


Figura 4.11: In alto: confronto fra l'efficienza di *matching* del TOF misurata in collisioni p-Pb e quella nella corrispondente simulazione Monte Carlo (in alto) e il loro rapporto (in basso). In basso: confronto dell'efficienza di *matching* del TOF nei vari periodi di presa dati.

sul bordo. Questi effetti sono opportunamente inclusi anche nelle simulazioni Monte Carlo. L'efficienza globale di rivelazione delle MRPC nelle simulazione è leggermente inferiore, pari a circa il 98.5%. Nella Fig. 4.11 in alto l'accordo fra i dati e la simulazione è di circa l'1% e conferma che la simulazione attuale dell'efficienza globale delle MRPC è realistica. L'efficienza di *matching* per le tracce con $p_T > 2$ GeV/c è stabile nel tempo come mostrato in Fig. 4.11

in basso. Al di sotto dei 2 GeV/c l'efficienza di *matching* varia fra i differenti periodi in quanto il numero dei settori del TRD (installati di fronte al TOF) è cambiato nel tempo.

4.3.4 Calibrazione temporale

La calibrazione temporale dei canali del TOF è basata sulla determinazione di tre componenti: *i*) un *offset* globale, comune a tutti i canali; *ii*) un secondo *offset* dipendente dal canale; *iii*) una correzione per l'effetto di *time-slewing*. Tutte e tre le calibrazioni richiedono la ricostruzione completa della traccia in ALICE e, di conseguenza, dipendono anche dalla calibrazione del rivelatore di tracciamento principale, la TPC.

La necessità di un *offset* (globale) viene dall'osservazione di un *shift* temporale nella fase del *clock* di LHC risultante in un *offset* variabile nella misura del tempo di volo. Questo *shift* è dovuto alla dipendenza dalla temperatura dell'indice di rifrazione delle fibre che affligge la distribuzione del tempo di *clock* di LHC agli esperimenti. L'*offset* è calcolato utilizzando solo le particelle con $p > 0.5$ GeV/c, ovvero in una regione di impulsi in cui una buona prestazione nel tracciamento delle particelle è garantita. Le misure dei tempi di volo delle particelle vengono confrontate con i corrispondenti valori attesi, calcolati a partire dalla lunghezza di traccia e dall'impulso nell'ipotesi di massa del pione (la particella più abbondante prodotta nelle collisioni). La differenza fra la misura del tempo di volo e il rispettivo valore atteso è campionata nel tempo (ogni 10 min) per tutte le tracce e la distribuzione corrispondente viene interpolata con una distribuzione di Gauss la cui media è l'*offset* globale per l'intervallo temporale in considerazione (Fig. 4.12 a sinistra).

La calibrazione del secondo *offset* (dipendente dal canale) è necessaria per correggere i ritardi nella misura del tempo di volo dovuta alla lunghezza dei cavi e all'elettronica. Questa calibrazione è effettuata allo stesso modo di quella precedente, con la differenza che in questo caso la distribuzione della differenza fra la misura del tempo di volo ed il corrispondente valore atteso è valutata canale per canale. È chiaro che in questo caso è necessaria una statistica molto maggiore per garantire l'affidabilità dell'interpolazione. Un esempio è riportato in Fig. 4.12 a destra.

Infine viene applicata la correzione per l'effetto di *time-slewing*. Questa fa uso della correlazione fra la misura temporale e l'ampiezza del segnale corrispondente all'intervallo durante il quale il segnale rimane sopra la soglia del discriminatore (ToT). Per raggiungere una statistica sufficiente a questo tipo di calibrazione (anch'essa dipendente dal canale) occorre prendere dati per diverso tempo (alcuni mesi) o a ciascun intervento hardware sul TOF:

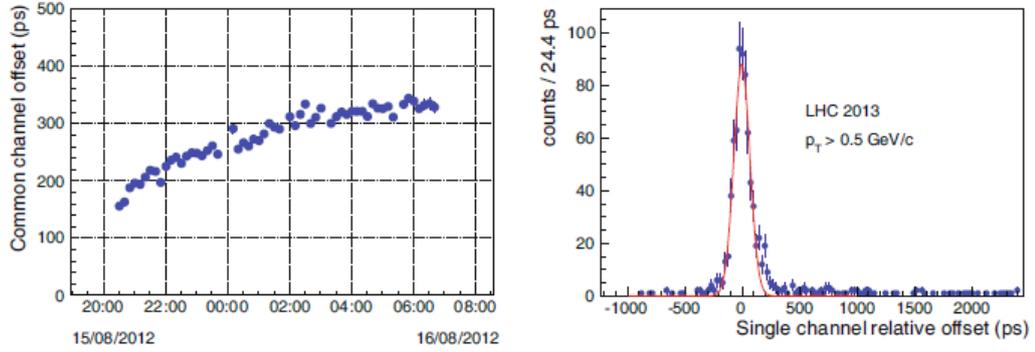


Figura 4.12: *Offset* globale in funzione del tempo misurato in un *fill* di LHC nel 2012 (a sinistra). Esempio di un fit di calibrazione per la determinazione del *offset* su un singolo canale (a destra).

anche in questo caso i numerosi test effettuati non hanno mostrato dei cambiamenti significativi nel tempo, come atteso considerata la stabilità delle MRPC e dell'elettronica di *readout*. Per maggiori dettagli circa quest'ultima calibrazione si veda in [70].

Dopo aver applicato tutte e tre le calibrazioni è possibile valutare le prestazioni del TOF in termini di risoluzione temporale. Per le particelle con un impulso nell'intervallo $0.95 < p < 1.05$ GeV/ c viene calcolata la differenza fra la misura del tempo di volo ed il rispettivo valore atteso nell'ipotesi di massa del pione. La distribuzione corrispondente viene interpolata con una distribuzione di Gauss, la cui ampiezza σ_{tot} è la convoluzione delle risoluzioni temporale globale del TOF (σ_{TOF}) e la risoluzione nella misura dell'istante in cui è avvenuta la collisione ($\sigma_{t_{ev}}$), come per l'Eq. 4.5; in questo caso il contributo dal tracciamento (σ_{trk}) è trascurabile per l'intervallo di impulsi in considerazione (si veda il Par. 5.1.3). Per l'istante in cui è avvenuta la collisione (t_{ev}) è stato utilizzato il valore misurato dal TOF stesso, come descritto nel Par. 4.3.5. Poiché in questo caso la risoluzione $\sigma_{t_{ev}}$ è inversamente proporzionale alla radice quadrata del numero di tracce utilizzate ($\sigma_{t_{ev}} = A/\sqrt{n_{\text{tracks}}}$) la misura di σ_{tot} può essere riportata in funzione di n_{tracks} e interpolata in accordo con questa espressione. La Fig. 4.13 in alto, ottenuta in collisioni p-Pb, riporta il risultato del fit e indica che nel limite in cui $n_{\text{tracks}} \rightarrow \infty$, $\sigma_{\text{TOF}} \simeq 80$ ps. Il grafico più piccolo in Fig. 4.13 in alto riporta un esempio di un fit in corrispondenza di una molteplicità di tracce maggiore o uguale di 20: la distribuzione ha una coda a destra (non descritta dalla distribuzione di Gauss) probabilmente dovuta a dei difetti residui nelle calibrazioni attualmente oggetto di uno studio dedicato.

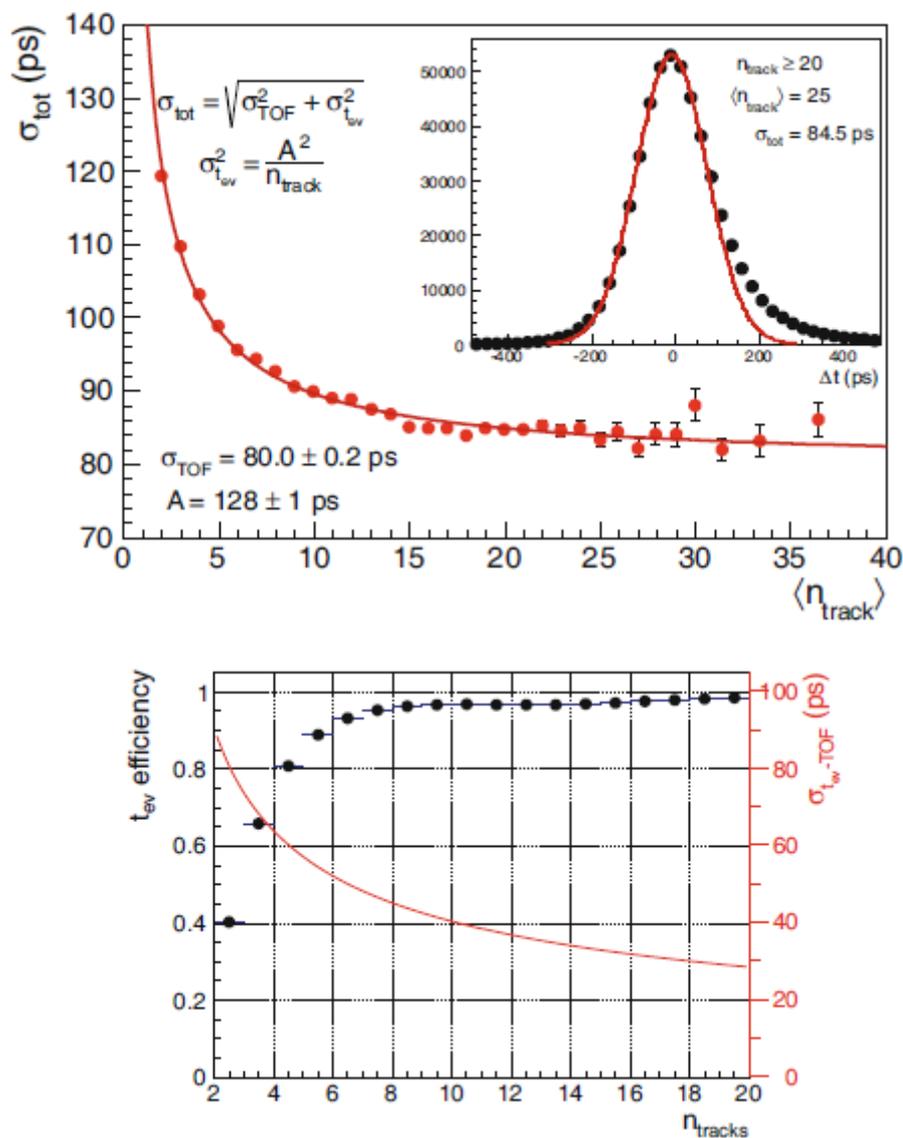


Figura 4.13: In alto: risoluzione temporale totale per le particelle al TOF con $0.95 < p < 1.05$ GeV/c in funzione del numero di tracce utilizzate per calcolare il tempo iniziale dell'evento (t_{ev}). I dati si riferiscono alle collisioni p-Pb. Il grafico interno alla figura mostra la distribuzione dei tempi per una molteplicità di tracce $n_{tracks} > 20$. In basso: efficienza e risoluzione del tempo t_{ev} calcolato utilizzando un algoritmo al TOF in funzione del numero delle tracce.

4.3.5 Determinazione di t_{ev} con il TOF

La strategia di PID del TOF è basata sulla differenza fra il tempo di arrivo delle particelle nella sua superficie sensibile (t_{TOF}) e l'istante in cui è avvenuta la collisione (t_{ev}), stimato evento per evento. È già stato menzionato nel Cap. 3 che il T0 è il rivelatore dedicato in ALICE per quest'ultima misura. Tuttavia a causa della sua accettazione ridotta, l'efficienza di rivelazione del T0 è limitata e per una frazione di eventi non è disponibile una stima del tempo dell'evento. Per questi eventi l'incertezza nella determinazione di t_{ev} dipende dalla dimensione finita dei *bunch* e varia fra 80 ps e 200 ps rispetto al tempo di *clock* di LHC: questa incertezza contribuisce significativamente alla risoluzione temporale totale (σ_{tot}) e affligge così le prestazioni di PID del TOF.

Al fine di ridurre questo contributo è stato sviluppato un metodo alternativo dove l'informazione dello stesso TOF viene utilizzata per determinare il tempo dell'evento quando almeno tre tracce hanno ciascuna un segnale associato sul TOF. Ciò avviene attraverso un algoritmo combinatoriale che confronta i tempi di volo misurati con quelli attesi assumendo un tempo dell'evento comune. Quest'ultimo è ottenuto attraverso una procedura di minimizzazione del χ^2 . In particolare, per una data traccia j , t_{ev} è determinato utilizzando tutte le altre tracce nell'evento e valutando la seguente espressione per tutte le possibili combinazioni di massa (m_i , dove $i = \pi, K, p$):

$$\chi^2 = \sum_{n_{\text{tracks}}} \frac{[(t_{\text{TOF}} - t_{ev}) - t_{\text{exp}}(m_i)]^2}{\sigma_{\text{TOF}}^2 + \sigma_{t_{\text{exp}}}^2}, \quad (4.6)$$

dove la somma è estesa a tutte le tracce associate ad un segnale nel TOF esclusa la j -esima. La combinazione che minimizza il χ^2 è utilizzata per derivare t_{ev} , il quale viene sottratto dal tempo di volo associato alla traccia j . Questa procedura, che viene ripetuta per ciascuna traccia nell'evento, assicura che il valore di t_{ev} sia sempre indipendente dalla misura del tempo di volo considerata. Al fine di rigettare le tracce non consistenti con il campione per qualsiasi ipotesi di massa (quelle erroneamente associate con un segnale nel TOF) ed eventualmente per rigettare anche il valore di t_{ev} viene effettuato un controllo sul contributo al χ^2 di ciascuna traccia e sul valore finale di t_{ev} : a ciò corrisponde una diminuzione dell'efficienza dell'algoritmo, riportata in Fig. 4.13 in basso. Il contributo alla risoluzione temporale totale dovuto all'incertezza su t_{ev} calcolato come sopra diviene trascurabile quando il numero delle tracce è relativamente grande: circa 25 ps per $n_{\text{tracks}} = 30$ (si consideri che in collisioni Pb–Pb centrali il numero medio di particelle al TOF è di circa 600).

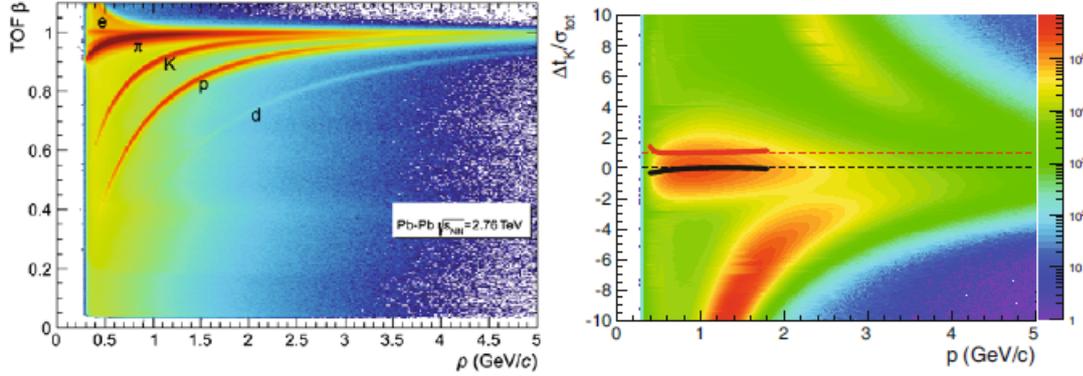


Figura 4.14: A sinistra: distribuzione della velocità $\beta = L/tc$ delle particelle in funzione dell'impulso misurata dal TOF in collisioni Pb–Pb. A destra: misura della variabile $n_\sigma = \Delta t_K/\sigma_{\text{tot}}$. I punti neri e rossi corrispondono alla media e alla larghezza della distribuzione in ciascun intervallo di impulsi.

Nelle analisi di fisica il valore di t_{ev} è determinato combinando quello misurato dal T0 e dal TOF, pesato dalle rispettive risoluzioni. Per la piccola frazione di eventi per cui nessuna delle due misure è disponibile, il tempo dell'evento viene determinato dalla media sull'intero run; ovviamente quest'ultimo avrà una risoluzione molto peggiore che nel caso precedente.

4.3.6 Identificazione di particelle con il TOF

La Fig. 4.14 a sinistra riporta la distribuzione della velocità delle particelle $\beta = L/tc$ in funzione del loro impulso (in collisioni Pb–Pb), in cui pioni, kaoni, protoni e deutoni sono chiaramente separati ad impulso intermedi. I punti corrispondenti a valori non fisici nel piano β – p sono dovuti a tracce non correttamente associate al segnale sul TOF. Questo fondo dipende dal tipo di collisione (è maggiore in collisioni Pb–Pb a causa della maggiore *occupancy* del rivelatore) e può essere ridotto significativamente utilizzando la misura della dE/dx delle particelle nella TPC (Cap. 5).

L'identificazione della particelle al TOF avviene attraverso la misura della differenza fra il tempo di volo delle particelle e il rispettivo valore atteso per una certa ipotesi di massa (m_i , dove $i = e, \mu, \pi, K, p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$) in termini della risoluzione temporale totale:

$$n_\sigma = \frac{\Delta t_i}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{t_{\text{TOF}} - t_{ev} - t_{\text{exp}}(m_i, p, L)}{\sigma_{\text{tot}}(p, m_i, t_{ev})}. \quad (4.7)$$

La media di questa variabile (attesa attorno a 0) e la sua deviazione standard (attesa attorno a 1) conferma la buona conoscenza della risposta del rivelatore e la corretta parametrizzazione della sua risoluzione. A titolo di esempio la Fig. 4.14 a destra riporta la misura di n_σ nell'ipotesi del kaone; anche le bande dei pioni e dei protoni sono visibili (rispettivamente in basso ed in alto) così come la regione in impulso dove i pioni cominciano a contaminare significativamente il campione dei kaoni. Ciascun intervallo di impulsi viene interpolato con una distribuzione di Gauss e la media e la larghezza risultanti sono riportati, rispettivamente, con dei punti neri e rossi; nella regione a bassi impulsi in cui non vi è una contaminazione significativa di pioni, entrambi i valori sono pari a circa 0 e 1, come atteso.

La risoluzione $\sigma_{\text{tot}}(p, m_i, t_{ev})$ nell'Eq. 4.7 è la stessa di quella espressa nell'Eq. 4.5. Nel caso generale (diverso dal caso specifico della calibrazione dei tempi di cui al Par. 4.3.4) il contributo dovuto al tracciamento (σ_{trk}) deve essere tenuto in considerazione. Quest'ultimo è stato parametrizzato in funzione dell'impulso sulla base dei dati reali ed utilizzando simulazioni Monte Carlo (Fig. 4.15 in alto). In termini assoluti questo contributo diviene dominante a bassi impulsi per particelle via via più pesanti ma, d'altra parte, la differenza fra i tempi di volo attesi aumenta molto di più, come mostrato nel grafico interno alla Fig. 4.15 in alto.

Il potere di separazione del TOF per K/π e p/K in funzione dell'impulso trasverso è riportato in Fig. 4.15 in basso. Operativamente, la separazione viene calcolata come la distanza fra i picchi divisa per la larghezza della Gaussiana σ_{tot} del segnale dei pioni e dei kaoni, rispettivamente. Come si vede chiaramente in Fig. 4.15 in basso, il TOF separa entro 3σ , π/K fino a $p_T < 2.5 \text{ GeV}/c$ e K/p fino a $p_T < 4 \text{ GeV}/c$.

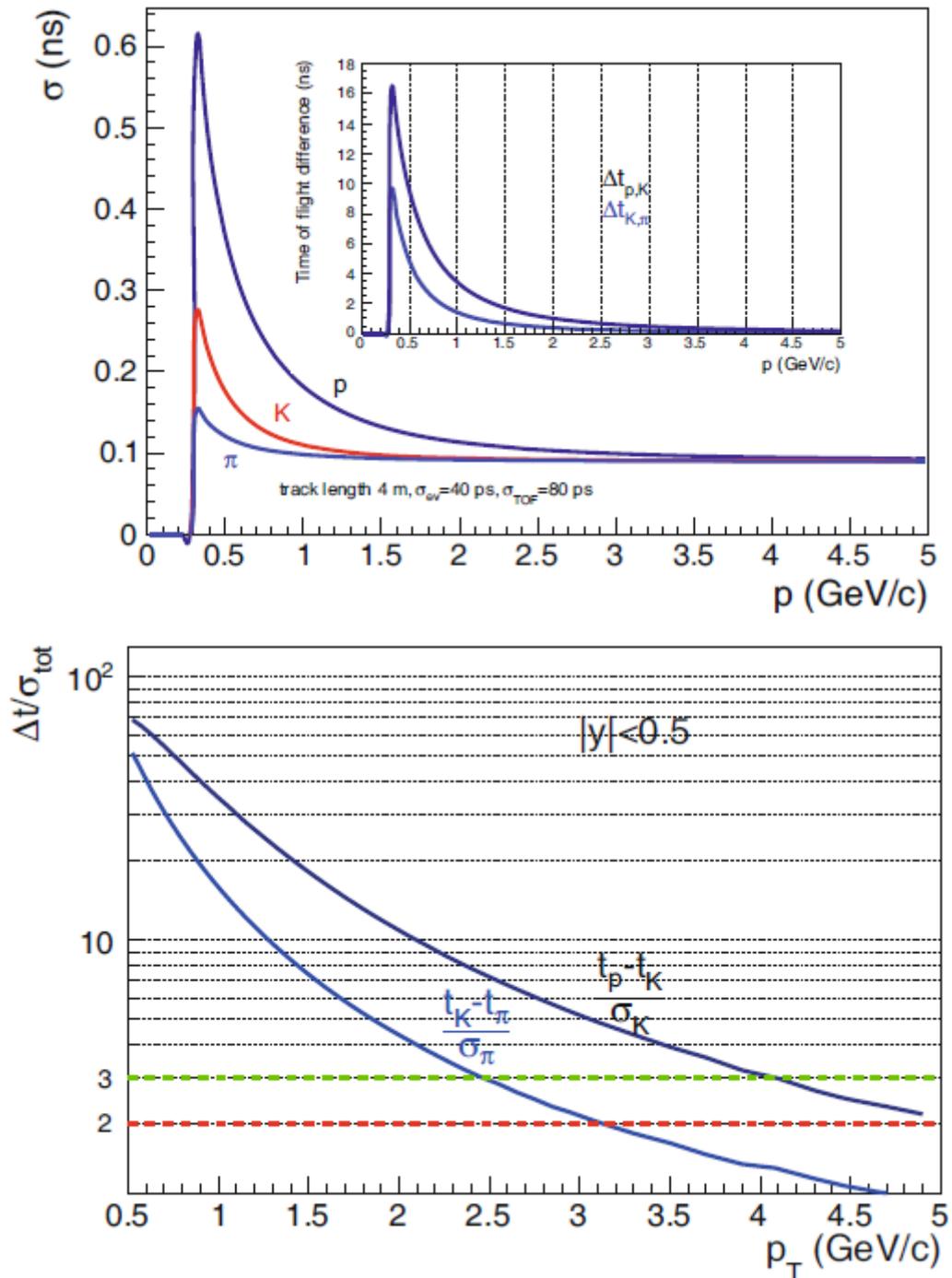


Figura 4.15: In alto: funzione di risoluzione per la PID in funzione dell'impulso per pioni, kaoni e protoni, assumendo $\sigma_{TOF} = 80$ ps, $\sigma_{t_{ev}} = 40$ ps e $L = 4$ m. Il grafico interno alla figura mostra la differenza fra i tempi di volo attesi fra pioni e kaoni, e fra kaoni e protoni. In basso: separazione K/ π e p/K al TOF in funzione dell'impulso trasverso.

Capitolo 5

Analisi delle differenze di massa fra nuclei e anti-nuclei leggeri

Lo scopo di questo ultimo capitolo è quello di descrivere l'analisi della differenza di massa fra il nucleo del deuterio (d) e dell'anti-deuterio (\bar{d}), e fra il nucleo di ${}^3\text{He}$ e di ${}^3\bar{\text{He}}$, prodotti in collisioni Pb–Pb a LHC a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV. I risultati dell'analisi, presentati nell'ultimo paragrafo di questo capitolo, sono stati pubblicati recentemente dalla Collaborazione ALICE in [82] (maggiori dettagli sono raccolti in [83]).

5.1 Selezione dei dati per l'analisi

L'analisi si basa sulle elevate prestazioni dell'esperimento ALICE nel tracciamento e nell'identificazione delle particelle. I rivelatori principali utilizzati sono l'ITS e la TPC per la ricostruzione delle tracce; la TPC fornisce inoltre la perdita di energia specifica delle particelle. Il TOF permette la ricostruzione del rapporto massa su carica delle particelle a partire dalla misura del loro tempo di volo. Gli eventi utilizzati nell'analisi e la selezione delle tracce sono riportati, rispettivamente, nei Par. 5.1.1 e Par. 5.1.2. Il Par. 5.1.3 descrive l'identificazione di (anti-)nuclei nella TPC e nel TOF. La reiezione del fondo dovuto ai nuclei secondari è discussa nel Par. 5.1.4.

5.1.1 Selezione degli eventi

L'analisi è stata effettuata utilizzando le collisioni Pb–Pb a $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV raccolte nella presa dati del 2011. In questo periodo la luminosità integrata registrata in ALICE è stata di $L_{\text{int}} = 146 \mu\text{b}^{-1}$, circa un ordine di grandezza maggiore rispetto all'altro periodo di presa dati (2010)

nel Run 1 di LHC. Nel 2011 la presa dati è avvenuta utilizzando diverse configurazioni di *trigger* in parallelo, con lo scopo di arricchire la selezione di collisioni centrali e semi centrali e, allo stesso tempo, di misurare un campione di eventi Minimum Bias come riferimento. Per massimizzare il numero di (anti-)nuclei leggeri disponibili per l'analisi, sono stati accettati tutti gli eventi definiti dagli appositi *trigger* per la fisica e sono stati rigettati quelli da interazioni *beam-gas* (ovvero provenienti dalle interazioni delle particelle del fascio con quelle residue all'interno della *beam pipe*). Al fine di ridurre ulteriormente il fondo indotto dal fascio è stato richiesto che la distanza fra il vertice primario ricostruito e quello nominale (al centro dell'esperimento) fosse inferiore a 10 cm. In questo modo il campione finale di dati consiste di circa 67×10^6 eventi: 38×10^6 in corrispondenza dell'orientazione negativa (B--) del campo magnetico e 29×10^6 in corrispondenza dell'orientazione positiva (B++) del campo magnetico; i due segni (negativi o positivi) fanno riferimento, rispettivamente, all'orientazione del campo magnetico nel solenoide e nel magnete dipolare dell'esperimento.

5.1.2 Selezione delle tracce

All'interno di questo campione di eventi, sono state selezionate le tracce che hanno superato le richieste standard di qualità secondo la corrente definizione in ALICE nel ITS e nella TPC: ad una traccia devono essere associati almeno due segnali nel ITS (incluso uno nel SPD); alla traccia devono essere associati almeno 70 *cluster* nella TPC, fino ad un massimo di 159. A garanzia della buona qualità del fit delle tracce nell'algoritmo di ricostruzione, si richiede che il contributo al χ^2 per *cluster* sia inferiore a 4. Per rigettare in maniera preventiva le tracce che non puntano al vertice primario è stato richiesto che la distanza di massimo approccio della traccia al vertice primario (DCA^1), sia lungo la direzione del fascio (DCA_z) che nel piano trasverso (DCA_{xy}) fosse minore, rispettivamente, di 3.2 cm e 2.4 cm (torneremo su questo punto nel Par. 5.1.4). Infine sono state rigettate tutte le tracce a cui non è associato un segnale sul TOF, nell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 0.8$.

5.1.3 Identificazione delle particelle

La Fig. 5.1 riporta la perdita di energia specifica delle tracce selezionate (dE/dx) in funzione della rigidità (p/z , dove p è l'impulso e z è la carica in termini di quella elementare e). Le linee continue rappresentano la parame-

¹ Distance of Closest Approach.

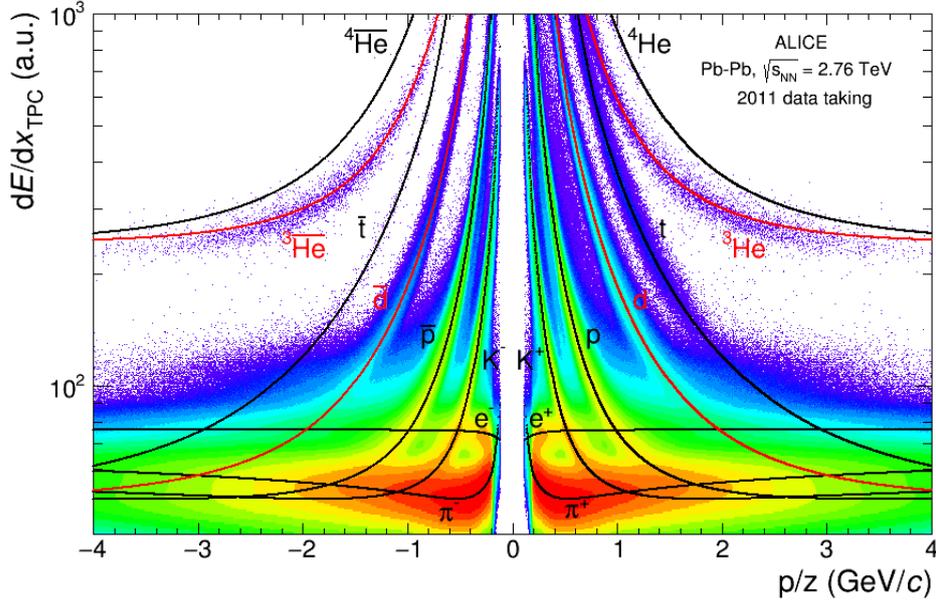


Figura 5.1: Perdita di energia specifica delle tracce (dE/dx) nella TPC in funzione della rigidità per particelle negative e positive. Le linee continue rappresentano la parametrizzazione della formula di Bethe-Bloch per diverse specie di particelle (le linee rosse corrispondono al (anti-)deutone e al (anti-) ^3He).

trizzazione della formula di Bethe-Bloch per ciascuna ipotesi di particella i : $(dE/dx)_{exp}^i$, dove $i = e, \mu, \pi, K, p, d, t, ^3\text{He}, ^4\text{He}$. La banda dei (anti-)deutoni è separata dalle altre particelle fino a circa $p/z < 2$ GeV/c, dopo la quale l'identificazione non è più possibile a causa della contaminazione da parte delle specie più leggere; al contrario il segnale del (anti-) ^3He rimane separato dal resto delle particelle nell'intero intervallo di rigidità in cui viene prodotto, fino a circa $p/z < 4$ GeV/c, in virtù della sua doppia carica ($dE/dx \propto z^2/\beta^2$ per $\beta \ll 1$). Quest'ultima caratteristica fa del (anti-) ^3He un candidato molto migliore per l'analisi rispetto al (anti-)trizio (che ha carica unitaria $z = 1$), sebbene entrambi abbiano una massa simile; infatti la maggior parte delle particelle viene prodotta nelle collisioni primarie in processi *soft*, ad un impulso $p \sim mc$ (dove m è la massa), e per il trizio (così come per il nucleo di ^3He) questo valore corrisponde a circa 3 GeV/c, dove il segnale non è più separato nella TPC da quello delle altre specie.

La Fig. 5.2 riporta la misura della velocità delle particelle che raggiun-

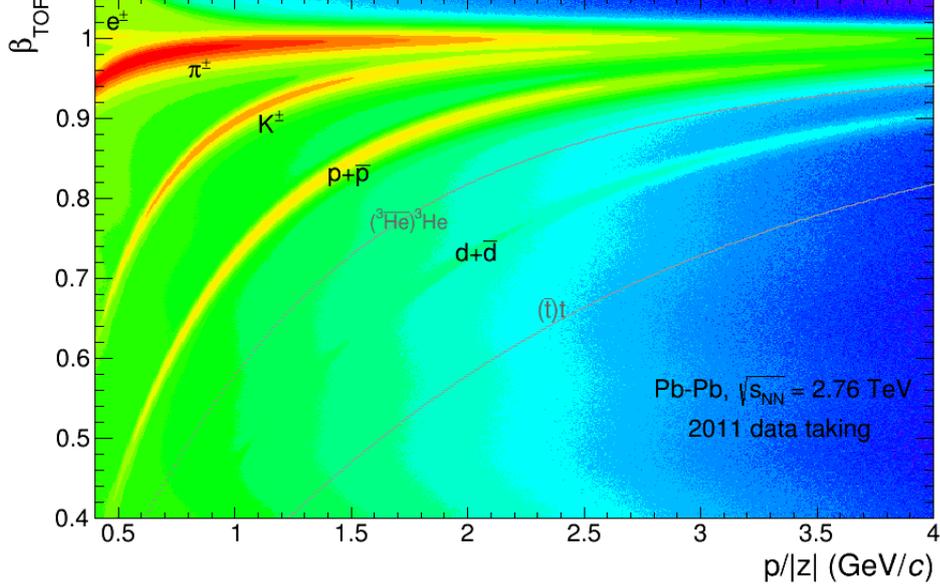


Figura 5.2: Distribuzione della velocità delle particelle (con carica positiva e negativa insieme) in funzione della rigidità misurata dal TOF. Si veda nel testo per maggiori dettagli.

gono il TOF: $\beta_{\text{TOF}} = L/ct_{\text{TOF}}$ (dove L è la lunghezza di traccia e t_{TOF} è il tempo di volo). La separazione del segnale dei (anti-)deutoni da quello delle altre specie è chiaramente visibile fino a rigidità maggiori che nella TPC, ovvero oltre i 2 GeV/c. La separazione nominale d/p a 2σ e a 3σ raggiunge circa i 9 GeV/c e i 7 GeV/c, rispettivamente. Il contributo principale al fondo, il quale è molto maggiore del segnale del (anti-) ${}^3\text{He}$ (atteso attorno alla corrispondente linea continua in figura), è dovuto a quella frazione di tracce non associate correttamente al segnale sul TOF. Questo fondo viene ridotto significativamente nell'analisi richiedendo che la distanza fra la misura della dE/dx delle tracce nella TPC e il rispettivo valore atteso $(dE/dx)_{exp}^i$ per ciascuna ipotesi di particella i , espressa in termini della risoluzione del rivelatore σ_{TPC} , sia inferiore a due:

$$n_{\sigma, \text{TPC}} = \frac{|(dE/dx) - (dE/dx)_{exp}^i|}{\sigma_{\text{TPC}}} < 2. \quad (5.1)$$

In questo modo il fondo in questione viene fortemente soppresso per rigidità inferiori ai 2 GeV/c nel caso dei (anti-)deutoni e a qualsiasi rigidità nel caso

del (anti-) ^3He , fino ad un rapporto fondo/segnale inferiore al 4% e al 1%, rispettivamente, nelle distribuzioni al TOF (Par. 5.2.2).

5.1.4 Reiezione dei nuclei secondari

Le particelle prodotte nella collisione possono interagire con il materiale del rivelatore e la *beam pipe*, producendo a loro volta particelle secondarie. La probabilità che un anti-nucleo venga prodotto a seguito dell'interazione delle particelle primarie con il materiale del rivelatore è trascurabile mentre il campione dei nuclei può includere sia particelle primarie che secondarie. Queste ultime costituiscono un fondo nell'analisi che va soppresso poiché vengono prodotte lontano dalla collisione iniziale. La contaminazione da parte dei nuclei secondari diminuisce esponenzialmente con l'impulso e può essere ridotta significativamente sfruttando il fatto che le tracce corrispondenti non puntano al vertice primario. La Fig. 5.3 mostra la distribuzione della variabile DCA_{xy} per entrambe le specie chimiche, in un dato intervallo di rigidità: mentre la distribuzione degli anti-nuclei è centrata attorno alla posizione del vertice primario ed è interamente contenuta nel dominio $|\text{DCA}_{xy}| < 0.1$ cm, nella distribuzione dei nuclei è presente, oltre al picco centrale, un fondo piatto dovuto alle tracce secondarie. Rigettando le tracce per cui il valore assoluto di DCA_{xy} è maggiore di 0.1 cm e restringendo l'analisi dei deutoni e del ^3He a rigidità superiori a 1.5 GeV/c e a 1 GeV/c, rispettivamente, la contaminazione dei nuclei secondari si riduce ad un livello inferiore al 3%.

5.2 Ricostruzione delle masse e stima delle incertezze

Il rapporto massa su carica delle particelle si può calcolare a partire dalla misura di p/z , L e t_{TOF} :

$$\mu_{\text{TOF}}^2 \equiv (m/z)_{\text{TOF}}^2 = (p/z)^2 \left[\left(\frac{t_{\text{TOF}}}{L} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \right]. \quad (5.2)$$

dove p/z fa riferimento alla rigidità media, calcolata a partire da quella misurata al vertice primario, come descritto nel Par. 5.2.1. La scelta di considerare il quadrato della variabile μ_{TOF} è motivata dal fatto che la funzione μ_{TOF}^2 è lineare in t_{TOF}^2 e ciò preserva la forma gaussiana della quantità misurata. Per ciascuna specie di particella la massa su carica viene estratta con un fit alla distribuzione della variabile μ_{TOF}^2 (Par. 5.2.2), in ciascun intervallo di rigidità, della larghezza $\Delta(p/z) = 0.1$ GeV/c nel caso del (anti-)deutone (e delle

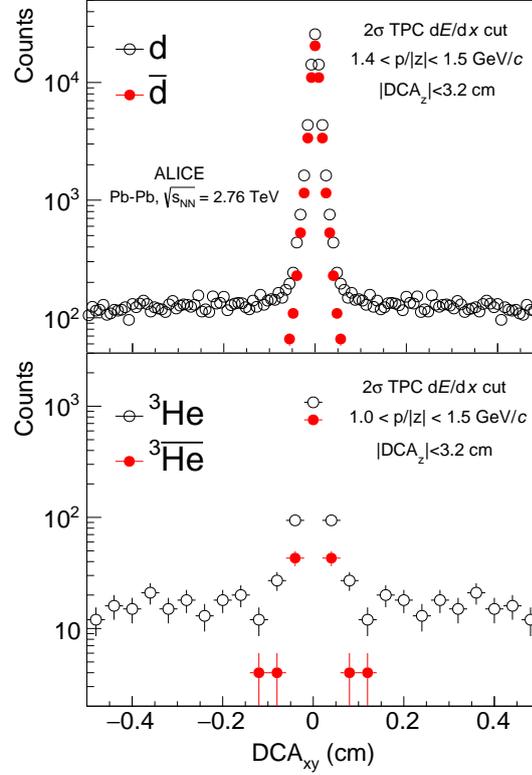


Figura 5.3: Distanza di massimo approccio delle tracce al vertice primario nel piano trasverso alla direzione del fascio (DCA_{xy}) per (anti-)deutoni (in alto) e (anti-) ${}^3\text{He}$ (in basso).

particelle più leggere) e $\Delta(p/z) = 0.5 \text{ GeV}/c$ nel caso del (anti-) ${}^3\text{He}$. Per i (anti-)deutoni (e le particelle più leggere) l'analisi viene effettuata anche in intervalli di pseudorapidità della larghezza $\Delta\eta = 0.1$. Il limite superiore in rigidità fissato nell'analisi, pari a $4 \text{ GeV}/c$, è determinato, oltre che dalla statistica, dalla necessità di avere una buona separazione p/K (il motivo per cui viene effettuata anche l'analisi del (anti-)protone e perché questa condiziona quella dei (anti-)nuclei sarà chiaro più avanti nel testo).

Nelle differenze di massa tra particella e antiparticella, diversamente dalle misure assolute di massa, le incertezze legate alla misura del tempo di volo (in particolare alla calibrazione temporale) sono trascurabili, mentre quelle legate al tracciamento delle particelle (su cui influisce la descrizione del

campo magnetico dell'esperimento) vanno tenute in considerazione anche se si riducono notevolmente. In particolare, gli effetti legati al tracciamento (Par. 5.2.2) sono in larga parte geometrici e indipendenti dalla massa delle particelle ed è possibile riassorbirli attraverso una correzione sulla misura di μ_{TOF} di nuclei e anti-nuclei basata su quella dei (anti-)protoni, come riportato nel Par. 5.2.3. L'analisi delle incertezze sistematiche residue, che non vengono eliminate con quest'ultima correzione, è discussa nel Par. 5.2.4.

5.2.1 Stima della rigidità media

Durante la propagazione attraverso il rivelatore, la velocità delle particelle diminuisce a causa della perdita di energia dovuta all'interazione inelastica con gli elettroni degli atomi che compongono il materiale del rivelatore, quindi la misura effettuata dal TOF è connessa alla velocità media lungo la traiettoria. D'altra parte, la procedura di ricostruzione delle tracce corregge per gli effetti della perdita di energia delle particelle e fornisce la misura della rigidità delle particelle al vertice dell'interazione. Per questo motivo, nell'analisi il valore della rigidità viene aggiustato al suo valore medio, attraverso una correzione calcolata utilizzando una simulazione Monte Carlo della risposta dei rivelatori (basata su GEANT3).

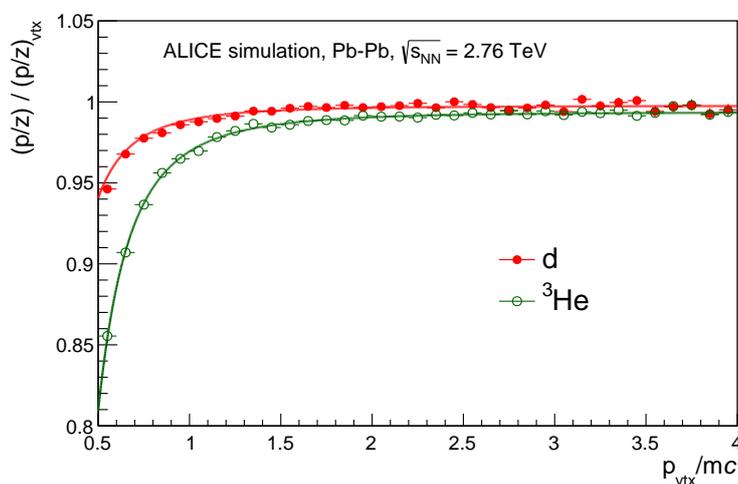


Figura 5.4: Rapporto fra la rigidità media e quella al vertice primario in funzione di $\beta\gamma = p/mc$ iniziale per deutoni e ^3He , ottenuto all'interno di una simulazione Monte Carlo. Le linee continue rappresentano le parametrizzazioni corrispondenti.

La dimensione di queste correzioni per il deutone e ${}^3\text{He}$ è visibile in Fig. 5.4, che riporta il rapporto fra la rigidità media e iniziale in funzione della velocità $\beta\gamma = p/mc$ al vertice dell'interazione; si vede chiaramente che la correzione è maggiore a basse velocità e per particelle più pesanti, a causa del tipico comportamento $dE/dx \propto z^2/\beta^2$. Le parametrizzazioni corrispondenti (le linee continue) sono state ottenute per il (anti-)deutone e (anti-) ${}^3\text{He}$. La stessa procedura è applicata anche alle particelle più leggere (π , K e p). Vale la pena far osservare che è stata studiata (e parametrizzata) anche la dipendenza di questa correzione dalla pseudorapidità, risultata pari al 1% (le tracce con una pseudorapidità maggiore attraversano più materiale di quelle a pseudorapidità minore).

5.2.2 Fit delle distribuzioni μ_{TOF}^2

Le distribuzioni di μ_{TOF}^2 di (anti-)protoni, (anti-)deutoni e (anti-) ${}^3\text{He}$, calcolate a partire dall'Eq. 5.2, sono riportate in Fig. 5.5 in un dato intervallo di p/z (per tutti gli altri intervalli si veda in Appendice) e in una regione a pseudorapidità positiva $0.7 < \eta < 0.8$; per il (anti-) ${}^3\text{He}$ le distribuzioni sono state ottenute per un unico intervallo in pseudorapidità corrispondente all'intera accettazione $-0.8 < \eta < 0.8$.

Il segnale viene interpolato con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$, pari alla distribuzione di Gauss fino ad una distanza $\tau_i\sigma_i$ a destra del valore medio $\mu_{i,\text{TOF}}^2$, oltre alla quale cambia leggermente forma²:

$$g(\mu_{\text{TOF}}^2) \propto \begin{cases} \exp\left[-\frac{(\mu_{\text{TOF}}^2 - \mu_{i,\text{TOF}}^2)^2}{2\sigma_i^2}\right] & \mu_{\text{TOF}}^2 \leq \mu_{i,\text{TOF}}^2 + \tau_i\sigma_i \\ \exp\left[-\left(\mu_{\text{TOF}}^2 - \mu_{i,\text{TOF}}^2 - \frac{\tau_i}{2}\sigma_i\right)\frac{\tau_i}{\sigma_i}\right] & \mu_{\text{TOF}}^2 > \mu_{i,\text{TOF}}^2 + \tau_i\sigma_i \end{cases} \quad (5.3)$$

dove i rappresenta la specie delle particelle. Il fondo è descritto da una funzione esponenziale $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2 + C\mu_{\text{TOF}}^4)$, dove le costanti A, B, C sono estratte dal fit ai punti sperimentali. Inoltre: (i) il fondo include anche il segnale dei kaoni nel caso del (anti-)protone; (ii) $C = 0$ per i (anti-)deutoni; (iii) $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = 0$ per il (anti-) ${}^3\text{He}$, in quanto il fondo è pressoché assente ($\leq 1\%$) in quest'ultimo caso.

² La forma di $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ è determinata dalla funzione di risposta del TOF (Cap. 4).

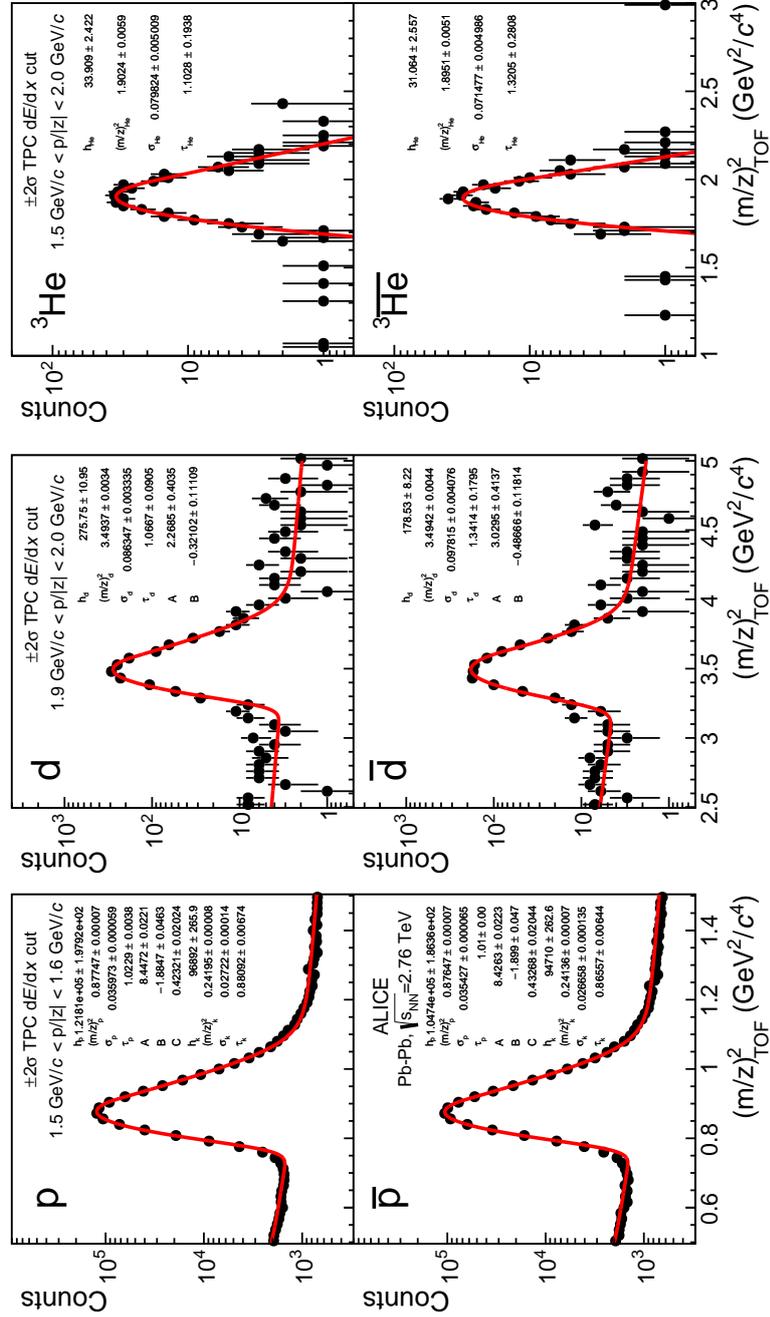


Figura 5.5: Distribuzioni in μ_{TOF}^2 per (anti-)protoni (sinistra), (anti-)deutoni (al centro) e (anti-)³He (destra), in un dato intervallo di rigidità e di pseudorapidità $0.7 < \eta < 0.8$; per il (anti-)³He le distribuzioni sono state ottenute per un unico intervallo in pseudorapidità corrispondente all'intera accettazione $-0.8 < \eta < 0.8$. Il rapporto fondo/segnale è pari a circa il 2% nel caso dei (anti-)protoni, a circa il 4% nel caso dei (anti-)deutoni e circa il 0.7% nel caso del (anti-)³He.

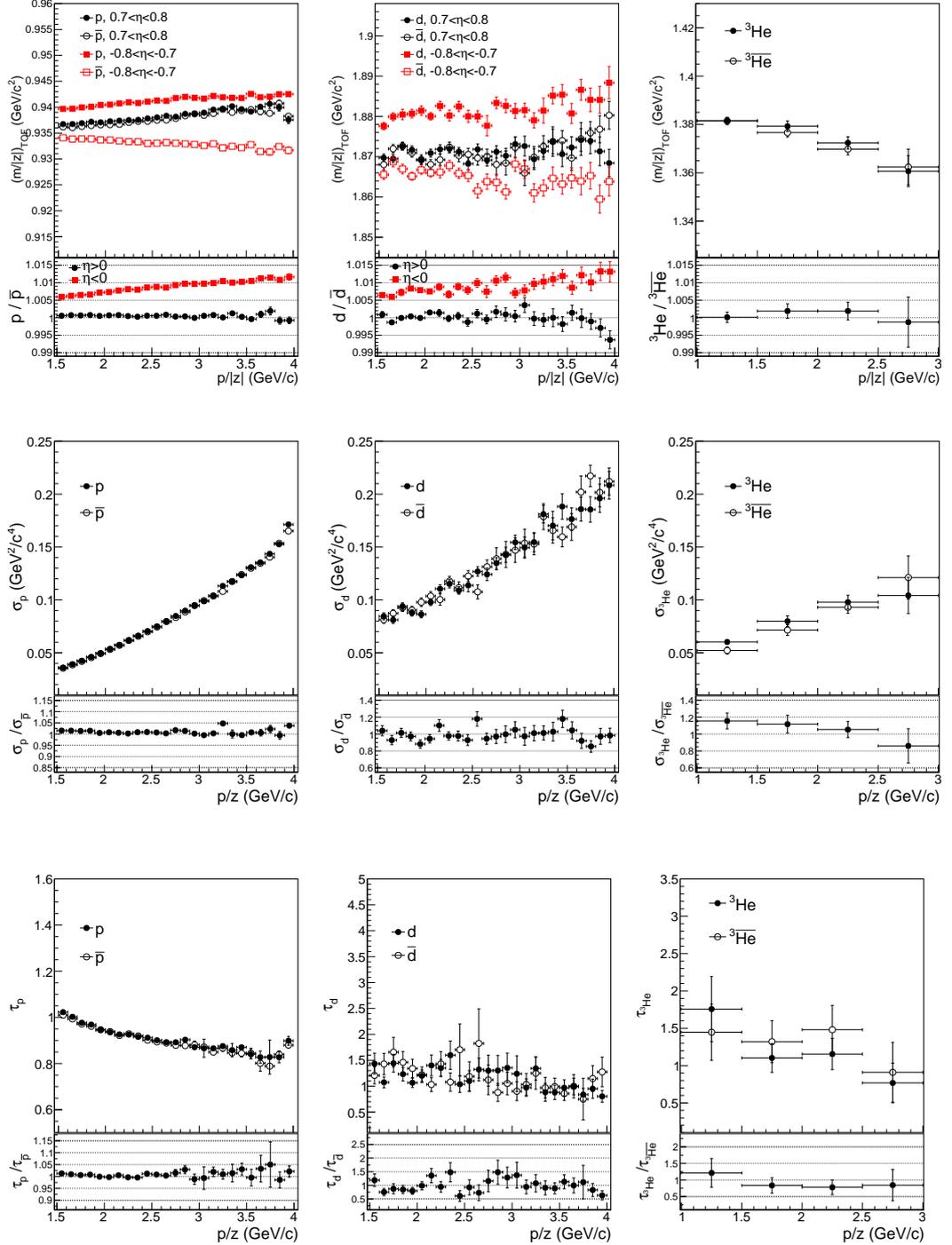


Figura 5.6: In alto: μ_{TOF} di particelle (punti pieni) e anti-particelle (punti aperti) in funzione della rigidità, in un dato intervallo di pseudorapidità positiva, $0.7 < \eta < 0.8$ (in nero); la stessa misura viene riportata anche in un intervallo di pseudorapidità negativa, $-0.8 < \eta < -0.7$ (in rosso); Al centro e in basso: larghezza e parametro τ del segnale di (anti-)particelle al TOF.

Il fit viene calcolato nel dominio $0.2 < \mu_{\text{TOF}}^2 < 2 \text{ GeV}^2/c^4$, $2.5 < \mu_{\text{TOF}}^2 < 5 \text{ GeV}^2/c^4$, $1 < \mu_{\text{TOF}}^2 < 3 \text{ GeV}^2/c^4$ per (anti-)protoni, (anti-)deutoni e (anti-) ^3He , rispettivamente. I parametri del segnale estratti dal fit (in nero) sono riportati in Fig. 5.6 in funzione della rigidità delle particelle; in alto sono mostrate anche le misure di μ_{TOF} estratte in una data regione a pseudorapidità negativa, $-0.8 < \eta < -0.7$ (in rosso). La misura del rapporto $\mu_{\text{p}}^{\text{TOF}}/\mu_{\bar{\text{p}}}^{\text{TOF}}$ rivela la presenza di un'incertezza sistematica dell'ordine dello 0.1% sul rapporto (o, equivalentemente, sulla differenza) particella/anti-particella, che diviene più significativa a pseudorapidità negative, dove esibisce anche una dipendenza lineare dalla rigidità, fino a raggiungere un valore del 1% circa (il comportamento negli altri intervalli di rigidità è intermedio a quelli riportati). Tale incertezza è dovuta in larga parte alla propagazione dell'errore sulla misura della rigidità delle particelle; torneremo su questo punto nel paragrafo successivo, dove viene descritto come è possibile riassorbire l'effetto di quest'ultimo nelle differenze di massa, attraverso una correzione sulla misura di μ_{TOF} di nuclei e anti-nuclei, basata su quella dei (anti-)protoni.

La Fig. 5.6 al centro e in basso riporta la misura della larghezza σ e del parametro τ delle distribuzioni (in questo caso non si registra una differenza significativa fra le misure estratte a diverse pseudorapidità). I rapporti particella/anti-particella sono compatibili entro le incertezze statistiche, come atteso fino a che entrambe vengono ricostruite con la stessa risoluzione.

5.2.3 Correzione degli effetti indipendenti dalla massa

Le differenze di massa (o i rapporti) tra particella e antiparticella sono affette da alcune incertezze dovute a delle imperfezioni nel tracciamento delle particelle e alla descrizione del campo magnetico dell'esperimento. In accordo con l'Eq. 5.2, μ_{TOF}^2 viene calcolata utilizzando la misura di tre variabili: t_{TOF} , p/z e L . L'incertezza sulla differenza di massa dovuta a quella sul tempo di volo è completamente trascurabile. Il contributo dominante all'incertezza sulle differenze di massa viene da quella sulla misura di p/z (e, in misura minore, dalla sua correlazione con l'incertezza sulla misura di L), che può raggiungere l'1%. Tuttavia questo contributo è indipendente dalla massa in un dato intervallo di rigidità³, dunque è possibile eliminarlo riscalandolo la massa su carica dei (anti-)nuclei con il rapporto fra la mas-

³ Ciò può essere visto considerando che $\delta(p/z)$ e δL si propagano nella misura di μ_{TOF} come $\delta\mu_{\text{TOF}}/\mu_{\text{TOF}} \leq \delta(p/z)/(p/z) + \gamma^2\delta L/L$; quindi l'incertezza dovuta a quella sulla rigidità è indipendente dalla massa, al contrario di quanto succede con quella connessa alla lunghezza di traccia che è dipendente dalla massa anche a parità di p/z a causa del fattore γ^2 .

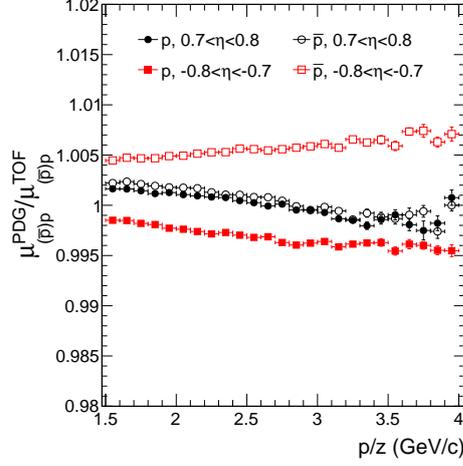


Figura 5.7: Rapporti $\mu_p^{\text{PDG}}/\mu_p^{\text{TOF}}$ (punti pieni) e $\mu_{\bar{p}}^{\text{PDG}}/\mu_{\bar{p}}^{\text{TOF}}$ (punti aperti) in funzione della rigidità in due date regioni a pseudorapidità positiva (in nero) e negativa (in rosso).

sa su carica del (anti-)protone raccomandata dal PDG [15] ($\mu_{p(\bar{p})}^{\text{PDG}}$) e quella misurata nell'analisi ($\mu_{p(\bar{p})}^{\text{TOF}}$):

$$\mu_{A(\bar{A})} = \mu_{A(\bar{A})}^{\text{TOF}} \times \frac{\mu_{p(\bar{p})}^{\text{PDG}}}{\mu_{p(\bar{p})}^{\text{TOF}}}, \quad (5.4)$$

dove $(\bar{A})A$ sta per il (anti-)deutone e il (anti-) ^3He . In questo modo l'errore sulla misura della rigidità $\delta(p/z)$ si propaga sulla differenza di massa su carica relativa come $[\delta(p/z)/(p/z)]^2 \times \Delta\mu/\mu$: il primo termine, dell'ordine di 10^{-4} e il secondo fattore di soppressione $\Delta\mu/\mu$ rendono questo contributo trascurabile. I fattori di correzione nel Eq. 5.4 sono mostrati in Fig. 5.7 per particelle e anti-particelle nei due intervalli più esterni di pseudorapidità positiva (in nero) e negativa (in rosso) (il comportamento negli altri intervalli è intermedio a questi due); come si può osservare dipendono da p/z e dal segno di η e deviano dall'unità entro lo 0.8%.

D'altra parte l'incertezza sulla differenza di massa dovuta a quella sulla misura della lunghezza di traccia, esplicitamente dipendente dalla massa, non può essere eliminata utilizzando l'Eq. 5.4 e verrà discussa all'inizio del paragrafo successivo in sede di analisi degli errori sistematici.

5.2.4 Incertezze sistematiche

Una delle incertezze sistematiche residue è dovuta a quella sulla misura della lunghezza di traccia, che si propaga nella differenza di massa su carica relativa come $(\gamma_p^2 - \gamma_A^2) \times (\delta L/L - \delta \bar{L}/\bar{L})$ dove L e \bar{L} si riferisce a particelle positive e negative, rispettivamente. Questo termine è simmetrico per particelle di carica opposta all'inversione del campo magnetico dell'esperimento (ovvero $L \leftrightarrow \bar{L}$ quando $B_z \rightarrow -B_z$), quindi l'analisi è stata effettuata anche nella configurazione di campo magnetico contraria (B++) a quella di riferimento⁴ (B--) e la semidistanza fra le differenze di massa su carica ottenute in ciascuna delle due polarità del campo magnetico viene utilizzata per stimare l'incertezza sistematica in gioco (un test di consistenza effettuato sui kaoni carichi, riportato nel Par. 5.2.5, conferma la validità dell'approccio seguito). Entrambe le misure delle differenze di massa su carica (in B++ e in B--) vengono infine mediate in ciascun intervallo di rigidità.

Un'altra incertezza sistematica è quella connessa alla stima della rigidità media, che viene valutata in modo conservativo rimuovendo le correzioni mostrate in Fig. 5.4; mentre questo contributo è significativo per il (anti-)³He, è trascurabile entro l'incertezza statistica per i (anti-)deutoni. Ciò può essere spiegato considerando che le distribuzioni in rigidità delle particelle vengono maggiormente distorte per i nuclei più pesanti, a causa della loro maggiore perdita di energia.

L'incertezza sistematica dovuta alla procedura di fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 è stimata modificando gli intervalli su cui viene calcolato; le deviazioni massime, rispetto a quelli scelti nell'analisi (Par. 5.2.2), vengono osservate in corrispondenza di un intervallo della larghezza $2 \times 2\sigma$ attorno al valore medio delle distribuzioni. È stata modificata anche la forma della funzione utilizzata per la descrizione del fondo, senza trovare, in questo caso, una deviazione significativa entro l'incertezza statistica per entrambe le specie.

La selezione delle particelle nella TPC viene modificata, variando il valore della variabile $n_{\sigma, \text{TPC}}$ da uno a quattro, al fine di valutare la sensibilità dei risultati dei fit dal fondo residuo; la massima deviazione si osserva in corrispondenza di $n_{\sigma, \text{TPC}} = 4$ e $n_{\sigma, \text{TPC}} = 1$ per (anti-)deutoni e (anti-)³He, rispettivamente.

Infine, la selezione delle tracce basata sulla misura della massima distanza di approccio delle tracce al vertice dell'interazione viene variata al fine di valutare l'impatto delle particelle secondarie residue sulla misura; un effetto significativo viene osservato a basse rigidità ($p/z < 2 \text{ GeV}/c$) sui deutoni, dove la contaminazione da parte dei secondari è maggiore (pari a circa il 3%).

⁴ B(--) è quella di riferimento in quanto è la configurazione in cui è stato effettuato l'allineamento dei rivelatori.

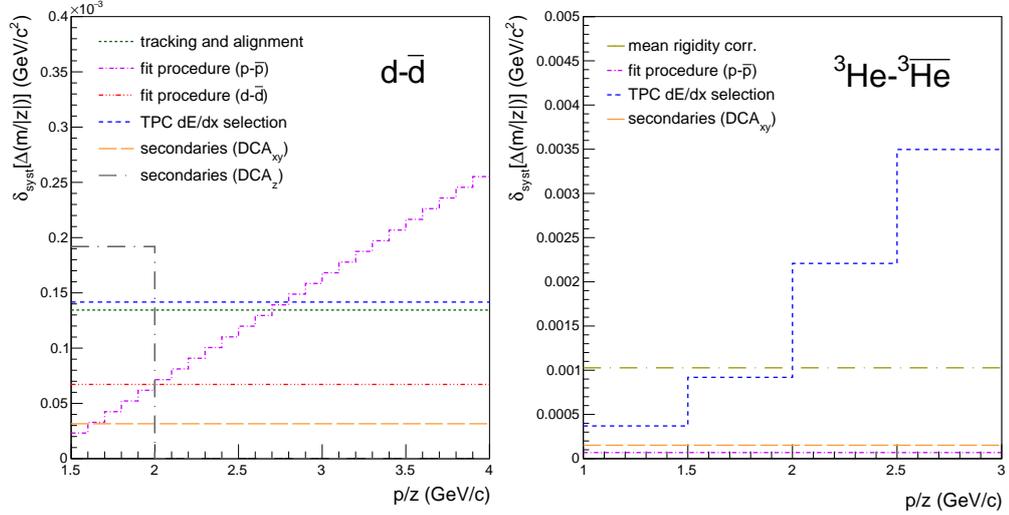


Figura 5.8: Errori sistemati sulle differenze massa su carica in funzione della rigidità per (anti-)deutoni (a sinistra) e (anti-) ${}^3\text{He}$ (a destra).

Source of syst. unc.	$\delta(\Delta\mu_{d\bar{d}}/\mu_d)$ ($\times 10^{-4}$)		$\delta(\Delta\mu_{{}^3\text{He}\bar{{}^3\text{He}}}/\mu_{{}^3\text{He}})$ ($\times 10^{-3}$)	
	1.5 GeV/c	4 GeV/c	1 GeV/c	3 GeV/c
Tracking and align.	± 0.7		negligible	
Mean rigidity corr.	negligible		± 0.7	
Fit procedure	± 0.3	± 1	± 0.5	
TPC dE/dx selection	± 0.7		± 0.4	± 2.5
Secondaries	± 1	± 0.2	± 0.1	

Tabella 5.1: Incertezze sistematiche sulla misura delle differenze di massa su carica relative. Vale la pena far osservare che l'ordine di grandezza con cui vengono mostrate è differente fra le due specie: 10^{-4} per (anti-)deutoni e 10^{-3} per (anti-) ${}^3\text{He}$.

Le deviazioni massime osservate nell'analisi Δ (pari alla semidistanza della misure ottenute in ciascuna configurazione del campo magnetico, alla differenza registrata applicando o meno le correzioni sulla misura della rigidità, etc.) vengono espresse come deviazioni standard: $2 \times \Delta / \sqrt{12}$ (assumendo che la distribuzione delle misure fra i due casi limite sia piatta). Queste ultime rappresentano la stima delle incertezze sistematiche, riportate in funzione

della rigidità delle particelle in Fig. 5.8 e, sinteticamente, in Tab. 5.1 sulle differenze di massa su carica relative. L'impatto di tutte le sorgenti di errore è visibile anche in Fig. 5.9.

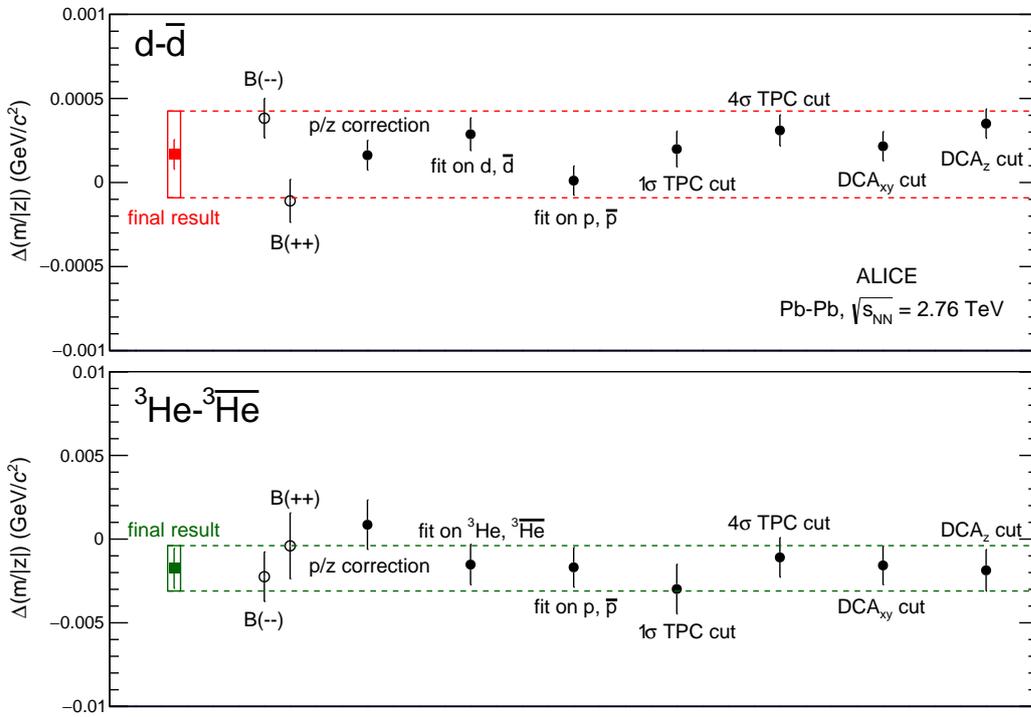


Figura 5.9: Distribuzione delle misure della differenza di massa su carica fra deutoni e anti-deutoni (in alto) e ${}^3\text{He}$ e anti- ${}^3\text{He}$ (in basso) ottenute nella configurazione di campo magnetico positiva e negativa (punti neri aperti), rimuovendo le correzioni sulla misura della rigidità, variando la strategia di fit per i (anti-)nuclei e i (anti-)protoni, la selezione della particelle nella TPC e il massimo valore del DCA delle tracce accettato nell'analisi (punti neri pieni). Queste vengono confrontate con il risultato finale (punto quadrato rosso e verde), riportato con la sua incertezza statistica (linea verticale) e sistematica, espressa come deviazione standard (*box* aperta).

5.2.5 Test su kaoni carichi

Per verificare la correttezza dell'approccio seguito nell'assegnare l'incertezza sistematica connessa a quella sulla lunghezza di traccia è stato effettuato un test utilizzando i K^+ e K^- (la cui differenza di massa è sperimentalmente vincolata a zero entro 2×10^{-4} [15]). In Fig. 5.10 viene riportata la differenza di massa su carica relativa misurata nell'analisi. Come si può vedere nella figura, la stima dell'incertezza calcolata a partire dalla semidifferenza della misura ottenuta in ciascuna configurazione di campo magnetico copre quasi interamente la deviazione attesa nella misura a causa dei effetti sistematici corrispondenti. Va tenuto in debita considerazione il fatto che possono essere presenti anche altre sorgenti di errore (come quelle legate alla contaminazione delle altre specie); il dominio delle rigidità mostrato dipende dalla necessità di tenerle sotto controllo.

L'incertezza sistematica relativa, come è già stato menzionato, è pari a circa $(\gamma_K^2 - \gamma_p^2) \times (\delta L/L - \delta \bar{L}/\bar{L})$, dunque è maggiore nel caso dei kaoni rispetto ai deutoni (e al ^3He) in quanto $(\gamma_K^2 - \gamma_p^2)/(\gamma_p^2 - \gamma_d^2) > 1$ (ad esempio a $p/z = 1.5 \text{ GeV}/c$ questo rapporto vale circa 3.5). Poiché il fattore γ^2 del deutone e ^3He è simile a quello del protone l'impatto di questa sorgente di incertezza è inferiore e limitato a livello di 10^{-4} .

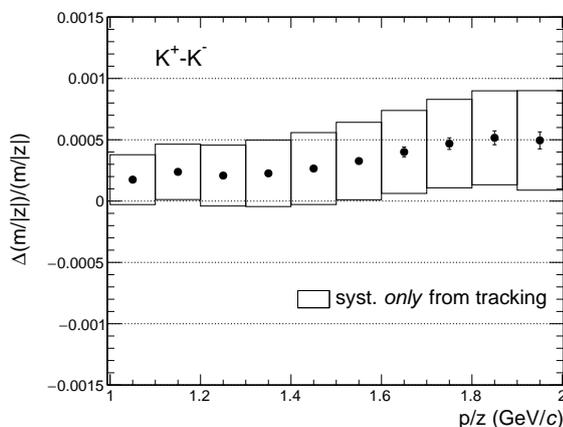


Figura 5.10: Differenza di massa su carica relativa fra K^+ e K^- ottenuta nell'analisi. L'errore sistematico include solo il contributo legato al tracciamento, stimato a partire dalla semidifferenza della misura ottenuta in ciascuna configurazione di campo magnetico.

5.3 Risultati

Le misure delle differenze di massa su carica tra deutone e anti-deutone, e ${}^3\text{He}$ e ${}^3\overline{\text{He}}$, ottenute in ciascun intervallo di rigidità sono mostrate in Fig. 5.11. I risultati (mostrati con una linea continua, insieme alla banda verde e gialla corrispondente a una e due volte l'incertezza totale), sono stati calcolati come la media pesata delle varie misure. Gli errori statistici e le incertezze sistematiche non correlate (ovvero indipendenti da p/z) sono utilizzate come pesi. L'incertezza sistematica totale è la somma in quadratura delle incertezze correlate e non correlate. Le misure delle differenze di massa su carica ottenute sono:

$$\Delta\mu_{d\bar{d}} = [1.7 \pm 0.9(\text{stat.}) \pm 2.6(\text{syst.})] \times 10^{-4} \text{ GeV}/c^2, \quad (5.5)$$

$$\Delta\mu_{{}^3\text{He}{}^3\overline{\text{He}}} = [-1.7 \pm 1.2(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{syst.})] \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2, \quad (5.6)$$

che possono essere espresse anche in termini della massa su carica del deutone e del ${}^3\text{He}$:

$$\frac{\Delta\mu_{d\bar{d}}}{\mu_d} = [0.9 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{syst.})] \times 10^{-4}, \quad (5.7)$$

$$\frac{\Delta\mu_{{}^3\text{He}{}^3\overline{\text{He}}}}{\mu_{{}^3\text{He}}} = [-1.2 \pm 0.9(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.})] \times 10^{-3}, \quad (5.8)$$

dove μ_d e $\mu_{{}^3\text{He}}$ al denominatore si riferiscono ai valori raccomandati dal CODATA [32]. Le differenze tra nucleo e antinucleo sono compatibili con zero entro gli errori, in accordo con l'invarianza CPT. I risultati sono riportati in Fig. 5.12 a sinistra (in rosso) dove vengono confrontati con quelli ottenuti nel passato, in altri esperimenti [5–7]; rispetto a questi ultimi, la precisione delle misure ottenuta in questa analisi è maggiore di circa due ordini di grandezza per il deutone e l'anti-deutone e di circa un ordine di grandezza per ${}^3\text{He}$ e anti- ${}^3\text{He}$. Entrambe le misure corrispondono a dei limiti superiori sulla differenza di massa su carica relativa pari a:

$$\frac{|\Delta\mu_{d\bar{d}}|}{\mu_d} < 2.4 \times 10^{-4} \quad (\text{CL} = 90\%), \quad (5.9)$$

$$\frac{|\Delta\mu_{{}^3\text{He}{}^3\overline{\text{He}}}|}{\mu_{{}^3\text{He}}} < 2.1 \times 10^{-3} \quad (\text{CL} = 90\%). \quad (5.10)$$

Il risultato relativo al (anti-)deutone è riportato in Fig. 5.13 (in rosso), che mostra i test sperimentali più accurati dell'invarianza CPT effettuati fino ad oggi per leptoni [24], quark [15], bosoni vettori [84] e sistemi di particelle come mesoni [15, 85], barioni [25], nuclei e atomi [28].

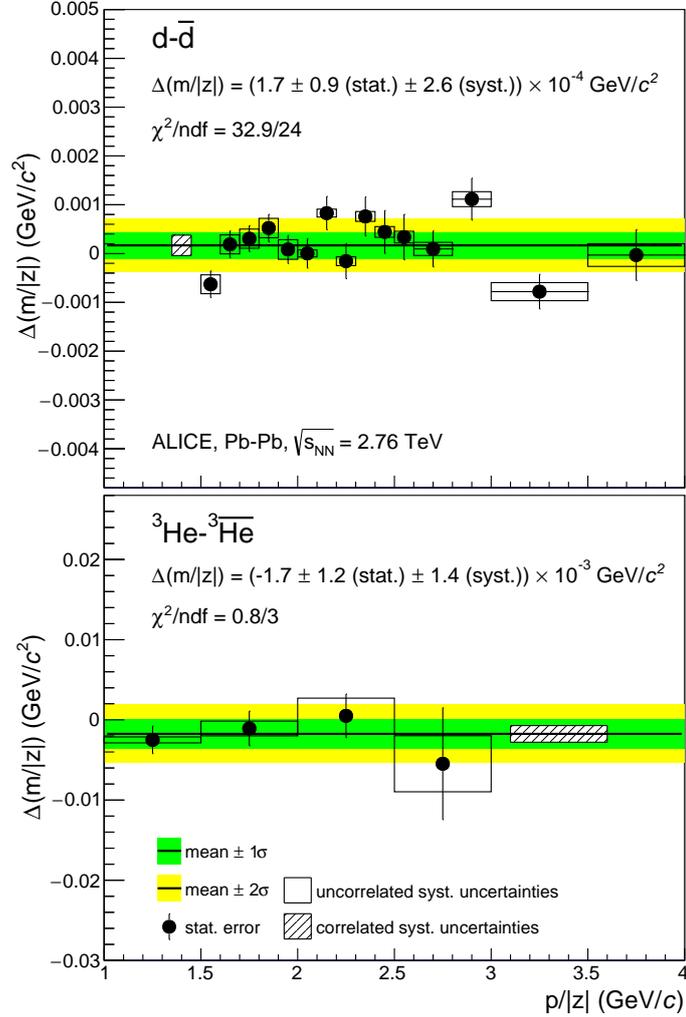


Figura 5.11: Misure della differenza di massa su carica $d - \bar{d}$ (in alto) e ${}^3\text{He} - \overline{{}^3\text{He}}$ (in basso) in funzione della rigidità delle particelle (ciascun punto corrisponde alla media pesata delle misure effettuate in ogni intervallo di pseudorapidità). Le linee verticali e le *box* aperte rappresentano le incertezze statistiche e le incertezze sistematiche non correlate; la *box* aperta con le linee diagonali rappresenta le incertezze sistematiche correlate. I risultati, ottenuti combinando le misure ottenute nei vari intervalli di p/z , sono mostrati con una linea continua, insieme alla banda verde e gialla corrispondente a una e due volte l'incertezza totale; quest'ultima è la somma in quadratura delle incertezze correlate e non correlate.

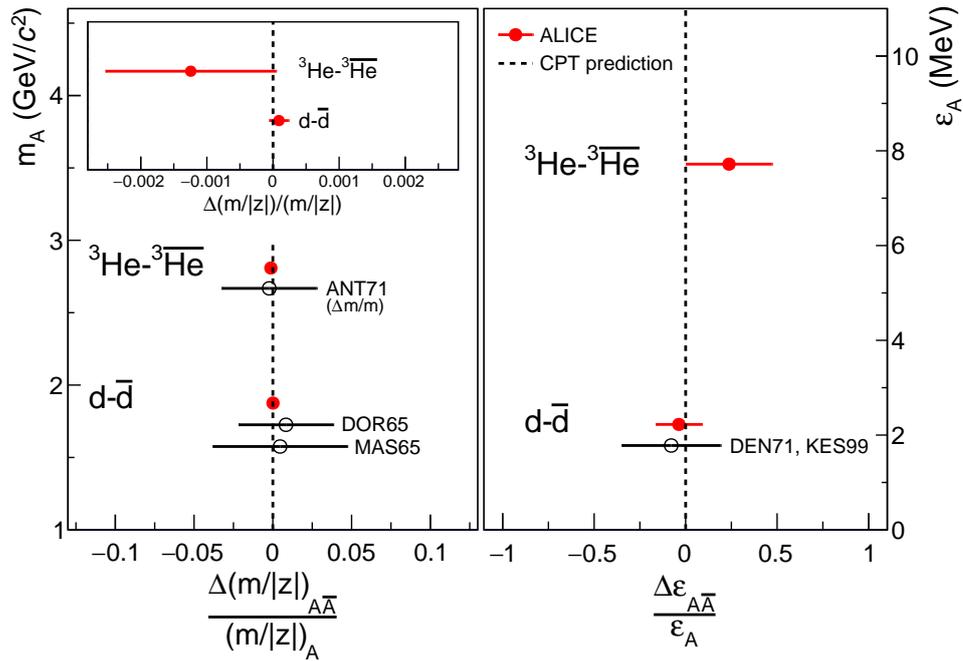


Figura 5.12: A sinistra: differenze di massa su carica relative $d-\bar{d}$ e ${}^3\text{He}-{}^3\bar{\text{He}}$ ottenute nell'analisi (in rosso), confrontate con le misure esistenti: MAS65 [5], DOR65 [6], ANT71 [7]; il grafico piú piccolo mostra gli stessi risultati dopo uno *zoom* sull'asse delle ascisse. A destra: differenze di energia di legame relative determinate nell'analisi confrontate con quelle misurate direttamente (DEN71 [33], KES99 [34]). Le barre di errore rappresentano la somma in quadratura delle incertezze statistiche e sistematiche.

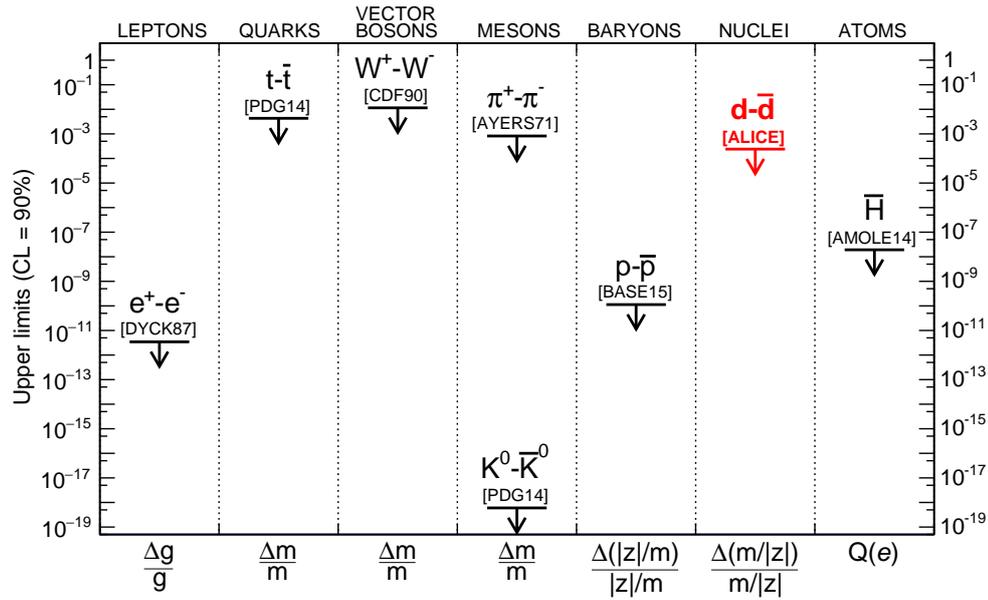


Figura 5.13: Test sperimentali più accurati dell'invarianza CPT effettuati fino ad oggi. Da sinistra a destra: limite superiore (CL = 90%) sulla differenza del fattore g di elettroni e positroni (DYCK87 [24]), sulla differenza di massa fra top e anti-top (PDG14 [15]), $W^+ - W^-$ (CDF90 [84]), $\pi^+ - \pi^-$ (AYERS71 [85]), $K^0 - \bar{K}^0$ (PDG14 [15]), sulla differenza carica su massa di protoni e anti-protoni (BASE15 [25]), massa su carica di deutoni e anti-deutoni (il risultato presentato in questa tesi), e sulla carica elettrica dell'anti-idrogeno (AMOLE14 [28]).

I risultati delle Eq. 5.5 e Eq. 5.6 vengono utilizzati per derivare le differenze di energie di legame fra ciascun nucleo (di numero atomico Z e numero di massa A) e il corrispondente anti-nucleo sulla base dell'espressione:

$$\Delta\varepsilon_{A\bar{A}} = Z\Delta m_{p\bar{p}} + (A - Z)\Delta m_{n\bar{n}} - \Delta m_{A\bar{A}}, \quad (5.11)$$

dove $\Delta m_{p\bar{p}} < 7 \times 10^{-10}$ GeV (CL = 90%) [31], $\Delta m_{n\bar{n}} = 0.085 \pm 0.051(\text{stat.}) \pm 0.029(\text{syst.})$ MeV [86, 87] e $\Delta m_{A\bar{A}} = z_A \Delta \mu_{A\bar{A}}$ (poiché $z_{\bar{d}} = -z_d$ e $z_{\bar{^3\text{He}}} = -z_{^3\text{He}}$ entro il limite sulla differenza di carica fra protoni e anti-protoni, $||z_p| - |z_{\bar{p}}||/|z_p| < 7 \times 10^{-10}$ (CL = 90%) [31]). I risultati sono:

$$\Delta\varepsilon_{d\bar{d}} = [-0.08 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.26(\text{syst.})] \times 10^{-4} \text{ GeV}, \quad (5.12)$$

$$\Delta\varepsilon_{^3\text{He}\bar{^3\text{He}}} = [1.8 \pm 1.2(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{syst.})] \times 10^{-3} \text{ GeV}, \quad (5.13)$$

che, in termini relativi, corrispondono a:

$$\frac{\Delta\varepsilon_{d\bar{d}}}{\varepsilon_d} = -0.04 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{syst.}), \quad (5.14)$$

$$\frac{\Delta\varepsilon_{^3\text{He}\bar{^3\text{He}}}}{\varepsilon_{^3\text{He}}} = 0.24 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.18(\text{syst.}), \quad (5.15)$$

dove, al denominatore, $\varepsilon_A = Zm_p + (A - Z)m_n - m_A$ (i valori di m_p , m_n e m_A si riferiscono a quelli raccomandati dal CODATA [32]). I risultati migliorano di un fattore due i limiti superiori sull'invarianza CPT che derivano dalle misure esistenti [33, 34] per il sistema del deutone e dell'anti-deutone (Fig. 5.12 a destra). La differenza di energia di legame viene determinata per la prima volta nel caso del ^3He e dell'anti- ^3He , con una precisione relativa confrontabile a quella ottenuta per il deutone e l'anti-deutone.

5.4 Appendice: distribuzioni μ_{TOF}^2

Deutoni (1/2):

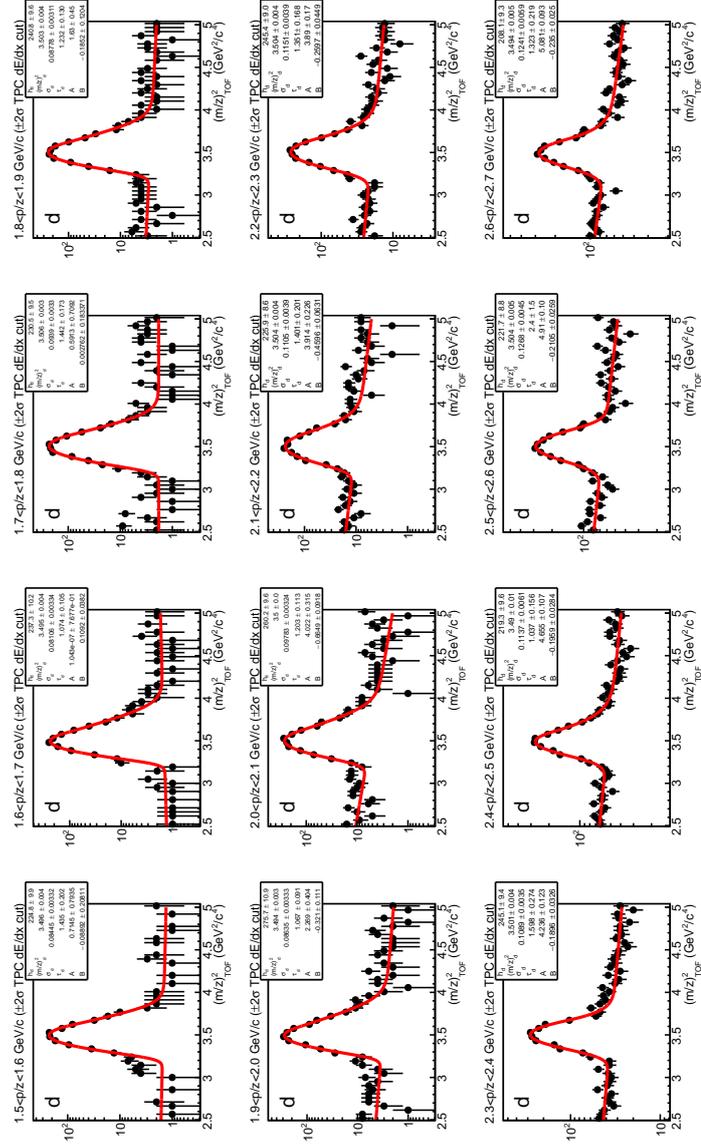


Figura 5.14: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per deutoni con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) per il segnale e $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2)$ per il fondo (dove le costanti A e B sono estratte dall'interpolazione dei punti sperimentali) in funzione della rigidità delle particelle.

Deutoni (2/2):

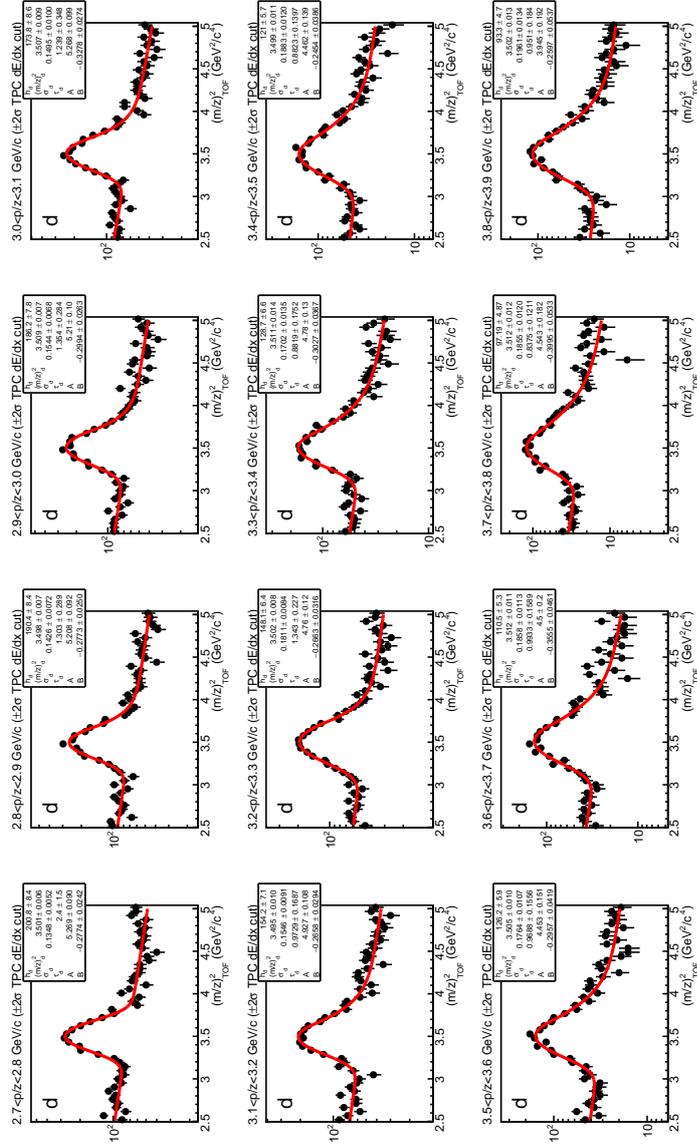


Figura 5.15: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per deutoni con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) per il segnale e $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2)$ per il fondo (dove le costanti A e B sono estratte dall'interpolazione dei punti sperimentali) in funzione della rigidità delle particelle.

Anti-deutoni (1/2):

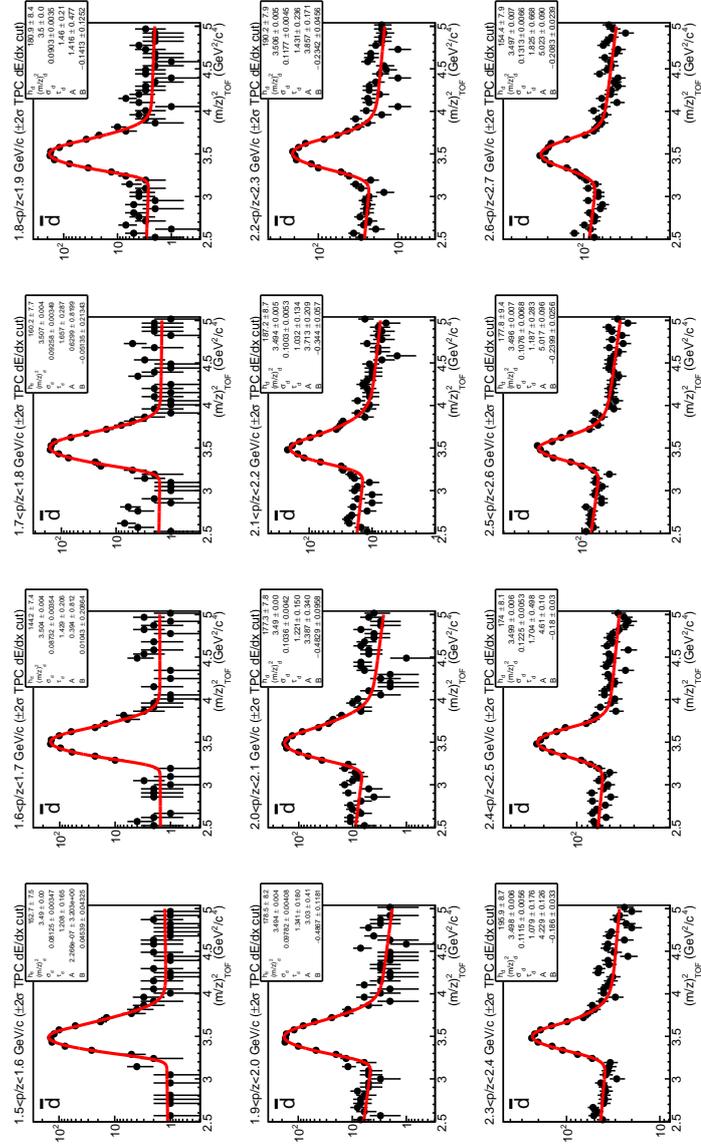


Figura 5.16: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per anti-deutoni con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) per il segnale e $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2)$ per il fondo (dove le costanti A e B sono estratte dall'interpolazione dei punti sperimentali) in funzione della rigidità delle particelle.

Anti-deutoni (2/2):

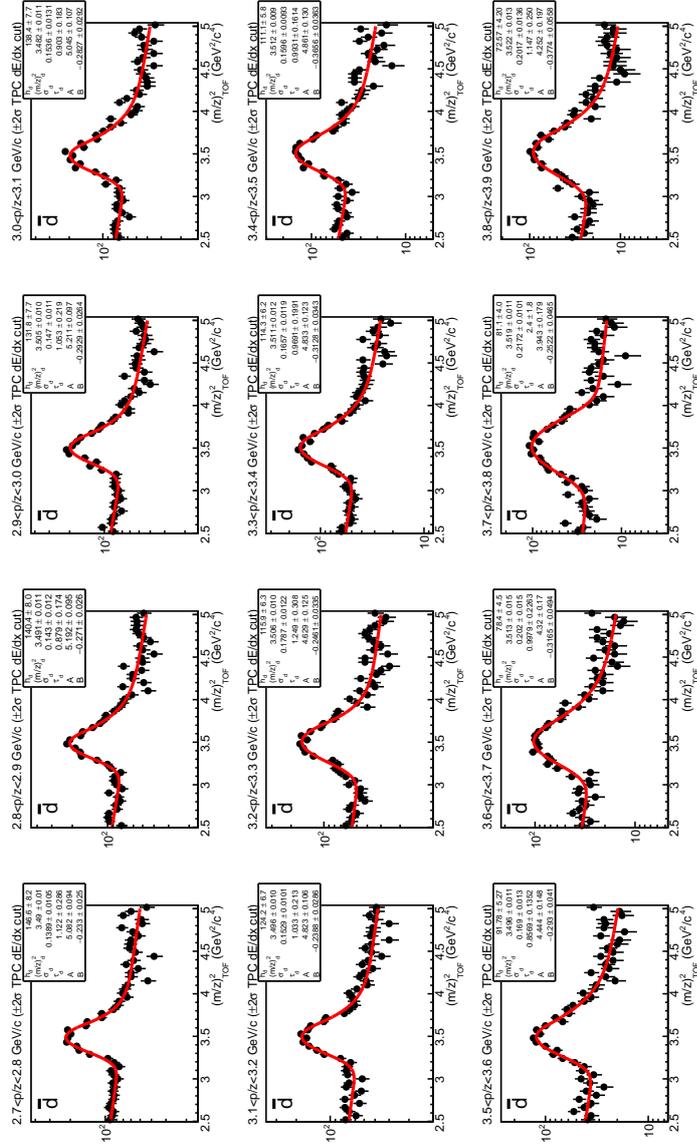


Figura 5.17: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per anti-deutoni con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) per il segnale e $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2)$ per il fondo (dove le costanti A e B sono estratte dall'interpolazione dei punti sperimentali) in funzione della rigidità delle particelle.

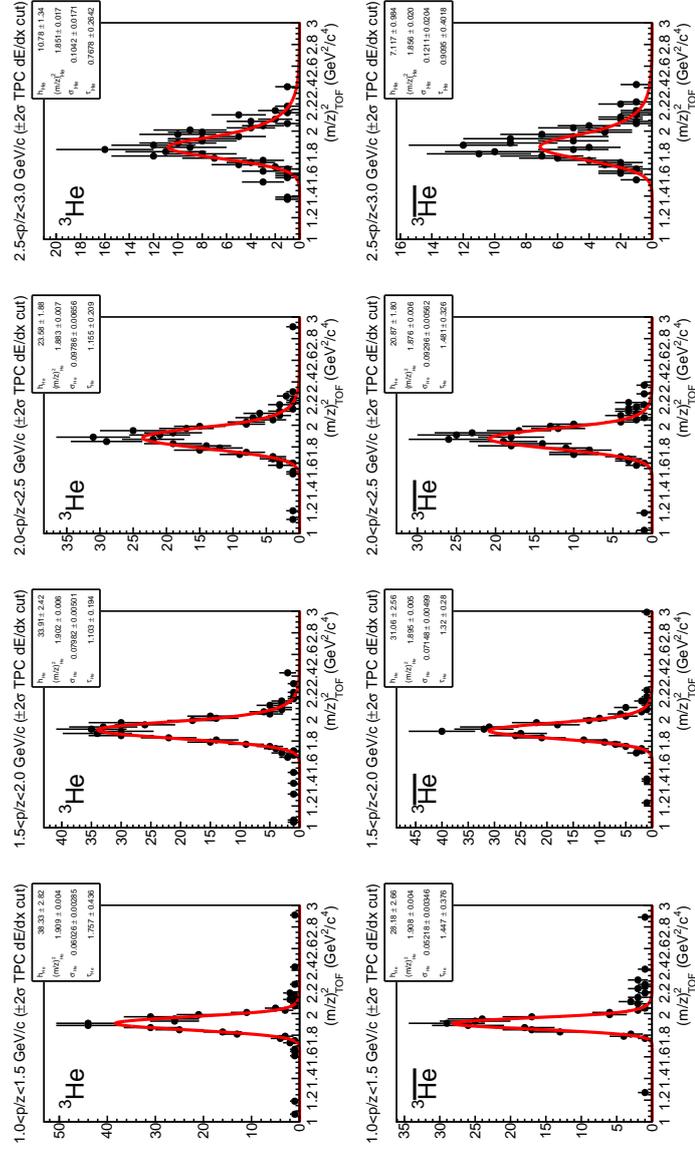
(Anti-)³He:

Figura 5.18: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per (anti-)³He con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) in funzione della rigidità delle particelle.

Protoni (1/2):

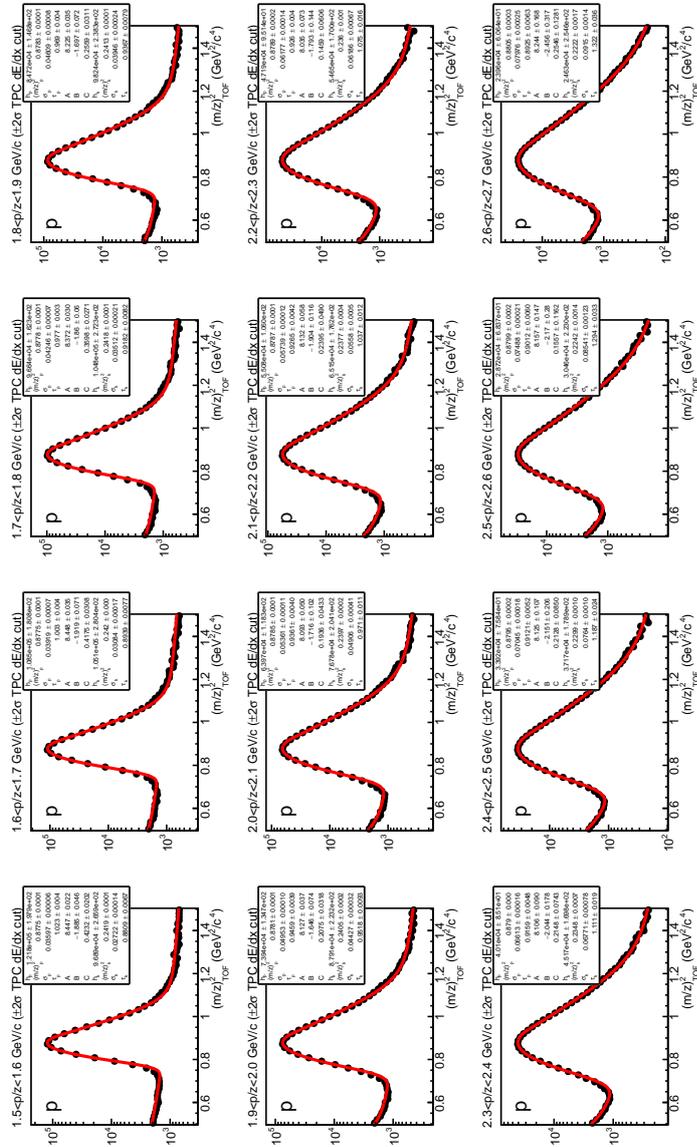


Figura 5.19: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per protoni con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) per il segnale e $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2 + C\mu_{\text{TOF}}^4)$ per il fondo (dove le costanti A, B e C sono estratte dall'interpolazione dei punti sperimentali) in funzione della rigidità delle particelle.

Protoni (2/2):

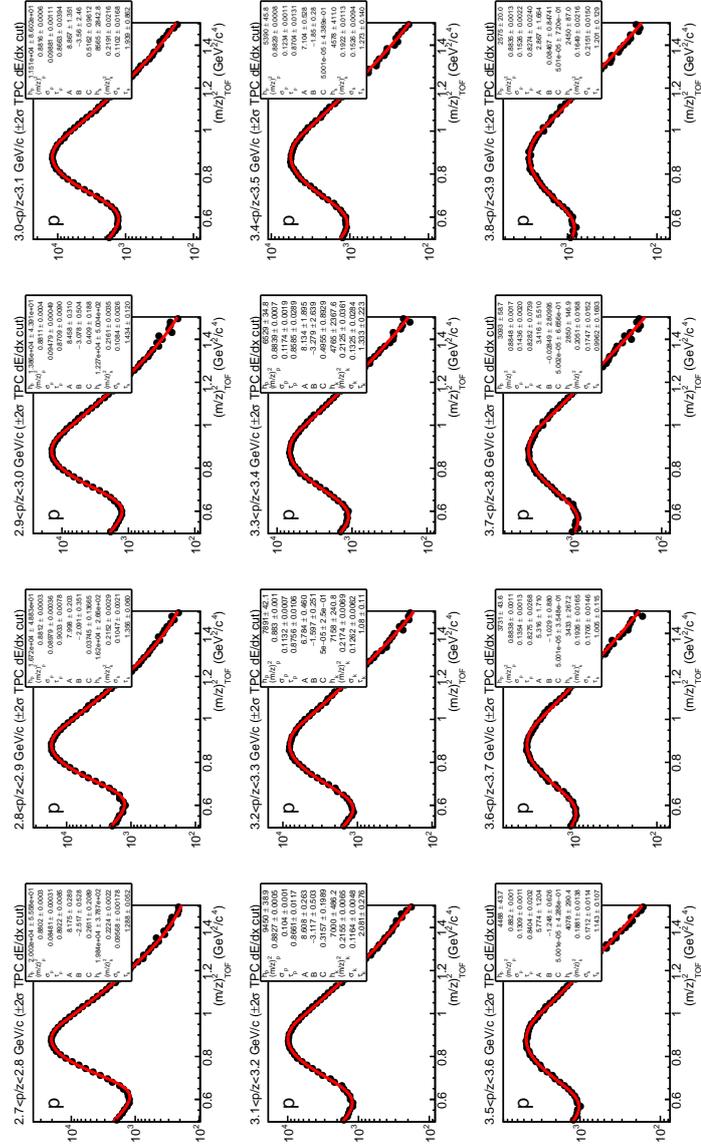


Figura 5.20: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per protoni con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) per il segnale e $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2 + C\mu_{\text{TOF}}^4)$ per il fondo (dove le costanti A, B e C sono estratte dall'interpolazione dei punti sperimentali) in funzione della rigidità delle particelle.

Anti-protoni (1/2):

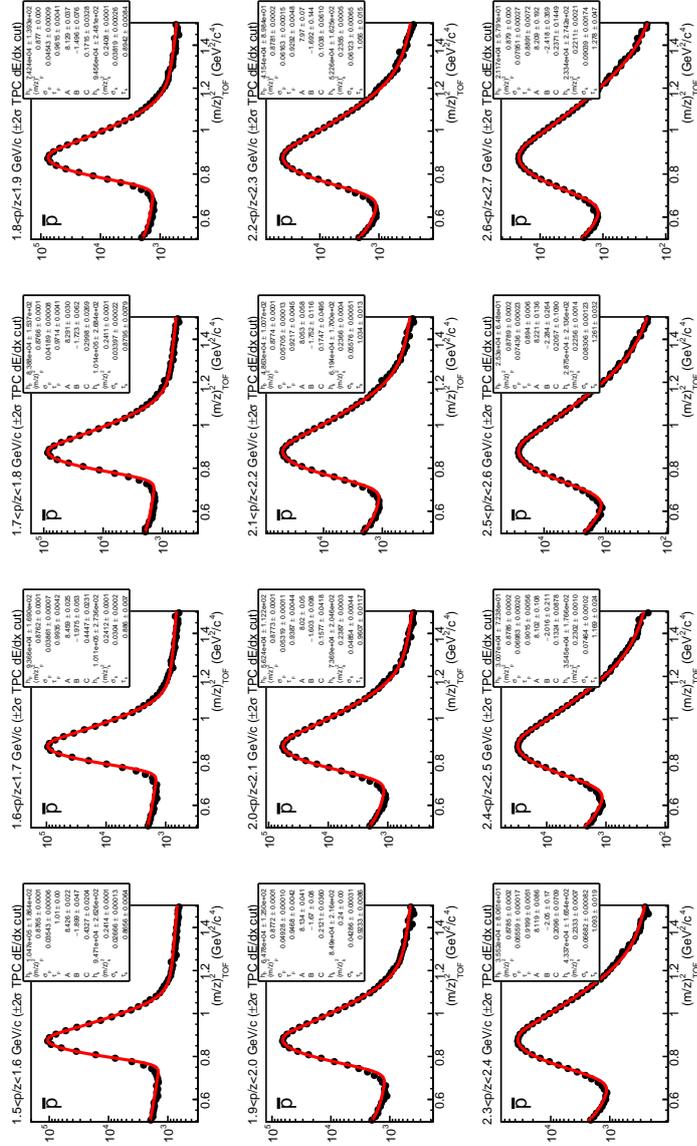


Figura 5.21: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per anti-protoni con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) per il segnale e $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2 + C\mu_{\text{TOF}}^4)$ per il fondo (dove le costanti A, B e C sono estratte dall'interpolazione dei punti sperimentali) in funzione della rigidità delle particelle.

Anti-protoni (2/2):

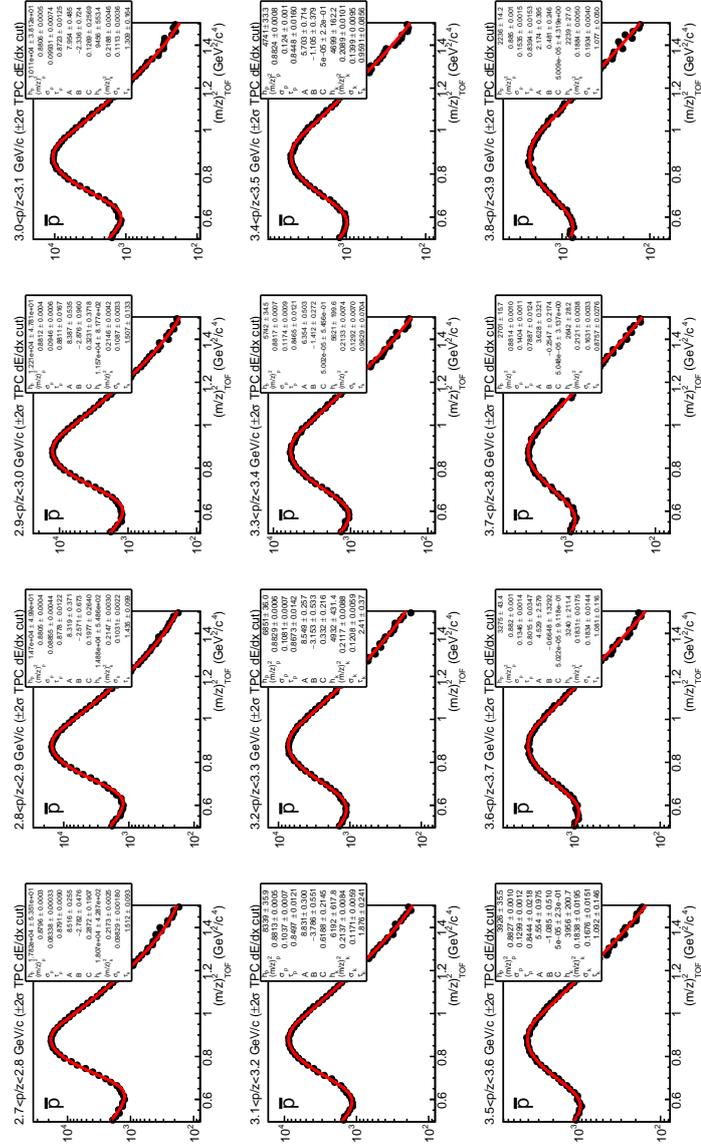


Figura 5.22: Risultato del fit delle distribuzioni in μ_{TOF}^2 per anti-protoni con la funzione $g(\mu_{\text{TOF}}^2)$ (definita nel Eq. 5.3) per il segnale e $b(\mu_{\text{TOF}}^2) = \exp(A + B\mu_{\text{TOF}}^2 + C\mu_{\text{TOF}}^4)$ per il fondo (dove le costanti A, B e C sono estratte dall'interpolazione dei punti sperimentali) in funzione della rigidità delle particelle.

Conclusioni

Con questo lavoro è stato mostrato come l'abbondanza di nuclei e anti-nuclei leggeri, prodotti ad LHC in collisioni Pb–Pb a un'energia nel centro di massa per coppia di nucleoni $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV, unita alle capacità uniche di identificazione delle particelle dell'esperimento ALICE, permette la verifica sperimentale di alcune simmetrie fondamentali della fisica come l'invarianza CPT per le interazioni nucleone-nucleone. Sono state misurate le differenze di massa su carica fra il nucleo del deuterio e dell'anti-deuterio, e fra il nucleo di ${}^3\text{He}$ e di anti- ${}^3\text{He}$, migliorando da uno a due ordini di grandezza la precisione dei risultati analoghi ottenuti in precedenza in altri esperimenti.

Le misure ottenute sono state anche utilizzate per derivare le corrispondenti differenze di energia di legame; il valore ottenuto per deutone e anti-deutone migliora di un fattore due il vincolo all'invarianza CPT per le interazioni nucleari inferito dalle misure esistenti, mentre nel caso del ${}^3\text{He}$ e (anti-) ${}^3\text{He}$ il valore è stato determinato per la prima volta, con una precisione relativa simile a quella ottenuta per deutone e anti-deutone.

I risultati originali dell'analisi presentata in questo lavoro sono stati pubblicati recentemente dalla Collaborazione ALICE sulla rivista *Nature Physics* (l'articolo è riprodotto nelle pagine seguenti).

Precision measurement of the mass difference between light nuclei and anti-nuclei

ALICE Collaboration[†]

The measurement of the mass differences for systems bound by the strong force has reached a very high precision with protons and anti-protons^{1,2}. The extension of such measurement from (anti-)baryons to (anti-)nuclei allows one to probe any difference in the interactions between nucleons and anti-nucleons encoded in the (anti-)nuclei masses. This force is a remnant of the underlying strong interaction among quarks and gluons and can be described by effective theories³, but cannot yet be directly derived from quantum chromodynamics. Here we report a measurement of the difference between the ratios of the mass and charge of deuterons (d) and anti-deuterons (\bar{d}), and ^3He and $^3\bar{\text{He}}$ nuclei carried out with the ALICE (A Large Ion Collider Experiment)⁴ detector in Pb-Pb collisions at a centre-of-mass energy per nucleon pair of 2.76 TeV. Our direct measurement of the mass-over-charge differences confirms CPT invariance to an unprecedented precision in the sector of light nuclei^{5,6}. This fundamental symmetry of nature, which exchanges particles with anti-particles, implies that all physics laws are the same under the simultaneous reversal of charge(s) (charge conjugation C), reflection of spatial coordinates (parity transformation P) and time inversion (T).

Heavy ions are collided at very high energies at the CERN Large Hadron Collider (LHC) to study matter at extremely high temperatures and densities. Under these conditions heavy-ion collisions are a copious source of matter and anti-matter particles and thus are suitable for an experimental investigation of their properties such as mass and electric charge. In relativistic heavy-ion collisions, nuclei and corresponding anti-nuclei are produced with nearly equal rates⁷. Their yields have been measured at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) by the STAR (ref. 8) and PHENIX (ref. 9) experiments and at the LHC by the ALICE (ref. 4) experiment. So far, the heaviest anti-nucleus which has been observed⁷ is $^4\bar{\text{He}}$ (anti- α); meanwhile, for lighter nuclei and anti-nuclei, which are more copiously produced, a detailed comparison of their properties is possible. This comparison represents an interesting test of CPT symmetry in an analogous way as done for elementary fermions^{10,11} and bosons¹², and for QED (refs 13, 14) and QCD systems^{1,2,15–17} (a particular example for the latter being the measurements carried out on neutral kaon decays¹⁸), with different levels of precision which span over several orders of magnitude. All these measurements can be used to constrain, for different interactions, the parameters of effective field theories that add explicit CPT violating terms to the standard model Lagrangian, such as the standard model extension¹⁹ (SME).

The measurements reported in this paper are based on the high-precision tracking and identification capabilities of the ALICE experiment²⁰. The main detectors employed in this analysis are the ITS (inner tracking system)²¹ for the determination of the interaction vertex, the TPC (time projection chamber)²² for tracking

and specific energy loss (dE/dx) measurements, and the TOF (time of flight)²³ detector to measure the time t_{TOF} needed by each track to traverse the detector. The combined ITS and TPC information is used to determine the track length (L) and the rigidity (p/z , where p is the momentum and z the electric charge in units of the elementary charge e) of the charged particles in the solenoidal 0.5 T magnetic field of the ALICE central barrel (pseudo-rapidity $|\eta| < 0.8$). On the basis of these measurements, we can extract the squared mass-over-charge ratio $\mu_{\text{TOF}}^2 \equiv (m/z)_{\text{TOF}}^2 = (p/z)^2 [(t_{\text{TOF}}/L)^2 - 1/c^2]$. The choice of this variable is motivated by the fact that μ^2 is directly proportional to the square of the time of flight, allowing to better preserve its Gaussian behaviour.

The high precision of the TOF detector, which determines the arrival time of the particle with a resolution of 80 ps (ref. 20), allows us to measure a clear signal for (anti-)protons, (anti-)deuterons and (anti-) ^3He nuclei over a wide rigidity range ($1 < p/|z| < 4 \text{ GeV}/c$). The main source of background, which is potentially of the same order of the signal, arises from tracks erroneously associated to a TOF hit. To reduce this contamination, a 2σ cut (where σ is the standard deviation) around the expected TPC dE/dx signal is applied. Such a requirement strongly suppresses (to below 4%) this background for rigidities below $p/|z| < 2.0 \text{ GeV}/c$ for (anti-)deuterons and for all rigidities for (anti-) ^3He (to below 1%). For each of the species under study, the mass is extracted by fitting the mass-squared distributions in narrow $p/|z|$ and η intervals, using a Gaussian with a small exponential tail that reflects the time signal distribution of the TOF detector. Examples of the mass-squared distributions for (anti-)deuterons and (anti-) ^3He candidates are reported in Fig. 1 in selected rigidity intervals.

Using mass differences, rather than absolute masses, allows us to reduce the systematic uncertainties related to tracking, spatial alignment (affecting the measurement of the track momentum and length) and time calibration. Despite that, residual effects are still present, due to imperfections in the detector alignment and the description of the magnetic field, which can lead to position-dependent systematic uncertainties. In terms of relative uncertainties, the ones affecting the measurement of the momentum are the largest and independent of the mass, and are the same for all positive (negative) particles in a given momentum interval. It is therefore possible to correct the (anti-)deuteron and the (anti-) ^3He masses by scaling them with the ratio between the (anti-)proton masses recommended by the PDG (particle data group)²⁴ ($\mu_{\text{p}(\bar{\text{p}})}^{\text{PDG}}$) and the ones measured in the analysis presented here ($\mu_{\text{p}(\bar{\text{p}})}^{\text{TOF}}$), namely, $\mu_{\text{A}(\bar{\text{A}})} = \mu_{\text{A}(\bar{\text{A}})}^{\text{TOF}} \times (\mu_{\text{p}(\bar{\text{p}})}^{\text{PDG}} / \mu_{\text{p}(\bar{\text{p}})}^{\text{TOF}})$. These correction factors, which depend on the rigidity, deviate from unity by at most 1%. Conversely, systematic effects connected to the track-length measurement are mass dependent and cannot be completely accounted for using the above correction. However, they are expected to be symmetric for positive and negative particles when

[†]A full list of authors and affiliations appears at the end of the paper.

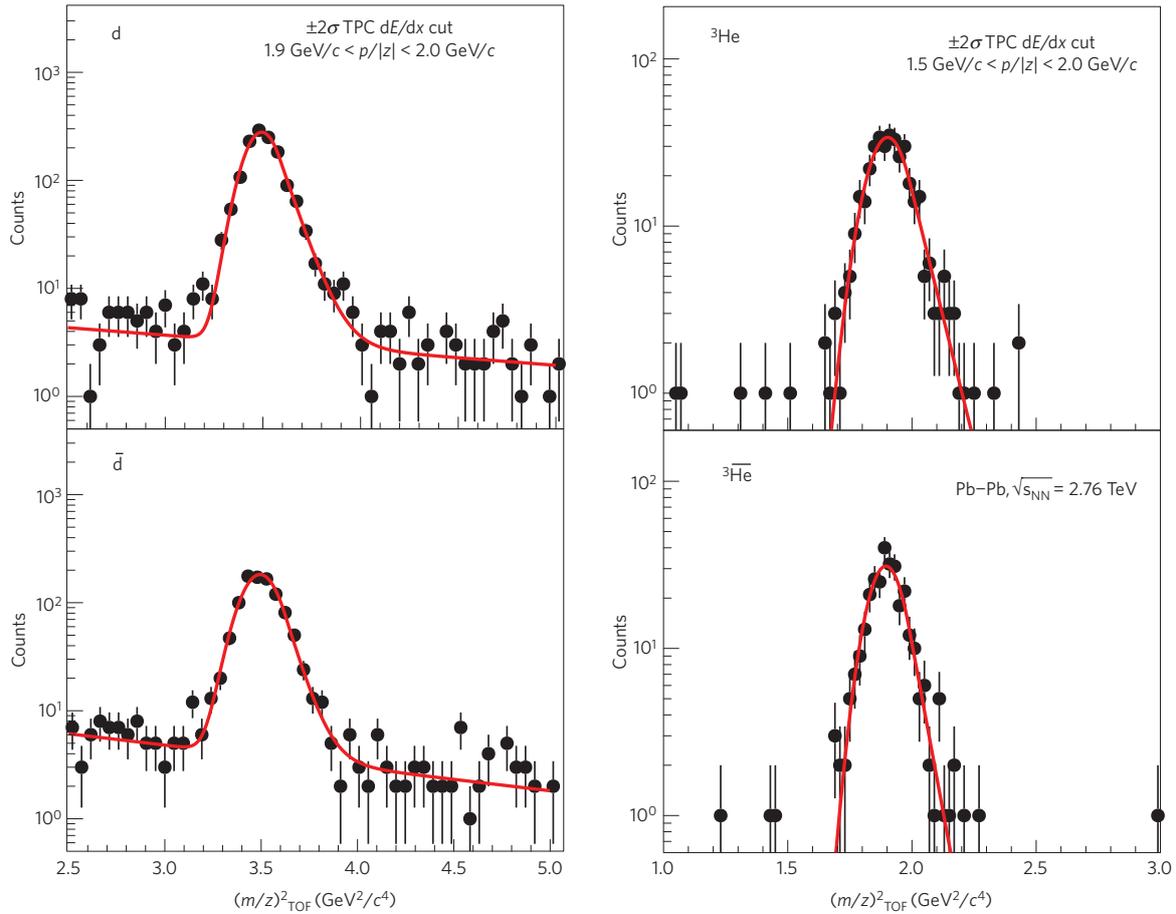


Figure 1 | Examples of squared mass-over-charge ratio distributions in selected rigidity intervals. Particle and anti-particle spectra for deuterons (left) and ${}^3\text{He}$ (right) are in the top and bottom plots, respectively. The fit function (red curve) also includes, for the (anti-)deuteron case, an exponential term to describe the background. In the rigidity intervals shown here the background is about 4% for (anti-)deuterons, whereas it is 0.7% for ${}^3\text{He}$ and ${}^3\bar{\text{He}}$. The error bars display the statistical uncertainty.

inverting the magnetic field. Any residual asymmetry is therefore indicative of remaining systematic uncertainties related to the detector conditions. To estimate them, and keep these effects under control, both nuclei and anti-nuclei measurements are performed for two opposite magnetic field configurations and then averaged. Their half-difference is taken as the estimate of this systematic uncertainty. Other sources of systematic uncertainties are evaluated by varying energy loss corrections applied to the reconstructed momentum, the range and the shape of the background function assumed in the fit of the mass-squared distributions and the track selection criteria. In particular, TPC dE/dx cuts are varied between one and four standard deviations to probe the sensitivity of the fit results on the residual background, and a tracking quality cut on the distance of closest approach of the track to the vertex is varied to evaluate the influence of secondary particles on the measurement. The sources of systematic uncertainties are found to be fully correlated among all the rigidity intervals, except for those due to the fit procedure and the TPC selection criteria, where the uncertainties are uncorrelated. For deuterons and anti-deuterons, the largest relative systematic uncertainties on $\Delta\mu/\mu$ come from the detector alignment ($\sim 0.7 \times 10^{-4}$), the TPC selection criteria ($\sim 0.7 \times 10^{-4}$) and the secondaries ($\sim 1.0 \times 10^{-4}$). For ${}^3\text{He}$ and ${}^3\bar{\text{He}}$, they come from the energy loss corrections ($\sim 0.7 \times 10^{-3}$), the fit procedure ($\sim 0.5 \times 10^{-3}$) and the TPC selection criteria ($\sim 0.4 \times 10^{-3}$).

The (anti-)deuteron and (anti-) ${}^3\text{He}$ masses are measured as the peak position of the fitting curves of the mass-squared distribution. The mass-over-charge ratio differences between the deuteron

and ${}^3\text{He}$ and their respective anti-particle are then evaluated as a function of the rigidity of the track, as shown in Fig. 2. The measurements in the individual rigidity intervals are combined, taking into account statistical and systematic uncertainties (correlated and uncorrelated), and the final result is shown in the same figure with one and two standard deviation uncertainty bands. The measured mass-over-charge ratio differences are

$$\Delta\mu_{d\bar{d}} = (1.7 \pm 0.9(\text{stat.}) \pm 2.6(\text{syst.})) \times 10^{-4} \text{ GeV}/c^2 \quad (1)$$

$$\Delta\mu_{{}^3\text{He}{}^3\bar{\text{He}}} = (-1.7 \pm 1.2(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{syst.})) \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2 \quad (2)$$

corresponding to

$$\frac{\Delta\mu_{d\bar{d}}}{\mu_d} = (0.9 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 1.4(\text{syst.})) \times 10^{-4}$$

$$\frac{\Delta\mu_{{}^3\text{He}{}^3\bar{\text{He}}}}{\mu_{{}^3\text{He}}} = (-1.2 \pm 0.9(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.})) \times 10^{-3}$$

where μ_d and $\mu_{{}^3\text{He}}$ are the values recommended by CODATA (ref. 25). The mass-over-charge differences are compatible with zero within the estimated uncertainties, in agreement with CPT invariance expectations.

Given that $z_{\bar{d}} = -z_d$ and $z_{{}^3\bar{\text{He}}} = -z_{{}^3\text{He}}$ as for the proton and anti-proton^{1,2}, the mass-over-charge differences in equations (1) and (2) and the measurement of the mass differences between proton and

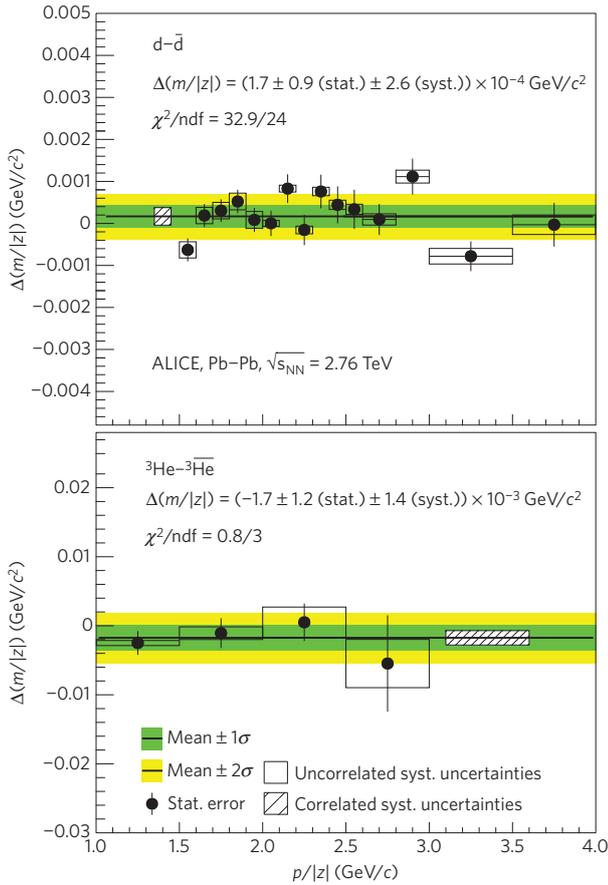


Figure 2 | $d-\bar{d}$ (top) and ${}^3\text{He}-{}^3\bar{\text{He}}$ (bottom) mass-over-charge ratio difference measurements as a function of the particle rigidity. Vertical bars and open boxes show the statistical and the uncorrelated systematic uncertainties (standard deviations), respectively. Both are taken into account to extract the combined result in the full rigidity range, together with the correlated systematic uncertainty, which is shown as a box with tilted lines. Also shown are the 1σ and 2σ bands around the central value, where σ is the sum in quadrature of the statistical and systematic uncertainties.

anti-proton^{1,2} and between neutron and anti-neutron^{15,16} can be used to derive the relative binding energy differences between the two studied particle species. We obtain

$$\frac{\Delta\varepsilon_{d\bar{d}}}{\varepsilon_d} = -0.04 \pm 0.05 \text{ (stat.)} \pm 0.12 \text{ (syst.)}$$

$$\frac{\Delta\varepsilon_{{}^3\text{He}^3\bar{\text{He}}}}{\varepsilon_{{}^3\text{He}}} = 0.24 \pm 0.16 \text{ (stat.)} \pm 0.18 \text{ (syst.)}$$

where $\varepsilon_A = Zm_p + (A - Z)m_n - m_A$, with m_p and m_n being the proton and neutron mass values recommended by the PDG (ref. 24) and m_A the mass value of the nucleus with atomic number Z and mass number A , recommended by CODATA (ref. 25). This quantity allows one to explicitly isolate possible violations of the CPT symmetry in the (anti-)nucleon interaction from that connected to the (anti-)nucleon masses, the latter being constrained with a precision of 7×10^{-10} for the proton/anti-proton system^{1,2}. Our results and the comparisons with previous mass difference measurements for ($d-\bar{d}$) (refs 26,27) and (${}^3\text{He}-{}^3\bar{\text{He}}$) (ref. 28), as well as binding energy measurements for ($d-\bar{d}$) (refs 29,30), are reported in Fig. 3.

We have shown that the copious production of (anti-)nuclei in relativistic heavy-ion collisions at the LHC represents a unique opportunity to test the CPT invariance of nucleon–nucleon

interactions using light nuclei. In particular, we have measured the mass-over-charge ratio differences for deuterons and ${}^3\text{He}$. The values are compatible, within uncertainties, with zero and represent a CPT invariance test in systems bound by nuclear forces. The results reported here (Fig. 3, left) represent the highest precision direct measurements of mass differences in the sector of nuclei and they improve by one to two orders of magnitude analogous results originally obtained more than 40 years ago^{26–28}, and precisely 50 years ago for the anti-deuteron^{26,27}. Remarkably, such an improvement is reached in an experiment which is not specifically dedicated to test the CPT invariance in nuclear systems. In the forthcoming years the increase in luminosity and centre-of-mass energy at the LHC will allow the sensitivity of these measurements to be pushed forwards, and possibly extend the study to (anti-) ${}^4\text{He}$. Given the equivalence between mass and binding energy differences, our results also improve (Fig. 3, right) by a factor two the constraints on CPT invariance inferred by existing measurements^{29,30} in the (anti-)deuteron system. The binding energy difference has been determined for the first time in the case of (anti-) ${}^3\text{He}$, with a relative precision comparable to that obtained in the (anti-)deuteron system.

Received 2 March 2015; accepted 9 June 2015;
published online 17 August 2015

References

- Hori, M. *et al.* Two-photon laser spectroscopy of antiprotonic helium and the antiproton-to-electron mass ratio. *Nature* **475**, 484–488 (2011).
- Gabrielse, G. *et al.* Precision mass spectroscopy of the antiproton and proton using simultaneously trapped particles. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3198–3201 (1999).
- van Kolck, U. Effective field theory of nuclear forces. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43**, 337–418 (1999).
- Aamodt, K. *et al.* (ALICE collaboration). The ALICE experiment at the CERN LHC. *J. Instrum.* **3**, S08002 (2008).
- Lüders, G. On the equivalence of invariance under time reversal and under particle–antiparticle conjugation for relativistic field theories. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **28N5**, 1–17 (1954).
- Pauli, W. in *Niels Bohr and the Development of Physics* (ed. Pauli, W.) 30–51 (Pergamon, 1955).
- Agakishiev, H. *et al.* (STAR collaboration). Observation of the antimatter helium-4 nucleus. *Nature* **473**, 353–356 (2011).
- Harris, J. W. *et al.* (Star Collaboration). The STAR experiment at the relativistic heavy ion collider. *Nucl. Phys. A* **566**, 277C–285C (1994).
- Nagamiya, S. *et al.* (PHENIX collaboration). PHENIX experiment at RHIC. *Nucl. Phys. A* **566**, 287–298 (1994).
- Fee, M. S. *et al.* Measurement of the positronium $1\ ^3S_1-2\ ^3S_1$ interval by continuous-wave two-photon excitation. *Phys. Rev. A* **48**, 192–219 (1993).
- Van Dyck, R. S. Jr, Schwinger, P. B. & Dehmelt, H. G. New high-precision comparison of electron and positron g factors. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 26–29 (1987).
- Abe, F. *et al.* (CDF collaboration). A measurement of the W-boson mass. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2243–2246 (1990).
- Amole, C. *et al.* Resonant quantum transitions in trapped antihydrogen atoms. *Nature* **483**, 439–443 (2012).
- Amole, C. *et al.* An experimental limit on the charge of antihydrogen. *Nature Commun.* **5**, 3955 (2014).
- Cresti, M., Pasquali, G., Peruzzo, L., Pinori, C. & Sartori, G. Measurement of the anti-neutron mass. *Phys. Lett. B* **177**, 206–210 (1986).
- Cresti, M., Pasquali, G., Peruzzo, L., Pinori, C. & Sartori, G. *Phys. Lett. B* **200**, 587–588 (1988); erratum.
- Di Sciacca, J. *et al.* (ATRAP collaboration). One-particle measurement of the antiproton magnetic moment. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 130801 (2013).
- Ambrosino, F. *et al.* (KLOE collaboration). Determination of CP and CPT violation parameters in the neutral kaon system using the Bell–Steinberger relation and data from the KLOE experiment. *J. High Energy Phys.* **0612**, 011 (2006).
- Kostelecký, V. A. & Russel, N. Data tables for Lorentz and CPT violation. *Rev. Mod. Phys.* **83**, 11–31 (2011).
- Abelev, B. I. *et al.* (ALICE collaboration). Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC. *Int. J. Mod. Phys. A* **29**, 1430044 (2014).
- Aamodt, K. *et al.* (ALICE collaboration). Alignment of the ALICE inner tracking system with cosmic-ray tracks. *J. Instrum.* **5**, P03003 (2010).
- Alme, J. *et al.* The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. *Nucl. Instrum. Methods A* **622**, 316–367 (2010).

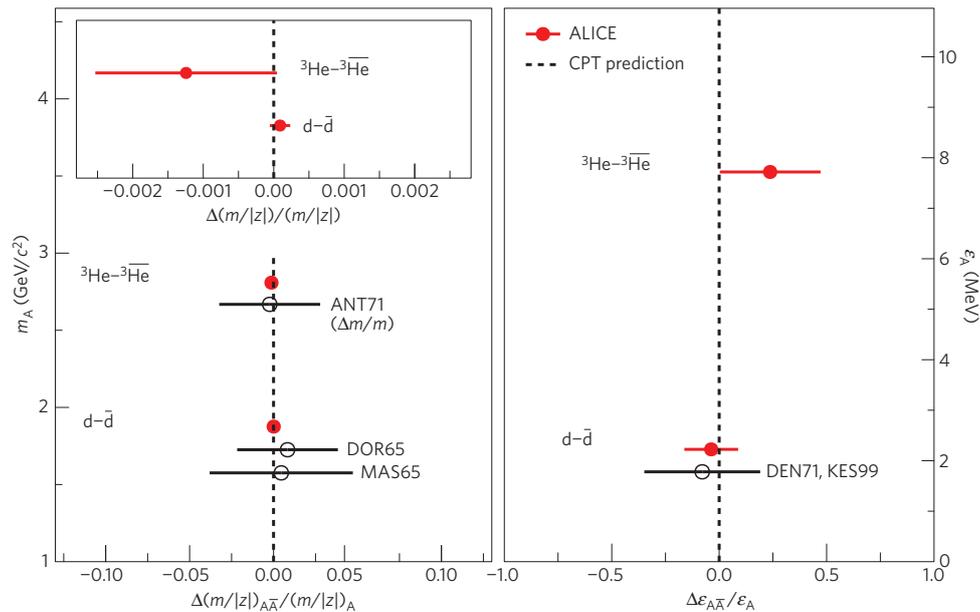


Figure 3 | Measurements of the mass-over-charge ratio and binding energies differences for $d-\bar{d}$ and ${}^3\text{He}-\bar{{}^3\text{He}}$. The left panel shows ALICE measurements of the mass-over-charge ratio differences compared with CPT invariance expectation (dotted lines) and existing mass measurements MAS65 (ref. 26), DOR65 (ref. 27) and ANT71 (ref. 28). The inset shows the ALICE results on a finer $\Delta(m/|z|)/(m/|z|)$ scale. The right panel shows our determination of the binding energy differences compared with direct measurements from DEN71 (ref. 29) and KES99 (ref. 30). Error bars represent the sum in quadrature of the statistical and systematic uncertainties (standard deviations).

23. Akhmedov, A. *et al.* Performance of the ALICE time-of-flight detector at the LHC. *Eur. Phys. J. Plus* **128**, 44 (2013).
24. Olive, K. A. *et al.* (Particle data group collaboration). Review of particle physics. *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014).
25. Mohr, P. J., Taylor, B. N. & Newell, D. B. CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2010. *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1527–1605 (2012).
26. Massam, T., Muller, Th., Righini, B., Schneegans, M. & Zichichi, A. Experimental observation of antideuteron production. *Nuovo Cimento* **39**, 10–14 (1965).
27. Dorfan, D. E., Eades, J., Lederman, L. M., Lee, W. & Ting, C. C. Observation of antideuterons. *Phys. Rev. Lett.* **14**, 1003–1006 (1965).
28. Antipov, Yu. M. *et al.* Observation of antihelium-3. *Nucl. Phys. B* **31**, 235–252 (1971).
29. Denisov, S. P. *et al.* Measurements of anti-deuteron absorption and stripping cross sections at the momentum 13.3 GeV/c. *Nucl. Phys. B* **31**, 253–260 (1971).
30. Kessler, E. G. Jr *et al.* The deuteron binding energy and the neutron mass. *Phys. Lett. A* **255**, 221–229 (1999).

Acknowledgements

The ALICE Collaboration would like to thank all its engineers and technicians for their invaluable contributions to the construction of the experiment and the CERN accelerator teams for the outstanding performance of the LHC complex. The ALICE Collaboration gratefully acknowledges the resources and support provided by all Grid centres and the Worldwide LHC Computing Grid (WLCG) collaboration. The ALICE Collaboration acknowledges the following funding agencies for their support in building and running the ALICE detector: State Committee of Science, World Federation of Scientists (WFS) and Swiss Fonds Kidagan, Armenia; Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP); National Natural Science Foundation of China (NSFC), the Chinese Ministry of Education (CMOE) and the Ministry of Science and Technology of China (MSTC); Ministry of Education and Youth of the Czech Republic; Danish National Science Research Council, the Carlsberg Foundation and the Danish National Research Foundation; The European Research Council under the European Community's Seventh Framework Programme; Helsinki Institute of Physics and the Academy of Finland; French CNRS-IN2P3, the 'Region Pays de Loire', 'Region Alsace', 'Region Auvergne' and CEA, France; German Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (BMBF) and the Helmholtz Association; General Secretariat for Research and Technology, Ministry of Development, Greece; Hungarian Országos Tudományos Kutatási Alapprogramok (OTKA) and National Office for Research and Technology (NKTH); Department of Atomic Energy and Department of Science and Technology of the Government of India; Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) and Centro Fermi-Museo Storico della Fisica e Centro Studi e Ricerche 'Enrico Fermi', Italy; MEXT Grant-in-Aid for Specially Promoted Research, Japan; Joint Institute for Nuclear Research, Dubna; National Research Foundation of Korea (NRF); Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), Dirección General de Asuntos del Personal Académico (DGAPA), México; Amérique Latine Formation académique

European Commission (ALFA-EC) and the EPLANET Program (European Particle Physics Latin American Network) Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie (FOM) and the Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek (NWO), Netherlands; Research Council of Norway (NFR); National Science Centre, Poland; Ministry of National Education/Institute for Atomic Physics and Consiliul Național al Cercetării Științifice-Executive Agency for Higher Education Research Development and Innovation Funding (CNCS-UEFISCDI)-Romania; Ministry of Education and Science of Russian Federation, Russian Academy of Sciences, Russian Federal Agency of Atomic Energy, Russian Federal Agency for Science and Innovations and The Russian Foundation for Basic Research; Ministry of Education of Slovakia; Department of Science and Technology, South Africa; Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), E-Infrastructure shared between Europe and Latin America (EELA), Ministerio de Economía y Competitividad (MINECO) of Spain, Xunta de Galicia (Consellería de Educación), Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN), Cubaenergía, Cuba, and IAEA (International Atomic Energy Agency); Swedish Research Council (VR) and Knut & Alice Wallenberg Foundation (KAW); Ukraine Ministry of Education and Science; United Kingdom Science and Technology Facilities Council (STFC); The United States Department of Energy, the United States National Science Foundation, the State of Texas, and the State of Ohio; Ministry of Science, Education and Sports of Croatia and Unity through Knowledge Fund, Croatia; Council of Scientific and Industrial Research (CSIR), New Delhi, India.

Author contributions

All authors have contributed to the publication, being variously involved in the design and the construction of the detectors, in writing software, calibrating subsystems, operating the detectors and acquiring data, and finally analysing the processed data. The ALICE Collaboration members discussed and approved the scientific results. The manuscript was prepared by a subgroup of authors appointed by the collaboration and subject to an internal collaboration-wide review process. All authors reviewed and approved the final version of the manuscript.

Additional information

Reprints and permissions information is available online at www.nature.com/reprints. Correspondence and requests for materials should be addressed to the Alice Collaboration (alice-publications@cern.ch).

Competing financial interests

The authors declare no competing financial interests.



This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons license, unless indicated otherwise in the credit line; if the material is not included under the Creative Commons license, users will need to obtain permission from the license holder to reproduce the material. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0>

ALICE Collaboration

J. Adam⁴⁰, D. Adamová⁸³, M. M. Aggarwal⁸⁷, G. Aglieri Rinella³⁶, M. Agnello¹¹¹, N. Agrawal⁴⁸, Z. Ahammed¹³¹, I. Ahmed¹⁶, S. U. Ahn⁶⁸, I. Aimo^{94,111}, S. Aiola¹³⁵, M. Ajaz¹⁶, A. Akindinov⁵⁸, S. N. Alam¹³¹, D. Aleksandrov¹⁰⁰, B. Alessandro¹¹¹, D. Alexandre¹⁰², R. Alfaro Molina⁶⁴, A. Alici^{105,12}, A. Alkin³, J. Alme³⁸, T. Alt⁴³, S. Altinpinar¹⁸, I. Altsybeev¹⁰⁸, C. Alves Garcia Prado¹¹⁹, C. Andrei⁷⁸, A. Andronic⁹⁷, V. Anguelov⁹³, J. Anielski⁵⁴, T. Antičić⁹⁸, F. Antinori¹⁰⁸, P. Antonioli¹⁰⁵, L. Aphecetche¹¹³, H. Appelshäuser⁵³, S. Arcelli²⁸, N. Armesto¹⁷, R. Arnaldi¹¹¹, T. Aronsson¹³⁵, I. C. Arsene²², M. Arslandok⁵³, A. Augustinus³⁶, R. Averbeck⁹⁷, M. D. Azmi¹⁹, M. Bach⁴³, A. Badalá¹⁰⁷, Y. W. Baek⁴⁴, S. Bagnasco¹¹¹, R. Bailhache⁵³, R. Bala⁹⁰, A. Baldisseri¹⁵, M. Ball⁹², F. Baltasar Dos Santos Pedrosa³⁶, R. C. Baral⁶¹, A. M. Barbano¹¹¹, R. Barbera²⁹, F. Barile³³, G. G. Barnaföldi¹³⁴, L. S. Barnby¹⁰², V. Barret⁷⁰, P. Bartalini⁷, J. Bartke¹¹⁶, E. Bartsch⁵³, M. Basile²⁸, N. Bastid⁷⁰, S. Basu¹³¹, B. Bathen⁵⁴, G. Batigne¹¹³, A. Batista Camejo⁷⁰, B. Battyanya⁶⁶, P. C. Batzing²², I. G. Bearden⁸⁰, H. Beck⁵³, C. Bedda¹¹¹, N. K. Behera^{49,48}, I. Belikov⁵⁵, F. Bellini²⁸, H. Bello Martinez², R. Bellwied¹²¹, R. Belmont¹³³, E. Belmont-Moreno⁶⁴, V. Belyaev⁷⁶, G. Bencedi¹³⁴, S. Beole²⁷, I. Berceanu⁷⁸, A. Bercuci⁷⁸, Y. Berdnikov⁸⁵, D. Berenyi¹³⁴, R. A. Bertens⁵⁷, D. Berzano^{36,27}, L. Betev³⁶, A. Bhasin⁹⁰, I. R. Bhat⁹⁰, A. K. Bhati⁸⁷, B. Bhattacharjee⁴⁵, J. Bhom¹²⁷, L. Bianchi^{27,121}, N. Bianchi⁷², C. Bianchin^{133,57}, J. Bielčič⁴⁰, J. Bielčíková⁸³, A. Bilandžić⁸⁰, S. Biswas⁷⁹, S. Bjelogrić⁵⁷, F. Blanco¹⁰, D. Blau¹⁰⁰, C. Blume⁵³, F. Bock^{74,93}, A. Bogdanov⁷⁶, H. Bøggild⁸⁰, L. Boldizsár¹³⁴, M. Bombara⁴¹, J. Book⁵³, H. Borel¹⁵, A. Borissov⁹⁶, M. Borri⁸², F. Bossú⁶⁵, M. Botje⁸¹, E. Botta²⁷, S. Böttger⁵², P. Braun-Munzinger⁹⁷, M. Bregant¹¹⁹, T. Breitner⁵², T. A. Broker⁵³, T. A. Browning⁹⁵, M. Broz⁴⁰, E. J. Brucken⁴⁶, E. Bruna¹¹¹, G. E. Bruno³³, D. Budnikov⁹⁹, H. Buesching⁵³, S. Bufalino^{36,111}, P. Buncic³⁶, O. Busch⁹³, Z. Buthelezi⁶⁵, J. T. Buxton²⁰, D. Caffarri^{36,30}, X. Cai⁷, H. Caines¹³⁵, L. Calero Diaz⁷², A. Caliva⁵⁷, E. Calvo Villar¹⁰³, P. Camerini²⁶, F. Carena³⁶, W. Carena³⁶, J. Castillo Castellanos¹⁵, A. J. Castro¹²⁴, E. A. R. Casula²⁵, C. Cavicchioli³⁶, C. Ceballos Sanchez⁹, J. Cepila⁴⁰, P. Cerello¹¹¹, B. Chang¹²², S. Chapeland³⁶, M. Chartier¹²³, J. L. Charvet¹⁵, Subhasis Chattopadhyay¹³¹, Sukalyan Chattopadhyay¹⁰¹, V. Chelnokov³, M. Chernenko⁸⁶, C. Cheshkov¹²⁹, B. Cheynis¹²⁹, V. Chibante Barroso³⁶, D. D. Chinellato¹²⁰, P. Chochula³⁶, K. Choi⁹⁶, M. Chojnacki⁸⁰, S. Choudhury¹³¹, P. Christakoglou⁸¹, C. H. Christensen⁸⁰, P. Christiansen³⁴, T. Chujo¹²⁷, S. U. Chung⁹⁶, C. Cicalo¹⁰⁶, L. Cifarelli^{12,28}, F. Cindolo¹⁰⁵, J. Cleymans⁸⁹, F. Colamaria³³, D. Colella³³, A. Collu²⁵, M. Colocci²⁸, G. Conesa Balbastre⁷¹, Z. Conesa del Valle⁵¹, M. E. Connors¹³⁵, J. G. Contreras¹¹⁹, F. Costa³⁶, P. Crochet⁷⁰, R. Cruz Albino¹¹, E. Cuautle⁶³, L. Cunqueiro³⁶, T. Dahms^{92,37}, A. Dainese¹⁰⁸, A. Danu⁶², D. Das¹⁰¹, I. Das^{51,101}, S. Das⁴, A. Dash¹²⁰, S. Dash⁴⁸, S. De^{131,119}, A. De Caro^{31,12}, G. de Cataldo¹⁰⁴, J. de Cuijland⁴³, A. De Falco²⁵, D. De Gruttola^{12,31}, N. De Marco¹¹¹, S. De Pasquale¹¹, A. Deisting^{97,93}, A. Deloff⁷⁷, E. Dénes¹³⁴, G. D'Erasmus³³, D. Di Bari³³, A. Di Mauro³⁶, P. Di Nezza⁷², M. A. Diaz Corchero¹⁰, T. Dietel⁸⁹, P. Dillenseger⁵³, R. Divi³⁶, Ø. Djuvsland¹⁸, A. Dobrin^{57,81}, T. Dobrowolski⁷⁷, D. Domenicis Gimenez¹¹⁹, B. Dönigus⁵³, O. Dordic²², A. K. Dubey¹³¹, A. Dubla⁵⁷, L. Ducroux¹²⁹, P. Dupieux⁷⁰, R. J. Ehlers¹³⁵, D. Elia¹⁰⁴, H. Engel⁵², B. Erasmus^{113,36}, F. Erhardt¹²⁸, D. Eschweiler⁴³, B. Espagnon⁵¹, M. Estienne¹¹³, S. Esumi¹²⁷, D. Evans¹⁰², S. Evdokimov¹¹², G. Eyyubova⁴⁰, L. Fabbietti^{37,92}, D. Fabris¹⁰⁸, J. Faivre⁷¹, A. Fantoni⁷², M. Fasel⁷⁴, L. Feldkamp⁵⁴, D. Felea⁶², A. Feliciello¹¹¹, G. Feofilov¹³⁰, J. Ferencei⁸³, A. Fernández Téllez², E. G. Ferreira¹⁷, A. Ferretti²⁷, A. Festanti³⁰, J. Figiel¹¹⁶, M. A. S. Figueredo¹²³, S. Filchagin⁹⁹, D. Finogeev⁵⁶, F. M. Fionda¹⁰⁴, E. M. Fiore³³, M. G. Fleck⁹³, M. Floris³⁶, S. Foertsch⁶⁵, P. Foka⁹⁷, S. Fokin¹⁰⁰, E. Fragiapane¹¹⁰, A. Francescon^{36,30}, U. Frankendorf⁹⁷, U. Fuchs³⁶, C. Furget⁷¹, A. Furs⁵⁶, M. Fusco Girard³¹, J. J. Gaardhøje⁸⁰, M. Gagliardi²⁷, A. M. Gago¹⁰³, M. Gallio²⁷, D. R. Gangadharan⁷⁴, P. Ganoti⁸⁸, C. Gao⁷, C. Garabatos⁹⁷, E. Garcia-Solis¹³, C. Gargiulo³⁶, P. Gasik^{37,92}, M. Germain¹¹³, A. Gheata³⁶, M. Gheata^{36,62}, P. Ghosh¹³¹, S. K. Ghosh⁴, P. Gianotti⁷², P. Giubellino³⁶, P. Giubilato³⁰, E. Gladysz-Dziadus¹¹⁶, P. Gläsel⁹³, D. M. Gomez Coral⁶⁴, A. Gomez Ramirez⁵², P. González-Zamora¹⁰, S. Gorbunov⁴³, L. Görlich¹¹⁶, S. Gotovac¹¹⁵, V. Grabski⁶⁴, L. K. Graczykowski¹³², A. Grelli⁵⁷, A. Grigoras³⁶, C. Grigoras³⁶, V. Grigoriev⁷⁶, A. Grigoryan¹, S. Grigoryan⁶⁶, B. Grinyov³, N. Grión¹¹⁰, J. F. Grosse-Oetringhaus³⁶, J.-Y. Grossiord¹²⁹, R. Grosso³⁶, F. Guber⁵⁶, R. Guernane⁷¹, B. Guerzoni²⁸, K. Gulbrandsen⁸⁰, H. Gulkanyan¹, T. Gunji¹²⁶, A. Gupta⁹⁰, R. Gupta⁹⁰, R. Haake⁵⁴, Ø. Haaland¹⁸, C. Hadjidakis⁵¹, M. Haiduc⁶², H. Hamagaki¹²⁶, G. Hamar¹³⁴, L. D. Hanratty¹⁰², A. Hansen⁸⁰, J. W. Harris¹³⁵, H. Hartmann⁴³, A. Harton¹³, D. Hatzifotiadou¹⁰⁵, S. Hayashi¹²⁶, S. T. Heckel⁵³, M. Heide⁵⁴, H. Helstrup³⁸, A. Herghelegiu⁷⁸, G. Herrera Corral¹¹, B. A. Hess³⁵, K. F. Hetland³⁸, T. E. Hilden⁴⁶, H. Hillemanns³⁶, B. Hippolyte⁵⁵, P. Hristov³⁶, M. Huang¹⁸, T. J. Humanic²⁰, N. Hussain⁴⁵, T. Hussain¹⁹, D. Hutter⁴³, D. S. Hwang²¹, R. Ilkaev⁹⁹, I. Ilkiv⁷⁷, M. Inaba¹²⁷, C. Ionita³⁶, M. Ippolitov^{76,100}, M. Irfan¹⁹, M. Ivanov⁹⁷, V. Ivanov⁸⁵, V. Izucheev¹¹², P. M. Jacobs⁷⁴, C. Jahnke¹¹⁹, H. J. Jang⁶⁸, M. A. Janik¹³², P. H. S. Y. Jayarathna¹²¹, C. Jena³⁰, S. Jena¹²¹, R. T. Jimenez Bustamante⁶³, P. G. Jones¹⁰², H. Jung⁴⁴, A. Jusko¹⁰², P. Kalinak⁵⁹, A. Kalweit³⁶, J. Kamin⁵³, J. H. Kang¹³⁶, V. Kaplin⁷⁶, S. Kar¹³¹, A. Karasu Uysal⁶⁹, O. Karavichev⁵⁶, T. Karavicheva⁵⁶, E. Karpechev⁵⁶, U. Kebschull⁵², R. Keidel¹³⁷, D. L. D. Keijdener⁵⁷, M. Keil³⁶, K. H. Khan¹⁶, M. Mohisin Khan¹⁹, P. Khan¹⁰¹, S. A. Khan¹³¹, A. Khanzadeev⁸⁵, Y. Kharlov¹¹², B. Kileng³⁸, B. Kim¹³⁶, D. W. Kim^{44,68}, D. J. Kim¹²², H. Kim¹³⁶, J. S. Kim⁴⁴, M. M. Kim⁴⁴, Minwoo Kim¹³⁶, S. Kim²¹, T. Kim¹³⁶, S. Kirsch⁴³, I. Kisel⁴³, S. Kiselev⁵⁸, A. Kisiel¹³², G. Kiss¹³⁴, J. L. Klay⁶, C. Klein⁵³, J. Klein⁹³, C. Klein-Bösing⁵⁴, A. Kluge³⁶, M. L. Knicheľ⁹³, A. G. Knosp¹¹⁷, T. Kobayashi¹²⁷, C. Kobdaj¹¹⁴, M. Kofarago³⁶, M. K. Köhler⁹⁷, T. Kollegger^{97,43}, A. Kolojvari¹³⁰, V. Kondratiev¹³⁰, N. Kondratyeva⁷⁶, E. Kondratyuk¹¹², A. Konevskikh⁵⁶, M. Kour⁹⁰, C. Kouzinopoulos³⁶, V. Kovalenko¹³⁰, M. Kowalski^{116,36}, S. Kox⁷¹, G. Koyithatta Meethalevedu⁴⁸, J. Kral¹²², I. Králik⁵⁹, A. Kravčáková⁴¹, M. Krelina⁴⁰, M. Kretz⁴³, M. Krivda^{102,59}, F. Krizek⁸³, E. Kryshen³⁶, M. Krzewicki^{97,43}, A. M. Kubera²⁰, V. Kučera⁸³, Y. Kucheriaev¹⁰⁰, T. Kugathasan³⁶, C. Kuhn⁵⁵, P. G. Kuijer⁸¹, I. Kulakov⁴³, A. Kumar⁹⁰, J. Kumar⁴⁸, L. Kumar^{79,87}, P. Kurashvili⁷⁷, A. Kurepin⁵⁶, A. B. Kurepin⁵⁶, A. Kuryakin⁹⁹, S. Kushpil⁸³, M. J. Kwon⁵⁰, Y. Kwon¹³⁶, S. L. La Pointe¹¹¹, P. La Rocca²⁹, C. Lagana Fernandes¹¹⁹, I. Lakomov^{36,51}, R. Langoy⁴², C. Lara⁵², A. Lardeux¹⁵, A. Lattuca²⁷, E. Laudí³⁶, R. Lea²⁶, L. Leardini⁹³, G. R. Lee¹⁰², S. Lee¹³⁶, I. Legrand³⁶,

J. Lehnert⁵³, R. C. Lemmon⁸², V. Lenti¹⁰⁴, E. Leogrande⁵⁷, I. León Monzón¹¹⁸, M. Leoncino²⁷, P. Lévai¹³⁴, S. Li^{7,70}, X. Li¹⁴, J. Lien⁴², R. Lietava¹⁰², S. Lindal²², V. Lindenstruth⁴³, C. Lippmann⁹⁷, M. A. Lisa²⁰, H. M. Ljunggren³⁴, D. F. Lodato⁵⁷, P. I. Loenne¹⁸, V. R. Loggins¹³³, V. Loginov⁷⁶, C. Loizides⁷⁴, X. Lopez⁷⁰, E. López Torres⁹, A. Lowe¹³⁴, X.-G. Lu⁹³, P. Luetig⁵³, M. Lunardon³⁰, G. Luparello^{57,26}, A. Maevskaya⁵⁶, M. Mager³⁶, S. Mahajan⁹⁰, S. M. Mahmood²², A. Maire⁵⁵, R. D. Majka¹³⁵, M. Malaev⁸⁵, I. Maldonado Cervantes⁶³, L. Malinina⁶⁶, D. Mal'kevich⁵⁸, P. Malzacher⁹⁷, A. Mamonov⁹⁹, L. Manceau¹¹¹, V. Manko¹⁰⁰, F. Manso⁷⁰, V. Manzari^{104,36}, M. Marchisone²⁷, J. Mares⁶⁰, G. V. Margagliotti²⁶, A. Margotti¹⁰⁵, J. Margutti⁵⁷, A. Marín⁹⁷, C. Markert¹¹⁷, M. Marquard⁵³, I. Martashvili¹²⁴, N. A. Martin⁹⁷, J. Martin Blanco¹¹³, P. Martinengo³⁶, M. I. Martínez², G. Martínez García¹¹³, M. Martinez Pedreira³⁶, Y. Martynov³, A. Mas¹¹⁹, S. Masciocchi⁹⁷, M. Maserà²⁷, A. Masoni¹⁰⁶, L. Massacrier¹¹³, A. Mastroserio³³, A. Matyja¹¹⁶, C. Mayer¹¹⁶, J. Mazer¹²⁴, M. A. Mazzoni¹⁰⁹, D. McDonald¹²¹, F. Meddi²⁴, A. Menchaca-Rocha⁶⁴, E. Meninno³¹, J. Mercado Pérez⁹³, M. Meres³⁹, Y. Miake¹²⁷, M. M. Mieskolainen⁴⁶, K. Mikhaylov^{58,66}, L. Milano³⁶, J. Milosevic²², L. M. Minervini^{104,23}, A. Mischke⁵⁷, A. N. Mishra⁴⁹, D. Miśkowiec⁹⁷, J. Mitra¹³¹, C. M. Mitu⁶², N. Mohammadi⁵⁷, B. Mohanty^{79,131}, L. Molnar⁵⁵, L. Montaño Zetina¹¹, E. Montes¹⁰, M. Morando³⁰, D. A. Moreira De Godoy¹¹³, L. A. P. Moreno², S. Moretto³⁰, A. Morreale¹¹³, A. Morsch³⁶, V. Muccifora⁷², E. Mudnic¹¹⁵, D. Mühlheim⁵⁴, S. Muhuri¹³¹, M. Mukherjee¹³¹, H. Müller³⁶, J. D. Mulligan¹³⁵, M. G. Munhoz¹¹⁹, S. Murray⁶⁵, L. Musa³⁶, J. Musinsky⁵⁹, B. K. Nandi⁴⁸, R. Nania¹⁰⁵, E. Nappi¹⁰⁴, M. U. Naru¹⁶, C. Nattress¹²⁴, K. Nayak⁷⁹, T. K. Nayak¹³¹, S. Nazarenko⁹⁹, A. Nedosekin⁵⁸, L. Nellen⁶³, F. Ng¹²¹, M. Nicassio⁹⁷, M. Niculescu^{62,36}, J. Niedziela³⁶, B. S. Nielsen⁸⁰, S. Nikolaev¹⁰⁰, S. Nikulin¹⁰⁰, V. Nikulin⁸⁵, F. Noferini^{105,12}, P. Nomokonov⁶⁶, G. Nooren⁵⁷, J. Norman¹²³, A. Nyanin¹⁰⁰, J. Nystrand¹⁸, H. Oeschler⁹³, S. Oh¹³⁵, S. K. Oh⁶⁷, A. Ohlson³⁶, A. Okatan⁶⁹, T. Okubo⁴⁷, L. Olah¹³⁴, J. Oleniacz¹³², A. C. Oliveira Da Silva¹¹⁹, M. H. Oliver¹³⁵, J. Onderwaater⁹⁷, C. Oppedisano¹¹¹, A. Ortiz Velasquez⁶³, A. Oskarsson³⁴, J. Otwinowski^{97,116}, K. Oyama⁹³, M. Ozdemir⁵³, Y. Pachmayer⁹³, P. Pagano³¹, G. Paic⁶³, C. Pajares¹⁷, S. K. Pal¹³¹, J. Pan¹³³, A. K. Pandey⁴⁸, D. Pant⁴⁸, V. Papikyan¹, G. S. Pappalardo¹⁰⁷, P. Pareek⁴⁹, W. J. Park⁹⁷, S. Parmar⁸⁷, A. Passfeld⁵⁴, V. Paticchio¹⁰⁴, B. Paul¹⁰¹, T. Pawlak¹³², T. Peitzmann⁵⁷, H. Pereira Da Costa¹⁵, E. Pereira De Oliveira Filho¹¹⁹, D. Peresunko^{76,100}, C. E. Pérez Lara⁸¹, V. Peskov⁵³, Y. Pestov⁵, V. Petráček⁴⁰, V. Petrov¹¹², M. Petrovici⁷⁸, C. Petta²⁹, S. Piano¹¹⁰, M. Pikna³⁹, P. Pillot¹¹³, O. Pinazza^{105,36}, L. Pinsky¹²¹, D. B. Piyarathna¹²¹, M. Płoskon⁷⁴, M. Planinic¹²⁸, J. Pluta¹³², S. Pochybova¹³⁴, P. L. M. Podesta-Lerma¹¹⁸, M. G. Poghosyan⁸⁶, B. Polichtchouk¹¹², N. Poljak¹²⁸, W. Poonsawat¹¹⁴, A. Pop⁷⁸, S. Porteboeuf-Houssais⁷⁰, J. Porter⁷⁴, J. Pospisil⁸³, S. K. Prasad⁴, R. Preghenella^{105,36}, F. Prino¹¹¹, C. A. Pruneau¹³³, I. Pshenichnov⁵⁶, M. Puccio¹¹¹, G. Puddu²⁵, P. Pujahari¹³³, V. Punin⁹⁹, J. Putschke¹³³, H. Qvigstad²², A. Rachevski¹¹⁰, S. Raha⁴, S. Rajput⁹⁰, J. Rak¹²², A. Rakotzafindrabe¹⁵, L. Ramello³², R. Raniwala⁹¹, S. Raniwala⁹¹, S. S. Räsänen⁴⁶, B. T. Rascanu⁵³, D. Rathee⁸⁷, V. Razazi²⁵, K. F. Read¹²⁴, J. S. Real⁷¹, K. Redlich⁷⁷, R. J. Reed¹³³, A. Rehman¹⁸, P. Reichelt⁵³, M. Reicher⁵⁷, F. Reidt^{93,36}, X. Ren⁷, R. Renfordt⁵³, A. R. Reolon⁷², A. Reshetin⁵⁶, F. Rettig⁴³, J.-P. Revol¹², K. Reygers⁹³, V. Riabov⁸⁵, R. A. Ricci⁷³, T. Richert³⁴, M. Richter²², P. Riedler³⁶, W. Riegler³⁶, F. Riggi²⁹, C. Ristea⁶², A. Rivetti¹¹¹, E. Rocco⁵⁷, M. Rodríguez Cahuantzi¹¹², A. Rodríguez Manso⁸¹, K. Røed²², E. Rogochaya⁶⁶, D. Rohr⁴³, D. Röhrich¹⁸, R. Romita¹²³, F. Ronchetti⁷², L. Ronflette¹¹³, P. Rosnet⁷⁰, A. Rossi³⁶, F. Roukoutakis⁸⁸, A. Roy⁴⁹, C. Roy⁵⁵, P. Roy¹⁰¹, A. J. Rubio Montero¹⁰, R. Rui²⁶, R. Russo²⁷, E. Ryabinkin¹⁰⁰, Y. Ryabov⁸⁵, A. Rybicki¹¹⁶, S. Sadovsky¹¹², K. Šafařík³⁶, B. Sahlmuller⁵³, P. Sahoo⁴⁹, R. Sahoo⁴⁹, S. Sahoo⁶¹, P. K. Sahu⁶¹, J. Saini¹³¹, S. Sakai⁷², M. A. Saleh¹³³, C. A. Salgado¹⁷, J. Salzwedel²⁰, S. Sambyal⁹⁰, V. Samsonov⁸⁵, X. Sanchez Castro⁵⁵, L. Šándor⁵⁹, A. Sandoval⁶⁴, M. Sano¹²⁷, G. Santagati²⁹, D. Sarkar¹³¹, E. Scapparone¹⁰⁵, F. Scarlassara³⁰, R. P. Scharenberg⁹⁵, C. Schiaua⁷⁸, R. Schicker⁹³, C. Schmidt⁹⁷, H. R. Schmidt³⁵, S. Schuchmann⁵³, J. Schukraft³⁶, M. Schulc⁴⁰, T. Schuster¹³⁵, Y. Schutz^{113,36}, K. Schwarz⁹⁷, K. Schweda⁹⁷, G. Scioli²⁸, E. Scomparin¹¹¹, R. Scott¹²⁴, K. S. Seeder¹¹⁹, J. E. Seger⁸⁶, Y. Sekiguchi¹²⁶, I. Selyuzhenkov⁹⁷, K. Senosi⁶⁵, J. Seo^{67,96}, E. Serradilla^{10,64}, A. Sevenco⁶², A. Shabanov⁵⁶, A. Shabetai¹¹³, O. Shadura³, R. Shahoyan³⁶, A. Shangaraev¹¹², A. Sharma⁹⁰, M. Sharma⁹⁰, N. Sharma^{124,61}, K. Shigaki⁴⁷, K. Shtejer^{9,27}, Y. Sibiraki¹⁰⁰, S. Siddhanta¹⁰⁶, K. M. Sielewicz³⁶, T. Siemiarczuk⁷⁷, D. Silvermyr^{84,34}, C. Silvestre⁷¹, G. Simatovic¹²⁸, G. Simonetti³⁶, R. Singaraju¹³¹, R. Singh^{90,79}, S. Singha^{79,131}, V. Singhal¹³¹, B. C. Sinha¹³¹, T. Sinha¹⁰¹, B. Sitar³⁹, M. Sitta³², T. B. Skaali²², M. Slupecki¹²², N. Smirnov¹³⁵, R. J. M. Snellings⁵⁷, T. W. Snellman¹²², C. Søgaard³⁴, R. Soltz⁷⁵, J. Song⁹⁶, M. Song¹³⁶, Z. Song⁷, F. Soramel³⁰, S. Sorensen¹²⁴, M. Spacek⁴⁰, E. Spiriti⁷², I. Sputowska¹¹⁶, M. Spyropoulou-Stassinaki⁸⁸, B. K. Srivastava⁹⁵, J. Stachel⁹³, I. Stan⁶², G. Stefane⁷⁷, M. Steinpreis²⁰, E. Stenlund³⁴, G. Steyn⁶⁵, J. H. Stiller⁹³, D. Stocco¹¹³, P. Strmen³⁹, A. A. P. Suaide¹¹⁹, T. Sugitate⁴⁷, C. Suire⁵¹, M. Suleymanov¹⁶, R. Sultanov⁵⁸, M. Šumbera⁸³, T. J. M. Symons⁷⁴, A. Szabo³⁹, A. Szanto de Toledo¹¹⁹, I. Szarka³⁹, A. Szczepankiewicz³⁶, M. Szymanski¹³², J. Takahashi¹²⁰, N. Tanaka¹²⁷, M. A. Tangaro³³, J. D. Tapia Takaki⁵¹, A. Tarantola Peloni⁵³, M. Tariq¹⁹, M. G. Tarzila⁷⁸, A. Tauro³⁶, G. Tejada Muñoz², A. Telesca³⁶, K. Terasaki¹²⁶, C. Terrevoli^{30,25}, B. Teyssier¹²⁹, J. Thäder^{97,74}, D. Thomas^{57,117}, R. Tieulent¹²⁹, A. R. Timmins¹²¹, A. Toia⁵³, S. Trogolo¹¹¹, V. Trubnikov³, W. H. Trzaska¹²², T. Tsuji¹²⁶, A. Tumkin⁹⁹, R. Turrisi¹⁰⁸, T. S. Tveter²², K. Ullaland¹⁸, A. Uras¹²⁹, G. L. Usai²⁵, A. Utrobicic¹²⁸, M. Vajzer⁸³, M. Vala⁵⁹, L. Valencia Palomo⁷⁰, S. Vallero²⁷, J. Van Der Maarel⁵⁷, J. W. Van Hoorne³⁶, M. van Leeuwen⁵⁷, T. Vanat⁸³, P. Vande Vyvre³⁶, D. Varga¹³⁴, A. Vargas², M. Vargyas¹²², R. Varma⁴⁸, M. Vasileiou⁸⁸, A. Vasiliev¹⁰⁰, A. Vauthier⁷¹, V. Vechernin¹³⁰, A. M. Veen⁵⁷, M. Veldhoen⁵⁷, A. Velure¹⁸, M. Venaruzzo⁷³, E. Vercellin²⁷, S. Vergara Limón², R. Vernet⁸, M. Verweij¹³³, L. Vickovic¹¹⁵, G. Viesti³⁰, J. Viinikainen¹²², Z. Vilakazi¹²⁵, O. Villalobos Baillie¹⁰², A. Villatoro Tello², A. Vinogradov¹⁰⁰, L. Vinogradov¹³⁰, Y. Vinogradov⁹⁹, T. Virgili³¹, V. Vislavicius³⁴, Y. P. Viyogi¹³¹, A. Vodopyanov⁶⁶, M. A. Völkl⁹³, K. Voloshin⁵⁸, S. A. Voloshin¹³³, G. Volpe^{134,36}, B. von Haller³⁶, I. Vorobyev^{37,92}, D. Vranic^{36,97}, J. Vrláková⁴¹, B. Vulpescu⁷⁰, A. Vyushin⁹⁹, B. Wagner¹⁸, J. Wagner⁹⁷, H. Wang⁵⁷, M. Wang^{7,113}, Y. Wang⁹³, D. Watanabe¹²⁷, M. Weber^{36,121}, S. G. Weber⁹⁷, J. P. Wessels⁵⁴, U. Westerhoff⁵⁴, J. Wiechula³⁵, J. Wikne²², M. Wilde⁵⁴, G. Wilk⁷⁷, J. Wilkinson⁹³, M. C. S. Williams¹⁰⁵, B. Windelband⁹³, M. Winn⁹³, C. G. Yaldo¹³³, Y. Yamaguchi¹²⁶, H. Yang⁵⁷, P. Yang⁷, S. Yano⁴⁷, S. Yasnopolskiy¹⁰⁰, Z. Yin⁷,

H. Yokoyama¹²⁷, I.-K. Yoo⁹⁶, V. Yurchenko³, I. Yushmanov¹⁰⁰, A. Zaborowska¹³², V. Zaccolo⁸⁰, A. Zaman¹⁶, C. Zampolli¹⁰⁵, H. J. C. Zanoli¹¹⁹, S. Zaporozhets⁶⁶, A. Zarochentsev¹³⁰, P. Závada⁶⁰, N. Zaviyalov⁹⁹, H. Zbroszczyk¹³², I. S. Zgura⁶², M. Zhalov⁸⁵, H. Zhang^{18,7}, X. Zhang⁷⁴, Y. Zhang⁷, C. Zhao²², N. Zhigareva⁵⁸, D. Zhou⁷, Y. Zhou^{80,57}, Z. Zhou¹⁸, H. Zhu^{18,7}, J. Zhu^{113,7}, X. Zhu⁷, A. Zichichi^{12,28}, A. Zimmermann⁹³, M. B. Zimmermann^{54,36}, G. Zinovjev³, M. Zyzak⁴³

Affiliations

¹A.I. Alikhanyan National Science Laboratory (Yerevan Physics Institute) Foundation, Yerevan, Armenia. ²Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, Mexico. ³Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kiev, Ukraine. ⁴Bose Institute, Department of Physics and Centre for Astroparticle Physics and Space Science (CAPSS), Kolkata, India. ⁵Budker Institute for Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia. ⁶California Polytechnic State University, San Luis Obispo, California, USA. ⁷Central China Normal University, Wuhan, China. ⁸Centre de Calcul de l'IN2P3, Villeurbanne, France. ⁹Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN), Havana, Cuba. ¹⁰Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), Madrid, Spain. ¹¹Centro de Investigación y de Estudios Avanzados (CINVESTAV), Mexico City and Mérida, Mexico. ¹²Centro Fermi-Museo Storico della Fisica e Centro Studi e Ricerche 'Enrico Fermi', Rome, Italy. ¹³Chicago State University, Chicago, Illinois, USA. ¹⁴China Institute of Atomic Energy, Beijing, China. ¹⁵Commissariat à l'Energie Atomique, IRFU, Saclay, France. ¹⁶COMSATS Institute of Information Technology (CIIT), Islamabad, Pakistan. ¹⁷Departamento de Física de Partículas and IGFAE, Universidad de Santiago de Compostela, Santiago de Compostela, Spain. ¹⁸Department of Physics and Technology, University of Bergen, Bergen, Norway. ¹⁹Department of Physics, Aligarh Muslim University, Aligarh, India. ²⁰Department of Physics, Ohio State University, Columbus, Ohio, USA. ²¹Department of Physics, Sejong University, Seoul, South Korea. ²²Department of Physics, University of Oslo, Oslo, Norway. ²³Dipartimento di Elettrotecnica ed Elettronica del Politecnico, Bari, Italy. ²⁴Dipartimento di Fisica dell'Università 'La Sapienza' and Sezione INFN Rome, Italy. ²⁵Dipartimento di Fisica dell'Università and Sezione INFN, Cagliari, Italy. ²⁶Dipartimento di Fisica dell'Università and Sezione INFN, Trieste, Italy. ²⁷Dipartimento di Fisica dell'Università and Sezione INFN, Turin, Italy. ²⁸Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università and Sezione INFN, Bologna, Italy. ²⁹Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università and Sezione INFN, Catania, Italy. ³⁰Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università and Sezione INFN, Padova, Italy. ³¹Dipartimento di Fisica 'E.R. Caianiello' dell'Università and Gruppo Collegato INFN, Salerno, Italy. ³²Dipartimento di Scienze e Innovazione Tecnologica dell'Università del Piemonte Orientale and Gruppo Collegato INFN, Alessandria, Italy. ³³Dipartimento Interateneo di Fisica 'M. Merlin' and Sezione INFN, Bari, Italy. ³⁴Division of Experimental High Energy Physics, University of Lund, Lund, Sweden. ³⁵Eberhard Karls Universität Tübingen, Tübingen, Germany. ³⁶European Organization for Nuclear Research (CERN), Geneva, Switzerland. ³⁷Excellence Cluster Universe, Technische Universität München, Munich, Germany. ³⁸Faculty of Engineering, Bergen University College, Bergen, Norway. ³⁹Faculty of Mathematics, Physics and Informatics, Comenius University, Bratislava, Slovakia. ⁴⁰Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic. ⁴¹Faculty of Science, P.J. Šafárik University, Košice, Slovakia. ⁴²Faculty of Technology, Buskerud and Vestfold University College, Vestfold, Norway. ⁴³Frankfurt Institute for Advanced Studies, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, Germany. ⁴⁴Gangneung-Wonju National University, Gangneung, South Korea. ⁴⁵Gauhati University, Department of Physics, Guwahati, India. ⁴⁶Helsinki Institute of Physics (HIP), Helsinki, Finland. ⁴⁷Hiroshima University, Hiroshima, Japan. ⁴⁸Indian Institute of Technology Bombay (IIT), Mumbai, India. ⁴⁹Indian Institute of Technology Indore, Indore (IITI), India. ⁵⁰Inha University, Incheon, South Korea. ⁵¹Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO), Université Paris-Sud, CNRS-IN2P3, Orsay, France. ⁵²Institut für Informatik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, Germany. ⁵³Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, Germany. ⁵⁴Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Münster, Germany. ⁵⁵Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC), Université de Strasbourg, CNRS-IN2P3, Strasbourg, France. ⁵⁶Institute for Nuclear Research, Academy of Sciences, Moscow, Russia. ⁵⁷Institute for Subatomic Physics of Utrecht University, Utrecht, Netherlands. ⁵⁸Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia. ⁵⁹Institute of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences, Košice, Slovakia. ⁶⁰Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic. ⁶¹Institute of Physics, Bhubaneswar, India. ⁶²Institute of Space Science (ISS), Bucharest, Romania. ⁶³Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, Mexico. ⁶⁴Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, Mexico. ⁶⁵Themba LABS, National Research Foundation, Somerset West, South Africa. ⁶⁶Joint Institute for Nuclear Research (JINR), Dubna, Russia. ⁶⁷Konkuk University, Seoul, South Korea. ⁶⁸Korea Institute of Science and Technology Information, Daejeon, South Korea. ⁶⁹KTO Karatay University, Konya, Turkey. ⁷⁰Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC), Clermont Université, Université Blaise Pascal, CNRS-IN2P3, Clermont-Ferrand, France. ⁷¹Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, Université Grenoble-Alpes, CNRS-IN2P3, Grenoble, France. ⁷²Laboratori Nazionali di Frascati, INFN, Frascati, Italy. ⁷³Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN, Legnaro, Italy. ⁷⁴Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, USA. ⁷⁵Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, USA. ⁷⁶Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia. ⁷⁷National Centre for Nuclear Studies, Warsaw, Poland. ⁷⁸National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest, Romania. ⁷⁹National Institute of Science Education and Research, Bhubaneswar, India. ⁸⁰Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Copenhagen, Denmark. ⁸¹Nikhef, Nationaal instituut voor subatomaire fysica, Amsterdam, Netherlands. ⁸²Nuclear Physics Group, STFC Daresbury Laboratory, Daresbury, UK. ⁸³Nuclear Physics Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic, Řež u Prahy, Czech Republic. ⁸⁴Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA. ⁸⁵Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia. ⁸⁶Physics Department, Creighton University, Omaha, Nebraska, USA. ⁸⁷Physics Department, Panjab University, Chandigarh, India. ⁸⁸Physics Department, University of Athens, Athens, Greece. ⁸⁹Physics Department, University of Cape Town, Cape Town, South Africa. ⁹⁰Physics Department, University of Jammu, Jammu, India. ⁹¹Physics Department, University of Rajasthan, Jaipur, India. ⁹²Physik Department, Technische Universität München, Munich, Germany. ⁹³Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, Germany. ⁹⁴Politecnico di Torino, Turin, Italy. ⁹⁵Purdue University, West Lafayette, Indiana, USA. ⁹⁶Pusan National University, Pusan, South Korea. ⁹⁷Research Division and ExtreMe Matter Institute EMMI, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany. ⁹⁸Rudjer Bošković Institute, Zagreb, Croatia. ⁹⁹Russian Federal Nuclear Center (VNIIEF), Sarov, Russia. ¹⁰⁰Russian Research Centre Kurchatov Institute, Moscow, Russia. ¹⁰¹Saha Institute of Nuclear Physics, Kolkata, India. ¹⁰²School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Birmingham, UK. ¹⁰³Sección Física, Departamento de Ciencias, Pontificia Universidad Católica del Perú, Lima, Peru. ¹⁰⁴Sezione INFN, Bari, Italy. ¹⁰⁵Sezione INFN, Bologna, Italy. ¹⁰⁶Sezione INFN, Cagliari, Italy. ¹⁰⁷Sezione INFN, Catania, Italy. ¹⁰⁸Sezione INFN, Padova, Italy. ¹⁰⁹Sezione INFN, Rome, Italy. ¹¹⁰Sezione INFN, Trieste, Italy. ¹¹¹Sezione INFN, Turin, Italy. ¹¹²SSC IHEP of NRC Kurchatov institute, Protvino, Russia. ¹¹³SUBATECH, Ecole des Mines de Nantes, Université de Nantes, CNRS-IN2P3, Nantes, France. ¹¹⁴Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima, Thailand. ¹¹⁵Technical University of Split FESB, Split, Croatia. ¹¹⁶The Henryk Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Cracow, Poland. ¹¹⁷The University of Texas at Austin, Physics Department, Austin, Texas, USA. ¹¹⁸Universidad Autónoma de Sinaloa, Culiacán, Mexico. ¹¹⁹Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, Brazil. ¹²⁰Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Campinas, Brazil. ¹²¹University of Houston, Houston, Texas, USA. ¹²²University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland. ¹²³University of Liverpool, Liverpool, UK. ¹²⁴University of Tennessee, Knoxville, Tennessee, USA. ¹²⁵University of the Witwatersrand, Johannesburg, South Africa. ¹²⁶University of Tokyo, Tokyo, Japan. ¹²⁷University of Tsukuba, Tsukuba, Japan. ¹²⁸University of Zagreb, Zagreb, Croatia. ¹²⁹Université de Lyon, Université Lyon 1, CNRS-IN2P3, IPN-Lyon, Villeurbanne, France. ¹³⁰V. Fock Institute for Physics, St Petersburg State University, St Petersburg, Russia. ¹³¹Variable Energy Cyclotron Centre, Kolkata, India. ¹³²Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland. ¹³³Wayne State University, Detroit, Michigan, USA. ¹³⁴Wigner Research Centre for Physics, Hungarian Academy of Sciences, Budapest, Hungary. ¹³⁵Yale University, New Haven, Connecticut, USA. ¹³⁶Yonsei University, Seoul, South Korea. ¹³⁷Zentrum für Technologietransfer und Telekommunikation (ZTT), Fachhochschule Worms, Worms, Germany.

Bibliografia

- [1] **STAR** Collaboration, H. Agakishiev *et al.*, “Observation of the antimatter helium-4 nucleus,” *Nature* **473** (2011) 353, arXiv:1103.3312 [nucl-ex]. [Erratum: *Nature* 475 (2011) 412].
- [2] P. A. M. Dirac, “The quantum theory of the electron,” *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A117** (1928) 610–624.
- [3] C. D. Anderson, “The Positive Electron,” *Phys. Rev.* **43** (1933) 491–494.
- [4] O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, and T. Ypsilantis, “Observation of Anti-protons,” *Phys. Rev.* **100** (1955) 947–950.
- [5] T. Massam, T. Muller, B. Righini, M. Schneegans, and A. Zichichi, “Experimental observation of antideuteron production,” *Nuovo Cim.* **39** (1965) 10–14.
- [6] D. Dorfan, J. Eades, L. Lederman, W. Lee, and C. Ting, “Observation of antideuterons,” *Phys.Rev.Lett.* **14** (1965) 1003–1006.
- [7] Y. Antipov, S. Denisov, S. Donskov, Y. Gorin, V. Kachanov, *et al.*, “Observation of antihelium-3,” *Nucl.Phys.* **B31** (1971) 235–252.
- [8] N. K. Vishnevsky *et al.*, “Observation of antitritium,” *Yad. Fiz.* **20** (1974) 694–708.
- [9] **STAR** Collaboration, B. I. Abelev, “Observation of an Antimatter Hypernucleus,” *Science* **328** (2010) 58–62, arXiv:1003.2030 [nucl-ex].
- [10] G. Baur *et al.*, “Production of anti-hydrogen,” *Phys. Lett.* **B368** (1996) 251–258.
- [11] T. D. Lee and C.-N. Yang, “Question of Parity Conservation in Weak Interactions,” *Phys. Rev.* **104** (1956) 254–258.

- [12] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay,” *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413–1414.
- [13] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, “Evidence for the 2 pi Decay of the $k(2)0$ Meson,” *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138–140.
- [14] M. Kobayashi and T. Maskawa, “CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction,” *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652–657.
- [15] **Particle Data Group** Collaboration, K. Olive *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Chin. Phys.* **C38** (2014) 090001.
- [16] G. Luders, “On the Equivalence of Invariance under Time Reversal and under Particle-Antiparticle Conjugation for Relativistic Field Theories,” *Kong. Dan. Vid. Sel. Mat. Fys. Med.* **28N5** (1954) 1–17.
- [17] W. Pauli, “Exclusion principle, lorentz group and reflection of space-time and charge,” in *Niels Bohr and the Development of Physics*, P. Wolfgang, ed., pp. 30–51. Pergamon Press, New York, 1955.
- [18] **ATLAS** Collaboration, S. Li, “Standard model measurements with ATLAS (+CMS) detector(s),” *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* **39** (2015) 1560102.
- [19] R. Bluhm, V. A. Kostelecky, and N. Russell, “CPT and Lorentz tests in hydrogen and anti-hydrogen,” *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 2254–2257, [arXiv:hep-ph/9810269 \[hep-ph\]](#).
- [20] V. A. Kostelecky and R. Potting, “CPT and strings,” *Nucl. Phys.* **B359** (1991) 545–570.
- [21] A. D. Dolgov and Ya. B. Zeldovich, “Cosmology and Elementary Particles,” *Rev. Mod. Phys.* **53** (1981) 1–41.
- [22] J. Ellis, N. E. Mavromatos, and S. Sarkar, “Environmental CPT Violation in an Expanding Universe in String Theory,” *Phys. Lett.* **B725** (2013) 407–411, [arXiv:1304.5433 \[gr-qc\]](#).
- [23] A. D. Sakharov, “Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe,” *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **5** (1967) 32–35. [[Usp. Fiz. Nauk161,61\(1991\)](#)].

- [24] R. Van Dyck, P. Schwinberg, and H. Dehmelt, “New High Precision Comparison of Electron and Positron g Factors,” *Phys.Rev.Lett.* **59** (1987) 26–29.
- [25] **BASE** Collaboration, S. Ulmer *et al.*, “High-precision comparison of the antiproton-to-proton charge-to-mass ratio,” *Nature* **524** no. 7564, (2015) 196–199.
- [26] M. Kobayashi and A. I. Sanda, “On testing the CPT symmetry,” *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 3139–3142.
- [27] **ALPHA** Collaboration, C. Amole *et al.*, “Resonant quantum transitions in trapped antihydrogen atoms,” *Nature* **483** (2012) 439–443.
- [28] **ALPHA** Collaboration, C. Amole *et al.*, “An experimental limit on the charge of antihydrogen,” *Nature Commun.* **5** (2014) 3955.
- [29] V. A. Kostelecky and N. Russell, “Data Tables for Lorentz and *CPT* Violation,” *Rev.Mod.Phys.* **83** (2011) 11–31, [arXiv:0801.0287](#) [hep-ph].
- [30] U. van Kolck, “Effective field theory of nuclear forces,” *Prog.Part.Nucl.Phys.* **43** (1999) 337–418, [arXiv:nucl-th/9902015](#) [nucl-th].
- [31] **ASACUSA** Collaboration, M. Hori *et al.*, “Two-photon laser spectroscopy of antiprotonic helium and the antiproton-to-electron mass ratio,” *Nature* **475** (2011) 484–488, [arXiv:1304.4330](#) [physics.atom-ph].
- [32] P. J. Mohr, B. N. Taylor, and D. B. Newell, “CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2010,” *Rev.Mod.Phys.* **84** (2012) 1527–1605, [arXiv:1203.5425](#) [physics.atom-ph].
- [33] S. Denisov, S. Donskov, Y. Gorin, V. Kachanov, V. Kutjin, *et al.*, “Measurements of anti-deuteron absorption and stripping cross sections at the momentum 13.3 GeV/ c ,” *Nucl.Phys.* **B31** (1971) 253–260.
- [34] J. Kessler, E.G., “The Deuteron Binding Energy and the Neutron Mass,” *Phys.Lett.* **A255** (1999) 221–229.
- [35] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, “The quest for the quark-gluon plasma,” *Nature* **448** (2007) 302–309.

- [36] **E814** Collaboration, J. Barrette *et al.*, “Production of light nuclei in relativistic heavy ion collisions,” *Phys. Rev.* **C50** (1994) 1077–1084.
- [37] **NA52** Collaboration, R. Arsenescu *et al.*, “An Investigation of the anti-nuclei and nuclei production mechanism in Pb + Pb collisions at 158-A-GeV,” *New J. Phys.* **5** (2003) 150.
- [38] **STAR** Collaboration, C. Adler *et al.*, “Anti-deuteron and anti-He-3 production in $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130$ GeV Au+Au collisions,” *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 262301, arXiv:nucl-ex/0108022 [nucl-ex]. [Erratum: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 279902].
- [39] **PHENIX** Collaboration, S. S. Adler *et al.*, “Deuteron and antideuteron production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV,” *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 122302, arXiv:nucl-ex/0406004 [nucl-ex].
- [40] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Production of light nuclei and anti-nuclei in pp and Pb-Pb collisions at LHC energies,” arXiv:1506.08951 [nucl-ex].
- [41] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. W. Heinz, “Thermal phenomenology of hadrons from 200-A/GeV S+S collisions,” *Phys. Rev.* **C48** (1993) 2462–2475, arXiv:nucl-th/9307020 [nucl-th].
- [42] C. Tsallis, “Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics,” *J. Statist. Phys.* **52** (1988) 479–487.
- [43] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, and H. Stocker, “Production of light nuclei, hypernuclei and their antiparticles in relativistic nuclear collisions,” *Phys. Lett.* **B697** (2011) 203–207, arXiv:1010.2995 [nucl-th].
- [44] M. Floris, “Hadron yields and the phase diagram of strongly interacting matter,” *Nucl. Phys.* **A931** (2014) 103–112, arXiv:1408.6403 [nucl-ex].
- [45] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, “Hadron production in central nucleus-nucleus collisions at chemical freeze-out,” *Nucl. Phys.* **A772** (2006) 167–199, arXiv:nucl-th/0511071 [nucl-th].
- [46] P. J. Siemens and J. I. Kapusta, “Evidence for a soft nuclear matter equation of state,” *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1486–1489.

- [47] S. Wheaton and J. Cleymans, “THERMUS: A Thermal model package for ROOT,” *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 84–106, arXiv:hep-ph/0407174 [hep-ph].
- [48] J. Stachel, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and K. Redlich, “Confronting LHC data with the statistical hadronization model,” *J. Phys. Conf. Ser.* **509** (2014) 012019, arXiv:1311.4662 [nucl-th].
- [49] L. Xue, Y. G. Ma, J. H. Chen, and S. Zhang, “Production of light (anti)nuclei, (anti)hypertriton and di- Λ in central Au+Au collisions at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider,” *Phys. Rev.* **C85** (2012) 064912, arXiv:1206.4780 [nucl-th].
- [50] R. Scheibl and U. W. Heinz, “Coalescence and flow in ultrarelativistic heavy ion collisions,” *Phys. Rev.* **C59** (1999) 1585–1602, arXiv:nucl-th/9809092 [nucl-th].
- [51] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Two-pion Bose-Einstein correlations in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Lett.* **B696** (2011) 328–337, arXiv:1012.4035 [nucl-ex].
- [52] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Centrality dependence of π , K, p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Rev.* **C88** (2013) 044910, arXiv:1303.0737 [hep-ex].
- [53] **STAR** Collaboration, R. Haque, “Centrality and energy dependence of elliptic flow of light nuclei and hadrons in STAR,” *Nucl. Phys.* **A931** (2014) 915–919.
- [54] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “ ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^3_{\Lambda}\bar{\text{H}}$ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” arXiv:1506.08453 [nucl-ex].
- [55] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Search for weakly decaying $\bar{\Lambda}\text{n}$ and $\Lambda\Lambda$ exotic bound states in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Lett.* **B752** (2016) 267–277, arXiv:1506.07499 [nucl-ex].
- [56] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “The ALICE experiment at the CERN LHC,” *JINST* **3** (2008) S08002.
- [57] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et al.*, “Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC,” *Int. J. Mod. Phys.* **A29** (2014) 1430044, arXiv:1402.4476 [nucl-ex].

- [58] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine,” *JINST* **3** (2008) S08001.
- [59] “LHC Programme Coordination web pages.”
<http://lpc.web.cern.ch/lpc/>.
- [60] G. Herrera Corral, “Diffractive Physics with ALICE at the LHC: the control of quantum collisions,” *J. Phys. Conf. Ser.* **624** no. 1, (2015) 012008.
- [61] J. Allen *et al.*, “ALICE DCal: An Addendum to the EMCAL Technical Design Report Di-Jet and Hadron-Jet correlation measurements in ALICE,” Tech. Rep. CERN-LHCC-2010-011. ALICE-TDR-14-add-1, CERN, Geneva, Jun, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1272952>.
- [62] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE,” *Phys.Rev.* **C88** (2013) 044909, [arXiv:1301.4361](https://arxiv.org/abs/1301.4361) [nucl-ex].
- [63] “ALICE Off-line Project.” <http://aliweb.cern.ch/Offline/>.
- [64] “Worldwide LHC Computing Grid.” <http://wlcg.web.cern.ch/>.
- [65] “AliEn-ALICE Environment.” <http://alien2.cern.ch/>.
- [66] R. Fruhwirth, “Application of Kalman filtering to track and vertex fitting,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A262** (1987) 444–450.
- [67] M. Ivanov, I. Belikov, P. Hristov, and K. Safarik, “Track reconstruction in high density environment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A566** (2006) 70–74.
- [68] **ALICE** Collaboration, G. Dellacasa *et al.*, “ALICE technical design report of the time-of-flight system (TOF),” Tech. Rep. CERN-LHCC-2000-012, CERN, Geneva, 2000.
<http://cds.cern.ch/record/430132>.
- [69] **ALICE** Collaboration, P. Cortese *et al.*, “ALICE: Addendum to the technical design report of the time of flight system (TOF),” Tech. Rep. CERN-LHCC-2002-016, CERN, Geneva, 2002.
<http://cds.cern.ch/record/545834>.
- [70] A. Akindinov *et al.*, “Performance of the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC,” *Eur.Phys.J.Plus* **128** (2013) 44.

- [71] E. Cerron Zeballos *et al.*, “A New type of resistive plate chamber: The Multigap RPC,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A374** (1996) 132–136.
- [72] A. Akindinov *et al.*, “Final test of the MRPC production for the ALICE TOF detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A602** (2009) 709–712.
- [73] A. Akindinov *et al.*, “Construction and tests of the MRPC detectors for TOF in ALICE,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A602** (2009) 658–664.
- [74] A. Akindinov *et al.*, “A study of the multigap RPC at the gamma irradiation facility at CERN,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A490** (2002) 58–70.
- [75] F. Anghinolfi *et al.*, “NINO: An ultra-fast and low-power front-end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive plate chamber,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A533** (2004) 183–187.
- [76] A. Akindinov *et al.*, “Design aspects and prototype test of a very precise TDC system implemented for the multigap RPC of the ALICE-TOF,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A533** (2004) 178–182.
- [77] A. Akindinov *et al.*, “A topological trigger based on the Time-of-Flight detector for the ALICE experiment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A602** (2009) 372–376.
- [78] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Upgrade of the ALICE Experiment: Letter Of Intent,” *J. Phys.* **G41** (2014) 087001.
- [79] A. Akindinov *et al.*, “Space charge limited avalanche growth in multigap resistive plate chambers,” *Eur. Phys. J.* **C34** (2004) S325–S331.
- [80] A. Akindinov *et al.*, “Results of the ALICE time-of-flight detector from the 2009 cosmic-ray data taking,” *Eur. Phys. J.* **C68** (2010) 601–607.
- [81] A. Akindinov *et al.*, “Results from a large sample of MRPC-strip prototypes for the ALICE TOF detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A532** (2004) 611–621.
- [82] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Precision measurement of the mass difference between light nuclei and anti-nuclei,” *Nature Phys.* **11** no. 10, (2015) 811–814, [arXiv:1508.03986](https://arxiv.org/abs/1508.03986) [nucl-ex].

-
- [83] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Precision measurement of the mass difference between light nuclei and anti-nuclei,” Tech. Rep. ALICE-PUBLIC-2015-002, 2015.
<https://cds.cern.ch/record/2033777>.
- [84] **CDF** Collaboration, F. Abe *et al.*, “A Measurement of the W -boson mass,” *Phys.Rev.Lett.* **65** (1990) 2243–2246.
- [85] D. Ayers, A. Cormack, A. Greenberg, R. Kenney, D. Caldwell, *et al.*, “Measurements of the lifetimes of positive and negative pions,” *Phys.Rev.* **D3** (1971) 1051–1063.
- [86] M. Cresti, L. Peruzzo, and G. Sartori, “Measurement Of The Anti-neutron Mass,” *Phys.Lett.* **B177** (1986) 206–210.
- [87] M. Cresti, L. Peruzzo, and G. Sartori, “Errata,” *Phys.Lett.* **B200** (1988) 587–588.