

# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI

---



Dipartimento di fisica “M. Merlin”

**DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA**

Ciclo XXIV

Settore fisico disciplinare Fis/01

## Studio della produzione di $J/\psi$ in collisioni protone-protone a $\sqrt{s} = 7$ TeV con l'apparato ALICE

*Coordinatore:*

Prof. Francesco Romano

*Dottoranda:*

Fiorella M. C. Fionda

*Supervisore:*

Dott. Giuseppe E. Bruno



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>2</b>
<b>1 Produzione di <math>J/\psi</math> e adroni beauty in collisioni protone-protone</b>	<b>6</b>
1.1 Introduzione . . . . .	6
1.2 Le famiglie del charmonio . . . . .	7
1.3 Produzione di $J/\psi$ ai collisionatori adronici . . . . .	10
1.4 Meccanismi di produzione delle $J/\psi$ prompt . . . . .	11
1.4.1 Produzione dei quark pesanti . . . . .	12
1.4.2 Modelli teorici per la produzione del charmonio . . . . .	18
1.5 Polarizzazione . . . . .	22
1.6 Risultati sperimentali e confronto con le predizioni teoriche . . . . .	25
1.6.1 Risultati dell'SPS . . . . .	25
1.6.2 Risultati dell'SppS . . . . .	26
1.6.3 Risultati del Fermilab . . . . .	28
1.6.4 Risultati di HERA . . . . .	30
1.6.5 Risultati del Tevatron . . . . .	37
1.6.6 Risultati di RHIC . . . . .	42
1.7 Produzione inclusiva di adroni beauty . . . . .	45
1.8 Riepilogo della situazione attuale e prospettive per LHC . . . . .	56
<b>2 L'esperimento ALICE a LHC</b>	<b>59</b>
2.1 Introduzione . . . . .	59
2.2 Il Large Hadron Collider . . . . .	60
2.2.1 Programma di funzionamento di LHC . . . . .	63
2.3 I rivelatori di ALICE . . . . .	64
2.3.1 L'ITS . . . . .	66
2.3.2 La TPC . . . . .	75
2.3.3 Identificazione di particelle . . . . .	78
2.3.4 Il sistema di trigger . . . . .	85
2.4 Ricostruzione delle tracce nel tracciatore centrale . . . . .	87
2.5 Ricostruzione del vertice primario . . . . .	92

2.5.1	Algoritmi per la determinazione del vertice con l'SPD . . . . .	92
2.5.2	Ricostruzione del vertice con le tracce . . . . .	94
<b>3</b>	<b>Produzione delle <math>J/\psi</math> inclusive in collisioni pp a <math>\sqrt{s} = 7</math> TeV</b>	<b>97</b>
3.1	Introduzione . . . . .	97
3.2	Campione di eventi utilizzato per l'analisi . . . . .	98
3.3	Selezione delle candidate $J/\psi$ . . . . .	99
3.4	Correzioni di accettazione ed efficienza . . . . .	105
3.5	Estrazione della sezione d'urto inclusiva . . . . .	108
3.6	Errori sistematici . . . . .	110
3.7	Sezione d'urto di produzione dei mesoni $J/\psi$ inclusiva e differenziale . . . . .	112
3.8	Risultati e confronti con altri esperimenti . . . . .	114
<b>4</b>	<b>Produzione di <math>J/\psi</math> prompt e non-prompt in pp a <math>\sqrt{s} = 7</math> TeV</b>	<b>117</b>
4.1	Introduzione . . . . .	117
4.2	Separazione di $J/\psi$ prompt e non-prompt . . . . .	118
4.3	Fit di massima verosimiglianza non-binnato . . . . .	120
4.3.1	Funzione di risoluzione . . . . .	123
4.3.2	Funzione "template" per le $J/\psi$ non-prompt . . . . .	127
4.3.3	Parametrizzazione del fondo combinatorio . . . . .	129
4.3.4	Parametrizzazione della distribuzione di massa invariante	133
4.4	Test del metodo sul Monte Carlo . . . . .	135
4.4.1	Verifica del valore centrale e dell'errore statistico . . . . .	138
4.5	Risultati . . . . .	139
4.5.1	Misura di $f_B$ integrata in $p_T$ . . . . .	139
4.5.2	Misura di $f_B$ in intervalli di impulso trasverso . . . . .	142
4.6	Incertezze sistematiche . . . . .	148
4.7	Sezioni d'urto di produzione di $J/\psi$ prompt . . . . .	155
4.8	Produzione di adroni beauty . . . . .	159
	<b>Conclusioni</b>	<b>165</b>
	<b>Appendice A</b>	<b>168</b>
	<b>Appendice B</b>	<b>174</b>
	<b>Appendice C</b>	<b>179</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>187</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>197</b>

# Introduzione

Il lavoro presentato in questa tesi è incentrato sullo studio della produzione di  $J/\psi$  nelle collisioni protone–protone con l’esperienza ALICE (A Large Ion Collider Experiment), uno dei quattro grandi esperimenti costruiti al grande collisionatore di adroni (Large Hadron Collider, LHC), situato al CERN di Ginevra.

Il rivelatore ALICE è stato progettato per studiare la fisica delle collisioni tra ioni pesanti ad energie ultrarelativistiche che offrono la possibilità di studiare le proprietà della materia nucleare sottoposta a condizioni estreme di densità di energia. Tali studi sono motivati dalle seguenti considerazioni: sperimentalmente i quark e i gluoni non sono osservati come particelle “libere” in quanto l’interazione forte li costringe al confinamento negli adroni. La Cromodinamica-Quantistica (QCD) è la teoria che descrive le interazioni forti; essa riesce a spiegare le misure degli esperimenti di fisica delle alte energie e spiega la spettroscopia per gli adroni conosciuti. Calcoli di QCD su reticolo prevedono anche che, in condizioni di elevata densità di energia, i quarks ed i gluoni possano trovarsi in uno stato deconfinato denominato “Quark-Gluon Plasma” (QGP). Negli esperimenti di collisione tra ioni pesanti ad energie ultra-relativistiche vi può essere la possibilità di portare il sistema collidente in tale stato deconfinato.

Una parte fondamentale del programma di ALICE riguarda le collisioni protone–protone. Queste, oltre che rappresentare un riferimento naturale per le collisioni Pb–Pb, sono di per se stesse interessanti in quanto permettono di testare le predizioni teoriche a nuovi e più alti valori di energia del centro di massa.

Il presente lavoro di tesi focalizza l’attenzione sullo studio della produzione dei mesoni  $J/\psi$  in collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV, utilizzando l’apparato ALICE. La misura sfrutta il canale di decadimento dileptonico  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  ed è effettuata nella regione a rapidità centrale  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ . Tale tipo di misura effettuata nel protone è importante, oltre che di per se stessa come evidenziato più avanti, anche per normalizzare la produzione

analoga misurata in collisioni nucleo–nucleo alla stessa energia nel centro di massa. Questa normalizzazione si materializza nella misura del “fattore di modificazione nucleare”  $R_{AA}$  definito nel caso specifico come il rapporto, normalizzato al numero di partecipanti  $N_p$ , tra la produzione di  $J/\psi$  in collisioni nucleo–nucleo e la stessa in collisioni protone–protone. Il fattore  $R_{AA}$  permette di quantificare quanto la collisione nucleo–nucleo sia diversa da una semplice sovrapposizione di collisioni protone–protone, evidenziando gli effetti dovuti alla formazione del QGP. Tale tipo di confronto non sarà fatto nella presente tesi in quanto non sono stati ancora raccolti dati nel piombo alla stessa energia nel centro di massa ( $\sqrt{s_{NN}} = 7$  TeV).

Inizialmente si è studiata la produzione inclusiva di tutte le  $J/\psi$ , che è composta da tre contributi:  $J/\psi$  “prompt” prodotte direttamente nella collisione protone–protone,  $J/\psi$  “prompt” prodotte indirettamente (provenienti dalla diseccitazione elettromagnetica di stati di charmonio di più alta energia come  $\chi_c$  o  $\psi(2S)$ ) e  $J/\psi$  non-prompt provenienti dal decadimento di adroni beauty. Il termine “prompt” è usato pertanto per indicare quelle  $J/\psi$  che decadono al vertice dell’interazione primaria.

In un secondo momento l’analisi è stata estesa per determinare la frazione di  $J/\psi$  prodotte che hanno un’origine “non-prompt”, ovvero provengono dal decadimento di adroni beauty. Lo studio di questa componente risulta di estrema importanza in quanto tale misura permette di determinare sia la sezione d’urto di produzione di  $J/\psi$  “prompt”, rendendo possibile un confronto diretto con i modelli teorici di adroproduzione, sia la componente “non-prompt” che permette di risalire attraverso tecniche di estrapolazione basate su simulazioni Monte Carlo alla misura della sezione d’urto di produzione di quark beauty. La tesi è organizzata nel modo seguente. Il primo capitolo descrive nel dettaglio i modelli teorici per i meccanismi di produzione dei mesoni  $J/\psi$  e degli adroni contenenti quark beauty; sarà inoltre presentata sia per il charmonio che per la produzione di adroni beauty una rassegna dei principali risultati sperimentali pre-LHC. Il secondo capitolo è incentrato sulla descrizione del rivelatore ALICE, in particolare si descriveranno le prestazioni, sempre in collisioni protone–protone, dei rivelatori utilizzati per l’analisi oggetto di studio di questa tesi. Il terzo capitolo riguarderà la misura della produzione “inclusiva” di mesoni  $J/\psi$  in collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Verrà pertanto presentata la misura della sezione d’urto di produzione di  $J/\psi$ , integrata e differenziale in  $p_T$ , senza distinguere tra  $J/\psi$  prompt e secondarie.

Nel quarto ed ultimo capitolo verrà presentata l’analisi in cui si separa il contributo delle  $J/\psi$  provenienti dal decadimento di adroni contenti quark beauty. In particolare verranno ricavate le misure relative alle sezione d’urto

di produzione di  $J/\psi$  prompt e secondarie nella regione a rapidità centrale ( $|y_{J/\psi}| < 0.9$ ); verrà inoltre misurata la sezione d'urto di produzione di quark beauty a rapidità centrale e nell'intera regione di rapidità. Tutti i risultati ottenuti verranno confrontati con i modelli teorici e con le misure relative agli altri esperimenti di LHC effettuate negli intervalli di rapidità più simili a quello di ALICE.

# Capitolo 1

## Produzione di $J/\psi$ e adroni beauty in collisioni protone–protone

### 1.1 Introduzione

Lo studio della produzione degli stati di charmonio e di adroni con beauty “manifesto” in collisioni adroniche rappresenta un importante terreno per testare la validità dei modelli basati sulla Cromodinamica-Quantistica (QCD).

Il meccanismo di produzione delle  $J/\psi$ , che è lo stato  $^1S_3$  del sistema legato  $c\bar{c}$ , riguarda aspetti al confine tra i regimi della QCD perturbativa e non-perturbativa. La produzione delle  $J/\psi$  è stata abbondantemente studiata ai collisionatori adronici in particolare al Tevatron [6, 7, 8, 9] ed al RHIC [10]. Nonostante i numerosi progressi relativi ai modelli teorici utilizzati per descrivere i risultati ottenuti a RHIC e Tevatron, di cui è fatta una rassegna in [11, 12], tali modelli non riescono a descrivere simultaneamente le misure delle sezioni d’urto di produzione, in funzione di rapidità ( $y$ ) e momento trasverso ( $p_T$ ), e della polarizzazione. Le misure nel nuovo dominio di energie di LHC possono contribuire notevolmente alla comprensione della fisica coinvolta nei processi di adroproduzione. I primi risultati sperimentali di LHC per i mesoni  $J/\psi$  riguardanti la produzione differenziale in  $p_T$ , tra i quali quelli che saranno discussi in questa tesi, hanno mostrato di essere ben descritti da diversi modelli teorici [13, 14, 15, 16, 17] contrariamente a quanto osservato per le prime misure di polarizzazione [18].

La sezione d’urto di produzione di quark beauty in interazioni adroniche di alta energia è stata misurata sia in collisioni  $p\bar{p}$ , alle energie del centro di massa da 630 GeV [19, 20] a 1.96 TeV [7, 21, 22], che in collisioni protone-

nucleo con energie dei fasci da 800 a 920 GeV [23]. Dal punto di vista teorico ci sono stati numerosi progressi relativi alla descrizione della produzione di adroni beauty alle energie del Tevatron, risolvendo delle discrepanze con le misure sperimentali osservate in una fase preliminare [24], ma rimangono tuttora delle incertezze sostanziali legate alla dipendenza delle sezioni d’urto dalle scale di fattorizzazione e rinormalizzazione. Le misure relative alla produzione di adroni beauty alle energie di LHC in collisioni protone protone forniranno un modo per testare ulteriormente i calcoli di QCD perturbativa basati sull’approccio della “fattorizzazione”. In questo schema le sezioni d’urto sono valutate attraverso una convoluzione delle funzioni di distribuzione partonica dei protoni incidenti, delle sezioni d’urto partoniche di scattering “duro” e delle funzioni di frammentazione. Gli esperimenti ATLAS, CMS ed LHCb ad LHC hanno effettuato misure di produzione di adroni beauty a  $\sqrt{s} = 7$  TeV studiando sia canali esclusivi [25, 26, 27] che inclusivi [13, 14, 15, 28, 29]. A rapidità centrale le misure sono state effettuate nella regione cinematica relativa ad un minimo  $p_T$  del quark beauty dell’ordine di diversi GeV/ $c$ , mentre nella regione a bassi  $p_T$  dove è prodotta la gran parte dello spettro (“bulk”) tale sezione d’urto non è stata misurata.

L’argomento di analisi presentato in questa tesi riguarderà lo studio nelle collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV della produzione di mesoni  $J/\psi$  e di adroni contenenti quark beauty, a rapidità centrale, sfruttando il canale di decadimento  $B \rightarrow J/\psi + X$ . In questo capitolo pertanto verranno esposte le caratteristiche fondamentali riguardanti la produzione degli stati di charmonio, con alcuni cenni per gli stati di bottonio, e di adroni contenenti quark beauty soffermandosi al caso di collisioni protone–protone e con alcuni cenni a collisioni protone-nucleo e elettrone-protone. In particolare il capitolo è organizzato come descritto di seguito: inizialmente verrà fatta una breve introduzione sulla famiglia del charmonio; quindi verrà analizzata la produzione delle  $J/\psi$  ai collisionatori adronici, facendo riferimento ai meccanismi teorici che la descrivono; seguirà un paragrafo dedicato ad una rassegna non esaustiva sui principali risultati pre-LHC riguardanti le misure di produzione del charmonio; infine verranno discussi i meccanismi di produzione di adroni contenenti quark b ed anche in tal caso sarà fatta una rassegna dei principali risultati sperimentali pre-LHC.

## 1.2 Le famiglie del charmonio

Nel 1974 la particella  $J/\psi$  fu scoperta quasi simultaneamente da due gruppi diversi guidati da Ting [30] e Richter [31]. Questo episodio è noto come

“November Revolution” in quanto in quegli anni l’esistenza del quarto flavour (charm) era predetta dalla teoria [32, 33] ma i risultati sperimentali del valore di  $R^1$  non ne mostravano una ovvia esistenza. L’osservazione dello stretto picco di massa al valore di  $3.09 \text{ GeV}/c^2$  offriva la prova diretta dell’esistenza del quarto quark (c) e due anni più tardi Ting e Richter furono insigniti del premio Nobel per la Fisica.

La  $J/\psi$  ha una struttura per molti aspetti simile a quella del positronio, e risulta composta da una coppia di quark  $c\bar{c}$ . Le particelle caratterizzate dalla stessa composizione in termini di quark di valenza della  $J/\psi$  prendono il nome di “charmonio”. Grazie alla sua struttura relativamente semplice, lo spettro di massa e le proprietà di decadimento del charmonio possono essere predette ed il riscontro con i risultati sperimentali ha migliorato notevolmente la comprensione delle proprietà che caratterizzano l’interazione forte.

Il charmonio può essere considerato a tutti gli effetti un sistema non relativistico dato che i calcoli mostrano che la velocità al quadrato  $v^2$  del quark charm è  $\sim 0.3$  (in unità di  $c$ ) [11] nel sistema del centro di massa della coppia  $c\bar{c}$ . Conseguentemente il charmonio può essere descritto utilizzando l’equazione non relativistica di Schrödinger:

$$-\frac{1}{2\mu} \nabla^2 \psi(\vec{x}) + V(r)\psi(\vec{x}) = E\psi(\vec{x}) \quad (1.1)$$

dove  $\mu = m_c/2 \sim 0.6 \text{ GeV}/c^2$  [34] è la massa ridotta ( $m_c$  è la massa del quark c),  $r = |\vec{x}|$  è la distanza tra i quark c e  $\bar{c}$ ,  $\psi(\vec{x})$  è la funzione d’onda che descrive il sistema  $c\bar{c}$  nel centro di massa del charmonio ed E è l’energia del sistema. La funzione potenziale  $V(r)$  è di tipo centrale ed è definita:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(\mu)}{r} + Kr \quad (1.2)$$

dove K vale circa  $1 \text{ GeV}/\text{fm}$ . La massa del sistema può essere calcolata dalla teoria e risulta pari a:

$$M_{c\bar{c}} = 2m_c + E(m_c, V) \quad (1.3)$$

Applicando correzioni di ordine superiore per tener conto degli effetti di spin e relativistici, le masse degli stati osservati sperimentalmente, mostrati in figura 1.1, possono essere efficacemente riprodotte dalla teoria. Le proprietà fondamentali degli stati di charmonio sono riassunte nella tabella 1.1.

---

<sup>1</sup>Rapporto tra la sezione d’urto adronica e quella di produzione di coppie  $\mu^+\mu^-$  in collisioni  $e^+e^-$ .

Mesone	$n^{2S+1}L_J$	$J^{PC}$	Mass (MeV)	Full Width
$\eta_c(1S)$	$1^1S_0$	$0^{-+}$	$2980.3 \pm 1.2$	$28.6 \pm 2.2$ KeV
$J/\psi$	$1^3S_1$	$1^{--}$	$3096.916 \pm 0.011$	$92.9 \pm 2.8$ KeV
$\chi_{c0}$	$1^3P_0$	$0^{++}$	$3414.75 \pm 0.31$	$10.5 \pm 0.08$ MeV
$\chi_{c1}$	$1^3P_1$	$1^{++}$	$3510.66 \pm 0.07$	$0.88 \pm 0.05$ MeV
$\chi_{c2}$	$1^3P_2$	$2^{++}$	$3556.20 \pm 0.09$	$1.95 \pm 0.13$ MeV
$h_c$	$1^1P_0$	$1^{+-}$	$3525.41 \pm 0.16$	$< 1$ MeV
$\eta_c(2S)$	$2^1S_0$	$0^{-+}$	$3637 \pm 4$	$14 \pm 7$ MeV
$\psi(2S)$	$2^3S_1$	$1^{--}$	$3686.094 \pm 0.04$	$589.188 \pm 0.028$ MeV

Tabella 1.1: Proprietà degli stati di charmonio [35].

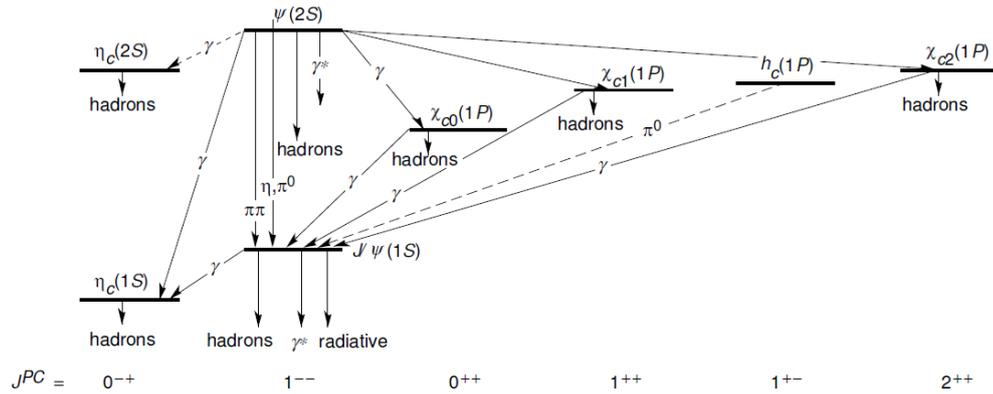


Figura 1.1: Spettro e transizioni radiative della famiglia del charmonio [34].

Gli autovalori degli operatori momento angolare (J), parità (P) e coniugazione di carica (C) caratterizzano i vari stati charmonio (i valori di  $J^{PC}$  sono elencati nella tabella 1.1 per ciascuno stato  $c\bar{c}$ ). Gli autovalori di C e P sono legati dalle seguenti relazioni al momento angolare orbitale (L) e di spin (S):

$$P = (-1)^{L+1} \quad C = (-1)^{L+S} \quad (1.4)$$

Lo stato base del charmonio è il sistema  $\eta_c(1S)$  che è in uno stato di singoletto di spin e i suoi numeri quantici sono  $J^{PC} = 0^{+-}$ . La  $J/\psi$  è in uno stato di tripletto di spin  $J^{PC} = 1^{--}$ . Ai collisionatori  $e^+e^-$  gli stati di charmonio come la  $J/\psi$  o la  $\psi(2S)$  possono essere prodotti direttamente attraverso la generazione di un fotone virtuale, grazie al fatto che i loro numeri quantici sono gli stessi del fotone, gli altri stati possono derivare dal decadimento di altre particelle. Diversamente, tutti gli stati di charmonio possono essere prodotti direttamente solo ai collisionatori adronici.

Il valore della massa della  $J/\psi$  ( $\sim 3.1 \text{ GeV}/c^2$ ) impedisce il suo decadimento in adroni con charm manifesto ( $D\bar{D}$ ) in quanto questo tipo di decadimento richiede un'energia di soglia maggiore ( $\sim 3.8 \text{ GeV}/c^2$ ). D'altra parte la conservazione di J, P e C forza i quark costituenti  $c$  e  $\bar{c}$  a formare fotoni o gluoni attraverso il processo di annichilazione. Essendo la  $J/\psi$  priva di carica di colore (“colorless”) i diagrammi di Feynman al primo ordine sono caratterizzati da tre gluoni ( $1/\alpha_s^3$ ) oppure da due gluoni con l'aggiunta di un fotone (il tasso di quest'ultimo è più basso ma è importante per lo studio della  $J/\psi$ ) e questo rende il rate di decadimento in adroni dello stesso ordine di grandezza di quello elettromagnetico.

Il rate relativamente alto nel canale elettromagnetico ( $\sim 25.4\%$  [34]) fornisce anche un alto branching ratio nel canale di-leptonico ( $\sim 11.9\%$  [34]) e di conseguenza i canali di decadimento di  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  sono i canali migliori (“golden channels”) per studiarne la produzione. Questi canali sono ancora più importanti ai collisionatori adronici, in quanto i leptoni possono essere identificati in maniera efficiente; questo permette di ottenere un buon rapporto S/B (segnale su fondo).

### 1.3 Produzione di $J/\psi$ ai collisionatori adronici

Ai collisionatori adronici la  $J/\psi$  è prodotta principalmente attraverso i seguenti processi:

1. *produzione diretta*: la coppia  $c\bar{c}$  formatasi durante la collisione produce direttamente un mesone  $J/\psi$ .

Process	Branching Ratio
$\chi_{c0} \rightarrow J/\psi + \gamma$	$(1.30 \pm 0.11)\%$
$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi + \gamma$	$(35.6 \pm 1.9)\%$
$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi + \gamma$	$(20.2 \pm 1.0)\%$
$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^0$	$< 1.5\%$
$\psi(2S) \rightarrow J/\psi + X$	$(56.1 \pm 0.9)\%$

**Tabella 1.2:** Branching ratios dei canali di diseccitazione degli stati di charmonio che decadono in  $J/\psi$  [35].

2. *decadimento degli stati eccitati del charmonio:* la coppia di quark pesanti adronizza in uno degli stati di charmonio di più alta energia di massa rispetto alla  $J/\psi$ , come la  $\chi_c$  o la  $\psi(2S)$ , e che decadono elettromagneticamente in una  $J/\psi$ . La tabella 1.2 contiene un elenco degli stati eccitati del charmonio e dei branching ratios che caratterizzano i loro decadimenti in  $J/\psi$ .
3. *decadimento di adroni con quark beauty:* i quark beauty prodotti nella collisione frammentano in adroni  $H_B$  con beauty manifesto; questi ultimi decadono debolmente in mesoni  $J/\psi$ . Il branching ratio inclusivo  $H_B \rightarrow J/\psi + X$  è pari a  $(1.16 \pm 0.10)\%$  ed è stato ottenuto combinando i risultati delle misure effettuate a LEP, Tevatron e Sp̄S [34].

I primi due tipi di produzione di  $J/\psi$  avvengono in prossimità del vertice primario di interazione e prendono il nome di produzione “*prompt*”.

Il terzo processo invece è noto come produzione di  $J/\psi$  “*non-prompt*”, e si distingue dai primi due per il fatto che l’adrone  $H_B$  decade debolmente in una  $J/\psi$  con una vita media, nel sistema a riposo dell’adrone, tale che  $c\tau = 500 \mu\text{m}$ . Di conseguenza il vertice secondario di decadimento dell’adrone  $H_B$  risulta sperimentalmente separabile da quello di interazione primaria.

## 1.4 Meccanismi di produzione delle $J/\psi$ prompt

Lo studio della produzione del charmonio, o più in generale del “quarkonio” volendo includere anche gli stati legati  $b\bar{b}$ , nelle collisioni ad alta energia risulta di grande interesse in quanto questo include processi della Cromodinamica Quantistica (QCD) caratterizzati da differenti scale di energia. Infatti inizialmente la coppia di quark pesanti  $q\bar{q}$  ( $q = c, b$ ) è prodotta in un’interazione partonica elementare di tipo quark–anti-quark o gluone-gluone e questo processo avviene su scale spazio-temporali piccole ( $r \sim 1/M_q \ll 1/\Lambda_{\text{QCD}}$ ).

Successivamente la coppia si combina per formare lo stato legato  $q\bar{q}$  e, diversamente, questo processo avviene su scale temporali molto più lunghe ( $\tau \gg 1/\Lambda_{\text{QCD}}$ ).

Data la notevole differenza tra le scale temporali relative a questi due processi la sezione d'urto di produzione di un quarkonio si può “fattorizzare” in due parti: la prima parte è legata alla sezione d'urto di produzione della coppia di quark pesanti  $q\bar{q}$  e può essere calcolata con la QCD perturbativa, mentre per la seconda parte la probabilità che la coppia così creata evolva in uno stato legato di charmonio viene descritta da modelli teorici non perturbativi. La tecnica di separare il processo di produzione del quarkonio in passi distinti prende il nome di “teorema di fattorizzazione” [36, 37, 38] e risulta cruciale per i calcoli di QCD. Nei paragrafi successivi si descriverà la produzione dei quark pesanti (charm e beauty) a livello partonico e a seguire una rassegna sui principali meccanismi utili a descrivere la produzione prompt del charmonio.

### 1.4.1 Produzione dei quark pesanti

Nel limite di “libertà asintotica” della QCD, i quark e i gluoni (denominati univocamente “partoni”) nei protoni collidenti di alta energia possono essere considerati come dei costituenti puntiformi indipendenti. Noto l'impulso del protone  $\vec{P}$ , il momento del partone è con buona approssimazione parallelo a quello del protone e può essere espresso dalla seguente relazione:

$$\vec{p}_{||} = x\vec{P} \quad (1.5)$$

dove  $x$  rappresenta la frazione di momento del protone portata via dal partone. L'equazione 1.5 si riferisce solo alla frazione di momento parallelo alla direzione di volo del protone; nel caso in cui il partone abbia anche una quantità di momento trasverso indicato con  $\vec{k}_T$ , l'energia totale del partone sarà data da:

$$E = \sqrt{(x\vec{P})^2 + k_T^2} \quad (1.6)$$

Per i partoni si assume che questi siano privi di massa. Il processo principale mediante la quale una coppia di quark pesanti  $c\bar{c}$  (o anche  $b\bar{b}$ ) è prodotta in un collisionatore adronico è quello attraverso l'interazione di due partoni interagenti ( $q\bar{q}$  o gluone-gluone) ciascuno appartenente ad uno dei protoni. L'energia del centro di massa di tale processo vale:

$$s = (p_1 + p_2)^2 \approx x_1 x_2 S \quad (1.7)$$

dove  $S$  è l'energia nel centro di massa dei due protoni collidenti  $S = (P_1 + P_2)^2$ . La distribuzione del momento dei partoni all'interno del protone, o più in generale all'interno dei nucleoni, è descritta dalle funzioni di distribuzione partonica ("Parton Distribution Function", PDF). La PDF  $f_i(x, \vec{k}_T)$  per un nucleone è definita come la probabilità che un partone di tipo  $i$  ( $i = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, c, \bar{c}, b, \bar{b}, t, \bar{t}$ , gluone) nel nucleone abbia una frazione di momento  $x$  dello stesso ed un momento  $\vec{k}_T$  trasverso alla direzione di volo del nucleone. Questo residuo di momento trasverso è imputabile all'emissione di gluoni soft, e solo per alcuni casi speciali è necessario tenerlo in considerazione. Più in generale le PDF sono integrate su  $\vec{k}_T$  e risultano essere solo funzione di  $x$ , e questa adozione è corretta anche per descrivere la produzione di quark pesanti. Secondo la definizione, le PDF dovrebbero soddisfare le seguenti regole di normalizzazione:

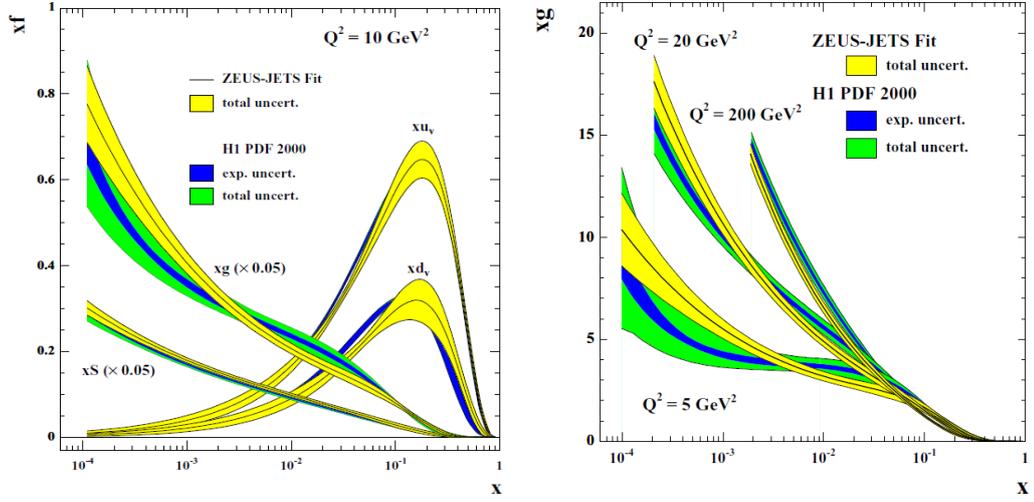
$$\int_0^1 dx \sum_i x f_i(x) = 1 \quad (1.8)$$

dove  $i$  rappresenta il tipo di partone considerato. Considerando il caso del protone, tenendo conto che i suoi quark di valenza sono uud, devono valere anche le seguenti regole di somma:

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx (f_u(x) - f_{\bar{u}}(x)) &= 2 \\ \int_0^1 dx (f_d(x) - f_{\bar{d}}(x)) &= 1 \\ \int_0^1 dx (f_q(x) - f_{\bar{q}}(x)) &= 0 \quad q = c, s, b, t \end{aligned} \quad (1.9)$$

Le funzioni di distribuzione partonica dipendono dalla scala di fattorizzazione  $\mu_F$ , che rappresenta la scala di energia a cui si vuole calcolare il processo in questione.

Le PDF sono determinate in esperimenti del tipo elettrone-protone (Deep Inelastic Scattering, DIP) ad una data energia e successivamente vengono fatte evolvere alla scala di energia  $\mu_F^2$  attraverso l'equazione DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [39, 40, 41]. Esistono diversi gruppi, tra cui per esempio CTEQ [42], MRS (Martin, Roberts, Stirling) [43] e MSTW [44], NNPDF [45], che si occupano di determinare attraverso fit sui dati queste funzioni, aggiornandole quando vi sono nuovi dati sperimentali o nuove predizioni teoriche. La figura 1.2 (sinistra) mostra il confronto tra le funzioni di distribuzione partonica misurate dagli esperimenti ZEUS e H1 ad HERA ([46, 47, 48]), alla scala di energia  $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ , per i quark di valenza u



**Figura 1.2:** Funzioni di distribuzione partonica determinate degli esperimenti ZEUS e H1, ad HERA ([46, 47, 48]).

e d, per quelli del mare S e per i gluoni g. Nella parte destra della stessa figura è mostrato lo stesso confronto considerando le funzioni di distribuzione partonica per i gluoni, in questo caso per diversi valori di  $Q^2$ . Dal confronto si nota che le PDF determinate dalle due collaborazioni (che hanno utilizzato metodi di analisi differenti) sono compatibili entro gli errori (sperimentali ed errori dipendenti dal modello adottato). Solo per le PDF relative ai gluoni si nota che le forme predette dalle due collaborazioni risultano visibilmente differenti.

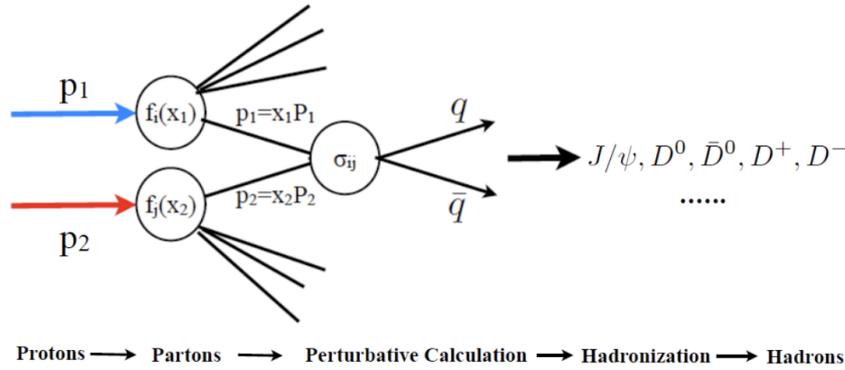
Note le funzioni di distribuzione partonica, la sezione d'urto di produzione della coppia  $q\bar{q}$  ( $q = c, b$ ) nella collisione tra protoni, con momenti pari a  $P_1$  e  $P_2$  rispettivamente, si determina con:

$$\sigma_{q\bar{q}}(P_1, P_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_{1,i}(x_1, \mu_F^2) f_{2,j}(x_2, \mu_F^2) \sigma_{i,j}(p_1, p_2, \mu_F^2, \mu_R^2) \quad (1.10)$$

dove i e j indicano le possibili coppie di partoni all'interno dei protoni che producono nello scattering partonico elementare una coppia  $q\bar{q}$  ( $c\bar{c}$  o  $b\bar{b}$ ).

Nel calcolo della sezione d'urto  $\sigma_{i,j}$  partonica elementare è necessario introdurre uno schema di rinormalizzazione, questo perchè in QCD, come in tutte le teorie di gauge con particelle senza massa, le correzioni di ordine superiore apportate ai diagrammi che descrivono all'ordine principale l'accoppiamento tra quark e gluoni possono divergere. La procedura di rinormalizzazione introduce una scala all'interno della definizione dell'accoppiamento

effettivo, che nella 1.10 è rappresentata da  $\mu_R^2$ <sup>2</sup>. Esistono tre diversi tipi di divergenze: *ultraviolette*, *collineari* e *infrarosse*. Le divergenze ultraviolette compaiono quando si includono nei grafici loop di particelle virtuali. Il processo di rinormalizzazione per questo tipo di divergenze normalmente procede attraverso una riformulazione matematica, spesso non fisica, della teoria in modo da rendere gli integrali, e quindi le quantità fisiche osservabili, non divergenti. La procedura prevede due passi: inizialmente i termini divergenti sono isolati dai calcoli e successivamente le variabili come  $\alpha_s$ , le masse o le funzioni d'onda vengono ridefinite in modo che le singolarità possano essere cancellate: pertanto  $\mu_R$  rappresenta proprio la scala di energia a cui ridefinire  $\alpha_s$  per eliminare le divergenze ultraviolette nella fase di rinormalizzazione.



**Figura 1.3:** Raffigurazione schematica della produzione di quark pesanti.

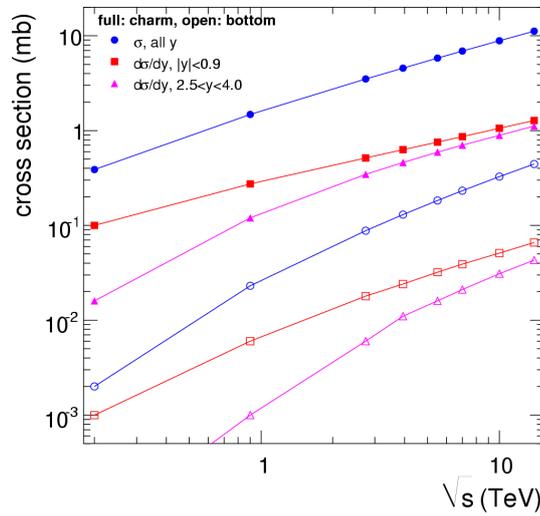
Le divergenze infrarosse sono dovute all'emissione di gluoni di radiazione di basso momento o allo scambio di gluoni virtuali. Tenendo conto di entrambi i contributi, queste divergenze si auto-cancellano.

Le divergenze collineari invece dipendono dall'emissione di gluoni collineari ai partoni coinvolti nello scattering (questi gluoni non necessariamente hanno basso momento). Il problema delle divergenze collineari si risolve attraverso una seconda procedura di rinormalizzazione in cui le quantità infinite sono riassorbite all'interno delle funzioni di distribuzione partonica. In tal caso le PDF vengono ridefinite ad una seconda scala di rinormalizzazione  $\mu_F$  (diversa da  $\mu_R$ ), a cui vengono fatte evolvere grazie all'equazione DGLAP. Le sezioni d'urto sono quantità fisiche e non dovrebbero dipendere dalle scale di rinormalizzazione  $\mu_R$  e  $\mu_F$  introdotte: si riscontra praticamente una leggera dipendenza del risultato finale al variare della scala scelta. Normalmente comunque più alto è l'ordine dei calcoli, minore è la dipendenza dalla scala di energia che si va a scegliere.

<sup>2</sup>Per semplicità laddove possibile  $\mu_F$  si sceglie generalmente in modo da essere uguale a  $\mu_R$ .

Dopo la produzione della coppia  $c\bar{c}$  o  $b\bar{b}$ , i quark  $c$  ( $\bar{c}$ ) e  $b$  ( $\bar{b}$ ) possono formare uno stato di quarkonio o combinarsi con altri quark per formare adroni a charm o beauty manifesto, come mesoni D e B. Queste dinamiche intervengono durante la fase di adronizzazione. Uno schema grafico della produzione di adroni con quark pesanti è mostrato in figura 1.3.

Per produrre una coppia  $c\bar{c}$  o  $b\bar{b}$  è necessario che l'energia nel centro di massa dei due partoni interagenti sia almeno due volte la massa del quark costituente prodotto (ovvero  $\sqrt{s_{ij}} > 2.4 \text{ GeV}/c^2$  nel caso del charm,  $9 \text{ GeV}/c^2$  nel caso del bottom). Questa soglia minima di energia assicura che anche all'ordine principale nel calcolo della sezione d'urto non ci siano divergenze, dato che la costante di accoppiamento forte  $\alpha_s(M_Q^2)$  si mantiene piccola.



**Figura 1.4:** Predizioni valutate attraverso il modello MNR-NLO[49] delle sezioni d'urto di produzione relative a charm e beauty per unità di rapidità ( $d\sigma/dy$ ) nella regione centrale di rapidità ( $|y| < 0.9$ ) ed a rapidità in avanti ( $2.5 < y < 4$ ).

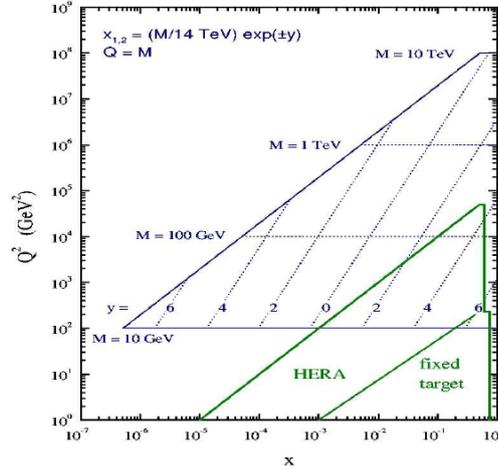
La figura 1.4 mostra le predizioni teoriche relative al modello MNR-NLO[49] della produzione  $b\bar{b}$  e  $c\bar{c}$  in funzione dell'energia del centro di massa ed in diverse regioni di rapidità: in particolare vi sono gli intervalli  $|y| < 0.9$  e  $2.4 < y < 5$  che si riferiscono alle regioni cinematiche in cui è effettuata la misura del charmonio nell'esperimento ALICE.

La produzione dei quark charm e beauty caratterizza, in un determinato dominio cinematico di energia nel centro di massa e regione di rapidità, gli intervalli di  $x$  accessibili, dove  $x$  rappresenta la frazione di momento del nucleone collidente portata dal partone. In particolare si vede come alle energie di LHC la produzione dei quark charm e beauty sia legata a valori di  $x$  molto piccoli. Consideriamo il caso semplice della produzione di una

coppia di quark pesanti  $q\bar{q}$  attraverso il processo dominante  $gg \rightarrow q\bar{q}$ . Si può facilmente mostrare che per un sistema collidente simmetrico ( $A_1 = A_2$  e  $Z_1 = Z_2$ ), quale il caso di collisioni protone-protone, le frazioni di momento  $x_1$  e  $x_2$  dei partoni collidenti possono scriversi come:

$$x_{1/2} = \frac{M_{q\bar{q}}}{\sqrt{s_{NN}}} e^{\pm y_{q\bar{q}}}$$

Pertanto fissato il valore dell'energia del centro di massa è possibile determinare il range cinematico accessibile per la variabile  $x$  nelle varie regioni di rapidità. Questo è mostrato nella figura 1.5 in cui sono mostrate per collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV le regioni nel piano  $(x, Q^2)$  accessibili per la produzione di quark charm e beauty.



**Figura 1.5:** Regioni del piano  $(x, Q^2)$  accessibili per la produzione di charm e beauty in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Sullo stesso piano sono mostrate le linee di rapidità  $y_{q\bar{q}}$  costante che corrispondono a delle rette essendo la scala logaritmica su entrambi gli assi.

Sullo stesso piano sono mostrate le linee a rapidità  $y_{q\bar{q}}$  costante, che corrispondono a delle rette essendo la scala su entrambi gli assi  $x$  e  $Q^2$  logaritmica. Avendo una massa più piccola il quark charm permette di estendere la regione a valori di  $x$  più bassi rispetto a quanto fatto per il quark beauty. Dalla figura 1.5 si nota che il regime della  $x$  rilevante per LHC per la produzione di charm e beauty, considerando come valore di  $Q^2$  la soglia di energia di massa ( $2m_{c\bar{c}} \approx 2.4$  GeV/ $c^2$ ,  $2m_{b\bar{b}} \approx 9$  GeV/ $c^2$ ) è dell'ordine di  $\sim 10^{-4}$  (in particolare  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$  per charm,  $\sim 6 \cdot 10^{-4}$  per beauty), ed è circa due e tre ordini di grandezza più basso di quelli caratteristici di RHIC e SPS rispettivamente. La capacità di misurare la produzione di charm e beauty a

rapidità in avanti permette inoltre di raggiungere valori di  $x$  ancora più bassi, in particolare intorno a  $|y| \simeq 0.4$  si possono raggiungere valori di  $x \sim 10^{-6}$ .

### 1.4.2 Modelli teorici per la produzione del charmonio

In questo paragrafo verranno presentati, seguendo un ordine cronologico, i modelli utili a spiegare la produzione del charmonio.

#### Color Evaporation Model

Il “Color Evaporation Model” (CEM) [50, 51, 52, 53] fu introdotto nel 1977 da Fritzsche et. al e fu rivisto nel 1996 da Amundson et al. [54, 55]. Questo modello si basa sulle seguenti assunzioni:

- non ci sono correlazioni tra la coppia prodotta  $c\bar{c}$  e lo stato finale di charmonio, ovvero la coppia può adronizzare in uno qualunque degli stati di charmonio. Nel CEM la coppia può essere prodotta in uno stato di singoletto di colore, o anche in uno stato di ottetto e successivamente evolvere verso lo stato di singoletto attraverso l’emissione di gluoni.
- la coppia prodotta  $c\bar{c}$  adronizza in differenti stati di charmonio con rapporti fissati, indipendenti dall’energia di produzione della coppia o dal processo mediante il quale questa viene prodotta.

In questo modello la somma delle sezioni d’urto di produzione degli stati legati  $c\bar{c}$  è data dall’integrazione sull’energia della sezione d’urto di produzione  $c\bar{c}$ ,  $d\sigma_{c\bar{c}}/dm$ . L’integrazione sull’energia è fatta dalla soglia minima necessaria per produrre la coppia, ovvero  $2m_c$ , alla soglia massima di energia perchè la coppia sia stabile e non decada in mesoni con charm manifesto, ovvero  $2m_D$ :

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9} \int_{2m_c}^{2m_D} dm \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm} \quad (1.11)$$

dove la sezione d’urto di produzione della coppia  $\sigma_{c\bar{c}}$  è calcolata con la teoria perturbativa. Il fattore  $1/9$  rappresenta la probabilità statistica per la coppia di essere prodotta (anche in seguito all’emissione di gluoni soft) in uno stato di singoletto di colore. La presenza di questo scambio di gluoni soft predice che gli stati di charmonio prodotti attraverso il CEM siano non polarizzati [56] (per la polarizzazione si veda il par. 1.5), e questa è una delle caratteristiche principali che distingue il CEM dagli altri modelli, e che ne determina il fallimento quando confrontato con i risultati sperimentali.

Per ottenere la sezione d'urto di produzione per uno specifico stato di charmonio, supponiamo la  $J/\psi$ , si introduce un fattore  $\rho_{J/\psi}$ , e la sezione d'urto di produzione si scrive:

$$\sigma_{J/\psi} = \rho_{J/\psi} \times \sigma_{onium} \quad (1.12)$$

Il fattore  $\rho_{J/\psi}$  è dell'ordine di  $1/N_{onium}$ , dove  $N_{onium}$  è il numero di stati di charmonio che hanno massa compresa tra  $[2m_c, 2m_D]$ . Dato che il fattore  $\rho_{J/\psi}$  può dipendere dallo stato di charmonio specifico, dal processo di produzione, dall'energia del centro di massa e dal range di momento trasverso, il potere predittivo di tale modello risulta essere molto debole. Il vantaggio di questo metodo è che risulta abbastanza semplice e qualitativamente i risultati ottenuti sono compatibili con quanto si osserva sperimentalmente. Quando però si cercano dei riscontri più dettagliati di tipo quantitativo il CEM fallisce completamente.

### Color Singlet Model

Il “Color Singlet Model” (CSM) [57], sviluppato nel 1980, è stato il primo modello a fornire delle predizioni sulla produzione del charmonio in diversi ambienti di collisione: nelle collisioni adroniche, in fotoproduzione e nelle collisioni  $e^+e^-$ . Il CSM si basa sulle seguenti assunzioni:

- la coppia  $c\bar{c}$  dovrebbe essere prodotta con gli stessi numeri quantici (J, P, C) dello stato legato di charmonio, e solo le coppie  $c\bar{c}$  prodotte in uno stato di singoletto di colore possono evolvere in uno stato di charmonio.
- nel sistema di centro di massa del charmonio, i quark  $c$  e  $\bar{c}$  sono prodotti quasi a riposo. La funzione d'onda che descrive la coppia e la sua derivata sono valutate in  $r = 0$ , ovvero supponendo una separazione nulla tra i due quark. Questa approssimazione è denominata “assunzione statica”.

L'equazione seguente mostra come si esprime la sezione d'urto di produzione del mesone  $J/\psi$  nel CSM:

$$\sigma(J/\psi + X) = \hat{\sigma}(c\bar{c}[1, 1_1^S + X]) |R_{J/\psi}(0)|^2 \quad (1.13)$$

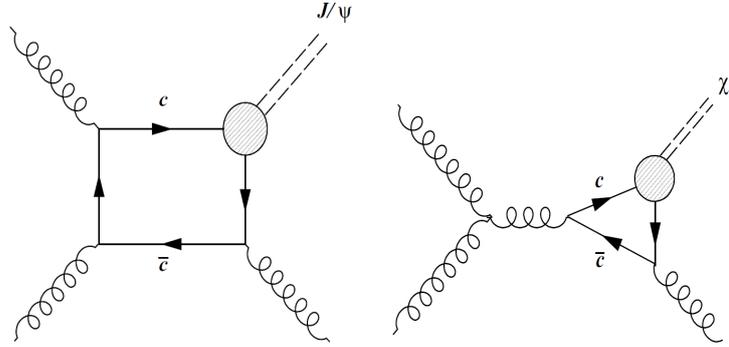
dove  $R_{J/\psi}(0)$  è la funzione d'onda della  $J/\psi$  nell'origine e la notazione “1” è utilizzata per denotare che la coppia  $c\bar{c}$  è prodotta in uno stato di singoletto di colore.

La parte che descrive l'interazione a breve distanza  $\hat{\sigma}(c\bar{c}[1, 1_1^S + X])$  può essere calcolata usando la QCD perturbativa espandendo ai vari ordini di

$\alpha_s(m_c)$ , mentre la parte a lungo range è legata alla larghezza di decadimento nel canale dileptonico  $\Gamma_{ll}$  dalla seguente relazione:

$$\Gamma(J/\psi \rightarrow l^+l^-) \approx \frac{4\alpha^2}{9m_c^2} |R_{J/\psi}(0)|^2 \quad (\text{leading order}) \quad (1.14)$$

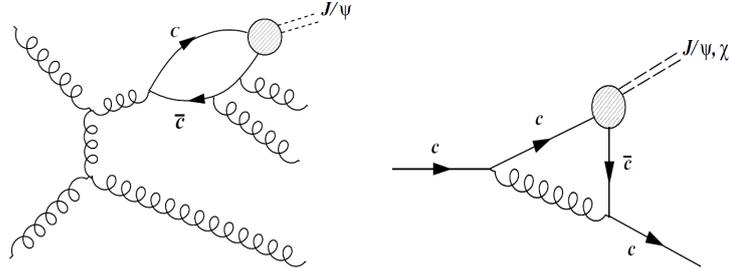
Nelle collisioni adroniche ad alta energia, il processo di “fusione gluonica” all’ordine più basso  $\alpha_s^3$  è atteso essere dominante a bassi  $p_T$ . La figura 1.6 (sinistra) mostra un esempio del processo di fusione gluonica, in cui lo stato di quarkonio è prodotto nella collisione dei gluoni interagenti. Il secondo contributo altrettanto importante a bassi  $p_T$  deriva dai processi come quello mostrato nella figura 1.6 a destra, dove gli stati del charmonio prodotti con diversi numeri quantici (ad es.  $\chi_c$ ) contribuiscono alla produzione prompt delle  $J/\psi$  attraverso i loro decadimenti ( $\chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma$ ).



**Figura 1.6:** Esempi di diagrammi per la produzione degli stati di charmonio  $3P_1^S$  e  $3P_J$  nel CSM. Sinistra: diagramma all’ordine principale ( $\alpha_s^3$ ) per la produzione del mesone  $J/\psi$  attraverso il processo di fusione di due gluoni. Destra: processo di produzione del mesone  $\chi_c$  che è il secondo contributo principale nella regione a bassi momenti trasversi  $p_T$ .

Due effetti possono far incrementare significativamente la sezione d’urto di produzione di charmonio ad alto  $p_T$ . Uno dei processi in questione è la “frammentazione partonica” (parton fragmentation) [58, 59], mostrato nella figura 1.7 (sinistra) in cui un mesone  $J/\psi$  viene prodotto attraverso la frammentazione di gluoni che è un processo dell’ordine di  $\alpha_s^5$ . Anche se l’ordine è elevato, e quindi ci si aspetta che questo processo venga soppresso, in realtà il suo contributo è proporzionale al fattore  $p_T/M_{J/\psi}$  e diventa importante ad alti  $p_T$  ( $p_T \gg M_{J/\psi}$ ). Lo stesso meccanismo contribuisce anche alla produzione dei mesoni  $\chi_c$ , in tal caso comunque viene emesso un gluone in meno e quindi il processo è dell’ordine di  $\alpha_s^4$ .

Una  $J/\psi$  può anche essere prodotta in un processo di frammentazione in cui a frammentare è un quark  $c$  al posto del gluone, come mostrato nella



**Figura 1.7:** Produzione dello stato del charmonio attraverso i processi di frammentazione partonica di un gluone (sinistra) e di un quark charm (destra).

parte destra della figura 1.7. Tuttavia quest’ultimo processo non è essenziale in quanto la produzione di un quark charm è sicuramente meno frequente confrontata con la produzione dei gluoni.

### NRQCD: il “Color Octet Model”

La QCD Non Relativistica (NRQCD) [60] è una teoria di campo effettivo [61, 62] auto-consistente (Effective Field Theory, EFT). Questa definizione sta ad indicare che le divergenze a tutti gli ordini possono essere cancellate o riassorbite attraverso il processo di rinormalizzazione. La NRQCD considera il charmonio un sistema da trattare con approccio non relativistico. I contributi relativistici vengono eliminati introducendo un cut-off ultravioletto e questo determina il passaggio da QCD a NRQCD. Gli effetti relativistici sono considerati locali e vengono compensati aggiungendo nuovi termini di interazione locale nella Lagrangiana. Per descrivere i quark (e gli anti-quark) pesanti ( $c$  e  $b$ ) la NRQCD utilizza la teoria non relativistica del campo di Schrödinger e li accoppia ai campi relativistici di quark (e anti-quark) leggeri e gluoni. La Lagrangiana effettiva della NRQCD si può esprimere come:

$$L_{\text{NRQCD}} = L_{\text{light}} + L_{\text{heavy}} + \delta L \quad (1.15)$$

dove  $L_{\text{light}}$  rappresenta la Lagrangiana che descrive i quark leggeri e i gluoni,  $L_{\text{heavy}}$  descrive le proprietà dei quark pesanti e  $\delta L$  rappresenta il termine di interazione.

La NRQCD utilizza elementi di matrice a lunga distanza (Long Distance Matrix Elements, LDME) per descrivere il processo di transizione dalla coppia  $c\bar{c}$  alla formazione dello stato legato di charmonio, e queste ampiezze sono valutate sperimentalmente.

A causa della natura non relativistica del sistema di charmonio, si introduce un’altra variabile, ovvero la velocità del quark  $c$  ( $\bar{c}$ ) nel sistema di centro di massa,  $v$  che viene utilizzata nell’espansione della teoria effettiva: è

possibile riordinare i differenti termini LDME alle varie potenze di  $v$  e troncatura l'espansione alla precisione desiderata. I valori della velocità  $v$  insieme alla massa  $m_c$  fissano diverse specifiche scale di energia per la produzione del charmonio:

1.  $m_c(v^0)$ : la massa del quark charm rappresenta la scala di energia per creare una coppia  $c\bar{c}$ . Questa energia è utilizzata anche come cut-off ultravioletto della Lagrangiana per eliminare i contributi non relativistici;
2.  $m_c v \sim \Lambda_{QCD}$ : il momento del quark pesante nel sistema del centro di massa dello stato legato. Questo fissa la dimensione del raggio del charmonio prodotto;
3.  $m_c v^2$ : rappresenta l'energia cinetica tipica del quark pesante e segna la scala temporale per la formazione dello stato di charmonio.

La sezione d'urto di produzione dello stato di charmonio  $H$  nella NRQCD può essere scritta come:

$$\sigma(H) = \sum_n \sigma(c\bar{c}, n) \langle \mathcal{O}_n^H \rangle \quad (1.16)$$

dove  $\sigma(c\bar{c}, n)$  è la sezione d'urto di produzione della coppia  $c\bar{c}$  caratterizzata dai numeri quantici di colore  $n$ .  $\langle \mathcal{O}_n^H \rangle$  è l'elemento di matrice LDME che descrive la transizione della coppia  $c\bar{c}$  con numeri quantici di colore  $n$  a formare lo stato legato di charmonio  $H$ . La parte perturbativa entra, come nel CSM, nella sezione d'urto di produzione della coppia  $\sigma(c\bar{c}, n)$ . La parte di interazione a lungo range, chiaramente non perturbativa, entra nell'elemento di matrice  $\langle \mathcal{O}_n^H \rangle$ . L'approccio descritto in questo paragrafo che utilizza la teoria NRQCD per la produzione del charmonio, viene di solito indicato come “Color Octet Model” (COM).

Il CSM rappresenta un caso speciale della teoria del COM, infatti nel COM anche gli stati con differenti numeri quantici di colore (ovvero non esclusivamente singoletti) possono contribuire alla formazione dello stato di charmonio  $H$ . Nella COM pertanto più diagrammi di Feynman corrispondono alla produzione della coppia  $c\bar{c}$ , e l'ordine principale (LO) è  $\alpha_s^2$ .

## 1.5 Polarizzazione

Oltre alla misure della sezione d'urto, anche la misura della polarizzazione delle  $J/\psi$  prompt prodotte contiene informazioni importanti che permettono

di ricondursi ai meccanismi stessi di produzione del charmonio. La polarizzazione si studia andando a misurare la distribuzione angolare di emissione dei prodotti di decadimento delle  $J/\psi$ . Considerando il decadimento della  $J/\psi$  in due leptoni ( $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ ), la forma generale della distribuzione angolare dei prodotti di decadimento ( $l^+, l^-$ ) può essere descritta dalla seguente formula [63]:

$$P(\cos \theta, \phi) = \frac{1}{N} \frac{dN}{d(\cos \theta)d\phi} \propto 1 + \alpha_1 \cos^2 \theta + \alpha_2 \sin 2\theta \cos \phi + \alpha_3 \sin^2 \theta \cos 2\phi \quad (1.17)$$

dove  $\theta$  è l'angolo tra la direzione del leptone positivo  $l^+$  nel sistema di centro di massa rispetto alla direzione di un asse chiamato "asse di polarizzazione", che indicheremo con  $\hat{z}'^3$  e che è utilizzato per descrivere il decadimento, come vedremo meglio più avanti.

Il piano formato dai fasci di protoni collidenti e dal momento della  $J/\psi$  è definito "piano di produzione" e, generalmente si sceglie l'asse  $\hat{z}'$  in modo tale che sia contenuto in tale piano. L'asse  $\hat{y}'$  è scelto ortogonale al piano di produzione:

$$\hat{y}' = \frac{\hat{z} \times \vec{p}_{J/\psi}}{|\hat{z} \times \vec{p}_{J/\psi}|} \quad (1.18)$$

dove  $z$  in tal caso si riferisce al sistema di coordinate globale di ALICE,  $\vec{p}_{J/\psi}$  rappresenta il momento della  $J/\psi$ . Infine l'asse  $x'$  si sceglie in modo da completare la terna destrorsa ( $x', y', z'$ ). L'angolo azimutale  $\phi$  è misurato rispetto all'asse  $x'$ . La coesistenza dei diversi stati di polarizzazione può essere descritta dalla matrice di densità di spin ("spin density matrix"), che nel caso di particelle di spin 1 si scrive:

$$(\rho) = \begin{pmatrix} \rho_{-1,-1} & \rho_{-1,0} & \rho_{-1,+1} \\ \rho_{0,-1} & \rho_{0,0} & \rho_{0,+1} \\ \rho_{+1,-1} & \rho_{+1,0} & \rho_{+1,+1} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Le informazioni sulla matrice di densità di spin possono essere ricavate attraverso la misura della distribuzione angolare dei prodotti di decadimento espressa dalla 1.17. Infatti le relazioni tra i tre angoli nell'equazione 1.17 e gli elementi della matrice di densità di spin sono i seguenti:

$$\alpha_1 = \frac{\rho_{+1,+1} - \rho_{0,0}}{\rho_{+1,+1} + \rho_{0,0}} \quad \alpha_2 = \frac{\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{+1,0}}{\rho_{+1,+1} + \rho_{0,0}} \quad \alpha_3 = \frac{2\rho_{+1,+1}}{\rho_{+1,+1} + \rho_{0,0}} \quad (1.20)$$

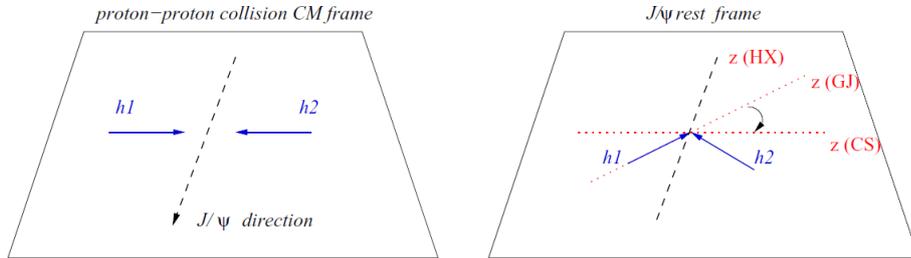
<sup>3</sup>La notazione  $\hat{z}'$  serve per distinguere l'asse di polarizzazione dall'asse  $z$  relativo al sistema di coordinate dell'esperimento ALICE.

Il termine  $\alpha_1$  è legato all'anisotropia polare (rispetto all'asse  $z'$ ), mentre i termini  $\alpha_2$  e  $\alpha_3$  esprimono l'anisotropia azimutale nella distribuzione angolare dei prodotti di decadimento. Questi ultimi due termini esistono nel caso di momento trasverso della  $J/\psi$  maggiore di 0. Invece per  $p_T(J/\psi) \rightarrow 0$ , la distribuzione angolare diventa:

$$P(\cos \theta) = \frac{1}{N} \frac{dN}{d(\cos \theta)} \propto 1 + \alpha_1 \cos^2 \theta \quad (1.21)$$

Non vi è polarizzazione nel caso in cui  $\alpha_1 = 0$ : la distribuzione angolare in tal caso è una costante e tutti i valori possibili per l'angolo  $\theta$  sono equiprobabili. Analogamente il campione risulta polarizzato longitudinalmente o trasversalmente nei casi  $\alpha_1 = 1$  o  $\alpha_1 = -1$  rispettivamente.

Prima di introdurre i confronti tra risultati sperimentali e predizioni teoriche è opportuno introdurre i sistemi di riferimento spesso utilizzati per descrivere a livello sperimentale la polarizzazione. Per effettuare una analisi angolare completa sugli angoli  $\theta$  e  $\phi$  è necessario introdurre almeno due sistemi di riferimento [64]. I sistemi di riferimento, rappresentati nella figura 1.8, utilizzati frequentemente in letteratura sono tre e si diversificano per la scelta dell'asse di polarizzazione  $z'$ :



**Figura 1.8:** Rappresentazione dei sistemi di riferimento utilizzati in letteratura per descrivere la polarizzazione.

1. Gottfried-Jackson (GJ)[65]: in tale sistema l'asse di polarizzazione è scelto nella direzione di uno dei momenti dell'asse dei fasci nel sistema di riposo della  $J/\psi$ .
2. Helicity (HE)[66]: la direzione dell'asse  $z'$  coincide con quella del momento della  $J/\psi$  nel sistema di centro di massa dei due fasci. Se l'angolo di intersezione tra i due fasci è nullo e se i due fasci hanno la stessa energia, coincide con la direzione del momento della  $J/\psi$  nel sistema di laboratorio.

3. Collins-Soper (CS)[67]: l'asse di polarizzazione coincide con la bisettrice dei momenti dei due fasci nel sistema di riposo della  $J/\psi$ .

I risultati ottenuti in un sistema di riferimento possono essere trasformati in uno diverso, purchè si conosca la distribuzione in  $p_T$  delle  $J/\psi$ .

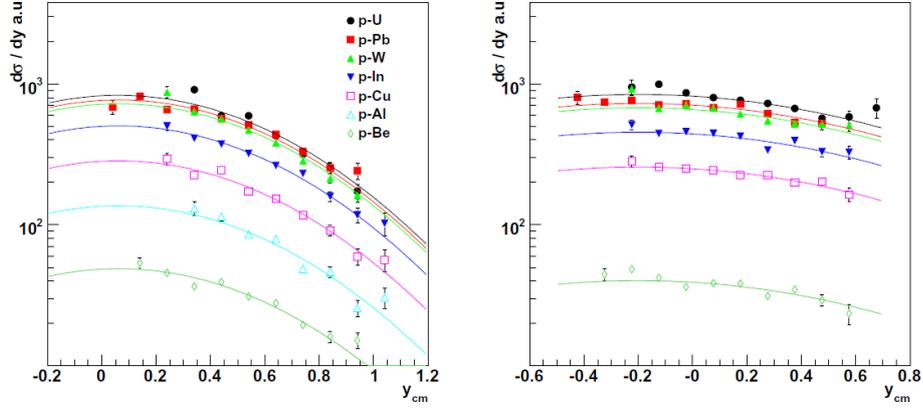
## 1.6 Risultati sperimentali e confronto con le predizioni teoriche

I modelli teorici descritti nella sezione precedente forniscono predizioni differenti riguardo le sezioni d'urto di produzione e la polarizzazione per gli stati di charmonio. A priori le stesse predizioni teoriche relative ad un determinato modello dovrebbero potersi applicare a diversi processi di produzione del charmonio, includendo la produzione ai collisionatori adronici, negli esperimenti a bersaglio fisso del tipo adrone-nucleo e negli esperimenti di scattering altamente anelastico (DIS). In questo paragrafo sarà fatta una rassegna dei principali risultati pre-LHC riguardanti le misure di sezione d'urto e polarizzazione degli stati di charmonio.

### 1.6.1 Risultati dell'SPS

Il Super-Proto-Sincrotrone (SPS) ha accelerato protoni, anti-protoni (ed anche elettroni e positroni in quanto è stato utilizzato come iniettore per il Large-Electron-Positron collider, LEP) ed anche nuclei pesanti raggiungendo un'energia di 450 GeV/A. L'acceleratore SPS ha ospitato numerosi esperimenti a bersaglio fisso, alcuni dedicati allo studio degli effetti della materia nucleare fredda (Cold Nuclear Matter effects, CNM) in collisioni protone-nucleo oltre allo studio delle caratteristiche della materia portata in condizioni critiche di densità di energia e temperatura nella collisioni tra ioni pesanti. In particolare gli esperimenti NA10, NA38, NA50, NA51 e NA60 hanno focalizzato la loro attenzione sulla fisica del quarkonio, sia in collisioni protone-protone che in quelle nucleo-nucleo. L'ultimo esperimento NA60 ha studiato collisioni protone-nucleo con un'energia del fascio di protoni di 158 GeV e 400 GeV [68]. Gli elementi utilizzati come bersaglio sono complessivamente sette (Be, Al, Cu, In, W, Pb, U) simultaneamente esposti al fascio di protoni.

La figura 1.9 mostra la distribuzione di rapidità, delle  $J/\psi$  nel sistema di centro di massa  $p_A$  alle energie 158 GeV (sinistra) e 400 GeV (destra) [68]. Le distribuzioni possono essere riprodotte all'interno della finestra di rapidità con una funzione Gaussiana: nelle figure sono mostrati i fit simultanei alle



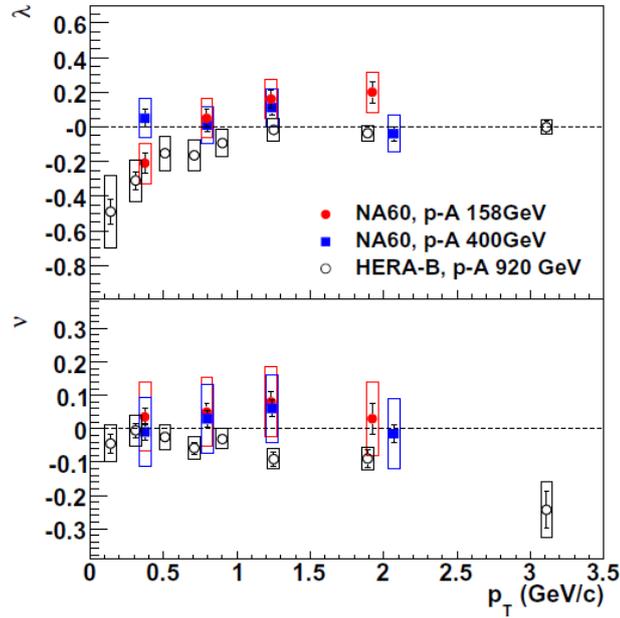
**Figura 1.9:** Distribuzioni di rapidità corrette per accettazione ed efficienza misurate dall’esperimento NA60 per mesoni  $J/\psi$  ricostruiti in collisioni pA a 158 GeV (sinistra) e 400 GeV (destra) [68].

varie distribuzioni di rapidità per i diversi sistemi pA. NA60 ha effettuato anche misure di polarizzazione sia in collisioni pA che AA.

Nella figura 1.10 è rappresentata la polarizzazione misurata per le  $J/\psi$  in funzione dell’impulso trasverso alle energie 158 GeV e 400 GeV. In particolare sono mostrati il coefficiente di polarizzazione  $\lambda_\theta$  (vedi formula 1.17) in alto e il coefficiente  $\nu$  (nella formula 1.17 è legato al coefficiente  $a_3$  attraverso la relazione  $\nu = a_3/2$  ed esprime l’anisotropia azimutale della distribuzione) in basso. Entrambi i coefficienti sono misurati nel sistema di riferimento di elicità. Per confronto sempre nella stessa figura sono presenti anche i risultati ottenuti dall’esperimento HERA-b nelle collisioni pA all’energia di 900 GeV [69]. Come si nota dalla figura le misure di HERA-b mostrano un andamento crescente, passando da valori negativi che indicano una polarizzazione longitudinale a zero per alti  $p_T$ . Anche le misure di NA60 seguono entro gli errori lo stesso andamento.

## 1.6.2 Risultati dell’Sp $\bar{p}$ S

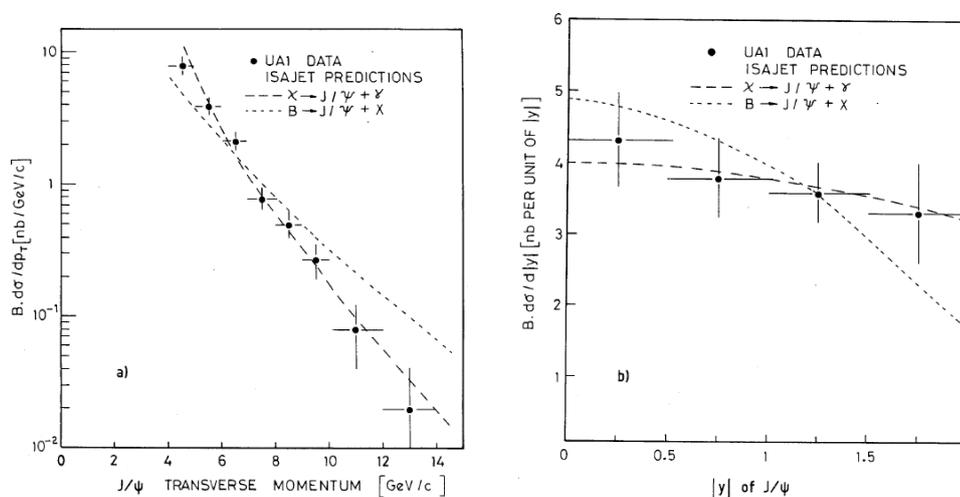
Il collisionatore Sp $\bar{p}$ S (Super Proton Antiproton Synchrotron), che è stato realizzato nello stesso anello di accelerazione dell’SPS, ha accelerato a partire dal 1981 protoni e anti-protoni fino all’energia  $\sqrt{s} = 630$  GeV. Gli esperimenti posti nell’ “Underground Area”, indicati con la sigla UA, sono ricordati per l’osservazione dei bosoni W e Z nel 1983. L’esperimento UA1 si è occupato anche dello studio dei mesoni  $J/\psi$  e  $\psi'$ , in particolare misure di sezioni d’urto e spettri differenziali in  $p_T$  alle energie  $\sqrt{s} = 540$  GeV e 630 GeV. Anche l’esperimento UA6 ha effettuato misure di produzione di charmonio in collisioni



**Figura 1.10:** Coefficienti di polarizzazione  $\lambda_\theta$  e  $\nu$  (vedi dettagli nel testo) misurati da NA60 in collisioni pA a 158 GeV e 400 GeV, nel sistema di riferimento di elicit  [68]. Per confronto sono anche mostrati anche i risultati ottenuti dall’esperimento HERA-b all’energia di 920 GeV [69].

pp e p  a  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV. Riportiamo a titolo di esempio alcuni risultati sulla misura delle sezioni d’urto di  $J/\psi$  e  $\psi'$  compiute dall’esperimento UA1 in p  a  $\sqrt{s} = 630$  GeV, sfruttando il canale  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  nella regione centrale di rapidit   $|y| < 2.0$  e per  $p_T(J/\psi) > 5$  GeV/c [70].

Le sezioni d’urto differenziali, moltiplicate per il branching ratio del canale  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  sono mostrate nella figura 1.11 in funzione dell’impulso trasverso (sinistra) e della rapidit  (destra). Le forme delle distribuzioni sono confrontate con i risultati delle simulazioni Monte Carlo ottenute utilizzando il programma di simulazione ISAJET [71], e normalizzate alla sezione d’urto misurata. Dato che la misura   fatta per un  $p_T$  elevato ( $p_T > 5$  GeV/c) nelle simulazioni Monte Carlo (utilizzate anche per correggere i dati) sono inclusi per la produzione delle  $J/\psi$  solo i contributi dominanti provenienti dallo scattering gluone-gluone ( $gg \rightarrow \chi_c + X, \chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma; gg \rightarrow B + X, B \rightarrow J/\psi + X$ ). Dalla figura 1.11 si vede che le forme degli spettri di rapidit  ed impulso trasverso sono riprodotte meglio considerando la diseccitazione dello stato di charmonio prompt  $\chi_c$ .



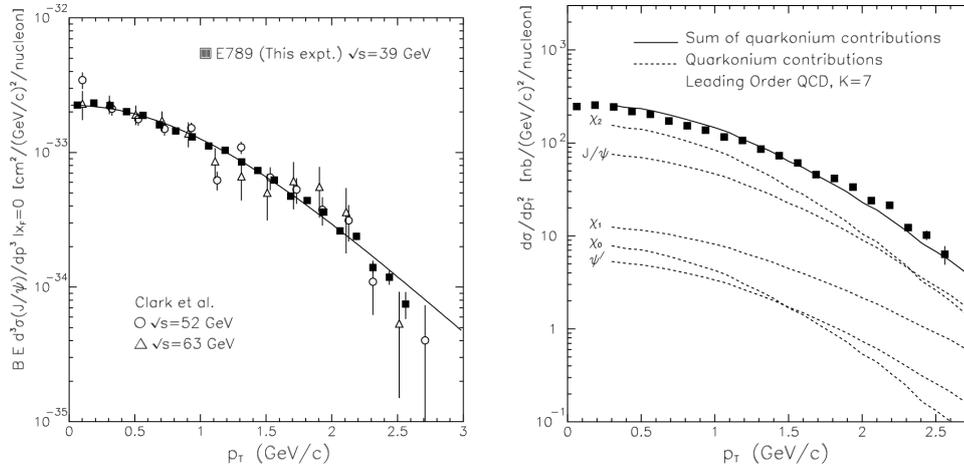
**Figura 1.11:** Sezioni d'urto differenziali in funzione dell'impulso trasverso (sinistra) e della rapidità (destra) [70]. Le forme delle distribuzioni sono confrontate con i risultati delle simulazioni Monte Carlo ottenute utilizzando il programma di simulazione ISAJET [71], e normalizzate alla sezione d'urto misurata.

### 1.6.3 Risultati del Fermilab

Prima dell'avvento del collisionatore Tevatron, il laboratorio Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL) ha ospitato circa 43 esperimenti che hanno studiato interazioni protone-nucleo. Il programma di esperimenti a bersaglio fisso al Fermilab, che è terminato nell'anno 2000, ha avuto un notevole successo: basti pensare ad esempio che nel 1977 fu scoperto in uno di questi esperimenti, precisamente E288 il quark beauty (attraverso la produzione del bottonio) da un gruppo di ricercatori guidato da Leon Lederman [72].

Gli esperimenti E866, E772, E789, E835 hanno studiato la produzione del quarkonio, in particolare gli effetti di soppressione per le  $J/\psi$  nelle collisioni protone-nucleo, misure di produzione di quarkonio e studio di distribuzioni angolari sempre in collisioni protone-nucleo. Di seguito riportiamo le misure effettuate dall'esperimento E789 relative alle sezioni d'urto di produzione dei mesoni  $J/\psi$  e  $\psi'$  in collisioni tra protoni di momento 800 GeV/c su bersagli di oro [73]. Gli eventi di charmonio sono identificati nel canale  $\mu^+\mu^-$ . La figura 1.12 (sinistra) mostra la sezione d'urto invariante ( $Ed^3\sigma/dp^3$  è una quantità invariante per trasformazioni di Lorentz) di produzione per le  $J/\psi$  moltiplicata per il branching ratio del canale dimuonico in funzione dell'impulso trasverso  $p_T$ .

La sezione d'urto per nucleone è stata determinata supponendo una dipen-



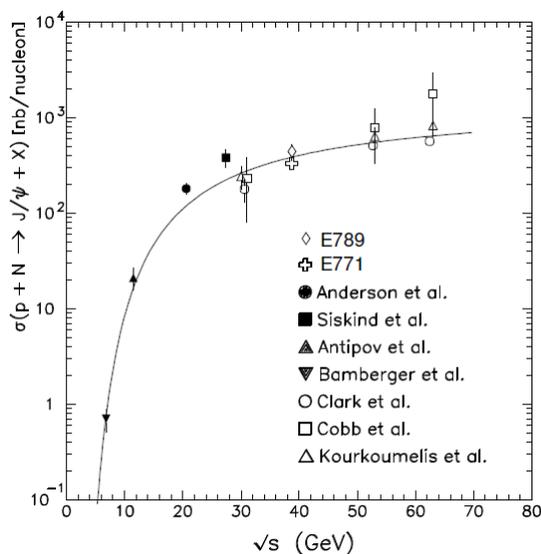
**Figura 1.12:** Sinistra: sezione d’urto di produzione invariante per nucleone delle  $J/\psi$  moltiplicata per il branching ratio del canale dimuonico in funzione dell’impulso trasverso  $p_T$  [73]. La curva è stata fittata sulla distribuzione misurata ed ha una forma del tipo  $A[1 + (p_T/B)^2]^{-6}$ , dove A e B sono parametri liberi del fit. Destra: sezione d’urto differenziale di produzione di  $J/\psi$  (per nucleone),  $d\sigma/dp_T^2$ , in funzione del momento trasverso  $p_T$  [73] con sovrapposte le predizioni della QCD al primo ordine perturbativo per la produzione di  $J/\psi$  proveniente anche dai vari stati di quarkonio.

denza dal peso atomico A del tipo<sup>4</sup>  $A^\alpha$  con  $\alpha = 0.90 \pm 0.02$  [74]. Questi risultati sono confrontati sempre nella figura 1.12 con quelli ottenuti all’ISR del CERN. A queste energie nel centro di massa, la sezione d’urto di produzione a rapidità centrale appare essere relativamente indipendente dall’energia. La curva nella figura 1.12 rappresenta un fit effettuato utilizzando una funzione del tipo  $A[1 + (p_T/B)^2]^{-6}$ , dove A e B sono parametri liberi del fit.

La figura 1.12 (destra) rappresenta la sezione d’urto di produzione differenziale per nucleone,  $d\sigma/dp_T^2$ , in funzione del momento trasverso  $p_T$  dei mesoni  $J/\psi$ . Sulla stessa figura sono sovrapposte le predizioni della QCD all’ordine perturbativo principale (LO), per la distribuzione dei mesoni  $J/\psi$  originatisi dai vari stati di quarkonio. La curva continua rappresenta la somma di tutti i vari contributi (il contributo da adroni beauty risulta minore dello 0.1% [76] a questa energia). Mentre le predizioni e i dati mostrano un

<sup>4</sup>La sezione d’urto di produzione relativa ad un determinato processo in collisioni pA ( $\sigma_{pA}$ ) può dipendere dal numero atomico A del nucleo bersaglio, pertanto viene riscalata alla sezione d’urto protone-Nucleone ( $\sigma_{pN}$ ) attraverso la seguente relazione:  $\sigma_{pA} = A^\alpha \cdot \sigma_{pN}$ . Il valore di  $\alpha$  per un determinato processo in questione, viene determinato attraverso lo studio sistematico di più sistemi del tipo pA. In un modello semplificato della collisione pA,  $\alpha$  è atteso essere pari ad uno. Per le  $J/\psi$   $\alpha$  è stato misurato ed è leggermente più piccolo di uno [75]: questo effetto è denominato “nuclear suppression”.

buon accordo per quanto concerne la forma dello spettro, la predizione teorica risulta più bassa rispetto alla misura, in particolare nella figura è stata moltiplicata di un fattore circa pari a 7.



**Figura 1.13:** Sezione d’urto misurata per i mesoni  $J/\psi$  in funzione dell’energia nel centro di massa [77]. La linea mostrata in figura rappresenta un fit fenomenologico per descrivere la dipendenza dall’energia, i cui dettagli sono descritti nel testo.

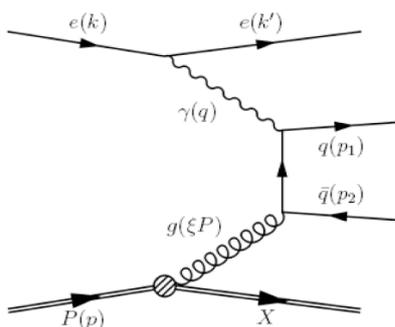
Nella figura 1.13 sono riportati insieme ai risultati dell’esperimento E789 anche quelli di E771, confrontati con altre misure fatte a diversi valori di energia nel centro di massa [77]. L’esperimento E771 considera collisioni di protoni da 800 GeV su nuclei di silicio. I dati sono stati fittati con una funzione del tipo  $ae^{-b\sqrt{\tau}}$  con  $\tau = M_{J/\psi}^2/s$ , dove  $a$  e  $b$  sono dei parametri liberi del fit.

#### 1.6.4 Risultati di HERA

HERA (Hadron-Elektron-Ringanlage o Acceleratore ad Anello Adrone-Elettrone) è un acceleratore di particelle che si trova ad Amburgo, Germania, presso il DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron). La produzione di charmonio ad HERA è stata studiata nelle collisioni elettrone-protone dagli esperimenti H1, ZEUS e HERMES e nelle collisioni protone-nucleo dall’esperimento HERA-b.

### Collisioni elettrone-protone

La produzione di charmonio nelle collisioni elettrone<sup>5</sup>-protone avviene attraverso il processo dominante che è quello di fusione gluonica fotone-gluone. In tal caso un fotone emesso dall'elettrone incidente interagisce con un gluone emesso dal protone per produrre una coppia  $c\bar{c}$  che può evolvere successivamente nello stato di charmonio. Il grafico di Feynman relativo a tale tipo di processo è mostrato in figura 1.14.



**Figura 1.14:** Grafico di Feynman relativo al processo di produzione di una coppia  $q\bar{q}$  nello scattering elettrone-protone, all'ordine perturbativo più basso.

In tale tipo di scattering si possono identificare i regimi di “*photo – produzione*” ed “*elettro – produzione*”, che dipendono dal valore del momento trasferito  $Q^2$  del fotone virtuale  $\gamma$ .

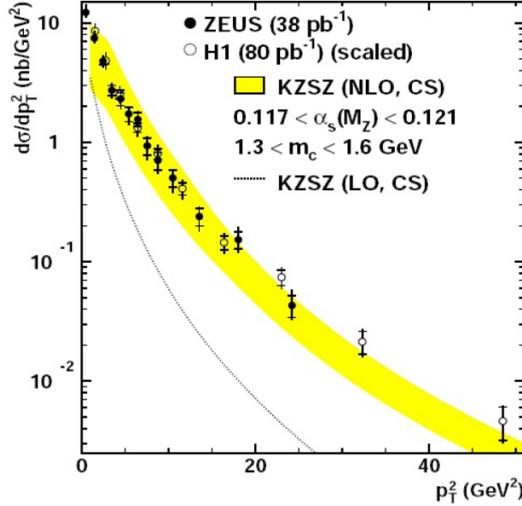
Nel caso di bassi impulsi trasferiti, (per HERA ad esempio si è considerato  $Q^2 < 2.5 \text{ GeV}^2$ ) siamo in presenza del processo di photo-produzione ( $\gamma p$ ). In tal caso l'elettrone prosegue nella direzione in avanti.

Nel caso di alti impulsi trasferiti (per HERA per esempio si considera  $3.6 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ) il regime è detto di elettro-produzione (ep): questa condizione è caratterizzata dalla presenza di un elettrone di alto impulso scatterato all'indietro.

Prima di presentare i risultati di HERA è opportuna una parentesi. Il quadrato dell'energia nel centro di massa nel sistema elettrone-protone è data da  $s = (p + k)^2$  dove p e k sono il quadrimomento dell'elettrone e del protone rispettivamente. Indicando con q il quadri-vettore del fotone virtuale (che rappresenta il quadri-momento trasferito), la massa dello stato adronico finale prodotto è data da  $W_{\gamma p}^2 = \sqrt{(p + q)^2}$ . Un'altra definizione utile è quella di elasticità z del mesone  $J/\psi$  prodotto definita come:  $z = (p_{J/\psi} \cdot p)/(p \cdot q)$ , dove  $p_{J/\psi}$  è il quadrimomento della  $J/\psi$ .

<sup>5</sup>Per elettrone si intende sia elettrone che positrone.

Misure effettuate dalla collaborazione ZEUS [78] hanno comparato la sezione d'urto di produzione per i mesoni  $J/\psi$  in funzione del  $p_T^2$  prodotti in photo-produzione con il CSM. Questo è mostrato nella figura 1.15 in cui il

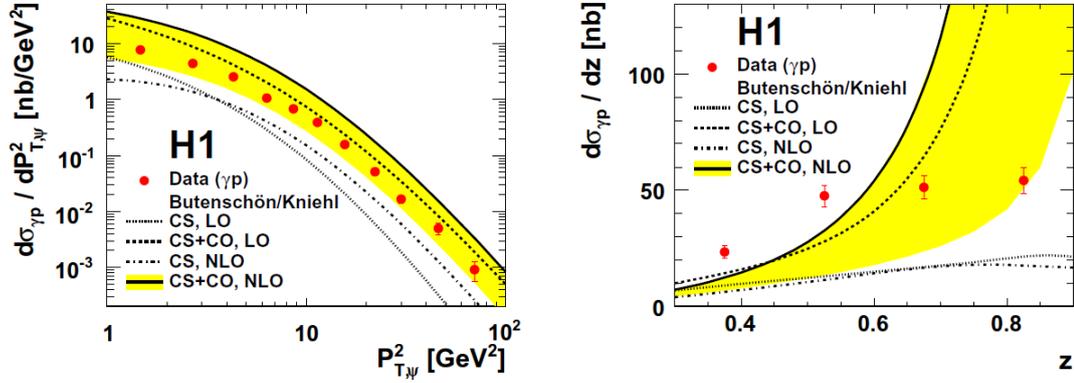


**Figura 1.15:** Sezione d'urto di produzione per i mesoni  $J/\psi$  prodotti in photo-produzione in funzione del  $p_T^2$ , misurate da ZEUS [78] e dalla collaborazione H1 [80], confrontati con le predizioni del CSM all'ordine principale (LO) e all'ordine superiore (NLO).

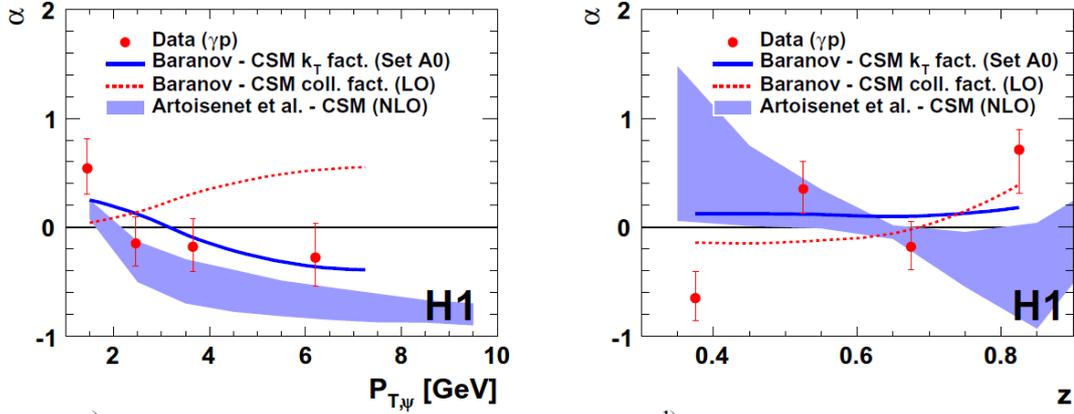
confronto è fatto con le predizioni del CSM all'ordine principale (LO) ed aggiungendo correzioni di ordine superiore (NLO) [79]. Nella stessa figura sono altresì mostrate le misure ottenute per la sezione d'urto di produzione per le  $J/\psi$  dalla collaborazione H1 [80]. Dalla figura si nota che mentre il CSM al LO sottostima la sezione d'urto misurata, l'accordo risulta soddisfacente aggiungendo correzioni di ordine più alto.

Altre misure di sezione d'urto e polarizzazione che utilizzano un campione di dati di maggior statistica (in cui è anche fatta una migliore stima degli errori sistematici) collezionati dalla collaborazione H1 negli anni 2004-2007 sono stati recentemente confrontati con le predizioni di diversi modelli [81].

Nella parte sinistra della figura 1.16 è raffigurata la sezione d'urto di produzione dei mesoni  $J/\psi$  prodotti in photo-produzione in funzione del  $p_T^2$  misurata dalla collaborazione H1 con sovrapposte le predizioni di alcuni modelli teorici. In particolare sono mostrate le predizioni del CSM e della NRQCD (CSM+COM) per entrambe all'ordine principale LO e al NLO. Dalla figura emerge che la predizione del CSM (al LO e NLO) riproduce la forma dello spettro osservato ma non è in accordo con la normalizzazione assoluta. La predizione della NRQCD al NLO (la banda gialla rappresenta l'incertezza sul modello) sembra in accordo con la sezione d'urto misurata. Si vede però che



**Figura 1.16:** Sezione d'urto di produzione dei mesoni  $J/\psi$  prodotti in fotoproduzione in funzione del  $p_T^2$  (sinistra) e della elasticità  $z$  (destra), misurate dalla collaborazione H1, con sovrapposte le previsioni di alcuni modelli teorici [81]. Nelle figure sono mostrate le previsioni del CSM e della NRQCD (CS+CO) all'ordine principale LO e al NLO



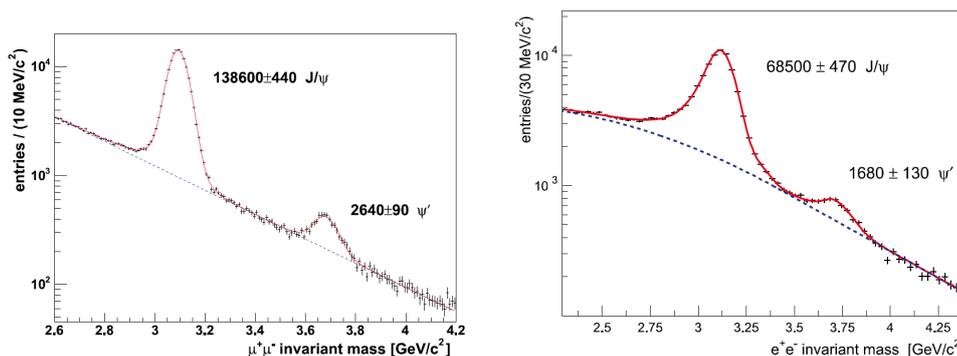
**Figura 1.17:** Polarizzazione misurata (nel sistema di Collin-Soper) per le  $J/\psi$  in funzione del momento trasverso  $p_T$  (sinistra) e dell'elasticità  $z$  (destra) confrontati con alcune previsioni teoriche [81]. Queste ultime si riferiscono al CSM nelle varianti CSM - " $k_T$ -factorization", CSM-LO e CSM-NLO.

anche la NRQCD non riproduce correttamente i dati, infatti come mostrato nella parte destra della figura 1.16, la sezione d'urto in funzione dell'elasticità  $z$  non è riprodotta correttamente, nemmeno entro le larghe incertezze relative della misura della sezione d'urto.

La collaborazione H1 ha effettuato anche misure di polarizzazione: entro le incertezze sperimentali le  $J/\psi$  prodotte a HERA sono compatibili con un campione non polarizzato. I risultati della misura di polarizzazione nel sistema di Collin-Soper (risultati simili si ottengono anche nel sistema di elicità) sono mostrati nella figura 1.17 in funzione del momento trasverso  $p_T$  (sinistra) e dell'elasticità  $z$  (destra). La predizione del modello CSM + “ $k_T$ -factorization” descrive bene i dati e quella del CSM al NLO mostra un simile andamento entro larghe incertezze. I calcoli del CSM al LO predicono dei valori di polarizzazione più alti rispetto a quelli misurati. Un risultato simile è stato ottenuto anche dalla collaborazione ZEUS in un differente intervallo cinematico [82].

### Collisioni protone-nucleo

L'esperimento HERA-b ha avuto come oggetto di studio le collisioni di protoni accelerati a 920 GeV/c su diverse specie di nuclei (carbonio, titanio e tungsteno) raggiungendo un'energia nel centro di massa  $\sqrt{s} = 41.6$  GeV. L'esperimento HERA-b ha misurato le sezioni d'urto di produzione e gli spettri differenziali in  $p_T$  di  $J/\psi$  e  $\psi'$  (con i loro rapporti di produzione) e le distribuzioni angolari sfruttando i canali di decadimento leptonici (sia  $e^+e^-$  che  $\mu^+\mu^-$ ).



**Figura 1.18:** Distribuzioni di massa invariante nel canale dimuonico (sinistra) e dielettronico (destra) misurate dall'esperimento[83] in cui sono visibili i picchi di  $J/\psi$  e  $\psi'$ .

La figura 1.18 mostra le distribuzioni di massa invariante nel canale dimuonico (sinistra) e dielettronico (destra) misurate dall'esperimento HERA-

b[83] in cui sono visibili i picchi di  $J/\psi$  e  $\psi'$ . Le distribuzioni si riferiscono ai dati raccolti nei run di fisica avvenuti durante il periodo 2002/2003, applicando un trigger su entrambi i leptoni (circa 160 milioni di eventi dileptonici triggerati) ed utilizzando i bersagli di carbone-tungsteno-titanio in percentuali 65%, 31%, 4% rispettivamente. La presenza di entrambi i canali di ricostruzione oltre ad essere importante per incrementare la statistica rappresenta anche un modo per confrontare ed incrociare i risultati ottenuti con tecniche di analisi differenti. I bersagli della collisione sono costituiti da fili fatti di diversi materiali, che possono essere utilizzati contemporaneamente permettendo di valutare la dipendenza delle misure di sezione d'urto dal numero atomico  $A$  (e quantificare il fattore di soppressione  $\alpha$  che esprime la dipendenza nucleare della sezione d'urto).

Una quantità misurata da HERA-b è il rapporto tra le produzioni di  $\psi'$  e  $J/\psi$  definito come:

$$R_{\psi'} = \frac{N_{\psi'}\epsilon}{N_{J/\psi}\epsilon'} \quad (1.22)$$

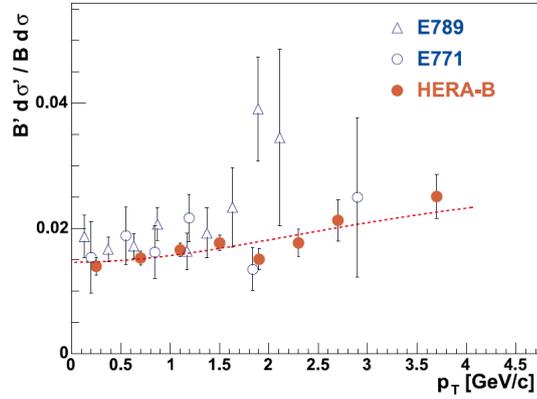
dove  $N_{\psi'}$  ( $N_{J/\psi}$ ) rappresenta il segnale “raw” misurato per  $\psi'$  ( $J/\psi$ ) e  $\epsilon'$  ( $\epsilon$ ) rappresenta la correzione di accettazione ed efficienza valutata con simulazioni Monte Carlo. La scelta di questa variabile permette di ridurre il contributo di errore sistematico introdotto dalle correzioni di accettazione ed efficienza. La figura 1.19 mostra il rapporto  $R_{\psi'}$  in funzione dell'impulso trasverso misurato da HERA-b (punti rossi), combinando entrambe le misure nel canale dielettronico e dimuonico [83]. La misura è fatta nel range cinematico  $-0.35 < x_F < 0.10^6$ . Nella stessa figura sono mostrati per confronto anche i risultati ottenuti dagli esperimenti E771 [84] e E789 [85] che confermano, come risulta anche da HERA-b, la tendenza ad aumentare di questo rapporto in funzione del  $p_T$ . La linea rossa rappresenta il risultato di un fit considerando solo le misure di HERA-b.

Ad HERA-b sono state effettuate anche misure delle distribuzioni angolari (polarizzazione) dei prodotti di decadimento delle  $J/\psi$  nei canali leptonici per  $0 < p_T < 5.4 \text{ GeV}/c$  e  $-0.34 < x_F < 0.14$ : la figura 1.20 mostra le distribuzioni angolari misurate per il canale  $\mu^+\mu^-$  (sinistra) e  $e^+e^-$  (destra) dell'angolo di polarizzazione (si veda la formula 1.21) ottenute combinando le misure in cui si sono adoperati bersagli di carbone e tungsteno (nella figura sono mostrati solo gli errori statistici) [86].

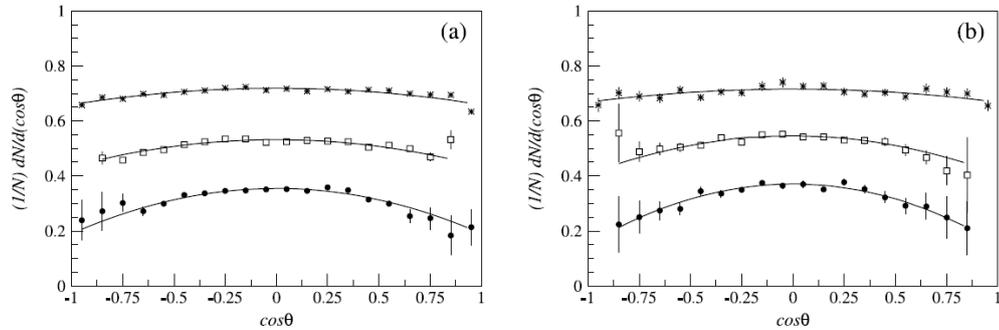
Le tre distribuzioni si riferiscono alle misure di  $\cos\theta$  effettuate nei sistemi Collins-Soper (stelle), Gottfried-Jackson (quadrati vuoti) ed elicità (quadrati

---

<sup>6</sup> $x_F$  rappresenta la variabile di Feynman ed è definita nel seguente modo:  $x_F = p_L/p_L^{max}$ , dove  $p_L$  rappresenta l'impulso longitudinale della particella in questione.

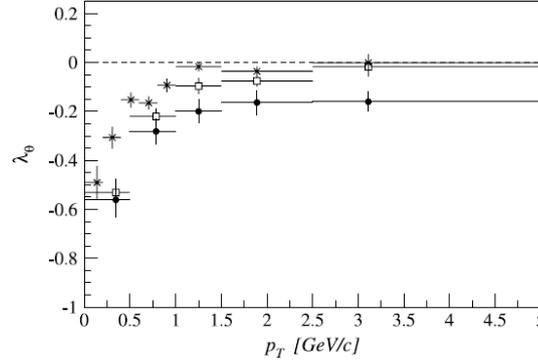


**Figura 1.19:** Rapporto  $R_{\psi'}$  (dettagli nel testo) in funzione dell'impulso trasverso misurato da HERA-b (punti rossi), combinando entrambe le misure nel canale dielettronico e dimuonico [83]. Nella stessa figura sono mostrati per confronto i risultati ottenuti dagli esperimenti E771 [84] e E789 [85].



**Figura 1.20:** Distribuzioni angolari misurate dall'esperimento HERA-b per il canale  $\mu^+\mu^-$  (sinistra) e  $e^+e^-$  (destra) dell'angolo di polarizzazione (vedi formula 1.21) già corrette per accettazione ed efficienza, ed ottenute combinando le misure in cui si sono adoperati bersagli di carbone e tungsteno. Le tre distribuzioni si riferiscono alle misure dell'angolo  $\theta$  effettuate nei sistemi di CS (stelle), GJ (quadrati vuoti) ed elicità (quadrati pieni) partendo dall'alto verso il basso [86].

pieni) partendo dall'alto verso il basso. Si vede che le distribuzioni seguono un andamento del tipo previsto dalla formula 1.21 con  $\lambda_\theta$  negativo, in accordo con una polarizzazione longitudinale delle  $J/\psi$ .



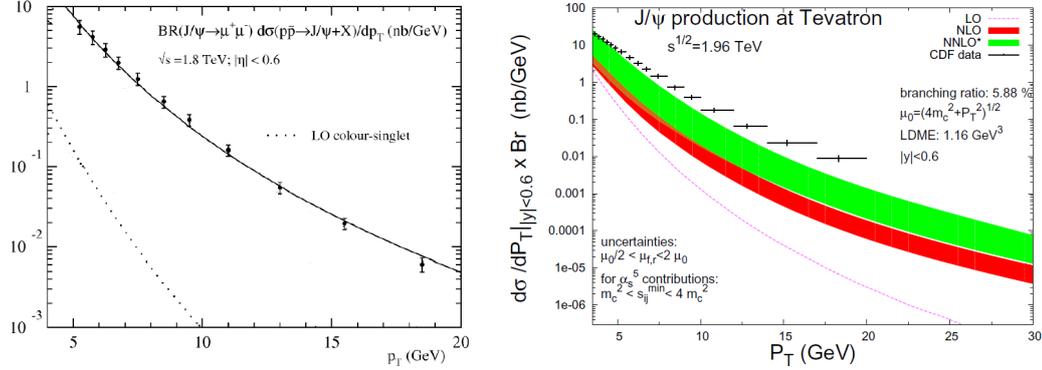
**Figura 1.21:** Coefficiente di polarizzazione  $\lambda_\theta$ , misurato dall'esperimento HERA-b nei sistemi di riferimento CS (stelle), GJ (quadrati vuoti) ed elicità (quadrati pieni) in funzione dell'impulso trasverso  $p_T$  ottenuti combinando il canale dimuonico e dielettronico [86].

I risultati finali del coefficiente di polarizzazione  $\lambda_\theta$ , misurato nei tre sistemi di riferimento possibili, sono mostrati nella figura 1.21 in funzione dell'impulso trasverso  $p_T(J/\psi)$  ottenuti combinando il canale dimuonico e dielettronico [86]. Dalle figure si nota che l'anisotropia aumenta passando dal sistema di elicità a quello di Collins-Soper e la dipendenza cinematica dal  $p_T$  rimane sostanzialmente la stessa per tutti i sistemi di riferimento, ovvero l'anisotropia polare decresce al crescere dell'impulso trasverso.

### 1.6.5 Risultati del Tevatron

Il Tevatron è un collisionatore situato al Fermilab che accelera fasci di protoni e antiprotoni, che si scontrano in corrispondenza dei rivelatori CDF e DØ alle energie nel centro di massa di  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV e  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Questi esperimenti sono ricordati per la scoperta del quark top, avvenuta nel 1995, e nel 2007 ne hanno misurato la massa con una percentuale di errore vicina all'uno per cento.

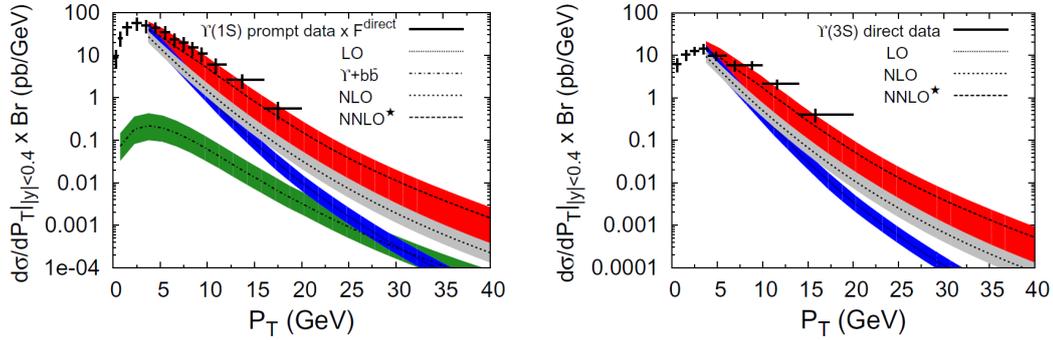
Si è provato a descrivere le prime misure di produzione di charmonio prompt al Tevatron con il Color Singlet Model, ma con scarso successo. In particolare questo modello è stato messo in discussione nel 1993, quando l'analisi effettuata sui dati del Run I del Tevatron dalla collaborazione CDF (Collider Detector at Fermilab) ha mostrato che la sezione d'urto prompt per la produzione di diversi stati di charmonio ( $\psi(2S)$ ,  $J/\psi$ ) nelle collisioni



**Figura 1.22:** Sinistra: sezione d’urto prompt di produzione di  $J/\psi$  prompt misurate dall’esperimento CDF in collisioni  $p\bar{p}$  all’energia del centro di massa di 1.8 TeV [87, 88] confrontata con le predizioni del Color-Singlet-Model valutate al primo ordine [89]. Destra: sezione d’urto prompt per la produzione di  $J/\psi$  nelle collisioni  $p\bar{p}$  all’energia del centro di massa di 1.96 TeV confrontata con le predizioni del CSM ottenute aggiungendo correzioni di ordine superiore [90, 91].

$p\bar{p}$  all’energia del centro di massa di 1.8 TeV nella regione a rapidità centrale ( $|y| < 0.6$ ) è vistosamente in disaccordo con le predizioni del CSM [87, 88]. La figura 1.22 (sinistra) mostra il confronto tra i risultati di CDF per la produzione di  $J/\psi$  dirette e le predizioni del CSM al primo ordine (LO) [89]. Dalla figura si nota chiaramente che la predizione risulta sottostimare di oltre un ordine di grandezza le misure della sezione d’urto ed inoltre non riproduce correttamente la forma dello spettro in  $p_T$ . Infatti la teoria stima una dipendenza di  $dN/dp_T$  del tipo  $\alpha_s^3 \frac{(2m_c^2)}{p_T^8}$  ( $\alpha_s$  è la costante di accoppiamento forte) mentre lo spettro misurato sembra meno ripido della predizione. Inoltre il CSM prevede una polarizzazione trasversa [92] e questo è in disaccordo con le misure fatte da CDF che mostrano una polarizzazione longitudinale per  $J/\psi$  e  $\psi(2S)$ .

Per tentare di spiegare queste differenze Cacciari, Braaten et al. [90, 91] hanno introdotto correzioni di ordine superiore (NLO, Next to Leading Order) nei calcoli del modello CSM. Il risultato è mostrato nella parte destra della figura 1.22: con queste correzioni la dipendenza dal momento trasverso prevista dal modello diventa  $\alpha_s^3 \frac{(2m_c^2)}{p_T^4}$ . I risultati al NLO sono in accordo con le misure per quanto riguarda la forma dello spettro in  $p_T$  ma ancora sottostimano le stesse. Nella stessa figura è mostrato anche il confronto con la predizione calcolata includendo correzioni ad un ordine più alto (NNLO\*, dove vengono considerate una parte dei contributi al Next to Next to Leading Order). Le predizioni teoriche in tal caso sono più vicine ai risultati sperimentali ma rimane ancora una leggera discrepanza soprattutto a più al-

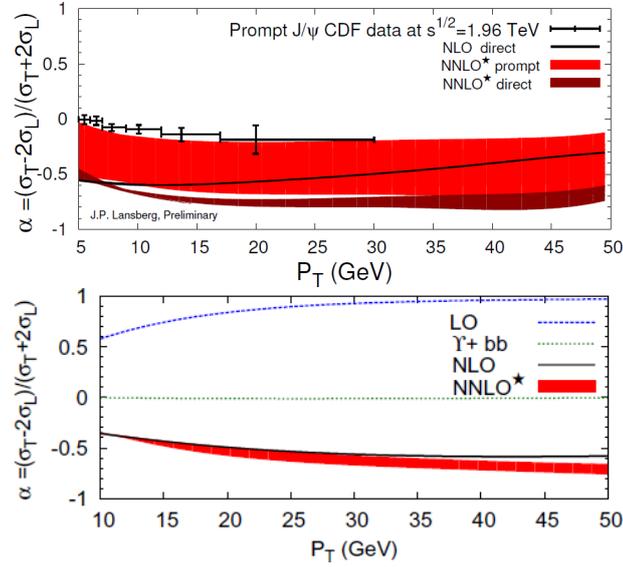


**Figura 1.23:** Confronto delle predizioni per la sezione d’urto fornite dai calcoli del CSM includendo correzioni di ordine superiore con le misure compiute al Tevatron dall’esperimento CDF per lo stato di bottonomio  $\Upsilon(1S)$  (sinistra) e  $\Upsilon(3S)$  (destra) [93, 94, 95].

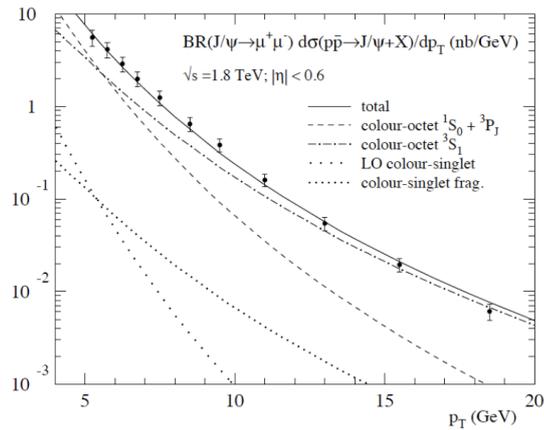
ti momenti trasversi. L’accordo tra misure e teoria sembra invece migliorare se si considera il confronto con gli stati del bottonomio. Per esempio la figura 1.23 mostra il confronto delle predizioni per la sezione d’urto fornite dai calcoli del CSM includendo correzioni di ordine superiore con le misure compiute al Tevatron dall’esperimento CDF per gli stati di bottonomio  $\Upsilon(1S)$  (sinistra) e  $\Upsilon(3S)$  (destra) [93, 94, 95]: dalla figura si note che l’accordo tra misure e modello risulta abbastanza soddisfacente.

La polarizzazione degli stati di charmonio e bottonomio, aggiungendo queste correzioni di ordine superiore, è prevista essere longitudinale come si vede nella figura 1.24 [95, 96]. In particolare nella parte alta è mostrata la polarizzazione attesa dal CSM per le  $J/\psi$  prompt confrontata con le misure di polarizzazione in collisioni  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV fornite dall’esperimento CDF. Dalla figura si nota che la predizione non descrive correttamente i dati; questa tuttavia non può essere una conclusione definitiva visto che gli errori previsti dal modello sono grandi. Nella parte bassa della stessa figura è mostrata la polarizzazione attesa con il CSM al NLO e NNLO\* per lo stato di bottonomio  $\Upsilon(1S)$ . In entrambi i casi si nota che le correzioni di ordine superiore al CSM hanno una forte influenza sulla predizione della polarizzazione.

Le discrepanze osservate con il CSM furono in parte risolte con l’introduzione del COM, che come abbiamo visto permette di avere contributi anche da stati di ottetto di colore per la produzione di un determinato stato di charmonio. Questo è mostrato nella figura 1.25 in cui lo spettro di produzione delle  $J/\psi$  misurato da CDF è confrontato con i calcoli teorici nei quali sono inclusi i contributi del COM [6]. Bisogna tenere in considerazione comunque che le normalizzazioni di questi stati sono determinate dagli elementi di matrice LDME (vedi paragrafo 1.4.2) calcolate dal modello facendo dei fit sugli



**Figura 1.24:** In alto: polarizzazione misurata dall'esperimento CDF in collisioni  $p\bar{p} = 1.96$  TeV [95] confrontata con la polarizzazione prevista dal CSM al NLO e NNLO\* al Tevatron per gli stati di  $J/\psi$  (prompt e dirette). In basso: polarizzazione prevista dal CSM al NLO e NNLO\* al Tevatron per lo stato  $\Upsilon(1S)$  [96].



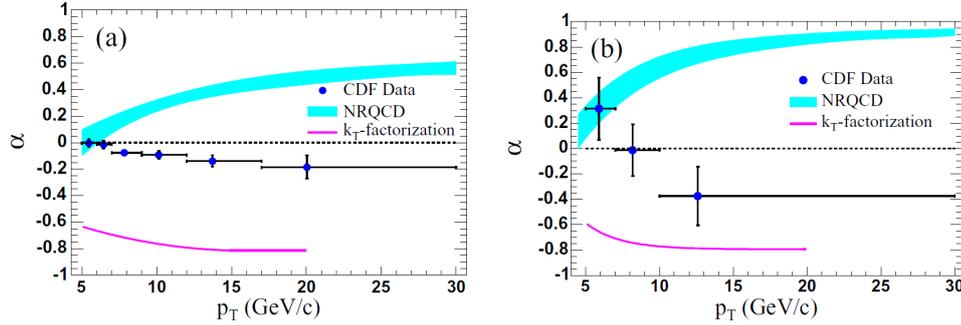
**Figura 1.25:** Confronto tra lo spettro misurato delle  $J/\psi$  dall'esperimento CDF con alcuni modelli teorici [6].

H	$\langle \mathcal{O}_1^H \rangle$	$\langle \mathcal{O}_8^H \rangle$
$J/\psi$	$1.16 \text{GeV}^3$	$(1.19 \pm 0.14) \cdot 10^{-2} \text{GeV}^3$
$\psi(2S)$	$0.76 \text{GeV}^3$	$(0.50 \pm 0.06) \cdot 10^{-2} \text{GeV}^3$
$\chi_{c0}$	$0.11 \text{GeV}^3$	$(0.31 \pm 0.04) \cdot 10^{-2} \text{GeV}^3$

**Tabella 1.3:** Elementi di matrice di produzione per alcuni stati di charmonio ottenuti dai calcoli di NRQCD fittando le distribuzioni di impulso trasverso misurate da CDF [99].

spettri in  $p_T$  misurati da CDF. Quindi l'accordo non significa che il modello sia sicuramente corretto, sono necessari altri riscontri del COM con le misure sperimentali.

La tabella 1.3 mostra i valori di questi elementi di matrice: in particolare gli elementi di matrice relativi ai termini di ottetto di colore ( $\langle \mathcal{O}_1^H \rangle$ ) sono stati ottenuti dai dati di CDF utilizzando le funzioni di distribuzione partonica CTEQ5L [97] alla scala di rinormalizzazione  $\mu = \sqrt{p_T^2 + 4m_c^2}$  con  $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$  [98].



**Figura 1.26:** Polarizzazione di  $J/\psi$  prompt (sinistra) e  $\psi(2S)$  (destra): la banda celeste rappresenta la predizione della NRQCD [100], mentre la linea rappresenta la predizione del modello “ $k_T$ -factorization” [101].

Sebbene in discreto accordo con le misure di impulso trasverso le predizioni del COM sono in disaccordo completo con i risultati sperimentali ottenuti da CDF sulle misure di polarizzazione: il COM predice una polarizzazione trasversa per gli stati di  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$  e  $\Upsilon(1S)$  che non è stata sperimentalmente osservata. La figura 1.26 mostra che le recenti misure di polarizzazione al Tevatron indicano una polarizzazione longitudinale, completamente inconsistente con le predizioni del COM [7, 102].

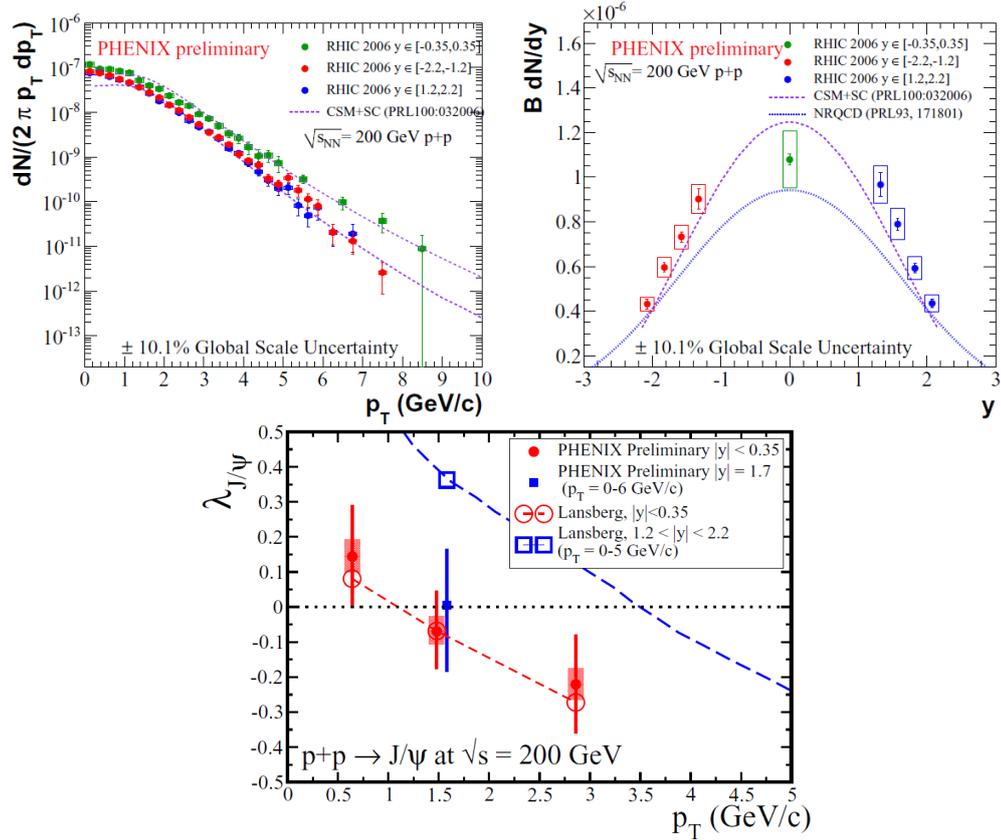
### 1.6.6 Risultati di RHIC

Le collaborazioni PHENIX e STAR al RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) hanno misurato le sezioni d'urto di produzione e la polarizzazione per diversi stati di charmonio nelle collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 200$  GeV e in diverse regioni di rapidità.

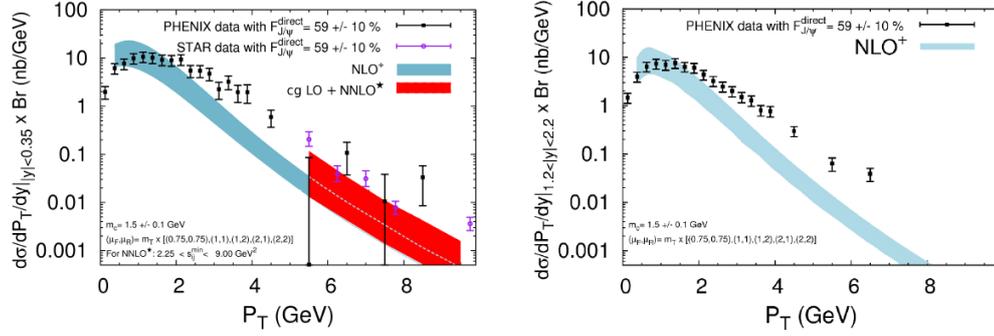
La figura 1.27 mostra nella parte superiore sinistra il tasso di produzione (“yield”) misurato in funzione dell’impulso trasverso delle  $J/\psi$  inclusive sia nella regione a rapidità in avanti ( $1.2 < |y| < 2.2$ ) che a rapidità centrale ( $|y| < 0.35$ ) [104]. Le misure sono confrontate con il modello CSM+“s-channel cut” (CMS+SC), una versione rivisitata del CSM proposta da Lansberg e Habermehl [103].

Nella parte superiore destra della figura è mostrata la dipendenza del tasso di produzione delle  $J/\psi$  in funzione della rapidità confrontata con i modelli teorici CSM+SC e NRQCD [105]. Il CSM+SC sembra essere in accordo con gli spettri misurati sia in funzione di impulso trasverso (a rapidità centrale e in avanti) sia in funzione della rapidità; tuttavia questo modello non descrive correttamente la polarizzazione misurata come mostrato nella figura 1.27 in basso. In particolare dalla figura si nota che il modello CSM+SC descrive bene l’andamento della polarizzazione in funzione del momento trasverso a rapidità centrale, ma a rapidità in avanti c’è una differenza di quasi due sigma tra la misura e la predizione.

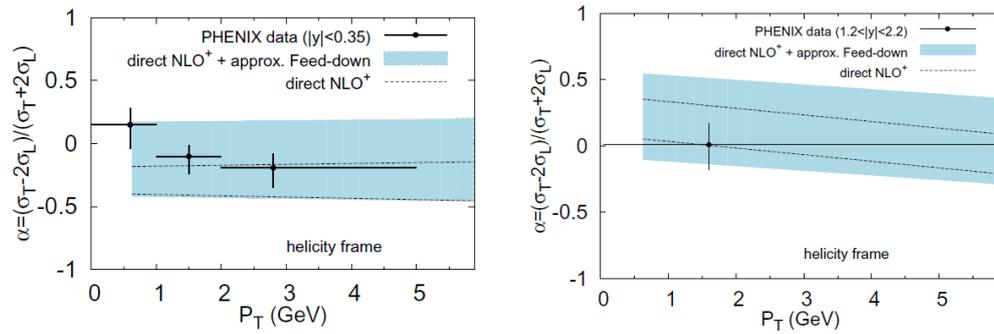
Altri confronti con i modelli teorici sono stati fatti utilizzando le predizioni del CSM a cui sono state aggiunte correzioni di ordine superiore. In particolare i modelli considerati sono il CSM al NLO+ (correzioni dell’ordine di  $\alpha_s^4$  prendendo in esame processi di fusione gluonica del tipo  $gg$  e  $gq$ ), il CSM al LO (ordine  $\alpha_s^3$  considerando processi di fusione gluonica  $cg$ ) e contributi principali del NNLO, come abbiamo già visto, indicato con NNLO\* (solo i contributi principali all’ordine  $\alpha_s^5$  di fusione gluonica del tipo  $gg$  e  $gq$ ). Una descrizione più dettagliata di questi modelli adottati si può trovare in [104]. La figura 1.28 rappresenta il confronto della sezione d’urto di produzione di  $J/\psi$  dirette (le  $J/\psi$  dirette sono state stimate moltiplicando le  $J/\psi$  prompt per la frazione attesa di  $J/\psi$  dirette,  $F = (59 \pm 10)\%$ ), con il CSM considerando correzioni di ordine superiore a rapidità centrale (sinistra) e in avanti (destra). La predizione si avvicina alle misure per impulsi  $p_T < 4$  GeV/ $c$ ; affinché il confronto sia completo comunque è utile considerare anche le misure di polarizzazione. Queste sono mostrate nella figura 1.29 in cui è fatto il confronto del CSM - NLO+ (linea tratteggiata) con le misure di polarizzazione effettuate da PHENIX a rapidità centrale (sinistra) e in avanti (destra). Dal confronto emerge che a parte il punto a più basso  $p_T$  a rapidità centrale, la polarizzazione attesa è compatibile entro gli errori con



**Figura 1.27:** Parte superiore sinistra: tasso di produzione (“yield”) in funzione dell’impulso trasverso misurato delle  $J/\psi$  inclusive sia nella regione a rapidità in avanti ( $1.2 < |y| < 2.2$ ) che a rapidità centrale ( $|y| < 0.35$ ) confrontati con alcuni predizioni teoriche. Parte superiore destra: dipendenza del tasso di produzione delle  $J/\psi$  in funzione della rapidità confrontata con i modelli CSM+SC [103] e NRQCD [105]. Parte inferiore: polarizzazione misurata a rapidità centrale ( $|y| < 0.35$ ) e in avanti ( $1.2 < |y| < 2.2$ ) confrontata con le predizioni del CSM+SC.



**Figura 1.28:** Confronto della sezione d’urto di produzione di  $J/\psi$  dirette (stimate moltiplicando le  $J/\psi$  prompt per la frazione attesa di  $J/\psi$  dirette,  $F = (59 \pm 10)\%$ ), con il CSM, considerando correzioni di ordine superiore a rapidità centrale (sinistra) e in avanti (destra) [104].



**Figura 1.29:** Confronto delle misure di polarizzazione per  $J/\psi$  dirette con alcuni modelli teorici, in particolare il CSM-NLO+ (linea tratteggiata) e lo stesso modello includendo anche i contributi di “feed-down” degli stati  $\chi_c$  e  $\psi(2S)$  [104].

quella misurata. La leggera discrepanza in tal caso è stata attribuita all’impatto che potrebbero avere i decadimenti di  $\psi(2S)$  e  $\chi_c$  sulla polarizzazione misurata delle  $J/\psi$ . Aggiungendo nei calcoli del modello anche i contributi dovuti al “feed-down” degli stati  $\chi_c$  e  $\psi(2S)$  i risultati sperimentali e le predizioni teoriche (rappresentate dalla banda celeste nella figura 1.29) sono in completo accordo.

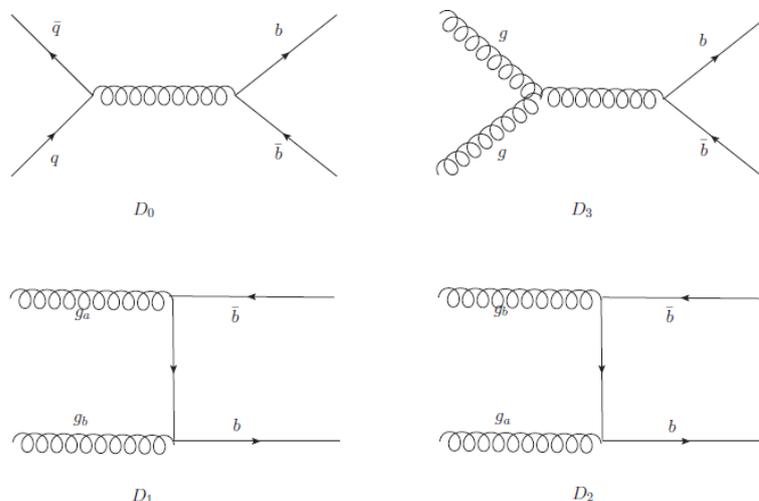
## 1.7 Produzione inclusiva di adroni beauty

In questa tesi si utilizzerà la misura delle  $J/\psi$  secondarie, provenienti dai decadimenti di adroni beauty, per risalire alla misura della produzione di adroni con quark b, che decadono in  $J/\psi$  con un branching ratio  $\text{Br}(b \rightarrow J/\psi + X) = (1.16 \pm 0.10)\%$  [106].

Nell’applicazione dello sviluppo perturbativo per la QCD relativo al processo di produzione di quark beauty, all’ordine principale contribuiscono quattro diagrammi di Feynman del tipo (gli stessi per produrre coppie  $c\bar{c}$ ):

$$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} \quad gg \rightarrow Q\bar{Q}$$

Questi processi sono mostrati nella figura 1.30.



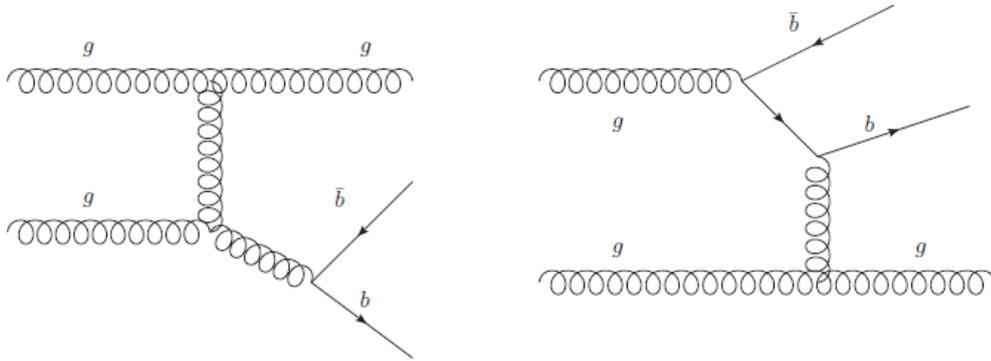
**Figura 1.30:** Diagrammi di Feynman all’ordine principale (LO) per la produzione di quark beauty.

I contributi del tipo  $D_0$  e  $D_3$  vanno attraverso un gluone virtuale per produrre una coppia  $Q\bar{Q}$ ; gli stati così prodotti dovrebbero andare in uno stato di ottetto di colore (questo perchè portano i numeri quantici del gluone). I contributi dei grafici del tipo  $D_1$  e  $D_2$  possono andare sia in uno stato

di ottetto che singoletto di colore. A questo livello non ci sono divergenze. Passando all'ordine più alto (NLO) le divergenze ultraviolette emergono in diversi diagrammi, che generalmente contengono loop di particelle virtuali. Le divergenze ultra-violette possono essere riassorbite attraverso il processo di rinormalizzazione, che come abbiamo visto introduce una scala di energia di rinormalizzazione  $\mu_R$ , a cui è necessario poi ridefinire la costante di accoppiamento  $\alpha_s$ . Il processo di rinormalizzazione prevede la cancellazione tra infiniti: dato che aggiungere o sottrarre una quantità costante non modifica una quantità infinita, la rinormalizzazione può essere fatta in modi o "schemi" differenti. Lo schema comunemente usato per rinormalizzare è il "Modified Minimal Subtraction System" ( $\overline{MS}$ ) [107]. Secondo questo schema la dipendenza di  $\alpha_s$  da  $\mu_R$  può essere definita dalla funzione  $\beta$ :

$$\mu \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu} = 2\beta(\alpha_s) = -\frac{11 - 2n_f/3}{2\pi} \alpha_s^2 - \frac{51 - 19n_f/3}{4\pi^2} \alpha_s^3 - \dots \quad (1.23)$$

dove  $n_f$  è il numero di flavour per cui le masse dei quark sono minori rispetto alla scala di rinormalizzazione. Con l'equazione 1.23,  $\alpha_s$  può essere calcolato a qualunque scala di energia fissando come condizione il valore di  $\alpha_s$  ad una data energia, in particolare  $\alpha_s(M_Z) = 0.1176 \pm 0.002$  [107].



**Figura 1.31:** Diagrammi di Feynman all'ordine successivo (NLO) per la produzione di quark beauty.

Al NLO vi sono anche altri diagrammi che contribuiscono alla sezione d'urto, come quelli mostrati in figura 1.31. Questi processi sono definiti di "gluon-splitting" (sinistra) e "flavour-excitation" (destra). I processi del primo tipo tendono a produrre quark b nello stato finale che sono molto più vicini l'uno all'altro quanto più la massa del gluone virtuale tende ad essere piccola. Il risultato è che i prodotti di decadimento dei due quark b e  $\bar{b}$  sembrano provenire da unico partone, specialmente dopo che sono inclusi gli effetti

di frammentazione e risoluzione sperimentale. I processi del tipo “flavour-excitation” sono il risultato dell’interazione di uno dei due gluoni iniziali con un quark  $b$  appartenente alla nuvola di particelle virtuali che circondano l’altro gluone. In questo caso uno dei due quark  $b$  prodotto procede nella direzione collineare a quella del protone iniziale.

Dopo che è avvenuta la produzione dei quark beauty questi possono adronizzare in tutte le varie specie di adroni di cui uno contenente un quark  $b$ . Come abbiamo già visto il processo di adronizzazione avviene su lunghe distanze, quindi non è possibile valutarlo solo utilizzando l’approccio perturbativo, ma è necessario introdurre un qualche modello fenomenologico. La probabilità di produrre un adrone  $h$  a partire da un quark  $Q$ , può essere suddivisa in due parti caratterizzate da diverse lunghezze di interazione [110]:

$$D_Q^h(z, \mu_F) = \int_z^1 D_Q(x, \mu_F) D_Q^h\left(\frac{z}{x}\right) dx \quad (1.24)$$

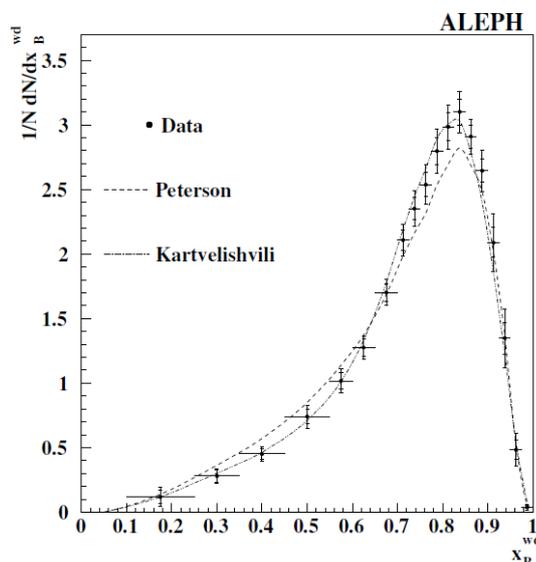
Il termine perturbativo  $D_Q(x, \mu_F)$  descrive la “frammentazione” del quark  $Q$  prodotto nello scattering partonico, ovvero il processo denominato “parton shower”, che determina la perdita di energia da parte del quark originario attraverso l’emissione di gluoni e la formazione di altre coppie  $q\bar{q}$ , fino alla scala di energia  $\mu_F$  (la soglia minima di  $\mu_F$  è rappresentata dalla scala di energia per cui l’approccio perturbativo ha senso, cioè  $\sim \Lambda_{QCD}$ ). La parte a lunga distanza, non perturbativa, che descrive la formazione dell’adrone è rappresentata da una funzione di tipo fenomenologico, indicata in 1.24 da  $D_Q^h(z)$ . In particolare quest’ultima rappresenta la probabilità che il quark  $Q$  adronizzi nell’adrone  $h$ , e quest’ultimo porti con sé una frazione  $z$  del momento del quark  $Q$ . Se si assume che valga il teorema di fattorizzazione, le funzioni di frammentazione non dipendono dal particolare processo di scattering duro in cui si è formato il quark  $Q$ : per questo motivo anche le funzioni di frammentazione sono universali, cioè sono fissate una volta per tutte nelle collisioni  $e^+e^-$  e  $ep$ . Alcune forme delle funzioni  $D_Q^h(z)$  per i quark pesanti sono date dalla parametrizzazione di Kartvelishvili [109] che è del tipo:

$$z^\alpha \cdot (1 - z)$$

o anche dalla funzione di Peterson [108]:

$$\frac{1}{z} \cdot \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1 - z}\right)^{-2}$$

dove  $\alpha$  e  $\epsilon_Q$  sono dei parametri liberi che vengono fissato sperimentalmente. Per esempio la figura 1.32 mostra un esempio delle funzioni di frammen-



**Figura 1.32:** Risultati dell’esperimento ALEPH [111] sulla frammentazione dei quark  $b$ . Sovrapposte vi sono le curve di miglior fit delle parametrizzazioni di Peterson [108] e Kartvelishvil [109].

Adroni-B	frazioni di frammentazione
$B^0/B^0$	$(40.3 \pm 1.1)\%$
$B^+/B^-$	$(40.3 \pm 1.1)\%$
$B_s^0/\bar{B}_s^0$	$(11 \pm 1.2)\%$
$\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0$	$(8.3 \pm 2.0)\%$

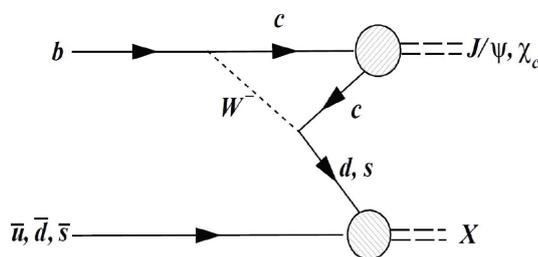
**Tabella 1.4:** Frazioni di frammentazione per adroni con quark beauty [106].

tazione per quark  $b$  determinate dall’esperimento ALEPH [111], con sovrapposti i fit di alcune funzioni utilizzate per la parametrizzazione. Come si nota dalla figura, per i quark beauty le funzioni di frammentazione sono funzioni “dure”, cioè il loro massimo è vicino ad uno.

La tabella 1.4 mostra le frazioni di frammentazione del quark  $b$  in adroni con beauty [106] determinate alle energie di LEP.

Dopo che il quark  $b$  frammenta in adroni beauty  $B$ , questi possono decadere in una  $J/\psi$ , ma anche in stati di charmonio di più alta energia come  $\psi_c$  e  $\chi_c$  con diagrammi del tipo mostrato in figura 1.33.

Questo decadimento è soppresso rispetto a quello inclusivo  $B \rightarrow D + X$  per diverse ragioni. Innanzitutto il bosone  $W$  per formare uno stato di charmonio nello stato finale dovrebbe decadere in  $\bar{c}s$ , mentre per il canale  $B \rightarrow D + X$  tutti i possibili modi di decadimento permessi di  $W$  possono essere utili. Questo riduce il rate di decadimento di un fattore tre. Inoltre il



**Figura 1.33:** Diagrammi di Feynman per il decadimento di mesoni b in stati di charmonio.

quark  $\bar{c}$  deve avere lo stesso colore del quark  $c$  in quanto la frammentazione di uno stato di ottetto di colore  $c\bar{c}$  in uno stato di charmonio (colorless) è soppressa. Questo riduce ulteriormente il rate di decadimento di un altro fattore tre. In ultimo i quark  $c$  e  $\bar{c}$  devono avere dei momenti simili, così da poter formare lo stato legato. Il risultato è rappresentato dal piccolo branching ratio dei canali in charmonio:  $Br(B \rightarrow J/\psi + X) = 1.16 \pm 0.10\%$  e  $Br(B \rightarrow \psi' + X) = 0.48 \pm 0.24\%$  [106].

Generalmente i modelli teorici che utilizzano la descrizione perturbativa sono associati a delle incertezze sulle predizioni fornite che vengono valutate variando opportunamente i vari ingredienti utilizzati per il calcolo delle quantità fisiche. Nei calcoli di QCD sono di solito variate le seguenti quantità:

- le masse dei quark pesanti  $m_q$ : queste sono determinati sperimentalmente ed i loro valori vengono variati entro le incertezze sperimentali ad esse associate.
- funzioni di distribuzione partonica (PDF): i calcoli perturbativi vengono ripetuti variando il set di PDF che viene scelto tra quelli disponibili (quali ad esempio quelli elencati nel paragrafo 1.4.1) valutate da differenti gruppi teorici.
- le costanti di rinormalizzazione e frammentazione,  $\mu_R$  e  $\mu_F$  rispettivamente, vengono fatte variare entro opportuni intervalli per determinare l'incertezza relativa a tale contributo.
- funzioni di frammentazione: anche in tal caso si procede considerando diverse funzioni tra quelle disponibili.

## FONLL

L'approccio descritto precedentemente per lo sviluppo perturbativo al NLO converge correttamente quando la massa del quark pesante è la scala

di energia rilevante. Questo si traduce nel fatto che le scale di rinormalizzazione  $\mu_R$  e  $\mu_F$  si mantengono dello stesso ordine di grandezza della massa del quark beauty. Per grandi impulsi trasversi ( $p_T \gg m_b$ ) questa scelta della scala di energia non è più adatta in quanto nell'espansione perturbativa emergono a tutti gli ordini dello sviluppo termini logaritmici proporzionali al rapporto  $p_T/m$  che divergono ad alti  $p_T$  ( $p_T \gg m_Q$ ) e il loro contributo in questa ipotesi non è trascurabile. La struttura dei termini perturbativi può essere riassunta nel seguente modo: all'ordine principale (LO) dello sviluppo perturbativo compaiono termini logaritmici del tipo  $\alpha_s^2(\alpha_s \log(p_T/m))^k$  che sono denominati "Leading Logarithm" (LL) mentre all'ordine più alto NLO compaiono termini del tipo  $\alpha_s^3(\alpha_s \log(p_T/m))^k$  che prendono il nome di "Next-to-Leading Logarithm" (NLL). In definitiva tenendo conto di questi contributi la sezione d'urto differenziale inclusiva per la produzione di adroni beauty al NLO si può riscrivere come:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dp_T^2} &= A(m)\alpha_s^2 + B(m)\alpha_s^3 + \\ &+ \left( \alpha_s^2 \sum_{i=2}^{\infty} a_i (\alpha_s \log(\mu_R/m))^i + \alpha_s^3 \sum_{i=2}^{\infty} b_i (\alpha_s \log(\mu_R/m))^i \right) G(m, p_T) + \\ &+ \mathcal{O}(\alpha_s^4 (\alpha_s \log(\mu_R/m))^i) + \mathcal{O}(\alpha_s^4 \times PST) \end{aligned} \quad (1.25)$$

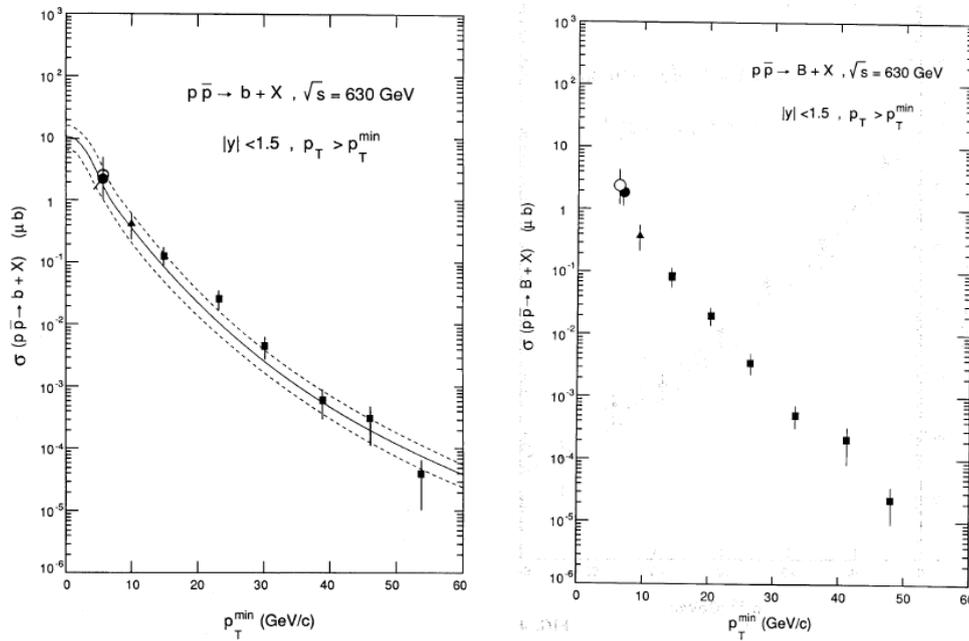
Nella 1.25  $G(m, p_T)$  è una funzione arbitraria che soddisfa la condizione  $G(m, p_T) \rightarrow 1$  quando  $m/p_T \rightarrow 0$ . PST rappresenta termini proporzionali a potenze di  $m/p_T$  e di conseguenza soppressi per alti valori di  $p_T$ . I primi due termini possono essere ottenuti con la NRQCD al NLO ("fixed-order approach", FO), escludendo i contributi logaritmici. Il secondo termine invece rappresenta la somma dei vari termini logaritmici che emergono al NLO, e può essere valutato utilizzando l'approccio "resummed approach" (RS) nel limite di masse nulle [112]. In definitiva il risultato di questo approccio si traduce nella notazione FONLL che sta per "Fixed-Order plus Next-to-Leading Logarithms". Una trattazione dettagliata di FONLL si può trovare in [112].

## Risultati sperimentali sulla produzione di adroni beauty

In questo paragrafo riporteremo alcuni risultati sperimentali riguardanti la produzione inclusiva di adroni contenti quark beauty in particolare saranno considerati alcuni risultati in collisioni protone-antiprotone e protone-nucleo. In quasi tutte le analisi gli adroni beauty non sono ricostruiti in maniera esclusiva (ovvero attraverso uno specifico canale di decadimento), ma vengono identificati attraverso i loro decadimenti inclusivi: è possibile per esempio

considerare i decadimenti di adroni beauty con almeno un muone o con una  $J/\psi$  prodotti nello stato finale. Quindi ricostruendo questi prodotti finali di decadimento ed utilizzando tecniche di estrapolazione basate essenzialmente su simulazioni Monte Carlo si può risalire alla sezione d'urto di produzione di adroni beauty o di quark b, in determinate regioni di accettazione di  $p_T$  e rapidità.

L'esperimento UA1 all'Sp $\bar{p}$ S ha misurato la sezione d'urto di produzione  $b\bar{b}$  in collisioni  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630$  GeV, nella regione centrale di rapidità  $|y| < 1.5$  e per  $p_T > 6$  GeV/c [113].



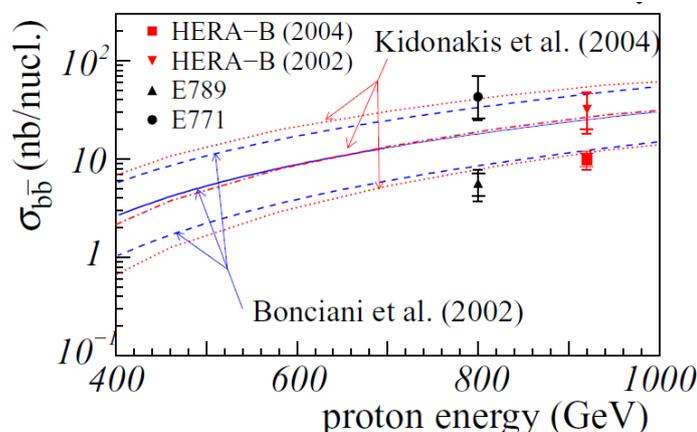
**Figura 1.34:** Sezione d'urto di produzione in funzione del minimo  $p_T$  per quark b (sinistra) e adroni B (destra) [113].

I risultati che qui riportiamo riguardano l'analisi effettuata sul campione di dati raccolto durante il periodo 1988-1989. L'analisi è basata sullo studio di quattro canali di decadimento indipendenti, tutti comunque caratterizzati dal fatto di contenere almeno un muone di alto  $p_T$  nello stato finale: (i)  $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow \mu X$ ; (ii)  $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow J/\psi X$ , con  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ; (iii)  $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow c\mu X$ , con  $c \rightarrow \mu X$ ; (iv)  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ , con  $b \rightarrow \mu X$  e  $\bar{b} \rightarrow \mu X$ . I quattro campioni corrispondenti ai vari canali di decadimento sono stati raccolti triggerando sulle variabili cinematiche (essenzialmente  $p_T$ , rapidità e massa invariante nel caso delle coppie) dei muoni ricostruiti nello stato finale. Per estrapolare le sezioni d'urto di produzione di adroni B e quark beauty, sono

state utilizzate simulazioni Monte Carlo basate sul codice di ISAJET [71]. Ogni sottocampione selezionato è sensibile ad un dato intervallo di impulso trasverso  $p_T$ , sia dell'adrone che del quark b, da cui ha avuto origine: le estrapolazioni sono state fatte in funzione del  $p_T^{min}(b)$  dove il valore del minimo  $p_T$  è stato determinato separatamente per ciascun sottocampione analizzato. Per ciascuno di essi il  $p_T^{min}(b)$  ( $p_T^{min}(B)$ ) è definito dalla condizione per cui il 90% di quark b (adroni B) che contribuiscono al campione di muoni selezionato hanno  $p_T > p_T^{min}$ . I risultati sulla sezione d'urto di produzione in funzione del minimo  $p_T$  per quark b e adroni B sono mostrati nella figura 1.34 nei grafici a sinistra e destra, rispettivamente. Tutte le misure sono state estrapolate nella regione di rapidità  $|y| < 1.5$ . Nella parte sinistra della stessa figura è mostrato anche il confronto con le predizioni della QCD all'ordine  $\alpha_s^3$  calcolate da Nason et al. [114]. Le incertezze teoriche sulla predizione dipendono dal valore scelto della massa del quark b, dalla scelta delle scale di rinormalizzazione e dalla parametrizzazione delle funzioni di struttura. Complessivamente comunque l'accordo tra le misure e le predizioni teoriche risulta abbastanza soddisfacente per i vari valori di  $p_T^{min}$ .

Anche l'esperimento HERA-b ha effettuato misure della sezione d'urto di produzione  $b\bar{b}$  in collisioni a bersaglio fisso del tipo protone-nucleo, con protoni accelerati a 920 GeV ( $\sqrt{s} = 41.6$  GeV) [116]. Tale misura è effettuata sfruttando la reazione inclusiva  $pA \rightarrow b\bar{b}X$  con  $b\bar{b} \rightarrow J/\psi X$ . Le  $J/\psi$  sono ricostruite in entrambi i canali dileptonici ( $\mu^+\mu^-$ ,  $e^+e^-$ ). La componente non-prompt delle  $J/\psi$  per entrambi i canali è stata identificata sfruttando la lunghezza di decadimento di adroni beauty: le  $J/\psi$  che provengono da adroni B infatti sono dislocate rispetto al vertice primario. La separazione della componente non-prompt viene effettuata applicando un taglio minimo sia sulla lunghezza di decadimento  $\Delta z$  dell'adrone B, definita come la distanza misurata nel sistema di laboratorio dal vertice di produzione della  $J/\psi$  al vertice primario (rappresentato dal filo più vicino utilizzato come bersaglio) [116], sia sul parametro di impatto delle singole tracce ("legs") che costituiscono la candidata. Tra le candidate così selezionate sopravvive tuttavia una parte prompt che non può essere distinta direttamente: il suo contributo viene stimato attraverso simulazioni Monte Carlo. I risultati illustrati di seguito si riferiscono ad un campione di dati prelevato ad HERA-b in collisioni di protoni accelerati a 920 GeV ed utilizzando come bersagli fili di carbone e di tungsteno. I dati sono stati raccolti utilizzando dei trigger dileptonici specifici sia nel canale muonico che in quello elettronico.

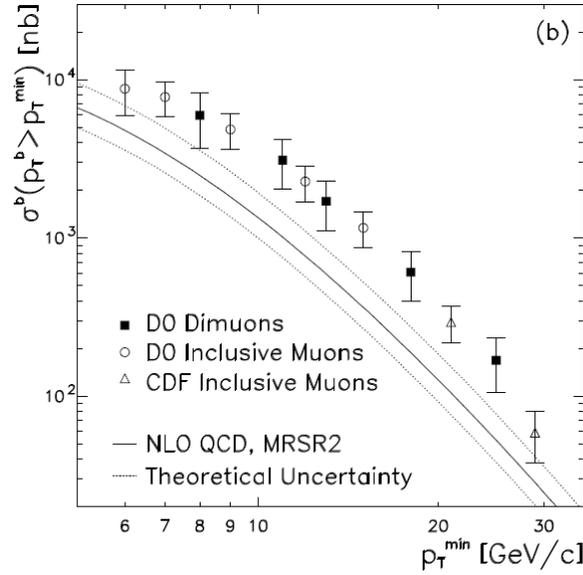
La figura 1.35 mostra il risultato finale pubblicato nel 2004 (che si riferisce all'analisi effettuata sul campione ottenuto dalla combinazione dei run raccolti nel periodo 2002/2003 e quelli relativi all'anno 2000) della sezione d'urto



**Figura 1.35:** Sezione d’urto di produzione  $b\bar{b}$  misurata in collisioni protone-nucleo in funzione dell’energia del protone. In particolare in figura sono riportate le misure dell’esperimento HERA-b pubblicati negli anni 2002 [115] e 2004 [116] e quelle effettuate dagli esperimenti del Fermilab E789 e E771 [119, 120]. Per confronto sono mostrate le predizioni teoriche (le bande rappresentano le incertezze) elaborate da Bonciani et al [117] e N. Kidonakis et al. [118].

di produzione  $b\bar{b}$  misurata dall’esperimento HERA-b (considerando come fattore di soppressione nucleare  $\alpha = 0.969 \pm 0.003(stat) \pm 0.021(syst)$  misurato separatamente) nell’accettanza  $-0.375 < x_F^{J/\psi} < 0.125$ , ottenuta combinando le misure effettuate singolarmente nei canali elettronico e muonico [116]. Per confronto sulla figura è riportata la misura precedente di HERA-b [115], pubblicata nel 2002 (e basata sul campione di dati raccolto nell’anno 2000), e le misure effettuate dagli esperimenti del Fermilab E789 e E771 [119, 120] in collisioni di protoni di 800 GeV su nuclei di oro e silicio. Le tre misure in figura sono riportate in funzione dell’energia del protone. Nella stessa figura sono riportate le predizioni teoriche dei calcoli di QCD al NLO calcolate da R. Bonciani et al. [117] e N. Kidonakis et al. [118] rappresentate rispettivamente dalle linee rossa e blu. Le linee estreme che definiscono le due bande rappresentano le incertezze teoriche dei modelli. Dal confronto si deduce che la misura più recente di HERA-b (2004) è in buon accordo con le predizioni di entrambi i modelli, ed inoltre i valori misurati dagli esperimenti E789 e E771 ad una più bassa energia sono compatibili con la stessa misura di HERA-b.

Gli esperimenti al Tevatron, CDF e  $D\emptyset$ , rappresentano un importante punto di riferimento per quanto riguarda le misure di sezioni d’urto di produzione di quark e adroni beauty. Ripoteremo di seguito alcuni dei risultati relativi alle misure effettuate dalle collaborazioni  $D\emptyset$  e CDF.

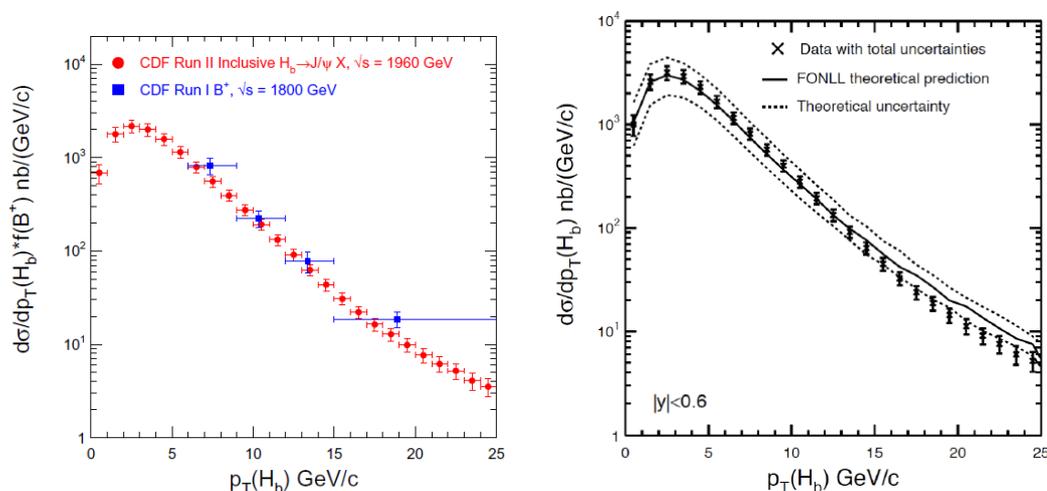


**Figura 1.36:** Sezione d’urto per quark  $b$  misurata dalla collaborazione  $D\theta$  nell’intervallo di rapidità  $|y_b| < 1$  in funzione del  $p_T^{min}$  [121]. Sono mostrate per confronto le predizioni della QCD valutate al NLO, insieme con le incertezze dovute al modello [122]. Inoltre sono presenti altri precedenti risultati per la stessa quantità ottenuti da  $D\theta$  [22] e CDF [123] usando i canali di decadimento inclusivi con singolo muone.

L’esperimento  $D\theta$  ha misurato la sezione d’urto di produzione di quark  $b$  in collisioni protone-antiprotone a  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV sfruttando i decadimenti semileptonici del quark  $b$ , nel caso particolare eventi dimuonici associati a due “jet” adronici di alta energia [121] originatisi dalla frammentazione dei quark  $b$  e  $\bar{b}$  prodotti nell’evento. I dati utilizzati per questa analisi si riferiscono ai run collezionati nel periodo 1992-1993 al collider Tevatron del Fermilab, in cui sono stati utilizzati trigger muonici: in particolare la condizione prevedeva almeno un muone ricostruito con  $p_T^\mu > 3$  GeV/ $c$  con almeno un jet ricostruito avente  $E_T > 10$  GeV. Per estrarre la componente  $b\bar{b}$  dagli eventi dimuonici selezionati (dopo l’applicazione dei tagli di analisi offline), che possono provenire da altre sorgenti (come ad esempio decadimenti semileptonici di eventi  $c\bar{c}$ , muoni provenienti da  $\pi$  e  $K$ , produzione di Drell-Yan e decadimenti di stati  $\Upsilon$ ), è stato fatto un fit utilizzando il metodo della massima verosimiglianza (likelihood fit) su alcune variabili specifiche, in particolare il momento trasverso relativo all’asse del jet ( $p_T^{rel}$ ) del muone con più alto momento (“leading muon”) e la frazione di momento longitudinale del jet portato dal “leading muon” divisa per l’energia trasversa del jet  $E_T$  ( $r_z$ ). Dalla sezione d’urto della componente degli eventi dimuonici provenienti da  $b\bar{b}$  viene valutata quella relativa alla produzione di quark  $b$

attraverso tecniche di estrapolazione basate su simulazioni Monte Carlo. La figura 1.36 mostra la sezione d'urto per quark b estropolata nell'intervallo di rapidità  $|y_b| < 1$  in funzione del  $p_T^{min}$ , definito in modo tale che il 90% degli eventi dimuonici accettati provenga da un quark b con  $p_T(b) > p_T^{min}$ . Sulla figura sono mostrate per confronto le predizioni della QCD valutate al NLO, insieme con le incertezze dovute al modello, utilizzando come massa del quark b  $m_b = 4.75 \text{ GeV}/c^2$  e come funzioni di distribuzione partoniche le MRSR2 [122]. Nella stessa figura sono inoltre presenti altri precedenti risultati per la stessa quantità ottenuti da  $D\emptyset$  [22] e CDF [123] usando i canali di decadimento inclusivi con singolo muone nello stato finale. Dal confronto si vede che le diverse misure sono tra loro compatibili e le predizioni sono in accordo con la forma osservata dello spettro ma non con la normalizzazione, infatti il rapporto tra dati e curva teorica è pari circa ad un fattore tre, considerando tutto l'intervallo ricoperto per  $p_T^{min}$ . Questa discrepanza notevole tra dati e teoria è stata ridotta significativamente negli anni successivi. La teoria è stata migliorata, includendo correzioni di ordini perturbativi superiori; simultaneamente le misure sono diventate più precise grazie al run II del Tevatron. Ad esempio, la collaborazione CDF ha misurato la sezione d'urto di produzione differenziale in funzione dell'impulso trasverso (ed anche  $p_T^{min}$ ) per adroni con quark beauty  $H_b$ , in collisioni protone-antiprotone a  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ , nella regione centrale di rapidità  $|y_b| < 0.6$  [6]. La misura è stata fatta sfruttando il decadimento inclusivo di decadimento di adroni beauty in  $J/\psi$ , dove queste ultime sono ricostruite nel canale dimuonico. Il contributo alla sezione d'urto inclusiva delle  $J/\psi$  secondarie, ovvero provenienti da adroni beauty, è stato determinato attraverso un fit che utilizza la tecnica della massima verosimiglianza. Tale fit è effettuato considerando le variabili massa invariante della coppia  $\mu^+\mu^-$  e della  $x$ , denominata “pseudo-proper decay length”, che dà una stima del cammino percorso dall'adrone beauty nel sistema di laboratorio dal vertice di produzione sino al punto in cui esso decade in una  $J/\psi$ . Il fit è stato fatto considerando il campione di  $J/\psi$  ricostruite con  $p_T(J/\psi) > 1.25 \text{ GeV}/c$ . La stessa tecnica è stata utilizzata nell'esperimento ALICE per determinare la frazione di  $J/\psi$  provenienti da adroni beauty: i dettagli sulla definizione della variabile  $x$  e sul metodo stesso saranno forniti più avanti. Riassumiamo i risultati sulla misura della produzione di adroni beauty ottenuti dall'esperimento CDF.

La figura 1.37 a sinistra mostra la sezione d'urto di produzione inclusiva di adroni beauty in funzione dell'impulso trasverso dell'adrone  $H_b$  ottenuta attraverso l'analisi inclusiva  $H_b \rightarrow J/\psi + X$  (punti in rosso) misurata sui dati del Run II [6], e per confronto sono mostrati i risultati ottenuti a partire dalla misura della sezione d'urto del mesone  $B^+$  riferita all'analisi fatta sui dati del Run I (punti in blu) [124]. Le sezioni d'urto differenziali mostrate in figura



**Figura 1.37:** Sinistra: sezioni d’urto differenziali integrate sul range di rapidità  $|y(H_b)| < 1$  ed estrapolate sfruttando i decadimenti inclusivi di adroni beauty in  $J/\psi$  (punti in rosso) [6] e la sezione d’urto di produzione del mesone  $B_+$  (punti in blu) [124]. Destra: sezione d’urto di adroni beauty estrapolata in  $|y(H_b)| < 0.6$  misurata sfruttando i canali di decadimento  $H_b \rightarrow J/\psi X$ , confrontata con le predizioni FONLL [24].

sono integrate sul range di rapidità  $|y(H_b)| < 1$ . La parte destra della stessa mostra la sezione d’urto inclusiva di adroni beauty estrapolata all’intervallo di rapidità  $|y_{H_b}| < 0.6$  confrontata con le predizioni di FONLL [24] dove la linea continua rappresenta il valore centrale, mentre la banda denota l’incertezza teorica dovuta al modello: l’accordo tra le due distribuzioni risulta eccellente. Come si evince con i dati del Run II di Tevatron (mostrati a destra di 1.37) l’accordo con la teoria FONLL è migliore rispetto ai dati del Run I. Questo, come già detto, è dovuto sia ad un miglioramento della teoria stessa che delle misure, più precise su base statistica ed affette da errori sistematici minori.

## 1.8 Riepilogo della situazione attuale e prospettive per LHC

In questo breve paragrafo si vogliono riassumere gli aspetti principali della rassegna esposta in questo capitolo e riguardante i risultati pre-LHC.

A proposito della produzione delle  $J/\psi$  abbiamo visto che i risultati sperimentali principali utilizzati per un confronto diretto con i modelli teorici sono quelli più recenti relativi alle misure di Tevatron e RHIC. Dalla rassegna presentata in questo capitolo è emersa la difficoltà attuale da parte dei modelli

esistenti (fondamentalmente CSM e COM) nel descrivere simultaneamente le misure di polarizzazione e di sezioni d'urto di produzione osservate (in funzione di  $p_T$  e rapidità  $y$ ). In tutti i casi si vede che i modelli che includono correzioni di ordine superiore, quali ad esempio il COM o alcune rivisitazioni del CSM, sono sicuramente più adatti a descrivere la situazione sperimentale, riducendo enormemente le discrepanze osservate nel caso di calcoli effettuati all'ordine perturbativo principale. In particolare si è visto come i risultati relativi all'esperimento CDF al Tevatron a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV mostrano un discreto accordo relativamente alle misure di sezione d'urto differenziale in  $p_T(J/\psi)$ ; le stesse misure tuttavia mostrano di fallire completamente nel caso in cui il confronto venga fatto considerando le misure di polarizzazione. Anche per quel che concerne le misure di RHIC, si osserva che le misure di sezioni d'urto a rapidità centrale ed a rapidità in avanti, in funzione di impulso trasverso e rapidità, sono ben descritte dal modello "CSM+s-channel cut"; anche in tal caso tuttavia le misure di polarizzazione si trovano ben al di sotto della predizione teorica nella regione a rapidità in avanti.

Per quanto concerne la misura della produzione di adroni beauty i risultati più recenti di Tevatron mostrano di essere in buon accordo con le predizioni teoriche, anche se queste ultime risultano dipendere notevolmente dalla scelta dei valori delle costanti di rinormalizzazione e fattorizzazione. Pertanto le nuove misure ad LHC rappresentano un modo per testare le predizioni fornite dai calcoli di QCD in un nuovo dominio di energie ed eventualmente ridurre le incertezze sulle predizioni stesse.

Le misure effettuate ad LHC rappresentano in generale un nuovo scenario cinematico in cui guardare. In particolare si è visto come la misura della produzione di charm e beauty permette di accedere alla regione delle  $x$  (frazione di momento del partone rispetto al nucleone incidente) circa due e tre ordini di grandezza più basse rispetto a quelle di RHIC e SPS, fino a  $10^{-6}$  a rapidità in avanti, e questo permette di effettuare le misure delle PDF (utilizzate nei calcoli di QCD) in un nuovo dominio cinematico a bassi  $x$ , in cui dominano i gluoni del mare.

L'esperimento ALICE permette inoltre, come vedremo nei capitoli tre e quattro, di accedere a rapidità centrale, alla regione di impulsi trasversi molto bassa, non raggiungibile dagli altri esperimenti di LHC, sia per la misura delle  $J/\psi$  che del beauty. Questa peculiarità è resa possibile da diverse caratteristiche del rivelatore ALICE: il basso campo magnetico che permette anche alle tracce di basso impulso di raggiungere i rivelatori più esterni; lo spessore totale del materiale attraversato che è ridotto al massimo per minimizzare lo scattering multiplo e rendere possibile il tracciamento anche a bassi  $p_T$ ; in ultimo ALICE durante il primo anno di presa dati ha selezionato nella regione a rapidità centrale  $J/\psi$  da eventi minimum-bias e questo incrementa

notevolmente lo yield misurato nella regione a bassi impulsi, in quanto come vedremo meglio nel capitolo successivo, la presenza di un trigger porterebbe ad un incremento della statistica soprattutto nella regione ad alti impulsi trasversi.

# Capitolo 2

## L'esperimento ALICE a LHC

### 2.1 Introduzione

Le collisioni ultra-relativistiche tra ioni pesanti considerano come oggetto di studio la materia portata in condizioni estreme di temperatura e densità di energia. Secondo la Cromodinamica Quantistica (QCD) che è la teoria che descrive le interazioni forti, la materia può esistere in differenti fasi, ed in particolare le collisioni tra ioni pesanti creano le condizioni perchè si possa raggiungere la transizione verso un nuovo stato della materia denominato Quark Gluon Plasma (QGP) in cui quark e gluoni risultano essere non confinati negli adroni. I calcoli di QCD su reticolo [125, 126] predicono che la temperatura critica a cui dovrebbe avvenire tale deconfinamento è  $T_c \approx 170$  MeV, corrispondente ad una densità di energia critica pari circa a  $\epsilon_c \approx 0.7$  GeV/fm<sup>3</sup>.

Le collisioni tra nuclei pesanti sono state studiate da oltre 20 anni ad energie sufficientemente alte da permettere la transizione alla fase deconfinata. Le prime attività sperimentali riguardanti la fisica degli “ioni pesanti” risalgono circa alla metà degli anni 70, in particolare al Bevalac (1975-1985) di Berkeley che accelerava diversi tipi di nuclei “leggeri” (il più pesante era il <sup>84</sup>Kr) ad energie di collisione che variavano in maniera continua da alcune centinaia di MeV sino a qualche GeV per nucleone. Gli esperimenti al Bevalac insieme a quelli dell'AGS (Alternate Gradient Synchrotron) di Brookhaven (1987-1995) e a quelli dell'SPS (Super Proton Synchroton) del CERN (1987-2004) si inquadrano nella generazione di esperimenti a bersaglio fisso, in particolare negli ultimi due si acceleravano anche nuclei più pesanti, come ioni di <sup>197</sup>Au all'AGS e ioni di <sup>208</sup>Pb all'SPS. Già alla fine degli anni 90 all'SPS furono raccolte numerose evidenze che corroboravano la tesi per cui un nuovo stato della materia era stato creato [127]. Quando il RHIC

(Relativistic Heavy Ion Collider) è entrato in funzione accelerando nuclei di oro e rame l'energia nel centro di massa ha raggiunto il valore di 200 GeV per coppia di nucleoni. Questo incremento di energia ha determinato delle caratteristiche nuove della transizione al QGP. In particolare la "fireball", che è costituita dalla regione di sovrapposizione dei due nuclei in cui ha luogo la transizione a QGP, risulta avere maggiore densità di energia, una maggiore estensione spaziale ed una vita media più lunga.

Il rivelatore ALICE (A Large Ion Collider Experiment) a LHC (Large Hadron Collider) rappresenta la nuova frontiera di esperimento dedicato alla fisica degli ioni pesanti ad energie ultra-relativistiche. LHC infatti, che ha già accelerato ioni di piombo all'energia nel centro di massa di  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV, raggiungerà il valore di  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$  TeV, un'energia ben 27 volte più grande di quella raggiunta a RHIC.

Il capitolo sarà articolato come segue: il paragrafo 2.2 descriverà brevemente il complesso di acceleratori del Large Hadron Collider; nel paragrafo 2.3 sarà data una panoramica sull'esperimento ALICE, in particolare l'attenzione sarà focalizzata sui rivelatori utili all'analisi oggetto di studio di questa tesi; infine nei paragrafi 2.4 e 2.5 verranno descritte le procedure per la ricostruzione delle tracce e del vertice primario rispettivamente.

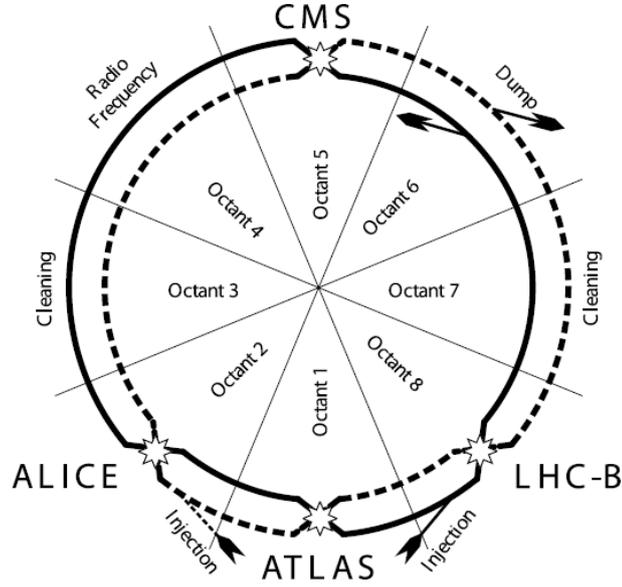
## 2.2 Il Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider (LHC), situato al CERN nei pressi di Ginevra, è il più grande e potente acceleratore di particelle finora realizzato. Il progetto fu approvato nel 1984 e la costruzione è cominciata nell'anno 2001 dopo lo smantellamento del LEP <sup>1</sup>. LHC è un sincrotrone in grado di accelerare e far collidere fasci di protoni e ioni pesanti circolanti in senso opposto in due separati tubi a vuoto. Uno schema di LHC è mostrato nella figura 2.1. Questo risulta essere segmentato in otto regioni numerate da 1 a 8 in senso orario. Gli archi sono denominati "settori xy" dove x e y sono i numeri degli ottanti presi in senso orario; la regione centrale di ciascun ottante è detta "punto". Quattro delle otto sezioni contengono gli esperimenti (punti 1, 2, 5 e 8) e sono le uniche regioni in cui i due fasci accelerati separatamente possono collidere lungo la propria traiettoria.

I fasci prima di essere immessi all'interno dell'anello principale di LHC passano attraverso una complessa catena che include acceleratori lineari (Linac2 per fasci di protoni sino a 50 MeV; Linac4 per ioni pesanti sino a 160 MeV/c)

---

<sup>1</sup>Il collisionatore LEP (Large Electron Positron collider), ha accelerato elettroni e positroni negli anni tra il 1989-2000 con un'energia massima nel centro di massa di  $\sqrt{s} = 209$  GeV



**Figura 2.1:** Schema di LHC

e circolari (Proto-Sincrotrone (PS) e Super-Proto-Sincrotrone (SPS) sino all'energia di 450 GeV/c per nucleone). I parametri nominali di progetto (considerando il caso di collisioni protone-protone a "regime") prevedono che ogni fascio sia riempito con 2808 "pacchetti" di particelle, denominati *bunches*, ciascuno dei quali è costituito da circa  $1.15 \cdot 10^{11}$  protoni. Ogni bunch ha una dispersione lungo la direzione dell'asse di volo variabile da 11.24 cm al punto di "iniezione" dei fasci a 7.55 cm nel punto di collisione; i bunches sono separati temporalmente lungo la linea di volo da 25 ns.

Un parametro importante della macchina acceleratrice è costituito dalla luminosità istantanea  $L$ : questa è legata al rate  $R$  (numero di eventi nell'unità di tempo) di un determinato processo attraverso la relazione:

$$R = L \cdot \sigma \quad (2.1)$$

dove  $\sigma$  è la sezione d'urto di interazione caratteristica del processo considerato. Nel caso di due fasci collidenti, la luminosità può essere espressa dalla seguente relazione:

$$L = f N_b \frac{N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} F \quad (2.2)$$

dove  $f$  è la frequenza di rivoluzione,  $N_b$  è il numero di bunches,  $N$  è il numero di particelle per bunch. La quantità  $4\pi\sigma_x\sigma_y$  indica l'area trasversa dei due pacchetti nel punto di interazione dei fasci ed è calcolata assumendo

una distribuzione Gaussiana dei due fasci nel piano trasverso con deviazione standard orizzontale e verticale pari a  $\sigma_x$  e  $\sigma_y$  rispettivamente. La 2.2 è valida nell'ipotesi in cui entrambi i fasci abbiano la stessa larghezza trasversa ( $\sigma_x, \sigma_y$ ) e lo stesso numero di particelle per bunch (N). Il fattore F è legato all'angolo di intersezione tra i due fasci e dipende dal rapporto tra la distanza longitudinale dei due fasci e la larghezza trasversa degli stessi. La luminosità istantanea di progetto prevista per LHC è dell'ordine di  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  per protoni e  $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  per ioni di piombo (la luminosità fornita ad ALICE nelle collisioni tra protoni è significativamente più bassa, circa  $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , per evitare il pile-up nella TPC).

I due fasci accelerati in LHC interagiscono al punto di intersezione (IP), idealmente di coordinate (0,0,0) (per esempio nel sistema di coordinate globale dell'esperimento ALICE). È possibile definire la dispersione della regione di interazione considerando la convoluzione delle distribuzioni spaziali delle particelle all'interno dei due bunches interagenti. Avendo supposto che le particelle nei fasci hanno una distribuzione gaussiana lungo i tre assi coordinati con dispersioni  $\sigma_{x,y,z}^{bunch}$ , il vertice primario di interazione dovrebbe giacere all'interno di una regione fiduciale di dimensioni:

$$\sigma_{x,y,z}^{vertex} = \sigma_{x,y,z}^{bunch} / \sqrt{2} \quad (2.3)$$

La dimensione dei pacchetti e del punto di intersezione dei fasci dipende dall'*emittanza trasversa*  $\epsilon$  (un parametro di qualità dei fasci) e dal valore della *funzione di ampiezza*  $\beta$  all'IP, indicata solitamente con  $\beta^*$  determinata dalla configurazione del campo magnetico utile ad accelerare i fasci:

$$\sigma_{x,y,z}^{bunch} = \sqrt{\frac{\epsilon_{x,y,z} \beta^*}{\pi}} \quad (2.4)$$

La riduzione della luminosità in ALICE può essere raggiunta in due modi: sia aumentando il valore di  $\beta^*$ , sia traslando i due fasci nel piano trasverso in modo da far collidere le code dello sciame di particelle dei due bunch. Sperimentalmente è stata adottata la seconda strategia, in particolare i fasci sono stati traslati di una distanza pari a  $3.5\sigma_{x,y}^{bunch}$ . Si è osservato inoltre che questa procedura non ha comportato un allargamento della regione di interazione.

I principali esperimenti di LHC, oltre ad ALICE, sono nel complesso 6. ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) e CMS (Compact Muon Solenoid) sono dedicati ad un ampio spettro di argomenti di fisica ("general purpose") e sono specializzati nella ricerca del bosone di Higgs e nella fisica oltre il modello Standard come ad esempio la ricerca di nuove particelle pesanti previste dalle

teorie della supersimmetria (SUSY). Questi due esperimenti sono stati designati per lo stesso programma di fisica, ma utilizzano tecnologie di analisi tra loro “complementari”: questo offre la possibilità di verificare l’attendibilità delle misure incrociando i risultati di ciascun esperimento. LHCb (The Large Hadron Collider beauty experiment) studia la violazione della simmetria CP ed è dedicato alla fisica del beauty. LHCf (Large Hadron Collider forward experiment), posto vicino all’esperimento ATLAS, misura la produzione di particelle a rapidità in avanti create nelle collisioni a LHC. TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross-section Measurement), collocato vicino all’esperimento CMS, misura la sezione d’urto relativa allo scattering elastico e quella dei processi diffrattivi.

### 2.2.1 Programma di funzionamento di LHC

I primi fasci di protoni hanno percorso con successo l’anello circolare di LHC durante il 2008, e già nello stesso anno erano in programma le prime collisioni protone–protone all’energia di  $\sqrt{s} = 900$  GeV. Tuttavia un serio incidente, avvenuto durante il commissioning di un magnete nel Settore 34, che ha provocato una massiccia fuga di elio, con conseguente danneggiamento di alcuni magneti e contaminazione dei tubi a vuoto, ha ritardato l’evento. In particolare alla fine del 2009 LHC ha iniziato la sua attività di presa dati per collisioni protone–protone all’energia di  $\sqrt{s} = 900$  GeV (450 GeV + 450 GeV) (superando il record mondiale) ed alcuni mesi dopo l’energia di collisione ha raggiunto il valore di  $\sqrt{s} = 7$  TeV (3.5 TeV + 3.5 TeV).

Nell’autunno del 2010 sono avvenute le prime collisioni Pb–Pb all’energia di  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV (1.38 GeV + 1.38 GeV). Sono stati raccolti inoltre dati protone–protone alla stessa energia per essere utilizzati come riferimento per le collisioni con il piombo.

Dal giugno del 2011 sino alla fine dell’anno è in corso la presa dati di collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

Il programma di presa dati per le collisioni con nuclei prevede uno studio sistematico di diversi sistemi di collisione (p-p, p-A, A-A) a differenti energie del fasci. A partire dall’anno 2012 il programma prevede:

- 2012 - marzo 2013: collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Un mese di tempo sarà dedicato alla presa dati Pb–Pb o p–Pb.
- aprile 2013 - fine 2014: fermo tecnico per LHC (“shut-down”).
- 2015 - 2017: collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 14$  TeV con alcuni periodi di presa dati con il piombo a  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$  TeV.

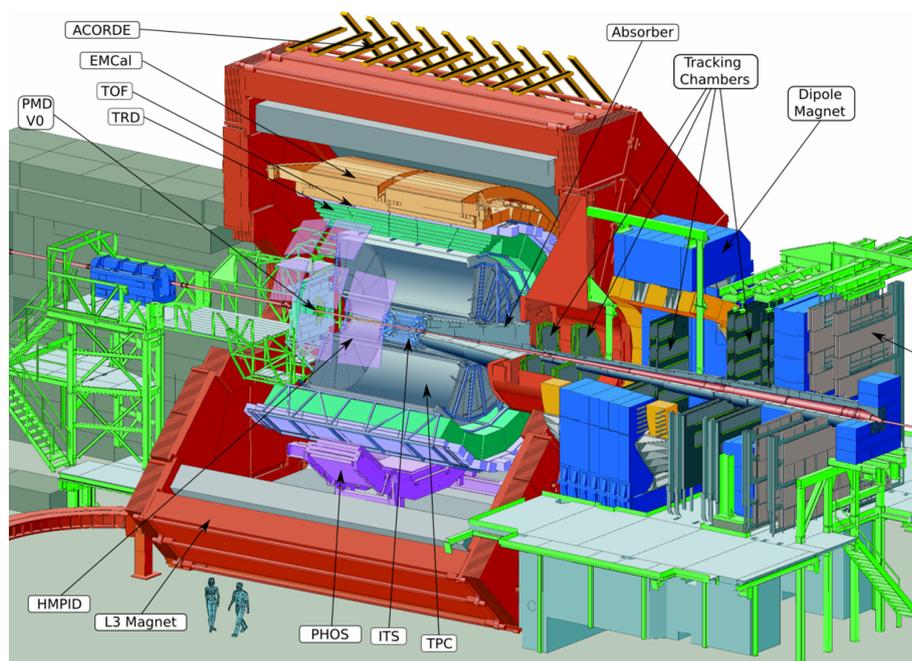
## 2.3 I rivelatori di ALICE

Il complesso di rivelatori di ALICE è stato costruito da una collaborazione comprendente oltre un migliaio tra fisici e ingegneri provenienti da quasi trenta paesi. La scelta e il progetto di costruzione di ALICE è stato guidato da ragioni dettate da condizioni fisiche e sperimentali per lo scenario atteso nelle collisioni Pb-Pb. Il vincolo più stringente è quello legato alla molteplicità di particelle a rapidità centrale, che si supponeva fosse almeno di tre ordini di grandezza maggiore della stessa misurata nelle collisioni protone-protone (alla stessa energia nel centro di massa) e comunque di un fattore da due a cinque rispetto alla molteplicità misurata a RHIC. Originariamente le stime per la densità di particelle cariche  $\frac{dN}{d\eta}$  a rapidità centrale in collisioni centrali Pb-Pb a  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$  TeV si estendeva nel range tra 2000 e 8000. Successivamente le misure più recenti di RHIC avevano abbassato in maniera significativa la stima di  $\frac{dN}{d\eta}$  al range 1500 - 4000, quindi le prestazioni del rivelatore sono state ottimizzate per un valore di  $\frac{dN}{d\eta} = 4000$ . La misura della molteplicità fatta da ALICE per collisioni Pb-Pb a  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV è pari a  $dN_{\text{ch}}/d\eta = 1584 \pm 4$  (stat.)  $\pm 76$  (sist.), ed estrapolando a  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$  TeV si trova una molteplicità  $dN_{\text{ch}}/d\eta \approx 2000$ , di gran lunga inferiore rispetto alle previsioni.

Il tracciamento è stato reso particolarmente robusto e sicuro utilizzando le informazioni di molti punti in un campo magnetico abbastanza moderato, di intensità massima di 0.5 T. La scelta di un campo magnetico moderato deriva dal compromesso tra la necessità di far curvare sufficientemente le tracce e quindi assicurare una buona misura dell'impulso, e l'esigenza di permettere anche alle particelle con basso momento trasverso di raggiungere le zone più esterne del rivelatore.

Le misure di momento trasverso in ALICE sono distribuite su un range largo almeno tre ordini di grandezza, in particolare da alcune decine di MeV/c (effetti collettivi, flusso) a valori ben al di sopra di 100 GeV/c (fisica dei jet). L'identificazione di particelle (PID) su un largo range di impulso è essenziale, visto che molte delle osservabili misurate sono dipendenti dalla massa o dal "flavour" delle particelle misurate. ALICE adopera essenzialmente tutte le tecniche note per la PID: perdita di energia specifica  $\frac{dE}{dx}$ , misure di tempo di volo, radiazione di transizione e Cherenkov, calorimetria elettromagnetica, ricostruzione topologica dei decadimenti.

Un'immagine schematica dell'apparato ALICE è mostrata nella figura 2.2. La parte centrale di ALICE, costituita da un cilindro ("barrel") che copre l'intero angolo azimutale e la regione compresa tra  $45^\circ$  e  $135^\circ$  in termini di angolo polare, è immersa in un campo magnetico solenoidale generato dal



**Figura 2.2:** Rappresentazione del set-up sperimentale di ALICE.

magnete già utilizzato per l'esperimento L3 al LEP. Partendo dalla parte interna più vicina alla "beam pipe" il barrel centrale contiene: l'Inner Tracking System (ITS) costituito da sei piani di rivelatori al silicio realizzati con diverse tecnologie (pixel, strip, drift); una Time Projection Chamber (TPC) che costituisce il principale rivelatore tracciante; rivelatori dedicati specificatamente alla identificazione di particelle (PID) come il Time-Of-Flight (TOF) per la misura dei tempi di volo, il Transition Radiation Detector (TRD) per l'identificazione di elettroni di alta energia ( $\gamma > 1000$ ) e il Ring Imaging Cherenkov (HMPID) formato da una serie di contatori Cherenkov ad anello; due calorimetri elettromagnetici (PHOS e EMCAL). Tutti i rivelatori centrali, fatta eccezione di PHOS, EMCAL e HMPID, ricoprono l'intero angolo azimutale.

Nella regione situata a rapidità in avanti ( $-4 < \eta < -2.5$ ) è collocato lo spettrometro per la rivelazione dei muoni composto da una sequenza di assorbitori, un largo dipolo magnetico per permettere misure di impulso, e una serie di piani di rivelatori a gas realizzati con la tecnologia Cathod Pad Chambers (CPC) e Resistive Plate Chambers (RPC), utilizzati rispettivamente per il tracciamento e per il trigger.

Altri rivelatori più piccoli sono posti nella regione a rapidità in avanti e sono utilizzati per la caratterizzazione globale dell'evento (per esempio per

misure di molteplicità, centralità): l'FMD (Forward Multiplicity Detector), fatto di strip di silicio per misurare la molteplicità di particelle cariche; il PMD (Photon Multiplicity Detector) destinato a misurare la molteplicità e la distribuzione spaziale di fotoni evento per evento; lo ZDC (Zero Degree Calorimeter), situato a circa  $\pm 116$  m in avanti rispetto al punto di collisione ed utilizzato principalmente per misurare l'energia portata dai nucleoni spettatori; i rivelatori V0 e T0 che provvedono a fornire il segnale di fast trigger; infine il rivelatore ACORDE (ALICE COsmic Ray DETector), costituito da una serie di scintillatori plastici posti sulla superficie superiore del magnete L3, destinato alla fisica dei raggi cosmici.

La configurazione attuale (2010/2011) dei sotto-rivelatori installati in ALICE, risulta essere completa per tutti, ad eccezione di TRD (7 moduli installati su 18) e PHOS (3 moduli installati su 5). Si prevede che l'installazione del TRD sarà completata nel 2012. Nelle sezioni successive saranno descritti i principali elementi dell'apparato ALICE, focalizzando l'attenzione sulle prestazioni ottenute in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV, per i rivelatori ITS, TPC, TOF, TRD ed EMCAL, particolarmente utili all'analisi descritta in questa tesi.

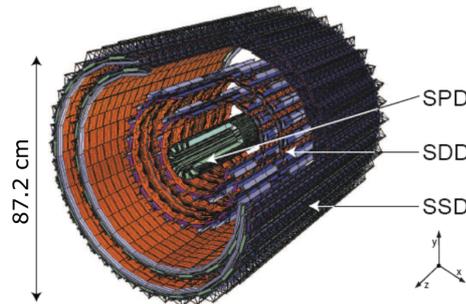
È opportuno specificare che per l'analisi presentata in questa tesi, basata sulla statistica raccolta durante l'anno 2010 e congelata per il primo articolo di fisica relativo a questo argomento di analisi, non sono stati utilizzati i rivelatori TOF, TRD ed EMCAL; tuttavia questi verranno ugualmente descritti. In particolare per quanto riguarda il TOF questo è già stato incluso nella presa dati del 2010 ma se si è preferito non utilizzarlo per l'analisi relativa alla prima pubblicazione (le ragioni di questa scelta saranno chiarite più avanti). TRD ed EMCAL, a prescindere dalla loro capacità di identificazione, risultano di grande importanza principalmente perchè possono incrementare la statistica fornendo un trigger di livello L0, L1 (par. 2.3.1) sulla identificazione di elettroni. Questi rivelatori, non utilizzati durante il primo anno di presa dati, risultano molto promettenti per incrementare la statistica degli elettroni, specialmente nella regione ad alti impulsi trasversi.

### 2.3.1 L'ITS

L'Inner Tracking System (ITS) contribuisce significativamente allo studio di diversi argomenti di fisica trattati da ALICE (quali ad esempio le distribuzioni di molteplicità, gli spettri di particelle, le risonanze, l'HBT), ma è fondamentale per gli studi di particelle con quark pesanti, produzione di jet e jet-quenching. L'analisi presentata in questa tesi è in buona parte basata sulle prestazioni di ricostruzione dei vertici primario e secondario con l'ITS;

pertanto l'ITS sarà descritto in maggior dettaglio. Gli obiettivi principali dell'ITS sono:

- ricostruzione del vertice primario e dei vertici secondari, con alta risoluzione richiesta per la rivelazione di particelle con charm e beauty manifesto (mesoni D e B) ed anche per gli iperoni;
- ricostruzione ed identificazione di particelle a basso momento ( $p < 100\text{-}200 \text{ MeV}/c$ ) che vengono deviate molto dal campo magnetico e non possono quindi essere ricostruite dalla TPC;
- ricostruzione ed identificazione di quelle particelle che attraversano le zone morte della TPC;



**Figura 2.3:** Schematizzazione dell'ITS.

L'ITS circonda la beam-pipe (i vari strati sono arrangiati in maniera coassiale), che è un tubo cilindrico realizzato in berillio (scelto per il suo basso numero atomico) di spessore pari a  $800 \mu\text{m}$  (corrispondente a  $0.3\%$  in termini di lunghezze di radiazione) avente un diametro esterno di circa  $6 \text{ cm}$ . Come mostrato schematicamente in figura 2.3, l'ITS è composto da sei strati cilindrici di detectors al silicio, con un raggio che varia da  $3.9 \text{ cm}$  per il cilindro più interno sino a  $43 \text{ cm}$  per il raggio più esterno, coprendo il range di rapidità  $|\eta| < 0.9$  per tutti i vertici collocati all'interno del "diamante di interazione" (o "interaction diamond"). Questo è definito come la regione cilindrica compresa all'interno di  $\pm\sigma_{x,y}^{bunch}/\sqrt{2}$  nel piano trasverso e  $\sigma_z = \pm\sigma_z^{bunch}/\sqrt{2} = \pm 5.3 \text{ cm}$  lungo la direzione del fascio. Il numero, la posizione e la segmentazione dei diversi strati di rivelatore sono stati ottimizzati in modo da massimizzare l'efficienza di ricostruzione delle tracce e la risoluzione sulla misura del parametro d'impatto delle tracce stesse. In particolare il raggio esterno è stato determinato dalla necessità di "raccordare" le tracce dell'ITS con quelle ricostruite nella TPC, mentre per il raggio interno il

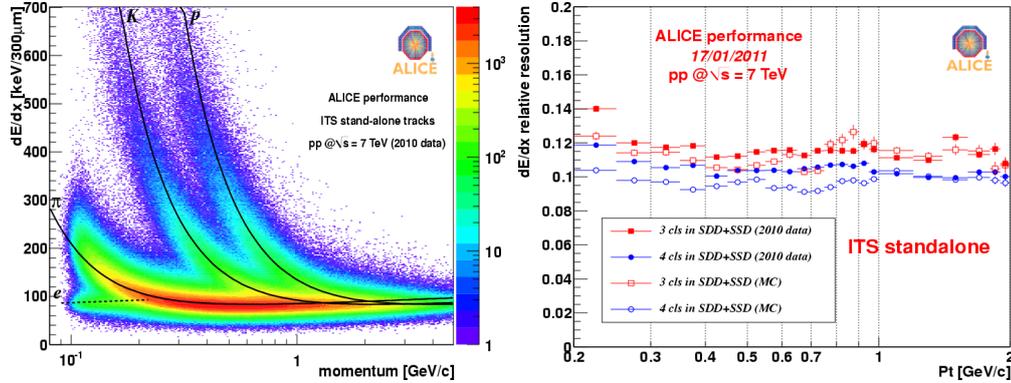
Layer	tipo	r(cm)	$\pm z$ (cm)	Area(m <sup>2</sup> )	Canali
1	pixel	3.9	14.1	0.07	3 276 800
2	pixel	7.6	14.1	0.14	6 553 600
3	drift	15.0	22.2	0.42	43 008
4	drift	23.9	29.7	0.89	90 112
5	strip	38.0	43.1	2.20	1 148 928
6	strip	43.0	48.9	2.80	1 459 200
area totale					6.28

**Tabella 2.1:** Parametri essenziali dei vari rivelatori che compongono l'ITS.

valore è determinato dal minimo consentito dalle dimensioni della “beam-pipe”. Lo strato più interno ha una copertura in pseudorapidità più grande rispetto agli altri ( $|\eta| < 1.98$ ) per permettere congiuntamente con l'FMD, una copertura completa in  $\eta$  utile per le misure di molteplicità. Un riassunto sulle dimensioni e sulla tecnologia usata per i vari strati è fornita nella tabella 2.1.

L'alta densità di tracce attesa per le collisioni con il piombo e la necessità di ottenere una discreta risoluzione sul parametro d'impatto ha condotto all'adozione di rivelatori a silicio segmentati a pixel per i due strati più interni dell'ITS che costituiscono l'SPD (Silicon Pixel Detector). I successivi due strati appartengono all'SDD (Silicon Drift Detector) e utilizzano la tecnologia dei rivelatori a silicio a deriva. Infine per i due strati più esterni che compongono l'SSD (Silicon Strip Detector), considerando che la densità di particelle attesa è abbastanza bassa (meno di una particella per cm<sup>2</sup>), si è scelto di realizzarli con la tecnologia dei rivelatori a strip che sono collocati sulle superfici interna ed esterna dei piani cilindrici (double-sided SSD). I vari moduli dell'ITS sono stati allineati utilizzando informazioni sulle tracce di cosmici e dati protone-protone senza campo magnetico con i metodi descritti in [136]. I quattro strati più esterni hanno una lettura analogica e pertanto possono essere utilizzati per identificare particelle attraverso la misura della  $dE/dx$  con momento al di sotto del minimo di ionizzazione (MIP) (ovvero nella regione non relativistica con andamento del tipo  $1/\beta^2$ ). La lettura analogica fornisce un largo range dinamico sufficiente a permettere la misura di  $dE/dx$  per tracce di basso momento altamente ionizzanti, fino praticamente al più basso valore di momento misurabile con tracce ricostruite.

Questa caratteristica permette all'ITS di avere la capacità di identificare particelle senza utilizzare l'apporto di altri rivelatori (come si usa spesso dire in maniera “stand-alone”). Nella figura 2.4 (sinistra) è mostrata la  $dE/dx$  misurata con l'ITS in funzione del momento della traccia misurato utilizzando



**Figura 2.4:** Sinistra:  $dE/dx$  misurata con l'ITS in funzione del momento della traccia misurato utilizzando solo i punti dell'ITS. Destra: risoluzione sulla misura della perdita di energia  $dE/dx$  per tracce cariche in funzione del loro momento. Le misure di momento e di perdita di energia sono state effettuate utilizzando solo l'ITS.

solo i punti dell'ITS. Le tracce utilizzate in figura sono state ricostruite analizzando dati protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV raccolti nell'anno 2010. Nella parte destra della stessa figura è mostrato il confronto dati Monte Carlo della risoluzione sulla perdita di energia in funzione del momento della traccia, entrambi misurati con l'ITS. Nella figura sono considerati separatamente i casi in cui siano ricostruiti complessivamente tre o quattro cluster in SSD e SDD.

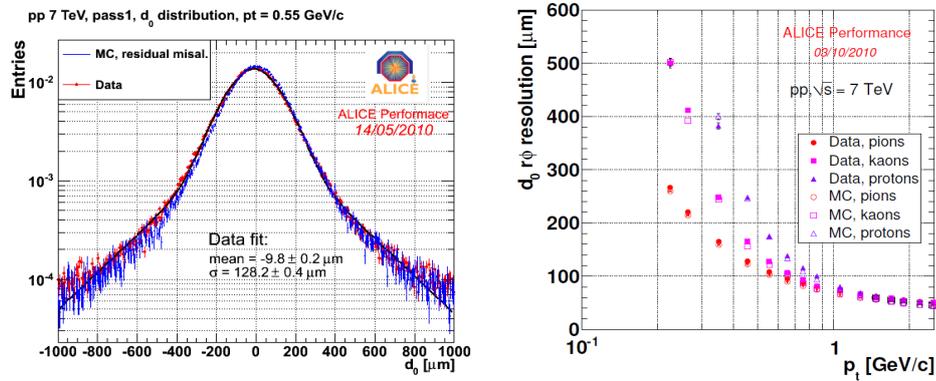
Uno degli scopi fondamentali per cui è stato progettato e realizzato l'ITS è quello di permettere una discreta precisione sulla misura del parametro di impatto delle tracce. Come abbiamo anticipato il parametro di impatto è definito come la distanza di massimo avvicinamento (DCA) al vertice primario. Più precisamente è possibile definire la minima distanza separando i contributi nel piano trasverso ( $x,y$ ) e lungo la direzione longitudinale ( $z$ ):

$$d_0(r\phi) = q \cdot \left[ R - \sqrt{(x_v - x_0)^2 + (y_v - y_0)^2} \right] \quad d_0(z) = z_{track} - z_v \quad (2.5)$$

Per quanto riguarda la proiezione nel piano trasverso (“bending plane”)  $q$  rappresenta il segno della carica elettrica della traccia,  $R$  e  $(x_0, y_0)$  rappresentano il raggio e il centro della proiezione della traccia nel piano trasverso (che è un cerchio) e  $(x_v, y_v)$  sono le coordinate della posizione del vertice primario sempre nel piano trasverso. Nel piano trasverso il parametro di impatto risulta dotato di segno, e questo permette anche di distinguere le varie topologie di decadimento. Per la parte relativa alla proiezione longitudinale,  $z_{track}$  rappresenta la coordinata  $z$  della traccia dopo che questa è

stata prolungata alla distanza di massimo avvicinamento nel piano trasverso e  $z_v$  rappresenta la posizione del vertice primario lungo l'asse dei fasci.

Per l'analisi descritta in questa tesi, ma in generale per la fisica di ricostruzione di adroni con charm e beauty manifesto, una buona risoluzione sul parametro di impatto risulta di assoluta importanza per poter separare i vertici primario e secondario di decadimento di tali particelle. Infatti le lunghezze di decadimento di tali adroni variano da circa  $100 \mu\text{m}$  (come ad esempio il mesone  $D^0$ ) sino ad alcune centinaia di  $\mu\text{m}$  (per gli adroni beauty  $\sim 500 \mu\text{m}$ ).



**Figura 2.5:** Sinistra: confronto dati Monte Carlo della distribuzione del parametro di impatto in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  per tracce con momento trasverso  $p_T = 0.55 \text{ GeV}/c$ . Destra: risoluzione sul parametro d'impatto nel piano  $r\phi$  in funzione del momento trasverso per diverse specie di particella.

La risoluzione sul parametro di impatto dipende sia dalla risoluzione sulla traccia prolungata nelle vicinanze del vertice primario sia dalla risoluzione con cui sono misurate le coordinate del vertice primario. La figura 2.5 mostra un confronto dati Monte Carlo della distribuzione del parametro di impatto nel piano trasverso per tracce ricostruite in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  con momento trasverso  $p_T = 0.55 \text{ GeV}/c$ . La larghezza di tale distribuzione fornisce la precisione con cui è misurato il parametro di impatto: naturalmente questa è funzione del momento trasverso delle tracce in questione. Ciò è mostrato nella parte destra della figura 2.5 in cui è rappresentata la risoluzione sul parametro d'impatto nel piano  $r\phi$  in funzione del momento trasverso (in particolare è fatto un ingrandimento per la regione a bassi momenti  $p_T < 2 \text{ GeV}/c$ ) per diverse specie di particella. La misura del momento, il tracciamento e l'identificazione delle particelle sono ricavati utilizzando solo le informazioni combinate di ITS e TPC. Dalla figura si nota che la risoluzione su  $d_0$  è dell'ordine di  $75 \mu\text{m}$  al valore di momento trasverso  $p_T = 1 \text{ GeV}/c$  e il tipo di particella risulta praticamente ininfluenza per  $p_T > 1$

GeV/c. Questo valore per la risoluzione del parametro di impatto è raggiunto principalmente grazie alle prestazioni dell'SPD. Questo infatti permette di ridurre il fondo combinatoriale nel caso di analisi di adroni con  $c$  e  $b$  manifesto, selezionando le tracce che si trovano "separate" dal vertice primario rispetto al grande numero di tracce primarie utilizzate per la ricostruzione del vertice primario.

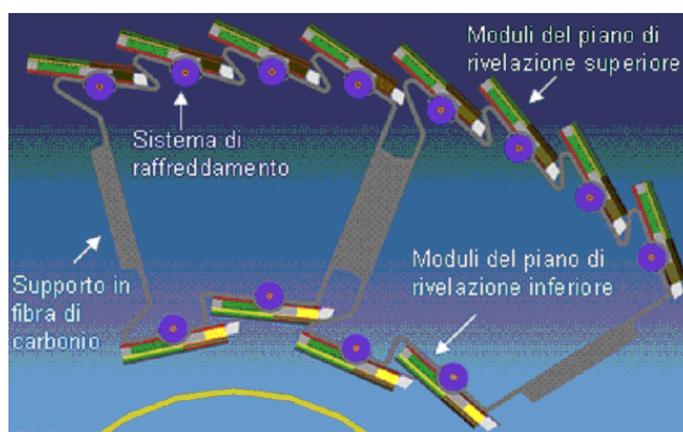
La risoluzione sul parametro d'impatto per tracce a basso impulso è dominata da effetti di scattering multiplo nei materiali dei rivelatori attraversati; pertanto la quantità di materiale del volume attivo deve essere mantenuta a valori il più possibile limitati. I detector al silicio utilizzati per misure di ionizzazione specifica devono avere uno spessore minimo, in particolare  $300 \mu\text{m}$  permette di avere un rapporto segnale/rumore accettabile. Anche il materiale addizionale presente nel volume attivo (elettronica di lettura, cavi, strutture di supporto, strutture per il raffreddamento,...) deve avere spessori contenuti al massimo per minimizzare effetti di scattering multiplo per riuscire a garantire una buona risoluzione sul parametro di impatto. La lunghezza di radiazione totale del materiale attraversato da una traccia che attraversa perpendicolarmente gli strati dell'ITS è pari a 7.7% ed anche questa peculiarità favorisce una buona risoluzione sulla misura del parametro di impatto.

Come già anticipato il contributo principale nella determinazione del parametro di impatto è fornito dai rivelatori a pixel più interni che costituiscono l'SPD: questi due strati di rivelatori sono caratterizzata da un'alta granularità e sono posizionati molto vicino alla regione di interazione. Data l'importanza della determinazione del parametro di impatto per l'analisi descritta in questa tesi nel seguito si darà una descrizione più dettagliata del rivelatore SPD.

## Silicon Pixel Detector

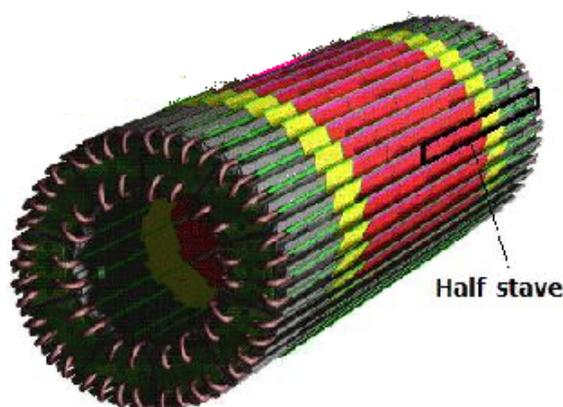
La struttura sulla quale si sviluppa il Silicon Pixel Detector (SPD) è mostrata parzialmente in figura 2.6: si nota un supporto cilindrico a due livelli realizzato in fibra di carbonio, suddiviso in dieci settori nel piano azimutale ( $r\phi$ ) che si sviluppa per l'intero barile centrale. Ogni settore sostiene i rivelatori sia sulla faccia interna che su quella esterna, in particolare due file di moduli sullo strato più interno e quattro su quello più esterno.

Le file di rivelatori montati su ogni settore sono detti *stave*: l'SPD contiene in tutto 60 stave (6 per ogni settore). I rivelatori si estendono su una superficie piana, pertanto la geometria cilindrica dell'SPD è ottenuta mediante la disposizione con una particolare inclinazione dei vari piani su cui sono incollati gli stave come mostrato in figura 2.6. In corrispondenza di ogni pia-



**Figura 2.6:** Due settori contigui sui quali sono incollati i moduli base dell'SPD. Nella figura è evidenziato in blu il sistema di raffreddamento e in grigio i supporti in fibra di carbonio.

no nella parte inferiore è posizionato un tubo del sistema di raffreddamento. Il meccanismo di raffreddamento è ottenuto per mezzo del cambio di fase del liquido  $C_4F_{10}$  che si trova in uno stato gassoso all'interno dei tubicini. Ogni stave è suddiviso in due unità minori denominate "half-stave". A sua volta ogni half-stave è composto da due sensori al silicio, detti "ladder", allineati lungo la direzione dell'asse di volo dei fasci (asse  $z$ ) ed interspaziati tra loro per una distanza di circa  $800 \mu\text{m}$ . Ogni ladder è uno strato di silicio di spessore  $200 \mu\text{m}$  largo  $12,8 \text{ mm}$  nella direzione azimutale e lungo  $69,6 \text{ mm}$  nella direzione  $z$ . Una rappresentazione dei due strati del rivelatore a pixel è fornita dalla figura 2.7, in cui è messo in evidenza anche il modulo base.



**Figura 2.7:** Rappresentazione dei due strati che formano l'SPD. Nella figura è visualizzato anche il modulo base del rivelatore.

sensibile è costituita da diodi a giunzione polarizzati inversamente, accoppiati

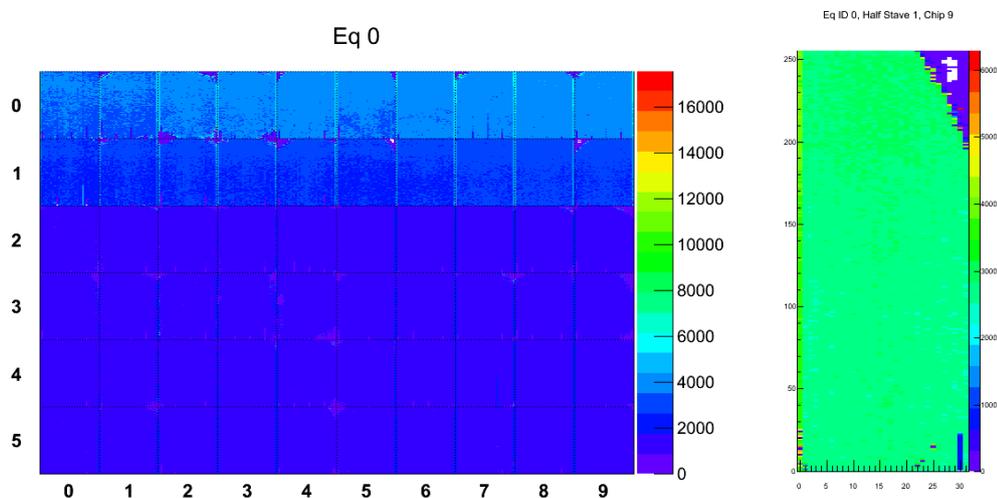
ad una lettura digitale (ovvero del tipo SI/NO) senza alcuna informazione sull'energia rilasciata dalla particella che l'attraversa. In ogni ladder i diodi a giunzione sono organizzati in cinque matrici indipendenti, ciascuna composta da 32 colonne (lungo l'asse  $z$ ) e 256 righe (nella direzione  $r\phi$ ) per una superficie totale sensibile di  $13,6 \times 12,8 \text{ mm}^2$ . In totale quindi ci sono  $32 \times 256 = 8192$  singole celle di pixel per matrice: la dimensione della singola cella è  $425 \text{ }\mu\text{m}(z) \times 50 \text{ }\mu\text{m}(r\phi)$ , assicurando una risoluzione spaziale intrinseca di  $12(r\phi) \times 100(z) \text{ }\mu\text{m}^2$ , e questo permette una buona risoluzione specialmente nel piano trasverso per la misura del parametro d'impatto. Ogni half-stave contiene un numero di canali pari a 81920, troppo elevato per consentire di collegare individualmente ogni singola cella ad una catena di lettura. La strategia adottata è quella di utilizzare dei "chip" per l'elettronica di front-end: ogni chip è collegato direttamente sulla matrice ed è composto esattamente da 8192 "pad" di ingresso (lo stesso numero di pixel per matrice). Mediante tecnologie adatte (bump-bonding) viene realizzato il contatto tra i pixel e le pad di lettura. Dal punto di vista dei canali di lettura, ogni pixel è letto indipendentemente dagli altri: è questo che fornisce l'elevata granularità dell'SPD e permette al rivelatore a pixel di ricostruire il vertice primario. Questo infatti si trova nel cosiddetto "diamante d'interazione" dato dalla convoluzione dei due bunches al punto di interazione. Nel piano trasverso la posizione è identificata da una gaussiana bidimensionale con una larghezza dipendente dai parametri di LHC: questa può variare tra  $15 \text{ }\mu\text{m}$  e  $75 \text{ }\mu\text{m}$  per collisioni Pb-Pb e come vedremo può arrivare a  $150 \text{ }\mu\text{m}$  per collisioni p-p nel caso di fasci defocalizzati per ridurre la luminosità.

Grazie al rivelatore a pixel è possibile una prima ricostruzione del vertice primario. La procedura utilizzata per questa prima determinazione consiste nel correlare i baricentri degli hit ricostruiti sui due layer dell'SPD: partendo dalla posizione ricostruita sullo strato più interno si cerca un hit correlato a questa in una piccola finestra azimutale  $\Delta\phi$  sullo strato più esterno (il valore di  $\Delta\phi$  è posto di norma a  $0.01 \text{ rad}$ ). In tal modo solo le tracce con un alto momento (cioè poco deviate dal campo magnetico e quindi quasi rettilinee) sono selezionate, riducendo il fondo combinatoriale. La scelta della finestra deve essere ottimizzata in quanto se fosse troppo piccola ridurrebbe la statistica e se fosse troppo grande non permetterebbe di discriminare adeguatamente il fondo. Le coppie di punti così selezionate sono denominate "tracklets".

L'SPD contribuisce al trigger di livello 0 (L0) di ALICE attraverso la combinazione dei segnali di FAST-OR, che sono segnali di tipo digitale forniti dai 1200 chip dell'elettronica di Front End. In particolare il singolo segnale di FAST-OR è generato quando almeno uno dei pixel nella matrice di un chip risulta "acceso". Il trigger L0 generato dall'SPD è in grado di raggiungere il Central Trigger Preprocessor (CTP) in un tempo pari circa a  $800 \text{ ns}$  [131].

L'SPD, come ogni sotto-rivelatore dell'ITS è stato ottimizzato mediante le proprie procedure di calibrazione ed allineamento. Queste operazioni di “commissioning” sono state fatte attraverso numerosi test utilizzando “pulsatori interni”, raggi cosmici ed anche le stesse collisioni protone-protone e Pb-Pb. Attualmente tutte le informazioni relative a tali calibrazioni (non soltanto per l'SPD ma in generale per tutti i rivelatori coinvolti durante la presa dati) sono conservate in oggetti denominati OCDB (“Offline Condition Data Base”), che sono integrati nel codice utilizzato per l'analisi in ALICE. Infatti durante la presa dati vi sono dei run, che avvengono con una certa frequenza, dedicati al monitoraggio dei vari rivelatori. Per l'SPD ad esempio alla fine di ogni run di calibrazione le mappe dei pixel morti/rumorosi ed i parametri caratteristici di calibrazione dell'SPD vengono conservati negli OCDB, e ripresi successivamente sia nella ricostruzione che nell'analisi dei dati. La definizione di pixel “morto” è rappresentata dalla condizione per cui un pixel non si accende mai al passaggio di particelle, mentre per pixel rumoroso si intende il caso in cui un pixel si accende indipendentemente dal passaggio di particelle. La figura 2.8 (sinistra) per esempio rappresenta una mappa di risposta di un settore dell'SPD (settore 0), ovvero quante volte il pixel risponde positivamente al passaggio di particelle. In particolare sono visibili i chip dei 12 half-stave di un settore (formato da 4 half-stave del primo layer + 8 half-stave del secondo layer). Nella parte destra della stessa figura invece è fatto uno zoom su un particolare chip (Chip 9, Half-Stave 1). In questo si vede che la maggior parte dei pixel si è accesa in media 3000 volte, mentre vi sono alcune zone di inefficienza, come si nota per esempio nell'angolo in alto a destra. In particolare la parte bianca nell'angolino rappresenta i pixel morti, mentre la parte azzurra rappresenta i pixel “inefficienti”, definiti tali quando il numero di conteggi è minore del 40% rispetto al numero massimo di volte in cui si acceso un pixel nello stesso chip (questa zona di inefficienza è usualmente determinata dal distacco del chip dell'elettronica di lettura dal sensore che è la parte sensibile al passaggio di particelle cariche).

L'SPD è stato ottimizzato variando una serie di DAC ad 8-bit nell'elettronica di Front End (FEE) (costituiti sostanzialmente da valori caratteristici di tensioni e correnti). I pixel rumorosi vengono determinati alla fine del run stimando il rapporto di quante volte il singolo pixel si accende rispetto al numero di eventi (considerando ovviamente solo gli eventi in cui l'SPD è coinvolto nella presa dati). Se questo rapporto risulta maggiore del 5% il pixel è definito rumoroso. Una volta identificati i pixel rumorosi, questi vengono mascherati nell'elettronica di Front End. La risposta del rivelatore SPD è apparsa abbastanza stabile nel tempo ed anche nel caso in cui i pixel rumorosi non siano mascherati, esiste un algoritmo online, che li ri-



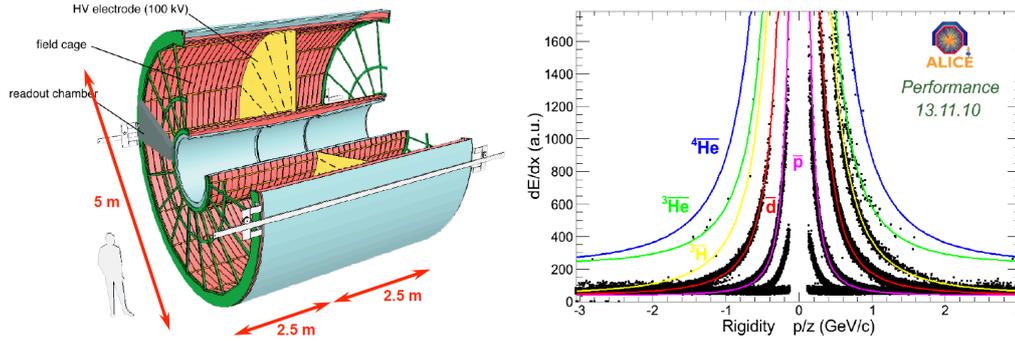
**Figura 2.8:** Sinistra: mappa di risposta del settore 9 dell'SPD, durante il run 169040 del 2011. In particolare sono rappresentati tutti i chip dei 12 half-stave. Destra: mappa di risposta di un singolo chip: la parte in verde rappresenta la parte efficiente mentre in alto a destra si nota una zona di inefficienza dovuta al parziale distacco del sensore dal chip di lettura.

conosce in maniera automatica e li maschera, escludendoli quindi durante l'analisi. La stessa procedura identifica anche i pixel morti ( $\approx 0.6\%$ ) e quelli con un'efficienza minore del 40% ( $\approx 1.2\%$ ). Entrambe le categorie sono escluse dall'analisi offline. Altri run di calibrazione si rendono necessari per monitorare le prestazioni del trigger di FAST-OR. Queste operazioni vengono fatte esclusivamente durante i technical stop visto che le prestazioni del trigger sono risultate abbastanza stabili nel tempo. Attualmente circa il 30% dei moduli dell'SPD non può essere stabilizzato a causa del fatto che in alcuni settori specifici l'efficienza del sistema di raffreddamento risulta essere ridotta. Ciò infatti comporta una crescita a livello locale della temperatura al di sopra dei limiti di sicurezza e l'half-stave interessato non può essere alimentato in maniera continua.

### 2.3.2 La TPC

La Time Projection Chamber (TPC) costituisce il rivelatore tracciante principale di ALICE per la fisica a rapidità centrale ed è ottimizzato, globalmente con gli altri rivelatori centrali, per permettere misure con una buona capacità di separazione tra due tracce, buona identificazione di particelle attraverso misure di perdita di energia  $dE/dx$  e misure d'impulso. Una

vista schematica della TPC è fornita dalla figura 2.9 (sinistra). La TPC ha un'accettanza entro  $|\eta| < 0.9$  per tracce con una lunghezza radiale tale da attraversare completamente ITS, TPC e TRD; per tracce con una lunghezza ridotta (quindi ciò comporta anche una peggiore risoluzione in momento) l'accettanza può estendersi sino a  $|\eta| = 1.5$ .

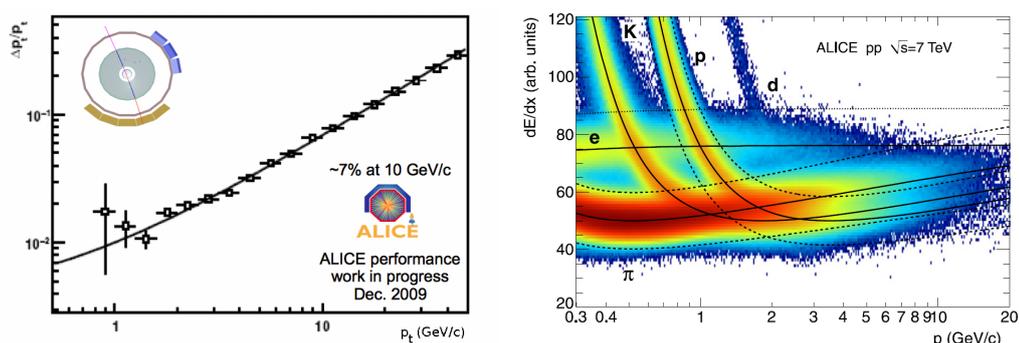


**Figura 2.9:** Sinistra: visualizzazione schematica della TPC. Destra: perdita di energia specifica nel volume attivo della TPC in funzione del momento per unità di carica elettrica delle tracce (rigidità). I dati si riferiscono a collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

La TPC copre in termini di angolo azimutale l'intervallo  $2\pi$  (eccettuate al più le zone morte). Per quanto riguarda il range in momento trasverso misurato questo si estende da circa 150 MeV/c sino a qualche centinaio di GeV/c, garantendo in questo intervallo una buona risoluzione. La TPC ha una forma cilindrica e il volume attivo si estende a partire da un raggio interno di 85 cm sino ad un raggio esterno di circa 250 cm, con un'estensione lungo la direzione dei fasci di circa 500 cm. Il volume sensibile di 90 m<sup>3</sup> è riempito con una miscela di gas, a pressione atmosferica, di Ne/CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> (90/10/5), in cui gli elettroni di ionizzazione primaria sono soggetti a deriva attraversando una distanza massima di 2.5 m da entrambi i lati dell'elettrodo centrale verso le due estremità (end-cap). La miscela è ottimizzata per fornire una discreta velocità di deriva, una bassa diffusione degli elettroni ed una bassa lunghezza di radiazione. La camera è fatta da un materiale con bassa lunghezza di radiazione e di piccolo spessore in modo da minimizzare il contributo di scattering multiplo e la produzione di particelle secondarie. Lo spessore del materiale della TPC corrisponde circa a  $X/X_0 \sim 3.5\%$ . Il campo elettrico in cui le cariche driftano è circa 400 V/m e porta ad un tempo massimo di deriva di circa 90  $\mu$ s. La lettura su ogni end-cap è fatta da 18 settori trapezoidali in  $\phi$  forniti di camere proporzionali a multi fili (2 per ogni settore) con lettura catodica segmentata a pad: sono state scelte tre dimensioni differenti delle pad per assicurare una buona risoluzione spaziale.

In particolare considerando che la densità delle tracce decresce all'aumentare della distanza radiale, per mantenere una discreta risoluzione sulle misure di  $dE/dx$  e posizione ed una buona separazione tra due tracce sono state scelte tre differenti dimensioni delle pad che crescono al crescere della distanza radiale:  $4 \times 7.5 \text{ mm}^2$  per la regione più interna ( $84.8 \text{ cm} < R < 132 \text{ cm}$ ),  $6 \times 10 \text{ mm}^2$  e  $6 \times 15 \text{ mm}^2$  nelle camere più esterne ( $134.6 \text{ cm} < R < 246.6 \text{ cm}$ ).

La lettura analogica delle pad della TPC permette l'identificazione delle particelle mediante le misure di  $dE/dx$  sia nella regione a bassi momenti che in quella caratterizzata dalla risalita relativistica della curva di Bethe-Bloch. La figura 2.9 (destra) si riferisce a collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  e mostra l'energia specifica depositata nel materiale attivo della TPC in funzione del momento trasverso diviso per la carica totale delle tracce ricostruite, denominata "rigidità", utile per separare tracce positive e negative. Le linee nella figura rappresentano le parametrizzazioni utilizzate dall'esperimento ALEPH per descrivere le curve di Bethe-Block per ciascuna specie di particella.



**Figura 2.10:** Sinistra: risoluzione sul momento trasverso in funzione dello stesso misurato dalla TPC. Le tracce si riferiscono a run di raggi cosmici raccolti durante l'anno 2009. Destra: Perdita di energia  $dE/dx$  in funzione dell'impulso misurati entrambi dalla TPC in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ . Le linee sul plot rappresentano le parametrizzazioni delle curve di Bethe-Block utilizzate per l'esperimento ALEPH.

Anche la figura 2.10 mostra alcune delle prestazioni sul tracciamento e identificazione di particelle della TPC. In particolare nella parte sinistra della figura è mostrata la risoluzione sull'impulso trasverso in funzione dello stesso momento trasverso misurato utilizzando la TPC. Le tracce utilizzate per la misura sono relative a raggi cosmici collezionati durante l'anno 2009 e la risoluzione è ottenuta confrontando gli impulsi misurati indipendentemente della parte inferiore e superiore della stessa traccia che attraversa la TPC. Come si nota dalla figura la risoluzione sull'impulso trasverso peggio-

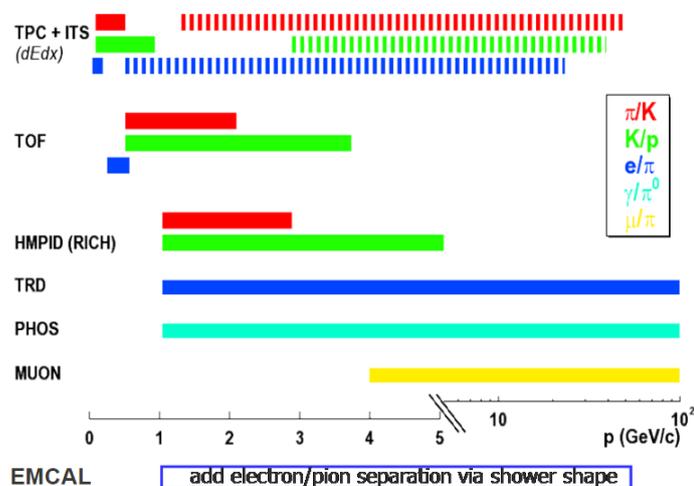
ra al crescere dello stesso e raggiunge il valore del 7% per  $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ . Nella parte destra della stessa figura è mostrata la perdita di energia  $dE/dx$  in funzione del momento entrambi misurati mediante la TPC in collisione protone-protone a  $\sqrt{s}$ . In particolare in questa figura è fatto uno zoom nella regione a bassi momenti, e le linee mostrate rappresentano le parametrizzazioni della Bethe-Block utilizzate dall'esperimento ALEPH. Per l'analisi oggetto di studio di questa tesi il supporto nella identificazione di elettroni effettuato dalla TPC risulta essere cruciale: come si nota la TPC permette fino a momenti di  $7 \text{ GeV}/c$  una buona separazione tra elettroni e pioni.

Le limitazioni maggiori per la TPC sono legate al fatto che ad alti rate di interazione la carica spaziale dovuta alla ionizzazione complessiva delle tracce nel volume della TPC può generare un campo elettrico comparabile a quello utilizzato per la deriva delle cariche di ionizzazione e di conseguenza potrebbe distorcerlo. Questo si traduce in una distorsione delle tracce ricostruite che può essere dell'ordine di alcuni millimetri. Per evitare questo problema è necessario tener conto di questo "tempo di memoria" della TPC che è principalmente dovuto al tempo di drift delle cariche (al massimo  $90 \mu\text{s}$ ), e ridurre la luminosità per limitare il rate di interazione.

### 2.3.3 Identificazione di particelle

Oltre ai rivelatori ITS e TPC, utili principalmente per il tracciamento, ve ne sono altri dedicati in maniera specifica all'identificazione di particelle (Particle IDentification, PID). Nella figura 2.11 è mostrata, in maniera qualitativa, la capacità di separazione/identificazione di particelle per ciascuno dei rivelatori utilizzati in ALICE, nei vari intervalli di momento e in funzione delle particelle analizzate.

Il rivelatore TOF (Time Of Flight), che misura tempi di volo, identifica particelle nella regione intermedia di momento, ovvero da  $1 \text{ GeV}/c$  sino a  $5 \text{ GeV}/c$ , limite massimo per la separazione di K/p. Il TRD (Transition Radiation Detector), che è fondamentalmente un rivelatore di trigger, permette di separare, specialmente nella regione ad alti impulsi, elettroni e pioni sfruttando l'effetto di emissione della radiazione di transizione. Nella figura 2.11 sono mostrati anche altri tre detector che non sono coinvolti nell'analisi presentata in questa tesi. In particolare è mostrato l'HMPID, che adopera la tecnologia dei rivelatori Cherenkov ad anello (RICH). L'HMPID identifica adroni su singola traccia (diversamente dalla TPC che lavora in maniera statistica), in particolare pioni e kaoni tra  $1$  e  $3 \text{ GeV}/c$ , e protoni tra  $1$  e  $5 \text{ GeV}/c$ , in una regione di impulso troppo elevata per utilizzare le misure di  $dE/dx$ . Lo spettrometro elettromagnetico ad alta risoluzione PHOS funziona principalmente nella regione  $p > 1 \text{ GeV}/c$  e permette di separare i fotoni "diretti" da



**Figura 2.11:** Capacità di identificazione di particelle dei vari rivelatori in ALICE riportata per diverse specie

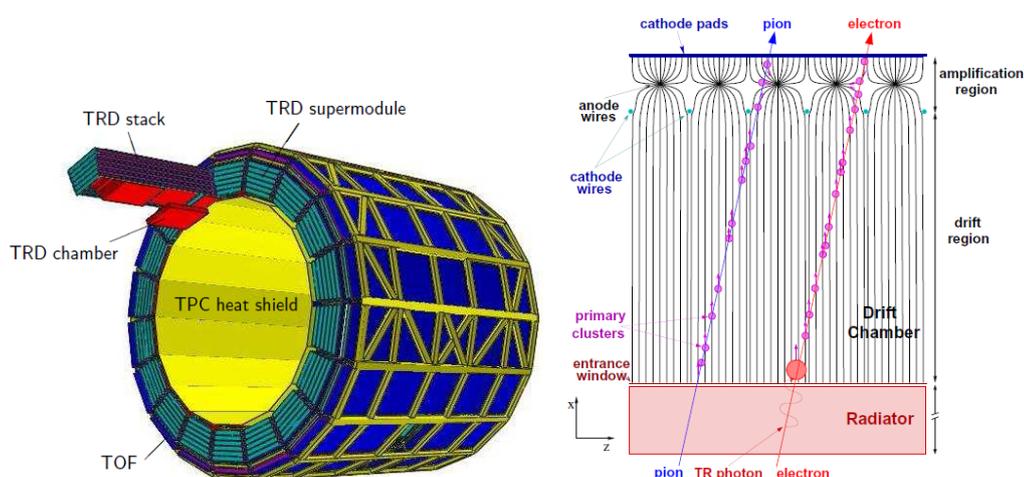
quelli provenienti dai decadimenti elettromagnetici dei pioni neutri. Infine lo spettrometro per muoni, situato nella regione a rapidità in avanti, identifica i muoni per impulsi  $p > 4 \text{ GeV}/c$  assicurando una buona separazione  $\mu/\pi$ .

Dalla figura 2.11 si evince inoltre che anche i rivelatori ITS e TPC possono essere utilizzati per identificare particelle nella regione di impulsi  $p < 2 \text{ GeV}/c$ , attraverso le misure di perdita di energia  $dE/dx$ .

## II TRD

Il rivelatore TRD (Transition-Radiation-Detector) è collocato subito all'esterno della TPC. Esso permette l'identificazione di elettroni (e positroni) nel barrel centrale per momenti più grandi di  $1 \text{ GeV}/c$  mediante la rivelazione della radiazione di transizione (TR) prodotta da queste particelle nel radiatore. La radiazione di transizione si origina quando una particella ultrarelativistica (ovvero con  $\gamma > 1000$ ) attraversa la superficie di separazione tra due materiali aventi diversa costante dielettrica. Nell'intervallo di momento tra  $1 \text{ GeV}/c$  e  $10 \text{ GeV}/c$  solo gli elettroni e positroni, per via della loro piccola massa, sono abbastanza relativistici per emettere radiazione di transizione (al di sotto di  $1 \text{ GeV}/c$  l'identificazione di elettroni può essere fatta utilizzando la TPC). Il TRD è stato progettato per fornire il trigger di livello 1 (L1) e quest'ultimo può significativamente aumentare il segnale misurato "raw" (non corretto) di  $J/\psi$ ,  $\Upsilon$  e jets.

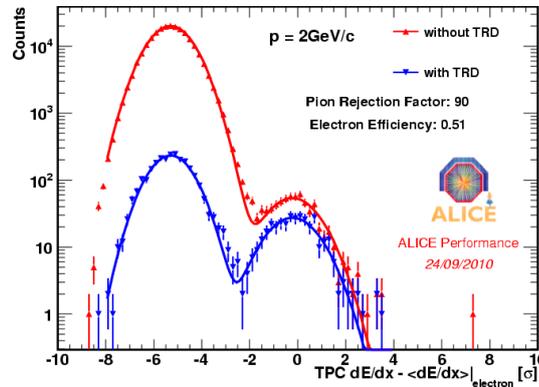
Una rappresentazione con i 18 supermoduli del TRD è mostrata nella figura 2.12(sinistra). Il TRD è costituito da 540 moduli con lettura indipendente. Questi sono arrangiati in 18 supermoduli, ognuno dei quali contiene



**Figura 2.12:** Sinistra: rappresentazione dei 18 super-moduli del TRD. Un super-modulo è traslato in avanti per mostrarne la composizione. Destra: sezione trasversale di una delle camere del TRD con schematizzazione dei processi di radiazione di transizione e ionizzazione che avvengono al passaggio di particelle.

30 moduli arrangiati in cinque pile lungo la direzione radiale e sei nella direzione lungo l'asse di volo dei fasci, dove raggiunge un'estensione di circa 7.8 m. Una sezione trasversale di una delle camere del TRD è mostrata in figura 2.12 (destra). La ionizzazione dovuta al passaggio delle particelle nelle camere proporzionali a molti fili, produce elettroni che iniziano a driftare verso i fili anodici. Le particelle ultra-relativistiche producono anche fotoni di radiazione di transizione che convertono in coppie elettrone-positrone quasi all'inizio della regione di deriva (la conversione è favorita dalla miscela di gas delle camere ad alto Z costituita da Xe/CO<sub>2</sub> nel rapporto 85:15). Tutti gli elettroni prodotti per ionizzazione e per radiazione di transizione driftano verso i fili anodici; qui vengono dapprima moltiplicati e viene poi registrato il segnale indotto sugli elettrodi di lettura, segmentati a pads.

La misura dell'altezza di impulso del segnale permette di identificare le specie di particella prodotta che ha dato origine al segnale. Grazie alla segmentazione degli elettrodi di lettura risulta inoltre possibile tracciare le particelle che attraversano il TRD (anche nel TRD si misurano dei "tracklets"), pertanto misurando la curvatura nel piano trasverso all'asse dei fasci, è possibile anche determinare il momento trasverso delle tracce in questione utilizzando solo il TRD. Naturalmente la risoluzione ottenuta sulla misura dell'impulso trasverso con il TRD "standalone" non è prestante ( $\Delta p_T/p_T \sim 20\%$ ) ma risulta fondamentale laddove si voglia triggerare con il TRD, combinando insieme le informazioni su PID e impulso. Inoltre aggiungere al tracciamento globale anche i punti misurati con il TRD permette di tracciare un raccordo



**Figura 2.13:** Distribuzione della differenza tra la perdita di energia specifica delle tracce con momento  $p = 2 \text{ GeV}/c$  e quella attesa dalla linea della Bethe-Block nell'ipotesi di elettrone con (distribuzione in blu) e senza (distribuzione in rosso) l'ausilio del TRD.

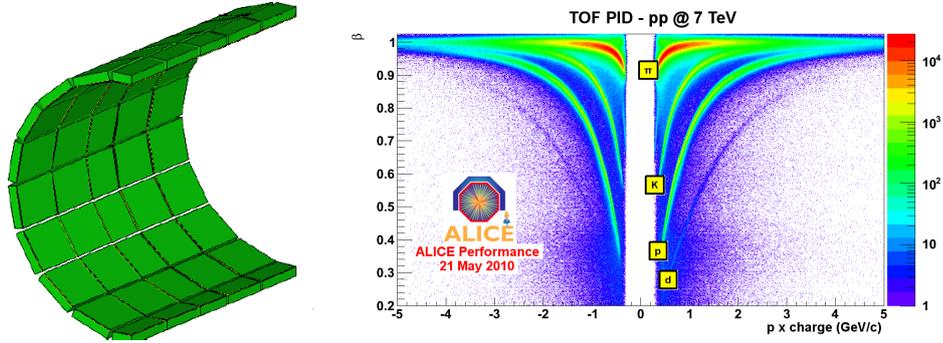
tra la traccia identificata nel TRD e quella ricostruita con la TPC e questo migliora notevolmente la risoluzione in momento trasverso della traccia globalmente ricostruita.

La figura 2.13 mostra come può migliorare la PID di elettroni combinando insieme le informazioni di TPC e TRD. In questa figura infatti si vede la distribuzione della differenza tra la perdita di energia specifica delle tracce con momento  $p = 2 \text{ GeV}/c$  e quella attesa dalla linea della Bethe-Block nell'ipotesi di elettrone (la differenza è espressa in termini del numero di sigma). Dalla figura è evidente come l'impiego del TRD (distribuzione in blu) migliora notevolmente la reiezione dei pioni rispetto al caso in cui questo non è utilizzato (distribuzione in rosso).

## II TOF

Il rivelatore TOF (Time-Of-Flight), situato nella regione  $|\eta| < 0.9$ , consente l'identificazione di adroni carichi tramite la misura di tempi di volo attraverso distanze note. Il TOF permette la separazione di adroni carichi (principalmente pioni, kaoni e protoni) nell'intervallo di momento  $0.5\text{-}2.5 \text{ GeV}/c$ , valori più alti di quelli consentiti dalla  $dE/dx$  della TPC.

I moduli del TOF sono situati all'interno di una struttura cilindrica avente un raggio interno ed esterno rispettivamente di 370 cm e 390 cm, ed una lunghezza longitudinale di 7.45 m. Il tempo di volo è misurato utilizzando rivelatori del tipo MRPC (Multi-Gap Resistive Plate Chamber). Gli RPC sono rivelatori gassosi (che funzionano nella regione dello "streamer") con elettrodi piani resistivi. La granularità spaziale di una cella di MRPC è



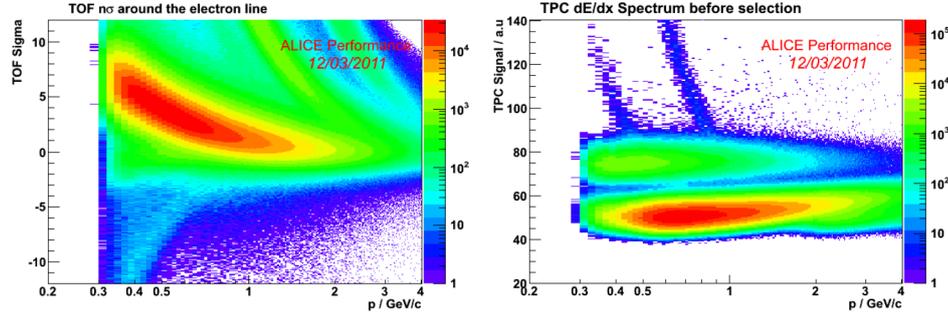
**Figura 2.14:** Sinistra: disposizione dei moduli del TOF. Destra: velocità (in unità di  $c$ ) della particella misurata con il TOF in funzione del suo momento (moltiplicato per la carica al fine di separare tracce positive e negative).

$3.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ ; queste celle sono organizzate in moduli: l'intero barrel contiene 18 (in  $r\phi$ )  $\times$  5 (lungo  $z$ ) moduli, ricoprendo un'area attiva totale di  $140 \text{ m}^2$ . La risoluzione del TOF sulla misura del tempo di arrivo di una particella è migliore di 100ps.

La disposizione dei moduli del rivelatore TOF è mostrata nella parte sinistra della figura 2.14. Nella stessa figura a destra è mostrata la correlazione tra la velocità della particella, misurata con il TOF, e il momento della stessa (moltiplicato per la carica al fine di separare tracce positive e negative). Dalla figura risulta evidente la possibilità del TOF di separare mesoni K, protoni e pioni specialmente nella regione intermedia di impulsi, in particolare offre una buona separazione  $\pi/K$  nella regione  $p < 2.5 \text{ GeV}/c$  e  $K/p$  nella regione  $p < 4 \text{ GeV}/c$ .

La capacità di identificazione delle particelle migliora notevolmente combinando le informazioni di diversi rivelatori.

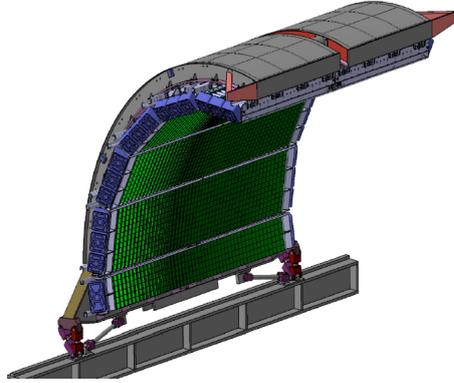
In particolare per la rivelazione di elettroni la combinazione TPC+TOF sino a valori di impulso di  $4 \text{ GeV}/c$  permette una migliore identificazione grazie alla reiezione di kaoni e protoni. La figura 2.15 (sinistra) rappresenta la deviazione dall'ipotesi di elettrone in unità di  $\sigma_{electron}^{TOF}$  in funzione del momento delle tracce selezionate. La figura 2.15 (destra) mostra l'energia specifica persa dalla traccia nella TPC (in unità arbitrarie) in funzione del momento della traccia stessa, dopo l'applicazione della PID del TOF, in particolare sono riportate le tracce compatibili con il taglio di inclusione per elettroni a  $3\sigma$  nel TOF. Dalla figura si evince l'ottima separazione tra le bande di elettroni e pioni.



**Figura 2.15:** Sinistra: deviazione dall'ipotesi di elettrone in unità di  $\sigma_{electron}^{TOF}$  in funzione del momento delle tracce selezionate. Destra: energia specifica persa dalla traccia nella TPC (in unità arbitrarie) in funzione del momento della traccia stessa, dopo l'applicazione della PID del TOF (inclusione delle tracce entro  $3\sigma_{electron}^{TOF}$ ).

## L'EMCAL

Sebbene l'EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter) sia un calorimetro elettromagnetico, lo includiamo nella sezione dedicata all'identificazione di particelle. La costruzione dell'EMCAL è cominciata nel 2008 e la sua installazione è stata completata durante l'anno 2011. L'EMCAL, un calorimetro a geometria cilindrica composto da strati alternati di piombo (1.44 mm) e scintillatore (1.76 mm), è collocato all'interno del magnete solenoide in posizione ad esso adiacente a circa 4.5 m dalla linea del fascio.

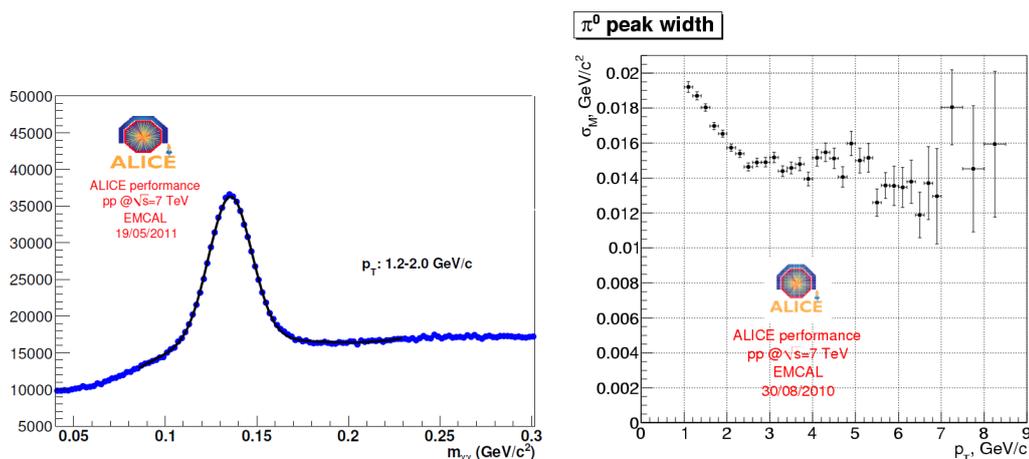


**Figura 2.16:** Disposizione dei supermoduli dell'EMCAL installati su una struttura di supporto.

La regione cinematica ricoperta dall'EMCAL è  $|\eta| < 0.7$  e  $\Delta\phi = 107^\circ$  ed è posizionato approssimativamente ad angolo azimutale opposto rispetto allo spettrometro PHOS (ALICE Photon-Spectrometer). Le dimensioni dell'EMCAL sono state condizionate dallo spazio accessibile e dal massimo

peso sostenibile dal magnete solenoidale L3. L'EMCAL è diviso in dieci parti, chiamati “supermoduli”, ciascuno dei quali ha una copertura di  $20^\circ$  in termini di angolo azimutale. Ogni supermodulo è assemblato in  $12 \times 24 = 288$  moduli, ciascuno segmentato in quattro torri ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.014 \times 0.014$ ) lette indipendentemente. La figura 2.16 mostra la disposizione dei supermoduli dell'EMCAL installati su una struttura di supporto.

L'EMCAL fornisce un trigger veloce ed efficiente (L0, L1) per la fisica dei jet, fotoni ed elettroni, aumentando notevolmente la statistica per questi segnali rari. Durante gli ultimi mesi del 2011, una frazione del tempo nella presa dati (in collisioni Pb–Pb a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV e protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV) è stata fatta utilizzando proprio l'EMCAL per triggerare su eventi con elettroni veloci (trigger su singolo elettrone). Questo trigger, pensato per incrementare la statistica di eventi con singoli elettroni provenienti dai decadimenti di adroni con charm e beauty manifesto (Heavy Flavour Electron), ha portato anche ad un incremento notevole della statistica per le  $J/\psi$  osservate nel barrel centrale (ricostruite nel canale elettronico) specialmente nella regione a più alti momenti trasversi.



**Figura 2.17:** Sinistra: distribuzione del deposito di energia misurato nell'EMCAL delle coppie di cluster aventi momento trasverso  $p_T$  tra 1.2-2 GeV/c in collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Destra: risoluzione in energia in funzione del momento trasverso per collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV valutata tramite la larghezza della distribuzione di massa invariante del  $\pi_0$

La figura 2.17 mostra alcune delle prestazioni dell'EMCAL sui dati. La parte sinistra si riferisce all'identificazione dei pioni neutri, in particolare rappresenta la distribuzione del deposito di energia misurato nell'EMCAL delle coppie di cluster aventi momento trasverso  $p_T$  tra 1.2-2 GeV/c in col-

lisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. La larghezza di tale distribuzione rappresenta proprio la risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico essendo il  $\pi_0$  una risonanza che decade elettromagneticamente, pertanto molto stretta. Nella parte destra della stessa figura è mostrato la risoluzione in energia in funzione del momento trasverso per collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. La risoluzione rappresenta la larghezza della distribuzione della massa del pione neutro e il momento trasverso sull'asse delle ascisse è valutato prendendo la media degli impulsi trasversi delle coppie di cluster utilizzate per ricostruire la distribuzione del deposito di energia.

### 2.3.4 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger in ALICE permette di selezionare eventi con caratteristiche differenti a seconda del tipo di fisica in esame ed è ottimizzato per essere efficiente sia in collisioni protone–protone che in collisioni Pb–Pb. Nel sistema di trigger sono inclusi tre livelli di trigger “hardware” (L0, L1 e L2) ed uno di livello superiore (“software”) denominato “High Level Trigger” (HLT) [137].

Lo schema operativo per i primi tre livelli di trigger si articola attraverso un certo numero di rivelatori (in particolare V0, T0, SPD, EMCAL, spettrometro per muoni), ciascuno dei quali fornisce un determinato numero di segnali di trigger che caratterizzano una determinata condizione fisica (passaggio del fascio, bunch-crossing, ecc.) oppure una specifica misura (ad esempio misure di molteplicità, misure di impulso trasverso, ecc.). Le caratteristiche e le prestazioni dei segnali di trigger per ciascuno dei rivelatori sono descritte in [137].

Il trigger è monitorato da un sistema di preprocessori centralizzato (Central Trigger Preprocessor, CTP) collocato nell'area sperimentale. Il CTP riceve segnali di input dai vari rivelatori e li combina mediante operazioni logiche per formare i segnali di “trigger fisico”, ovvero corrispondenti a condizioni fisiche particolari (come ad esempio evento minimum-bias, collisione centrale, jet ad alto  $p_T$ , ecc.). Un'altra particolare caratteristica del trigger in ALICE è data dalla possibilità di configurare dinamicamente gruppi di rivelatori in modo che siano interessati alla presa dati lavorando ad un rate più elevato rispetto a quello possibile per rivelatori che sono per loro natura più “lenti”. Per esempio mentre la TPC è vincolata a lavorare a più bassi rate di interazione, essendo limitata dal tempo di deriva delle cariche e dalla mole di dati da acquisire evento per evento, altri rivelatori come lo spettrometro per muoni o l'SPD possono lavorare a rate di interazione molto più elevati. Per incrementare la statistica relativa ad uno specifico canale di fisica (per esempio un segnale raro), si può considerare un certo gruppo di rivelatori

(denominato “trigger clusters”), scelti in base al canale fisico in esame, che vengono letti separatamente ad un rate più elevato.

I tre diversi livelli di trigger sono caratterizzati da tre diversi tempi di latenza: la ragione di tale separazione tra i segnali dipende proprio dal fatto che i tempi di arrivo dei segnali di trigger dei vari rivelatori sono differenti. Il trigger di L0 viene inviato ai rivelatori a  $1.2 \mu s$  dall'istante della collisione: la latenza di questo segnale rapido è dovuta sia al tempo richiesto dall'elettronica di front-end per elaborare il segnale (dell'ordine dei ns) sia al tempo necessario per la propagazione attraverso i cavi dello stesso (dell'ordine dei  $\mu s$ ). Il segnale L0 è troppo rapido perchè si possano ricevere durante il tempo di latenza i segnali di trigger di tutti i rivelatori, pertanto un segnale di livello 1 (L1) è elaborato entro  $6.5 \mu s$  per raccogliere i segnali provenienti dai rivelatori di trigger più lenti rispetto al tempo di latenza di L0. La latenza del segnale L1 ( $\sim 5.5 \mu s$ ) è stata scelta accuratamente per permettere la registrazione dell'evento al rivelatore SSD dell'ITS, i cui tempi di deriva delle cariche sono dell'ordine di  $5 \mu s$ . Infine il trigger di livello L2 soddisfa la richiesta di evitare eventi di pile-up. Il pile-up è in molti casi inevitabile in ALICE: l'alta luminosità raggiunta ad LHC produce un rate di interazione a cui non tutti i rivelatori di ALICE possono lavorare. In particolare il rivelatore più lento è la TPC caratterizzata da un tempo massimo di deriva delle cariche dell'ordine di  $88 \mu s$ , perciò è soggetta più frequentemente al pile-up: può accadere infatti che prima che sia terminata la deriva delle cariche nel volume della TPC o prima che l'evento attuale sia stato completamente registrato, sopraggiunga un nuovo evento di interesse. Per evitare questo tipo di problema il CTP utilizza l'accorgimento del “past-future protection”, ovvero limita l'acquisizione di eventi in una data finestra temporale, fissata proprio al valore di  $\pm 88 \mu s$  attorno al segnale di arrivo del segnale L2. Durante questo intervallo temporale il rivelatore è in uno stato di “busy”.

Può accadere comunque che il rate di interazione dei dati rimanenti dopo l'applicazione dei tre livelli di trigger risulti ancora abbastanza alto perchè l'informazione raccolta possa essere trasferita ad un sistema di deposito dati permanente. Il trigger HLT, interfacciato con il sistema di acquisizione dati (Data Acquisition, DAQ), è attivo durante la presa dati (“online”) e permette di ridurre il rate di eventi da acquisire. L'HLT, utilizzando un sistema di risorse di calcolo, combina e processa l'informazione quasi completa fornita dalla maggior parte dei rivelatori inclusi nella presa dati. L'obiettivo fondamentale del trigger di alto livello è quello di scremare il largo flusso di eventi di ingresso mantenendo quelli di maggior interesse fisico, in modo da ridurre la mole dei dati di alcuni ordini di grandezza e permettere il salvataggio degli

stessi senza sovraccaricare il sistema di acquisizione DAQ<sup>2</sup>. Questo è legato in particolar modo alla ricostruzione delle tracce nella TPC, che produce una quantità di dati maggiore rispetto agli altri rivelatori di ALICE.

## 2.4 Ricostruzione delle tracce nel tracciatore centrale

La parte centrale di ALICE, come abbiamo visto, è costituita da un certo numero di rivelatori di tracciamento. Le particelle cariche rilasciano un segnale discreto in corrispondenza delle zone che hanno attraversato (cluster) e l'algoritmo di ricostruzione utilizza questi punti spaziali cercando possibili tracce che li collegano in modo da ricostruire la cinematica dell'evento.

L'operazione di ricostruzione delle tracce avviene in maniera combinata nel barile centrale, ovvero vengono collezionate le informazioni provenienti dai differenti rivelatori per ottimizzare le prestazioni di ricostruzione. I punti spaziali ricostruiti sono rappresentati nel sistema di coordinate globale di ALICE<sup>3</sup>, con l'asse  $z$  orientato nella direzione dei fasci (precisamente nella direzione opposta rispetto allo spettrometro per muoni), l'asse  $y$  che punta verso l'alto e infine l'asse  $x$  che completa la terna cartesiana destrorsa. L'origine è definita dall'intersezione dell'asse  $z$  con il piano centrale della TPC. L'algoritmo utilizzato per ricostruire le tracce è il metodo *Kalman* [135], spesso utilizzato per gli esperimenti di fisica delle alte energie.

Il software di ricostruzione delle tracce per i rivelatori appartenenti al barile centrale (ITS, TPC e TRD) segue una convenzione a riguardo del sistema di coordinate in cui esse sono rappresentate.

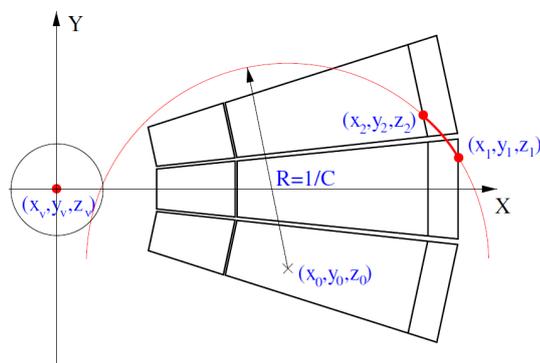
Tutti i cluster e le tracce sono rappresentate nel sistema di coordinate locale di ciascun sotto-rivelatore (rappresentato nella figura 2.18), definito nel seguente modo:

- è costituito da una terna Cartesiana destrorsa
- la sua origine e la direzione dell'asse  $z$  coincidono con quelli del sistema di coordinate globale del rivelatore ALICE
- l'asse  $x$  è diretto nella direzione perpendicolare al piano "sensibile" di ciascun rivelatore (per esempio i "ladder" dell'ITS, una riga di celle della TPC, ecc.)

---

<sup>2</sup>Sino ad ora l'HLT è stato utilizzato solo per comprimere i dati raccolti, di circa un fattore 5, nell'ultimo run di collisioni Pb-Pb del novembre-dicembre 2011.

<sup>3</sup>Questo è il sistema di coordinate di tutto il rivelatore ALICE.



**Figura 2.18:** Sistema di coordinate locale dell'algoritmo di tracciamento.

Questa scelta del sistema di coordinate riflette la simmetria cilindrica del rivelatore ALICE e semplifica le equazioni di ricostruzione. Inoltre rende più rapido il passaggio dal sistema di coordinate locale a quello globale (e viceversa) dato che le equazioni di trasformazione si riducono a delle semplici rotazioni attorno all'asse  $z$ .

Nella procedura del metodo Kalman, come implementato nell'ambiente di simulazione di ALICE, una traccia nel campo magnetico del barrel ha una rappresentazione locale, ed è completamente definita da una posizione ed un vettore di 5 parametri. Due di questi parametri descrivono la geometria della traccia lungo la direzione del fascio ( $z$ ), mentre i tre rimanenti descrivono la traccia nel piano trasverso alla direzione dei fasci (piano di curvatura). La descrizione dello stato della traccia è completata dalla matrice di covarianza sui parametri di dimensione  $5 \times 5$  che in un determinato punto contiene la migliore stima degli errori sui parametri e le loro correlazioni. Il metodo Kalman realizza un fit iterativo, aggiungendo ai punti spaziali originali ulteriori punti trovati lungo la traiettoria della particella. I parametri di fit sono aggiornati ogni volta che viene aggiunto un nuovo punto, migliorando ad ogni passo la qualità del fit. Il metodo Kalman quindi permette simultaneamente di identificare le tracce e ricostruirle calcolando i parametri di best fit, ed essendo un metodo che manipola tracce definite localmente, determina la miglior stima dei parametri della traccia a livello locale. Per questo motivo è particolarmente indicato per estrapolare le tracce da un sotto-rivelatore all'altro (per esempio dalla TPC all'ITS). La ricostruzione avviene attraverso alcuni passi fondamentali che verranno brevemente descritti nel seguito.

Il tracciamento comincia dalle pad più esterne della TPC, dove la separazione spaziale tra le tracce è maggiore essendo minore la densità delle stesse. Ogni traccia è trovata facendo diverse combinazioni dei rec-point appartenenti alle righe di pad più esterne della TPC. I segmentini di traccia così trovati

sono denominati “seed”. Le tracce ricostruite in questa fase iniziale vengono propagate fino al raggio più interno della TPC usando il metodo Kalman. Le prime tracce ad essere ricostruite nella procedura sono quelle con bassa curvatura (ovvero alto impulso trasverso  $p_T$ ) essendo quelle più semplici da trovare in quanto sono meno affette dall'effetto di diffusione coulombiana.

Successivamente le tracce sono prolungate dalla TPC all'ITS: le tracce nella TPC sono ancora utilizzate come “seed” ed anche in questo caso si comincia a ricostruire dalle tracce ad alto  $p_T$ . Per raccordare le tracce dalla TPC all'ITS, per ciascuno dei “seed” della TPC vengono associati tutti i possibili cluster negli strati più esterni dell'ITS che si trovano in una zona fiduciale rispetto al seed della TPC. Per ciascuno di questi viene costruita una traccia candidata ed è propagata al successivo strato più interno dell'ITS, e questa operazione viene ripetuta consecutivamente per gli altri strati più interni dell'ITS. Si crea così una sorta di traccia ad “albero” che si origina da un'unica traccia della TPC: solo quando lo strato di rivelatori a pixel più interno è raggiunto, la procedura si arresta e la traccia candidata con il  $\chi^2$  più piccolo è selezionata. I cluster relativi alla stessa vengono rimossi quando si ripete la procedura per un'altra delle tracce della TPC e di conseguenza la procedura di ricostruzione per le rimanenti tracce, che sono quelle a più basso impulso trasverso, risulta facilitata.

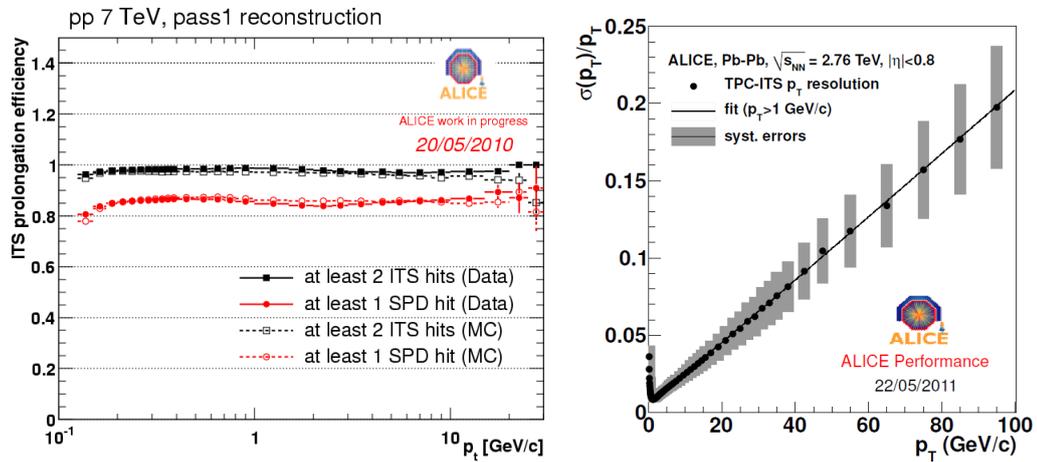
Nell'ITS sono considerati due passi di “track finding”: la prima considerando il vincolo di un vertice primario determinato con il rivelatore a pixel (par 1.6), per aumentare l'efficienza di ricostruzione delle tracce primarie; nel secondo passo il vincolo del vertice primario è rimosso per permettere di ricostruire anche le tracce che non provengono dal vertice primario. Dal punto di vista dell'algoritmo di “track finding” i prodotti di decadimento di mesoni charm e beauty possono essere considerati come primari, dato che le loro deviazioni dal vertice primario sono minori di 1 mm.

Dopo che per tutte le tracce della TPC si è provato ad assegnare anche i cluster nell'ITS, una procedura specifica di tracking è applicata al resto dei cluster dell'ITS, non utilizzati, per ricostruire ulteriori tracce che non si estendono alla TPC (a causa delle zone morte di questa, particelle che decadono prima, particelle con basso  $p_T$ ). Alla fine di questa fase di propagazione è fatta una stima dei parametri della traccia e della loro matrice di covarianza nelle vicinanze del vertice principale.

Il metodo Kalman è applicato nuovamente nella direzione opposta, ovvero le tracce vengono ricostruite partendo dall'ITS verso l'esterno. Quando viene raggiunto il raggio più esterno della TPC, la precisione dei parametri della traccia è sufficiente ad estrapolare le tracce nei rivelatori più esterni, ovvero al TRD, TOF, HMPID e PHOS. Il tracciamento nel TRD è fatto in modo simile a quanto fatto per la TPC. Le tracce sono inseguite fino allo stra-

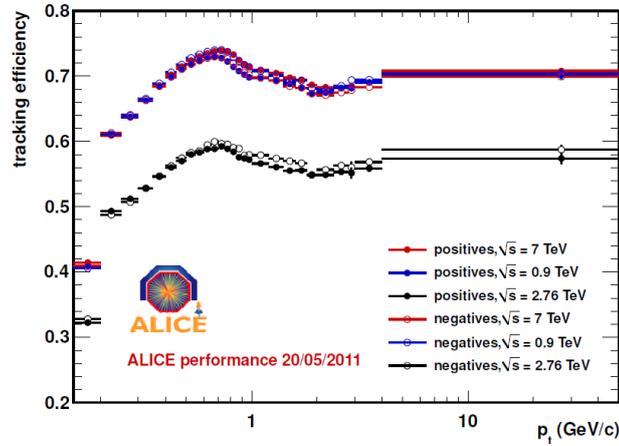
to più esterno del TRD e questi ulteriori punti del TRD (essendo posti a grande distanza) migliorano notevolmente la risoluzione sull'impulso delle tracce ricostruite. Successivamente il tracciamento prosegue nei rivelatori TOF, HMPID e PHOS, dove le tracce acquisiscono anche le informazioni sulla PID. Combinando le informazioni sulla PID fornite dai vari rivelatori si riesce anche ad elaborare un'informazione più verosimile sull'identità delle tracce ricostruite (PID combinata).

Infine viene fatto nuovamente il fit con il metodo Kalman partendo dall'esterno fin dentro il tubo a vuoto del fascio (o fino al minimo raggio interno nel caso di tracce secondarie come ad esempio V0, kink, cascade), con e senza costrizione al vertice primario, e i parametri di "best" fit della traccia vengono ricalcolati al vertice.



**Figura 2.19:** Sinistra: confronto dati Monte Carlo in collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV della probabilità di prolungamento delle tracce dalla TPC all’ITS. Le tracce nella TPC sono state selezionate richiedendo: numero di cluster in TPC maggiore di 70, pseudorapidità entro 0.8, distanza di massimo avvicinamento (DCA) al vertice primario nel piano trasverso e nella direzione lungo z minori rispettivamente di 2.4 cm e 3.2 cm. Destra: risoluzione sul momento trasverso delle tracce ricostruite combinando ITS e TPC.

Nella figura 2.19 (sinistra) è mostrato il confronto tra dati e Monte Carlo in collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV della probabilità di prolungamento delle tracce dalla TPC all’ITS, ovvero la frazione di tracce ricostruite nella TPC di cui è possibile riscontrare una corrispondenza nell’ITS. Le tracce della TPC sono state selezionate utilizzando dei tagli standard che caratterizzano la qualità della traccia stessa nella TPC, mentre per le tracce ricostruite nell’ITS si richiede che queste abbiano almeno due cluster nello stesso ITS oppure almeno un hit nell’SPD. Come si nota dalla figura, nel caso in cui



**Figura 2.20:** Efficienza di tracciamento mostrata separatamente per tracce positive e negative. Questa è valutata su simulazioni Monte Carlo protone–protone alle energie  $\sqrt{s} = 0.9, 7$  e  $2.76$  TeV. La simulazione a  $2.76$  TeV è stata fatta escludendo dalla ricostruzione il rivelatore SDD.

si richiedono almeno due hit nell’ITS, senza richiedere la presenza di un hit nell’SPD, l’efficienza di prolungamento è praticamente il 100% e diventa appena più piccola a bassi impulsi. Nel caso in cui si richiede almeno un hit nell’SPD l’efficienza si abbassa, rimanendo comunque al di sopra dell’80%.

Nella parte destra della stessa figura è mostrata la risoluzione sul momento trasverso delle tracce al vertice primario ricostruite combinando ITS e TPC. Le tracce si riferiscono ad eventi protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV per cui la coordinata  $z_V$  del vertice primario soddisfa la condizione  $|z_V| < 10$  cm e sono selezionate applicando tagli di qualità standard. Come si nota dalla figura la risoluzione è circa 1% a  $1$  GeV/c combinando insieme TPC e ITS (utilizzando l’ITS stand-alone la risoluzione relativa diventa del 6%).

Un aspetto rilevante nella ricostruzione delle tracce è rappresentato dall’efficienza di tracciamento definita come il rapporto tra le tracce effettivamente ricostruite (considerando un determinato set di tagli) e le tracce primarie ricostruibili, ovvero generate nell’accettazione dei rivelatori coinvolti nel tracciamento. La figura 2.20 mostra l’efficienza di tracciamento per tracce positive e negative in funzione del momento trasverso. Questa è valutata su simulazioni Monte Carlo protone–protone alle energie  $\sqrt{s} = 0.9, 7$  e  $2.76$  TeV. La simulazione a  $2.76$  TeV è stata fatta escludendo dalla ricostruzione il rivelatore SDD. Le tracce sono state selezionate applicando dei tagli di qualità standard ed in più si richiede un numero minimo di due hit nell’ITS, di cui almeno uno nell’SPD, e pseudorapidità entro l’intervallo 0.8.

Parameter		p-p	Pb-Pb
$\sqrt{s_{\text{NN}}}$	[TeV]	14	5.5
$\beta^*$	[m]	10	0.5
$\sigma_{x,y}^{\text{bunch}}$	[ $\mu\text{m}$ ]	71	16
$\sigma_z^{\text{bunch}}$	[cm]	7.5	7.5
$\sigma_{x,y}^{\text{vertex}}$	[ $\mu\text{m}$ ]	50	11
$\sigma_z^{\text{vertex}}$	[cm]	5.3	5.3
Luminosity	[ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	$5 \cdot 10^{32}$	$5 \cdot 10^{26}$

**Tabella 2.2:** Parametri di LHC al punto di impatto in ALICE per collisioni protone-protone e Pb-Pb.

## 2.5 Ricostruzione del vertice primario

I parametri principali al punto di impatto in ALICE per collisioni protone-protone e Pb-Pb sono indicati nella tabella 2.2. Come si vede dalla tabella la regione di intersezione dei fasci in ALICE ha una larghezza dell'ordine di alcuni centimetri nella direzione lungo i fasci e decine/centinaia di micron nel piano trasverso.

Una conoscenza precisa della posizione del vertice primario dell'evento migliora sia la risoluzione sul parametro d'impatto delle tracce sia l'efficienza nella ricostruzione delle stesse: questo rappresenta un vantaggio notevole per svariati tipi di analisi e risulta fondamentale per gli studi di adroni contenenti quark c e b.

Una descrizione dettagliata dell'algoritmo per la ricostruzione del vertice primario si può trovare in [133]. La ricostruzione del vertice primario può avvenire attraverso diverse procedure:

1. alcuni metodi che utilizzano i “tracklets” ottenuti combinando i punti ricostruiti sui due strati del rivelatore a pixel SPD
2. un metodo che utilizza le tracce ricostruite nella TPC e nell'ITS per la determinazione della posizione del vertice primario.

### 2.5.1 Algoritmi per la determinazione del vertice con l'SPD

L'informazione sulla posizione del vertice ottenuta con l'ausilio dei “tracklets” è utilizzata sia nella ricostruzione delle tracce (par 1.5) che per fissare le condizioni iniziali del vertice nell'algoritmo denominato “vertex fitting” (descritto più avanti). L'utilizzo dei “tracklets” al posto delle tracce rende più

veloce l'algoritmo di ricostruzione del vertice di interazione e permette di monitorare online la posizione del fascio e la dispersione lungo le direzioni delle coordinate  $x$ ,  $y$  e  $z$ . Gli algoritmi accessibili per la determinazione del vertice con l'SPD sono due, entrambi basati sull'utilizzo dei "tracklets":

**VertexerSPDz:** questo algoritmo permette la stima della coordinata  $z$  del vertice primario assumendo che la posizione del fascio nel piano trasverso sia nota con un'accuratezza dell'ordine di  $200 \mu\text{m}$ . I tracklets sono determinati combinando i punti ricostruiti sul layer interno ed esterno dell'SPD in una finestra azimutale piccola  $\Delta\phi_{cut}$  per ridurre il fondo combinatorio e selezionare tracce di alto impulso trasverso (approssimate meglio da segmenti) e per avere tracce meno affette dagli effetti di diffusione multipla. Una prima determinazione della coordinata  $z_m$  del vertice primario è assegnata prendendo la media pesata delle intersezioni  $z_i$  dei tracklets ricostruiti con l'asse dei fasci. Questa procedura può essere reiterata utilizzando il valore  $z_m$  per definire il centro di un volume fiduciale cilindrico in cui ricalcolare al passo successivo la coordinata  $z_m$ . Il valore di  $\Delta\phi_{cut}$  deve essere scelto accuratamente (soprattutto a basse molteplicità): se non si trova un vertice considerando il valore di default  $\Delta\phi_{cut} = 0.01$  rad la procedura è ripetuta allargando il valore della finestra di taglio; il massimo valore utilizzabile è  $0.2$  rad.

**VertexerSPD3D:** l'algoritmo può essere diviso in tre passi principali, ciascuno ripetuto due volte: individuazione dei tracklets; selezione dei tracklets; determinazione delle coordinate del vertice. La ripetizione risulta utile in quanto la stima del vertice ottenuta la prima volta può essere utilizzata per selezionare meglio i tracklets nell'iterazione successiva. Nel primo passo, denominato "tracklet finding", i tracklets sono ricostruiti, richiedendo che questi attraversino un certo volume fiduciale di forma cilindrica, ovvero la regione di interazione dei due fasci. Le dimensioni della regione fiduciale ed il valore del taglio sulla finestra azimutale  $\Delta\phi_{cut}$  cambia durante la ripetizione del primo passo rispetto ai valori considerati la prima volta.

Nel secondo passo i tracklets già ricostruiti vengono selezionati analizzando la minima distanza (DCA) tra tutte le possibili coppie: quelle con una DCA più grande di  $1$  mm sono rimosse. Nel terzo passo le tre coordinate del vertice  $x_v, y_v, z_v$  vengono determinate trovando il punto di minima distanza tra le coordinate di intersezione dei tracklets (selezionati negli step precedenti) con la regione di interazione dei fasci, minimizzando la seguente quantità:

$$D^2 = \sum_i^N d_i^2 = \sum_i^N \left( \frac{x_i - x_v}{\sigma_{xi}} \right)^2 + \left( \frac{y_i - y_v}{\sigma_{yi}} \right)^2 + \left( \frac{z_i - z_v}{\sigma_{zi}} \right)^2 \quad (2.6)$$

L'errore considerato sulle coordinate del singolo tracklet  $(\sigma_{xi}, \sigma_{yi}, \sigma_{zi})$  tiene conto della risoluzione con cui sono misurati i punti ricostruiti sui layers dell'SPD, degli effetti di curvatura del campo magnetico (solo nel piano trasverso) e dello scattering multiplo nel tubo a vuoto e nel layer più interno dell'SPD.

## 2.5.2 Ricostruzione del vertice con le tracce

L'uso delle tracce invece che dei tracklets migliora notevolmente la risoluzione sulla determinazione del vertice primario, specialmente nelle collisione protone-protone caratterizzati da bassa molteplicità. Il vertice è ricostruito iterando due volte ciascuno dei tre passi descritti nel seguito: selezione delle tracce, "vertex finding" e "vertex fitting". Il vertice determinato alla fine della prima iterazione è utilizzato come vincolo per la seconda iterazione (le tracce sono prolungate considerando la posizione del vertice primario determinata durante la prima iterazione).

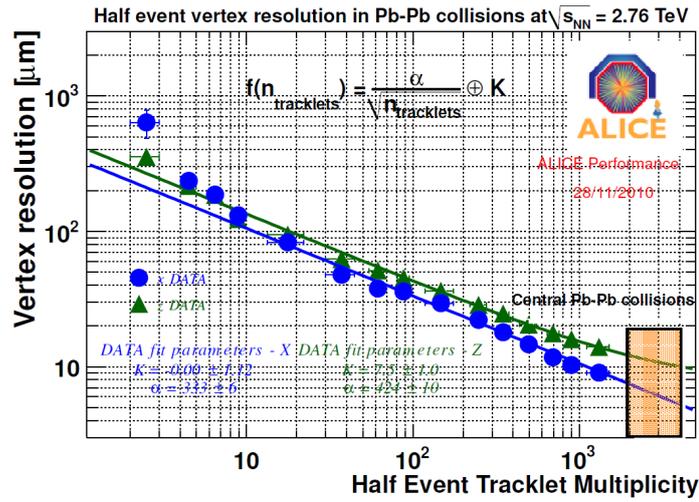
La selezione delle tracce è necessaria per rigettare tracce secondarie, ovvero provenienti dai decadimenti di adroni strani oppure da interazioni successive negli strati di materiale attraversati dallo sciame di particelle ed anche tracce "fake" cioè ricostruite erroneamente associando hit appartenenti a tracce diverse. Sempre durante la fase di selezione vengono rimosse le tracce con un numero scarso di punti ricostruiti nella TPC o nell'ITS, o che non attraversano la regione fiduciale<sup>4</sup>.

Nel secondo passo, durante la prima iterazione, un algoritmo di "vertex finding" stima la posizione del vertice come la media dei punti di minima distanza calcolati tra tutte le varie coppie di tracce selezionate, nell'approssimazione di tracce lineari nelle vicinanze del vertice<sup>5</sup>. Nella seconda iterazione l'algoritmo di "vertex finding" stima la posizione del vertice valutando il punto di minima distanza tra le tracce includendo nel calcolo tutti i parametri delle tracce, inclusa la matrice di covarianza. La minimizzazione è veloce grazie all'approssimazione lineare delle tracce fatta nelle vicinanze del vertice.

<sup>4</sup>La regione fiduciale è la regione cilindrica con raggio uguale a 3 cm ed altezza pari a 60 cm, centrato nel punto di coordinate  $x = 0$ ,  $y = 0$  e  $z = 0$ .

<sup>5</sup>In questa approssimazione una traccia, modellata da un'elica, è propagata sino ad un piano di riferimento correlato con la posizione del vertice primario; nel calcolo viene utilizzata la linea tangente all'elica.

In ultimo l'algoritmo di "vertex fitting" [134], che tiene conto della matrice di covarianza dei parametri delle tracce, determina le coordinate di "best fit". Poiché le misure fatte per ciascuna traccia sono indipendenti l'una dall'altra, la funzione  $\chi^2$  da minimizzare può essere scritta come una somma sulle tracce. Nell'approssimazione di tracce dritte, attorno alla posizione del vertice primario, il  $\chi^2$  vale:



**Figura 2.21:** Risoluzione sulle coordinate  $x$  e  $z$  del vertice primario in funzione della molteplicità (dimezzata) del numero di tracklet ricostruiti con l'SPD, valutata in collisioni piombo-piombo a  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV. Le curve verde e blu rappresentano il risultato del fit effettuato, con la funzione mostrata in figura, sul set di punti relativo alle coordinate  $z$  e  $x$  rispettivamente. Il rettangolino arancione rappresenta il valore della risoluzione estrapolato per i valori di molteplicità misurati considerando il 5% di collisioni più centrali.

$$\chi^2(\vec{r}_v) = \sum_i (\vec{r}_v - \vec{r}_i)^T V_i^{-1} (\vec{r}_v - \vec{r}_i) \quad (2.7)$$

dove  $\vec{r}_i$  è il vettore posizione della traccia  $i$ -esima e  $V_i^{-1}$  sono i parametri della matrice di covarianza della traccia stessa. Il vertice è calcolato come:

$$\vec{r}_v = \left( \sum_i W_i \right)^{-1} \left( \sum_i W_i \vec{r}_i \right)^{-1} \quad (2.8)$$

con  $W_i = V_i^{-1}$  e la matrice di covarianza del vertice trovato è definita come:

$$C_v = \left( \sum_i W_i \right)^{-1} \quad (2.9)$$

L'informazione sul "diamante di interazione" può essere inclusa come vincolo nella definizione delle coordinate del vertice. Supponendo che il centro di tale regione venga definito dal vettore posizione  $\vec{r}_d$  e dalla sua matrice di covarianza  $C_d$ , che descrive la dispersione della regione di interazione, le coordinate e la matrice di covarianza del vertice primario diventano  $(W_d) = C_d^{-1}$ :

$$\begin{aligned} \vec{r}_v &= \left( W_d + \sum_i W_i \right)^{-1} \left( W_d \vec{r}_d + \sum_i W_i \vec{r}_i \right) \\ C_v &= \left( W_d + \sum_i W_i \right)^{-1} \end{aligned}$$

La figura 2.21 mostra la risoluzione sulle coordinate x e z del vertice primario in funzione della metà del numero di tracklet ricostruiti in collisioni piombo-piombo a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV. La risoluzione è ottenuta dividendo il campione di tracce di un dato evento in due sottocampioni e ricostruendo il vertice indipendentemente per i due casi. La differenza tra le coordinate misurate per i due sottocampioni rappresenta la misura della risoluzione. Sulla stessa figura è mostrata la forma funzionale utilizzata per effettuare un fit sui due set di punti, ed i risultati sono rappresentati dalle curve verde e blu che si riferiscono rispettivamente alle coordinate z e x del vertice ricostruito. Il parametro K è una costante ed il valore ottenuto dal fit è compatibile con zero, mentre il parametro  $\alpha$  esprime la dipendenza tra la risoluzione e la radice quadrata del numero di tracklet come evidenziato dalla formula in figura. Dal fit è possibile estrapolare il valore della risoluzione ai valori di molteplicità misurati considerando la classe di centralità di eventi 0-5%: tale valore è rappresentato dal rettangolino arancione.

# Capitolo 3

## Produzione delle $J/\psi$ inclusive in collisioni pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV

### 3.1 Introduzione

La misura di produzione delle  $J/\psi$  in ALICE utilizza i canali di decadimento in due leptoni, ciascuno in due diverse regioni di rapidità. In particolare l'analisi nel canale  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  è attuata nella regione a rapidità in avanti<sup>1</sup> ( $2.5 < y < 4$ ), mentre l'analisi nel canale elettronico  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  è fatta nella regione a rapidità centrale  $|y| < 0.9$ . Una peculiarità dell'esperimento ALICE rispetto agli altri esperimenti di LHC è che la misura può essere effettuata raggiungendo  $p_T(J/\psi) = 0$  in entrambi i casi. A rapidità centrale questo risulta particolarmente importante in quanto gli altri esperimenti misurano a partire da valori di  $p_T(J/\psi)$  molto più grandi ( $p_T(J/\psi) > 6.5$  GeV/ $c$  e  $p_T > 7$  GeV/ $c$  rispettivamente per CMS e ATLAS): la misura di ALICE in questa regione cinematica risulta l'unica possibile ad LHC.

L'analisi descritta in questo capitolo è focalizzata sulla misura della sezione d'urto di produzione delle  $J/\psi$  inclusive nella regione a rapidità centrale. Per inclusive si intende che non si distingueranno nella misura delle  $J/\psi$  i contributi provenienti dalla diseccitazione di stati di charmonio di più alta energia ( $\chi_c, \psi(2S)$ ) e il contributo proveniente dai decadimenti di adroni beauty. Il presente capitolo è organizzato come segue: la prima parte riguarderà la selezione degli eventi considerati per l'analisi; seguirà una parte dedicata alla strategia di analisi, in particolare si vedranno le tecniche di estrazione del

---

<sup>1</sup>Lo spettrometro per muoni nel sistema di coordinate dell'esperimento ALICE copre la regione negativa di rapidità ( $-4 < y < -2.5$ ). Tuttavia siccome la fisica in collisioni protone-protone è simmetrica rispetto a  $y = 0$ , il segno negativo si omette nel quotare la regione di rapidità o pseudorapidità.

segnale e l’ottimizzazione dei tagli per migliorare le prestazioni in termini di rapporto segnale/fondo e significatività; verranno descritte le procedure per la valutazione delle correzioni di accettazione ed efficienza su campioni Monte Carlo opportunamente generati; successivamente verranno descritte le varie sorgenti di errore sistematico e le procedure utilizzate per valutarle; infine si presenteranno i risultati relativi alle misure inclusive e differenziali in  $p_T$  della sezione d’urto di produzione inclusiva delle  $J/\psi$ , confrontando con i risultati relativi agli altri esperimenti di LHC, nelle stesse regioni cinematiche.

## 3.2 Campione di eventi utilizzato per l’analisi

L’analisi presentata in questa tesi è basata sulla statistica collezionata in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV durante tutto il 2010. Durante la presa dati LHC ha raggiunto valori di luminosità istantanea maggiori di  $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . In ALICE la luminosità istantanea è stata mantenuta al valore  $0.6 - 1.2 \cdot 10^{29}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  in modo da garantire che la probabilità di pile-up<sup>2</sup> nello stesso bunch-crossing fosse minore del 5%. Per aumentare la statistica per i processi più rari ALICE ha raggiunto per brevi periodi luminosità più grandi di circa un fattore 10, per cui si attende che il rate di questi eventi di pile-up durante questi periodi sia leggermente più grande rispetto alla situazione standard. Inoltre per limitare le incertezze sistematiche dovute alle disuniformità nella risposta dei rivelatori, i dati sono stati raccolti variando periodicamente la polarità dei magneti solenoidali e dei dipoli. Per l’analisi descritta in questa tesi i dati utilizzati sono stati suddivisi in tre sottoperiodi (LHC0bc, LHC10d, LHC10e), ciascuno caratterizzato da run ad una stessa luminosità media e simile rate di eventi di pile-up, oltre che da condizioni uniformi delle configurazioni e prestazioni dei rivelatori di tracciamento e di trigger. I dati considerati per questa analisi si riferiscono al secondo e ultimo passo di analisi (denominato “pass2”): la ricostruzione viene gradualmente migliorata nei passi successivi dal punto di vista della conoscenza della risposta dei rivelatori coinvolti nell’analisi. Infatti durante la presa dati le informazioni relative allo stato dei vari rivelatori (che possono non essere le stesse passando da un run all’altro) vengono conservate, come abbiamo già anticipato, in un database denominato “OCDB” (Offline Condition Data Base). Queste informazioni vengono utilizzate sia durante la ricostruzione che durante l’analisi offline per garantire che durante queste fasi le funzioni

---

<sup>2</sup>Per pile-up si intende la condizione in cui in un singolo bunch-crossing possano avvenire diversi eventi di collisione protone-protone separati, denominati appunto eventi di “pile-up”.

di risposta e le condizioni generali relative ai singoli rivelatori siano utilizzate in maniera più realistica.

Il campione di eventi utilizzato corrisponde ad eventi selezionati con un trigger “minimum-bias”. Tale condizione è definita dalla combinazione in OR logico delle seguenti condizioni: almeno un chip acceso nel rivelatore SPD (in  $|\eta| < 2$ ) ed un segnale generato in almeno uno dei due set di scintillatori VZERO [138] posti lungo l’asse di volo dei fasci, precisamente alle distanze  $z = 3.4$  m e  $z = -0.9$  m, che ricoprono le regioni di pseudorapidità  $2.8 < \eta < 5.1$  e  $-3.7 < \eta < -1.7$  rispettivamente. Inoltre è richiesta la coincidenza dei due contatori di fascio (“beam pick-up counters”) posti ai lati della regione di interazione, che indicano il passaggio dei bunches di protoni.

La classe di trigger di eventi così selezionati è denominata CINT1B e seleziona con un’efficienza dell’87% la sezione d’urto anelastica<sup>3</sup>. L’analisi presentata in questa tesi è basata su circa  $3.5 \cdot 10^8$  eventi minimum bias (che come vedremo più avanti corrispondono ad una luminosità integrata  $L_{\text{int}} = 5.6 \text{ nb}^{-1}$ ) analizzati, di cui circa 90, 110 e 150 milioni per i periodi LHC0bc, LHC0d e LHC0e rispettivamente. Degli eventi minimum-bias selezionati non tutti sono utilizzati per l’analisi, ma si richiede che la coordinata  $z$  del vertice primario soddisfi la condizione  $|z_{\text{vtx}}| < 10$  cm. La frazione di eventi CINT1B per cui la coordinata  $z$  del vertice soddisfa tale condizione è pari a 0.86 considerando il vertice primario ricostruito a partire dalle tracce.

### 3.3 Selezione delle candidate $J/\psi$

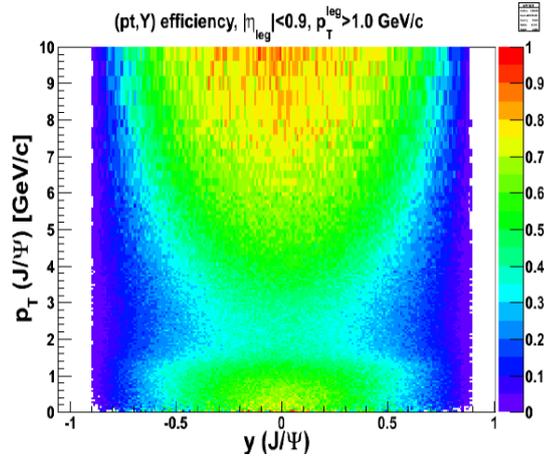
La selezione delle candidate  $J/\psi$  si basa su dei tagli di diversa natura applicati alle tracce ricostruite negli eventi accettati. Prima di applicare i vari tagli specifici per l’analisi in questione, tutte le tracce utilizzate vengono selezionate preliminarmente applicando dei tagli standard che ne verificano la qualità. In particolare si richiede che queste abbiano un numero minimo di 70 punti (o “cluster”) nella TPC (su un massimo di 159), un  $\chi^2$  spaziale per punto minore di 4, i parametri di impatto lungo  $z$  e nel piano trasverso minori di 3 cm e 1 cm rispettivamente. Per ridurre il contributo degli elettroni provenienti dalla conversione dei  $\gamma$  nei materiali attraversati, si richiede almeno un hit in uno degli strati di rivelatore SPD. Si richiede che per le tracce ricostruite globalmente venga rifatto separatamente il fit dei punti in ITS e

---

<sup>3</sup>Per sezione d’urto anelastica si intende la probabilità che almeno uno dei due protoni coinvolti nella collisione interagisca in maniera non elastica, ovvero perda la sua natura originaria. La sezione d’urto anelastica dipende dall’energia ed è pari circa al 20-30% della sezione d’urto totale di interazione protone-protone.

TPC ed inoltre si rigettano tracce appartenenti alla topologia di decadimento “kink”.

Per quanto concerne i tagli cinematici questi sono applicati sia a livello di singole tracce, in particolare si richiede  $p_T^{e^+,e^-} > 1 \text{ GeV}/c$  e  $|\eta^{e^+,e^-}| < 0.9$ , sia a livello della candidata  $J/\psi$ , nello specifico si richiede  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ . Questi tagli definiscono la regione cinematica di accettazione per la misura delle  $J/\psi$  in ALICE, come mostrato nella figura 3.1.



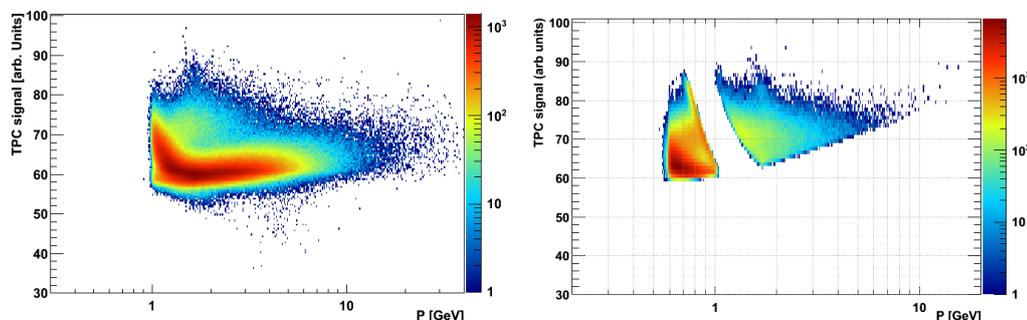
**Figura 3.1:** Regione di accettazione  $p_T$  verso rapidità  $y$  per le  $J/\psi$ , valutata attraverso simulazioni Monte Carlo.

In particolare la figura rappresenta la correzione di accettazione (valutata attraverso simulazioni Monte Carlo) in funzione dell’impulso trasverso  $p_T(J/\psi)$  e rapidità  $y_{J/\psi}$ . Le simulazioni Monte Carlo, come vedremo meglio nel paragrafo 3.4, utilizzano per  $p_T(J/\psi)$  una distribuzione estrapolata dalle misure di CDF ed in rapidità sono parametrizzate secondo il CEM. La correzione di accettazione è definita come il seguente rapporto:

$$acc.fact. = \frac{N \left( |y_{J/\psi}| < 0.9, p_T^{e^+,e^-} > 1 \text{ GeV}/c, |\eta^{e^+,e^-}| < 0.9 \right)}{N \left( |y_{J/\psi}| < 0.9 \right)}$$

dove il denominatore rappresenta il numero totale di  $J/\psi$  generate in  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ , mentre il numeratore indica il numero di  $J/\psi$  generate sempre in  $|y_{J/\psi}| < 0.9$  le cui particelle figlie soddisfano le condizioni  $p_T^{e^+,e^-} > 1 \text{ GeV}/c$  e  $|\eta^{e^+,e^-}| < 0.9$ . Si osservi come l’accettazione sia diversa da 0 nella regione a rapidità centrale anche a valori di  $p_T(J/\psi)$  prossimi a zero. Nella regione a bassi  $p_T(J/\psi)$  avere una buona PID è fondamentale per poter ottenere delle prestazioni soddisfacenti. L’analisi mostrata in questo capitolo utilizza

la PID fornita dalla TPC per identificare gli elettroni che provengono dalla candidata  $J/\psi$ .

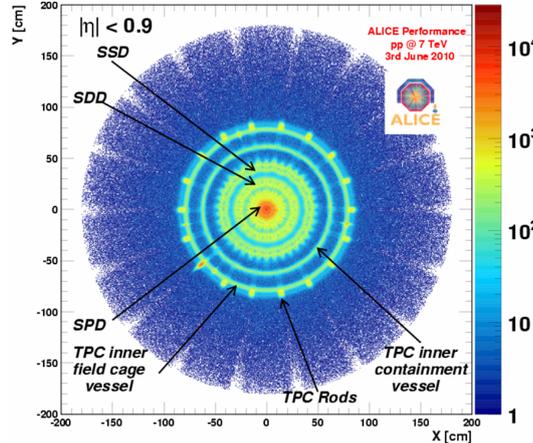


**Figura 3.2:** Perdita di energia nella TPC (in unità arbitrarie) in funzione del momento misurato dalla TPC, per tracce che superano i tagli relativi alla selezione di candidate  $J/\psi$  (vedi dettagli nel testo) prima (sinistra) e dopo (destra) l’applicazione dei tagli di PID effettuati mediante la TPC.

Le prestazioni della TPC in collisioni protone–protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV, in termini di identificazione delle particelle attraverso la perdita di energia specifica delle tracce, sono state già discusse nel capitolo 2 (figura 2.11 a destra), dove è mostrata la perdita di energia specifica delle tracce nelle TPC in funzione del momento misurato dalla stessa TPC dopo l’applicazione dei soli tagli di qualità standard. La figura 3.2 (sinistra) ripropone nuovamente la  $dE/dx$  in funzione dell’impulso delle tracce questa volta selezionate con tutti i tagli sopra descritti (esclusa la PID) relativi a questa analisi. La condizione di selezione applicando la PID della TPC si basa sulla selezione delle tracce incluse entro  $\pm 3\sigma$  attorno alla linea dell’elettrone, ed escludendo quelle che si trovano entro  $\pm 3.5\sigma$  ( $\pm 3\sigma$ ) attorno alla linea caratteristica dei pioni (protoni). Nella parte destra della stessa figura è mostrata la perdita di energia  $dE/dx$  dopo l’applicazione dei tagli finali utilizzati per l’analisi.

Per ridurre ulteriormente il fondo combinatoriale si richiede che le tracce elettroniche compatibili con l’essere prodotti dalla conversione di un  $\gamma$  vengano rimosse. La procedura di identificazione di questo tipo di tracce viene fatta prima della costruzione delle candidate  $J/\psi$ , in particolare durante la fase di tracciamento vengono ricostruite le cosiddette candidate “V0”, sfruttando proprio la topologia di decadimento di particelle neutre in due figlie aventi carica opposta. Per identificare i fotoni che materializzano negli strati di materiale dei rivelatori nella coppia elettrone-positrone viene utilizzata la seguente procedura: vengono selezionate tracce compatibili con l’inclusione entro la regione  $[-3, +10]$  sigma attorno alla curva di Bethe-Block caratteristica degli elettroni. Alle coppie di tracce di segno opposto così selezionate si impone una condizione sulla massa invariante (in particolare si

richiede che questa sia compatibile con  $M_{inv}^{e^+e^-} = 0$ ) e sul vertice di decadimento richiedendo che questo si trovi entro una certa regione fiduciale attorno alle zone più probabili per la conversione  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ .

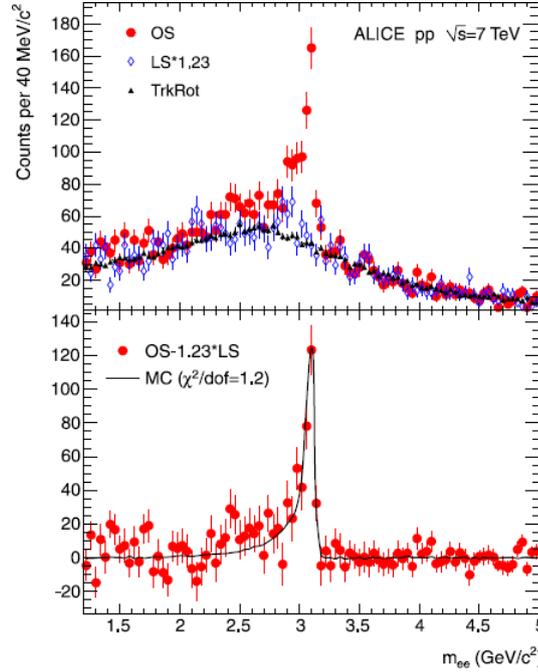


**Figura 3.3:** Regioni fiduciali tali da permettere la conversione dei fotoni nei materiali passivi dei rivelatori.

Queste regioni sono mostrate nella figura 3.3. Una volta identificate queste candidate “V0” le tracce figlie vengono escluse durante la selezione delle candidate  $J/\psi$ . Attraverso studi sul Monte Carlo si è dimostrato che questa procedura non rimuove candidate di segnale, ma ha un effetto rilevante nell’abbattere il fondo combinatorio, infatti comporta un miglioramento del rapporto segnale/fondo (S/B, descritto più avanti) pari circa al 30%. I tagli fin qui descritti sono stati ottimizzati in base ai guadagni osservati in termini di segnale e di significatività del picco, provando diverse strategie e valutando di volta in volta quelle più promettenti.

La figura 3.4 mostra le distribuzioni di massa invariante per coppie di tracce ricavate applicando i tagli sudetti sull’intero campione di dati. In particolare la figura mostra nella parte superiore le distribuzioni di massa invariante di seguito descritte:

- la combinazione delle tracce di segno opposto (Opposite Sign pairs, OS) che costituiscono le potenziali candidate  $J/\psi$ , la cui distribuzione è rappresentata dai punti in rosso.
- combinazioni di tracce dello stesso segno (Like Sign pairs, LS), quindi positiva-positiva e negativa-negativa, rappresentate dai punti in blu. In particolare la distribuzione mostrata in figura rappresenta la somma dei due tipi di candidate LS,  $(N^{++} + N^{--})$ , riscalata in modo da



**Figura 3.4:** Distribuzione di massa invariante per candidate  $J/\psi$  di segno opposto (punti in rosso), distribuzione like-sign (punti in blu) e rotazioni (punti in nero)[16]. Queste ultime due distribuzioni sono normalizzate in modo tale da avere lo stesso integrale della distribuzione di tracce di segno opposto nella regione  $3.2-3.5\text{GeV}/c^2$

garantire che l'integrale della distribuzione globale sia lo stesso della distribuzione OS nella coda alta della massa invariante, ovvero  $3.2 - 5.0$   $\text{GeV}/c^2$ . Il fattore di scala tra le due distribuzioni (1.23) è dovuto alla presenza di coppie di fondo comunque correlate nella distribuzione OS. Queste sono principalmente originate dai decadimenti semileptonici degli adroni con charm manifesto, per esempio mesoni D, che producono nella loro catena di decadimento coppie di elettroni. A questo fondo correlato contribuiscono anche gli elettroni provenienti dalla conversione dei gamma.

Le tracce LS sono state anche combinate attraverso la media geometrica ( $\sqrt{N^{++} \cdot N^{--}}$ ), ottenendo dei risultati compatibili con il caso precedente.

- la combinazione delle tracce ottenute attraverso il metodo denominato “track-rotation” (TrkRot). Questo consiste nel ruotare rispetto all’asse  $z$  di un angolo  $\phi$  scelto in maniera casuale tra  $[-2\pi, 2\pi]$  una delle due tracce (il 50% delle volte quella positiva, il 50% delle volte quella negativa) di una candidata OS. In tal modo applicando il metodo in maniera

iterativa si riesce a costruire più candidate a partire dalla stessa. Anche la distribuzione delle tracce ruotate è normalizzata con lo stesso criterio del LS, ovvero in modo da avere lo stesso integrale della distribuzione OS nell'intervallo di massa invariante  $3.2 - 5$  GeV/ $c^2$ .

L'estrazione del segnale è fatta con la tecnica di sottrazione del LS, ovvero le distribuzioni OS e LS vengono sottratte (dopo aver normalizzato opportunamente la distribuzione LS), ed il segnale viene valutato attraverso la somma dei conteggi della distribuzione ottenuta da tale differenza nella regione di segnale scelta, ovvero  $2.92 - 3.16$  GeV/ $c^2$ . La differenza delle due distribuzioni è mostrata nella parte bassa della figura 3.4 ed è confrontata con la forma del segnale atteso dalle simulazioni Monte Carlo (le stesse utilizzate per calcolare le correzioni di accettazione ed efficienza descritte più avanti nel paragrafo 3.4). Dal confronto si nota che l'accordo tra dati e Monte Carlo è abbastanza soddisfacente, non soltanto nella stretta regione di segnale ma anche nella zona a più basse masse invarianti in cui è presente la "coda" dovuta alla perdita di energia per bremsstrahlung degli elettroni. L'integrazione nella regione di segnale porta ad un valore per il segnale "raw" (ovvero non ancora corretto per accettazione ed efficienza):  $N_{J/\psi} = 352 \pm 32(stat.) \pm 28(syst.)$ . Il sistematico sul segnale estratto è stato determinato attraverso la distribuzione delle tracce ruotate: la procedura sarà descritta più avanti nella sezione dedicata agli errori sistematici. Il rapporto segnale/fondo, definito come il rapporto tra i conteggi nella regione sotto al picco ( $2.92-3.16$  GeV/ $c^2$ ) delle distribuzioni di segnale e fondo è pari a  $S/B = 1.2 \pm 0.1$  e la significatività  $S/\sqrt{S+B} = 13.9 \pm 0.6$ . Le simulazioni Monte Carlo mostrano che con questa procedura nell'intervallo di integrazione considerato la frazione di segnale estratto è pari circa al  $(73.4 \pm 0.2)\%$ . L'errore su questa quantità è stato stimato utilizzando diversi campioni Monte Carlo in cui lo spessore di materiale attraversato dalle tracce è stato variato di  $\pm 6\%$  rispetto al valore nominale (in termini di lunghezza di radiazione  $X_0$ ). Un fit della massa invariante con una funzione di tipo "Cristal-Ball" [149] (questa funzione è utilizzata per descrivere la forma asimmetrica della distribuzione di massa invariante e sarà descritta più in dettaglio nel capitolo successivo) mostra che la risoluzione sulla massa invariante è pari a  $28.3 \pm 1.8$  MeV/ $c^2$ .

I tagli utilizzati per l'estrazione del segnale appena descritti sono quelli definiti per giungere rapidamente ad una pubblicazione [16]. Parallelamente sono state introdotte anche altre strategie di analisi, quale ad esempio quella relativa all'utilizzo in maniera combinata per la PID di TPC e TOF (quest'ultimo risulta particolarmente efficace nella selezione dei kaoni a bassi impulsi). Tuttavia richiedere il segnale del TOF per ogni traccia implica una perdita notevole del segnale, in quanto non tutte le tracce arrivano al TOF, e qualora

ciò accada bisogna comunque verificare che tale segnale sia di buona qualità. È stata sviluppata pertanto una nuova strategia che si basa sull'utilizzo del TOF solo quando il segnale da esso fornito risulta essere disponibile e di buona qualità. Questa strategia, che si è mostrata promettente in quanto pur non incidendo notevolmente sul segnale aiuta parecchio in termini di rapporto S/B e significatività, non è stata adottata per l'analisi finale, per diversi motivi. Innanzitutto per poter utilizzare il TOF è necessario conoscere bene le funzioni di risposta del rivelatore e come questo è calibrato durante la presa dati, sia per poter analizzare i dati (come abbiamo visto è necessario per "ricostruire" i passi successivi dei dati), sia a livello di simulazioni Monte Carlo (che devono simulare in maniera il più possibile "realistica" lo stato del rivelatore). Queste informazioni al tempo della stesura dell'articolo non erano accessibili per tutti i periodi di presa dati (in particolare per il periodo LHC10e). Inoltre l'utilizzo del TOF in maniera non uniforme, complica ulteriormente la determinazione delle correzioni di accettazione ed efficienza, fatta attraverso le simulazioni Monte Carlo, in quanto è necessario simulare correttamente ed in maniera più realistica anche la correlazione TOF-TPC, che può essere molto diversa da run a run. Questa strategia, sebbene non ancora utilizzata in protone-protone, è invece risultata utile per l'estrazione del segnale nelle collisioni Pb-Pb, dove il fondo combinatorio è molto più alto.

### 3.4 Correzioni di accettazione ed efficienza

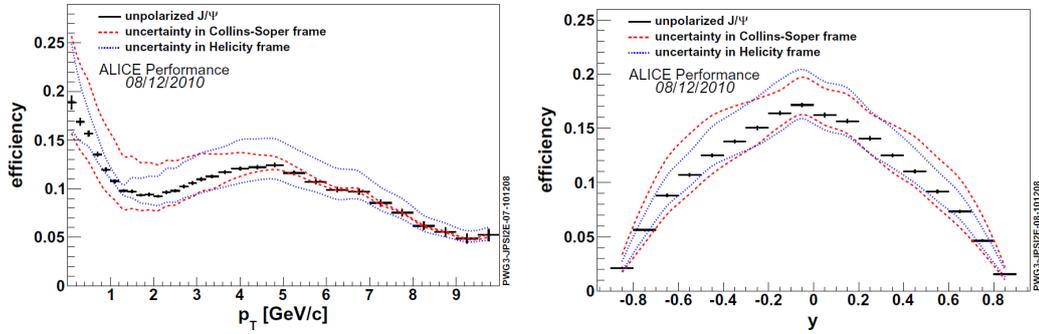
Per estrarre il tasso prodotto ("yield") di  $J/\psi$ , il numero di eventi di segnale deve essere corretto attraverso una procedura Monte Carlo che tenga conto dell'accettazione geometrica dell'apparato come anche dell'efficienza di ricostruzione e del trigger utilizzato per la presa dati. La procedura si basa sulla generazione di un campione Monte Carlo contenente eventi di segnale di  $J/\psi$  prompt, aventi una distribuzione in  $p_T(J/\psi)$  estrapolata a partire dalle misure dell'esperimento CDF [6] e la distribuzione di rapidità  $y$  parametrizzata secondo l'andamento delle predizioni del CEM [139]. Le  $J/\psi$  prompt così generate vengono singolarmente "mescolate" ad un evento base protone-protone simulato attraverso PYTHIA 6.4.21 [140, 141], e ricostruite attraverso la procedura standard nell'ambiente di simulazione dell'esperimento ALICE. La ricostruzione utilizza GEANT3 [128] e considera una descrizione dettagliata dei materiali, della geometria e delle funzioni di risposta dei rivelatori. Per evitare effetti di bordo dovuti all'accettazione geometrica del rivelatore centrale il segnale è stato generato in una finestra di rapidità più larga ( $|y_{J/\psi}| < 1$ ) rispetto a quella in cui è stata fatta la misura

( $|y_{J/\psi}| < 0.9$ ) coperta da ITS+TPC. Le correzioni di accettazione ed efficienza sono state determinate rispetto alla regione di rapidità ( $|y_{J/\psi}| < 0.9$ ). Il campione Monte Carlo utilizzato per correggere è stato generato rispecchiando in maniera verosimile le condizioni dell'apparato ALICE durante la presa dati nell'anno 2010. In particolare le condizioni possono variare in base al periodo (ovvero LHC10bc, d, e) ma anche da run a run. Pertanto per poter avere una buona descrizione delle condizioni di ALICE a livello del Monte Carlo, le simulazioni vengono fatte leggendo queste condizioni reali dagli OCDB di tutti i run che per ciascun periodo definiscono in maniera completa le condizioni realistiche del rivelatore.

Le correzioni di accettazione ed efficienza sono funzione del momento trasverso  $p_T(J/\psi)$  e sono date dalla seguente formula:

$$(A \times \varepsilon)(p_T(J/\psi)) = \frac{N_{J/\psi}^{reco}(p_T(J/\psi))}{N_{J/\psi}^{true}(p_T(J/\psi))} \quad (3.1)$$

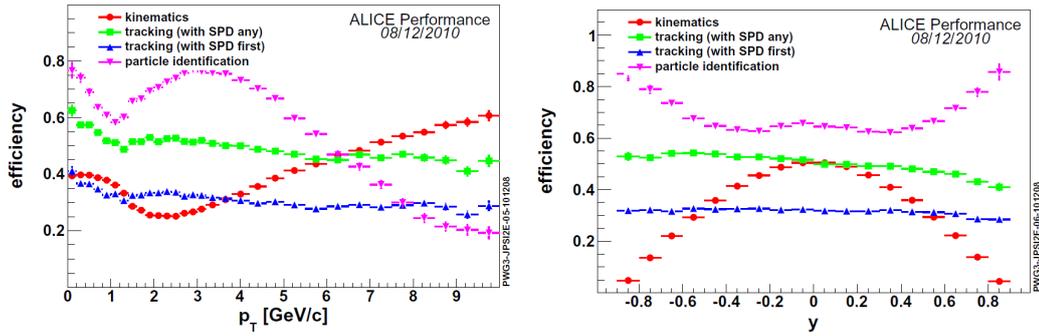
dove il numeratore rappresenta il numero di vere  $J/\psi$  ricostruite dopo tutti i tagli, e il denominatore rappresenta il numero di  $J/\psi$  generate nella regione di rapidità  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ , per diversi bin di momento trasverso. La figura 3.5 mostra i fattori di accettazione ed efficienza in bin di  $p_T(J/\psi)$  (sinistra) e in bin di rapidità (destra) considerando i tagli descritti nel testo.



**Figura 3.5:** Fattori di accettazione ed efficienza in bin di  $p_T(J/\psi)$  (sinistra) e in bin di rapidità (destra), nell'ipotesi di polarizzazione nulla, considerando i tagli descritti nel testo. Le curve rappresentano un'interpolazione delle distribuzioni analoghe valutate nelle ipotesi di polarizzazione completamente trasversa ( $\lambda_\theta = +1$ ) e completamente longitudinale ( $\lambda_\theta = -1$ ) nei sistemi di elicità (curve in blu) e Collins-Soper (curve in rosso).

Le distribuzioni si riferiscono al caso in cui si considerano  $J/\psi$  non polarizzate. Nell'ipotesi in cui le  $J/\psi$  prodotte siano polarizzate, i prodotti di decadimento avrebbero una diversa distribuzione angolare, pertanto le correzioni di accettazione ed efficienza risultano essere differenti. Parallelamente

al campione Monte Carlo base utilizzato per correggere i dati in cui le  $J/\psi$  hanno polarizzazione nulla, sono stati generati altri campioni Monte Carlo in cui le  $J/\psi$  risultano essere polarizzate trasversalmente ( $\lambda_\theta = +1$ ) o longitudinalmente ( $\lambda_\theta = -1$ ), considerando due differenti sistemi di riferimento per descrivere la polarizzazione, in particolare quello di elicità [66] e quello di Collin-Soper [67]. Queste generazioni sono necessarie per valutare i sistematici dovuti alla polarizzazione, che saranno discussi nel paragrafo successivo. Le curve rosse e blu in figura 3.5 mostrano un'interpolazione dei risultati per le correzioni di accettazione ed efficienza che si ottengono considerando i casi estremi di polarizzazione. In particolare le curve rosse si riferiscono ai risultati nel sistema di Collin-Soper mentre le curve blu a quelli nel sistema di elicità, e in entrambi i casi le curve di efficienza più alta sono ricavate nell'ipotesi di polarizzazione longitudinale, mentre quelle più basse si riferiscono al caso di polarizzazione trasversa.



**Figura 3.6:** Correzioni di efficienza parziali in funzione dell'impulso trasverso (sinistra) e della rapidità (destra) nell'ipotesi di polarizzazione nulla (dettagli nel testo).

I vari tagli utilizzati per l'analisi contribuiscono in maniera diversa nella determinazioni delle correzioni. Nella figura 3.6 sono mostrate le correzioni di efficienza parziali in funzione dell'impulso trasverso (sinistra) e della rapidità (destra) nell'ipotesi di polarizzazione nulla. In particolare in rosso sono mostrate le correzioni dovute ai tagli cinematici sia sulle  $J/\psi$  ( $|y_{J/\psi}| < 0.9$ ) che sulle singole tracce della candidata ( $p_T^{e^+,e^-} > 1$  GeV/c,  $|\eta^{e^+,e^-}| < 0.9$ ). Come si vede dalla figura il contributo cinematico alle correzioni risulta abbastanza importante. Le distribuzioni in verde e blu rappresentano l'effetto sulle correzioni dovuto ai tagli standard di tracciamento (minimo numero di cluster in TPC, reiezione delle tracce tipo "kink",... ) rispettivamente nelle ipotesi di almeno un hit in uno dei due strati dell'SPD (spdAny) o esclusivamente nel primo (spdFirst). Infine la distribuzione in rosa rappresenta il contributo dovuto ai tagli in PID, nell'ipotesi di utilizzo della sola TPC.

Per poter valutare la correzione globale media per  $p_T(J/\psi) > 0$  è necessario integrare la distribuzione nel grafico a sinistra di figura 3.5 pesandola con la distribuzione in momento trasverso delle  $J/\psi$  generate in  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ :

$$\langle A \times \varepsilon \rangle_{p_T(J/\psi) > 0} = \frac{\sum_{p_T} N_{p_T} \cdot \varepsilon_{p_T}}{\sum_{p_T} N_{p_T}}$$

Il valore medio di accettazione ed efficienza trovato è pari a  $\langle A \times \varepsilon \rangle = 0.098$  (questo significa che la frazione di  $J/\psi$  osservate dopo tutti i tagli è circa pari al 10% di quelle effettivamente prodotte nella nostra accettazione) e rappresenta il prodotto di quattro contributi:

- il fattore cinematico dovuto ai tagli di accettazione sulle singole tracce  $e^\pm$  pari circa al 32.8%.
- un fattore dovuto all'efficienza di ricostruzione nell'ipotesi spdAny che contribuisce all'efficienza totale per 50.3%.
- un fattore dovuto all'efficienza della PID pari a 81.0%.
- la frazione di segnale contenuta nell'intervallo di massa invariante 2.92-3.16 GeV/ $c^2$  che è pari circa al 73.4%.

### 3.5 Estrazione della sezione d'urto inclusiva

Il numero corretto, sia per accettazione ed efficienza che per il branching ratio del canale  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ , relativo alle  $J/\psi$  prodotte si ottiene dal rapporto:

$$N_{J/\psi}^{corr} = \frac{N_{J/\psi}^{raw}}{\langle A \times \varepsilon \rangle_{p_T(J/\psi) > 0} \cdot BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} \quad (3.2)$$

dove  $N_{raw}$  rappresenta il segnale misurato e  $BR(J/\psi \rightarrow e^+e^-) = (5.94 \pm 0.06)\%$  [35]. Per estrapolare la sezione d'urto di produzione dei mesoni  $J/\psi$  è necessario normalizzare  $N_{J/\psi}^{corr}$  alla luminosità integrata. Questo è fatto nella pratica prendendo in considerazione un determinato processo noto, come processo di riferimento:

$$N_{J/\psi}^{corr} = L_{int} \cdot \sigma_{J/\psi} \quad N_{ref}^{corr} = L_{int} \cdot \sigma_{ref} \quad \Rightarrow \quad \sigma_{J/\psi} = \frac{\sigma_{ref}}{N_{ref}^{corr}} \cdot N_{J/\psi}^{corr} \quad (3.3)$$

dove  $N_{ref}^{corr}$  e  $\sigma_{ref}$  sono rispettivamente il numero di eventi e la sezione d'urto riferiti ad un determinato processo scelto come riferimento. Per questa

analisi il processo scelto come riferimento è la stessa condizione di evento minimum bias (MB) come descritta nel paragrafo 1.2. In questa ipotesi la 3.3 si può riscrivere nel caso specifico come:

$$\sigma_{J/\psi} = N_{J/\psi}^{corr} \times \frac{\sigma_{MB}}{N_{MB}} \quad (3.4)$$

dove  $N_{MB}$  è il numero di collisioni minimum bias e  $\sigma_{MB}$  è la sezione d'urto per questo tipo di processo. Il numero di processi minimum bias è stato corretto run per run tenendo conto della probabilità di avere collisioni multiple in un singolo bunch crossing. Il valore trovato per  $\sigma_{MB}$  è pari a 62.3 mb ed è affetto da un'incertezza sistematica del 4% [142]. Questo valore della sezione d'urto minimum bias è stato ottenuto scalando la sezione d'urto relativa al processo del tipo V0AND [142] che è determinato dalla condizione di coincidenza logica (AND) dei due segnali di trigger provenienti dagli scintillatori V0A e V0B. Per inciso la condizione V0AND seleziona in modo migliore la parte di sezione d'urto “non-single diffrattiva” (equivalente alla somma dei contributi delle sezioni d'urto Doppio-Diffrattiva e Non-Diffrattiva)<sup>4</sup>. Quest'ultima sezione d'urto è stata misurata con la tecnica del “van der Meer scan”<sup>5</sup>[143]. Il fattore relativo  $\sigma_{V0AND}/\sigma_{MB}$  è stato ottenuto dalla frazione di eventi minimum-bias in cui la condizione corrispondente al V0AND risulta verificata. Questa frazione si vede che risulta pari a 0.87 ed

<sup>4</sup>La sezione d'urto inelastica può essere suddivisa in alcune sottocategorie costituite da eventi “non-diffrattivi”, “singolo-diffrattivi” e “doppio diffrattivi”. Non esiste una definizione di queste categorie di eventi a partire da principi primi, tradizionalmente ci si basa su modelli teorici, che però hanno il difetto di non essere compatibili tra di loro nelle predizioni. È possibile definire in maniera operativa i diversi tipi di eventi. In particolare gli eventi Singoli Diffrattivi (SD) sono eventi nei quali un protone frammenta, perdendo la propria identità mentre l'altro prosegue nel condotto dei fasci. Nel caso di eventi Doppio Diffrattivi (DD) e Non-Diffrattivi (ND) entrambi i protoni frammentano, però nel caso degli eventi DD le particelle sono concentrate in due gruppi distinti nello spazio, approssimativamente diretti lungo la direzione dei due fasci. Nel caso di eventi ND i prodotti finali sono concentrati nella regione a rapidità centrale e non è possibile distinguere da quale protone provengono le particelle prodotte.

<sup>5</sup>Nota l'intensità dei fasci la tecnica del Van Deer Meer scan permette di misurare la luminosità di una macchina acceleratrice. La luminosità istantanea infatti risulta dipendere dalle larghezze della regione di interazione nel piano trasverso ( $\sigma_x, \sigma_y$ ), non note a priori, e da altri parametri noti dell'acceleratore. Queste larghezze vengono determinate praticamente traslando la posizione dei fasci nel piano trasverso in entrambe le direzioni (x,y) e misurando il numero di eventi di un determinato processo di riferimento per diversi spostamenti dei fasci ( $d_x, d_y$ ). Si può vedere che esiste la relazione seguente tra le larghezze delle distribuzioni del rate ( $\sigma_{scanX}, \sigma_{scanY}$ ) del processo considerato in funzione degli spostamenti  $d_x$  e  $d_y$ , e le larghezze della regione di interazione:  $\sigma_x = \sigma_{scanX}/\sqrt{2}$  e  $\sigma_y = \sigma_{scanY}/\sqrt{2}$ . Note le larghezze della regione di interazione la misura della luminosità può essere facilmente determinata.

è stabile entro l'1% sull'intero campione di runs analizzati. La luminosità integrata stimata è pari a  $L_{int} = N_{MB}/\sigma_{MB} = 5.6\text{nb}^{-1}$  e questo valore è utilizzato nella 3.4 per ricavare la sezione d'urto di produzione delle  $J/\psi$ .

### 3.6 Errori sistematici

Le incertezze sistematiche considerate nella misura della sezione d'urto di produzione dei mesoni  $J/\psi$  sono riassunte di seguito:

- L'incertezza sistematica sulla procedura utilizzata per l'estrazione del segnale (sottrazione del like-sign), è stata stimata attraverso la sottrazione del fondo valutato dalla distribuzione delle tracce ruotate ("track rotation"); inoltre il segnale è stato estratto attraverso una procedura di fit, considerando una funzione del tipo Cristal Ball (per la descrizione del segnale) ed una polinomiale (per il fondo). In quest'ultimo caso la forma del segnale è fissata sul Monte Carlo. Sono stati anche variati gli intervalli di estrazione del segnale e di normalizzazione del fondo combinatorio. La metà della differenza massima tra le varie procedure adottate è stata assunta come sistematico ed è risultata pari a circa l'8.5%.
- I fattori di accettazione ed efficienza dipendono dalle distribuzioni in input scelte per l'impulso trasverso  $p_T$  (ed in maniera più debole anche per la rapidità  $y$ ) dei mesoni  $J/\psi$ . Per valutare questo sistematico le correzioni sono state valutate su campioni Monte Carlo generati con un diverso  $\langle p_T \rangle$  (entro un fattore 2) rispetto al caso standard, trovando una variazione sulla correzione globale pari circa a 1.5%. Questo valore abbastanza piccolo è una conseguenza della debole dipendenza dell'accettazione dal  $p_T$  per la parte bassa dello spettro.
- L'incertezza sistematica sull'efficienza di ricostruzione è dovuta principalmente all'efficienza di tracciamento (4%) e ai tagli per l'identificazione di particelle (10%) e dipende dalla non perfetta riproduzione dei dati nelle simulazioni Monte Carlo.
- L'errore sulla misura della luminosità integrata è dominato dal 4% sulla determinazione della sezione d'urto  $\sigma_{V0AND}$ , che dipende a sua volta dall'incertezza con cui sono stimate le intensità dei fasci durante la procedura del van der Meer scan. Altri effetti, come l'oscillazione del rapporto  $N_{MB}/N_{V0AND}$  per i diversi runs, contribuiscono per meno dell'1%.

Systematic	Contribution (%)
Signal extraction	8.5
Acceptance input	1.5
Reconstruction efficiency	11
Luminosity	4
BR	1
Polarization	$\lambda = -1$ $\lambda = +1$
CS	+19   -13
HE	+21   -15

**Tabella 3.1:** Condizioni sperimentali previste dal programma di ALICE, per differenti sistemi di collisione, in un decennio di presa dati.

- Il branching ratio del canale di decadimento della  $J/\psi$  in elettrone-positrone è noto con un'accuratezza dell'1%.
- Le correzioni di accettazione come abbiamo visto dipendono molto dal grado di polarizzazione assunto per la distribuzione delle  $J/\psi$ . L'effetto della polarizzazione è stato valutato supponendo polarizzazioni estreme nei sistemi di riferimento di elicità e Collin-Soper ( $\lambda_{HE,CS} = \pm 1$ ). L'effetto sulle correzioni di accettazione ed efficienza dovuto alla polarizzazione è valutato attraverso la seguente formula:

$$var(\%) = \frac{\langle A \times \varepsilon \rangle_{unpol} - \langle A \times \varepsilon \rangle_{pol}}{\langle A \times \varepsilon \rangle_{pol}} \quad (3.5)$$

ed i risultati di tali variazioni sono riportati nella tabella 3.1. Queste risultano avere segno opposto rispetto alla corrispondente variazione sulla sezione d'urto ( $\sigma_{J/\psi} \propto \frac{1}{\langle A \times \varepsilon \rangle}$ ), ovvero una diminuzione (aumento) della correzione di accettazione ed efficienza determina una crescita (decrecita) della sezione d'urto.

I vari contributi sistematici sono riassunti nella tabella 3.1. L'errore sistematico totale è ottenuto sommando in quadratura gli errori dovuti alle singole sorgenti di errore, escludendo la polarizzazione, che viene quotata (analogamente agli altri esperimenti di LHC) come sistematico a parte. L'errore sistematico totale è pari a 14.5%.

$p_T$ (GeV/c)	$N_{J/\psi}$	$A \times \varepsilon$	$d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$ [ $\mu b/(GeV/c)$ ]	Systematic [ $\mu b/(GeV/c)$ ]	
				corr.	non-corr.
[0; 1]	$50 \pm 17$	0.141	$0.59 \pm 0.21$	0.02	0.18
[1; 2]	$86 \pm 17$	0.088	$1.62 \pm 0.32$	0.07	0.20
[2; 3]	$79 \pm 13$	0.080	$1.64 \pm 0.27$	0.07	0.20
[3; 5]	$75 \pm 13$	0.099	$0.62 \pm 0.11$	0.02	0.08
[5; 7]	$50 \pm 17$	0.120	$0.35 \pm 0.06$	0.01	0.04

**Tabella 3.2:** Riassunto dei risultati relativi all'estrazione della sezione d'urto di produzione delle  $J/\psi$  in differenti bin di impulso trasverso.

### 3.7 Sezione d'urto di produzione dei mesoni $J/\psi$ inclusiva e differenziale

La sezione d'urto inclusiva di produzione dei mesoni  $J/\psi$  in collisioni protone-protone per  $p_T(J/\psi) > 0$  e  $|y_{J/\psi}| < 0.9$  è data da:

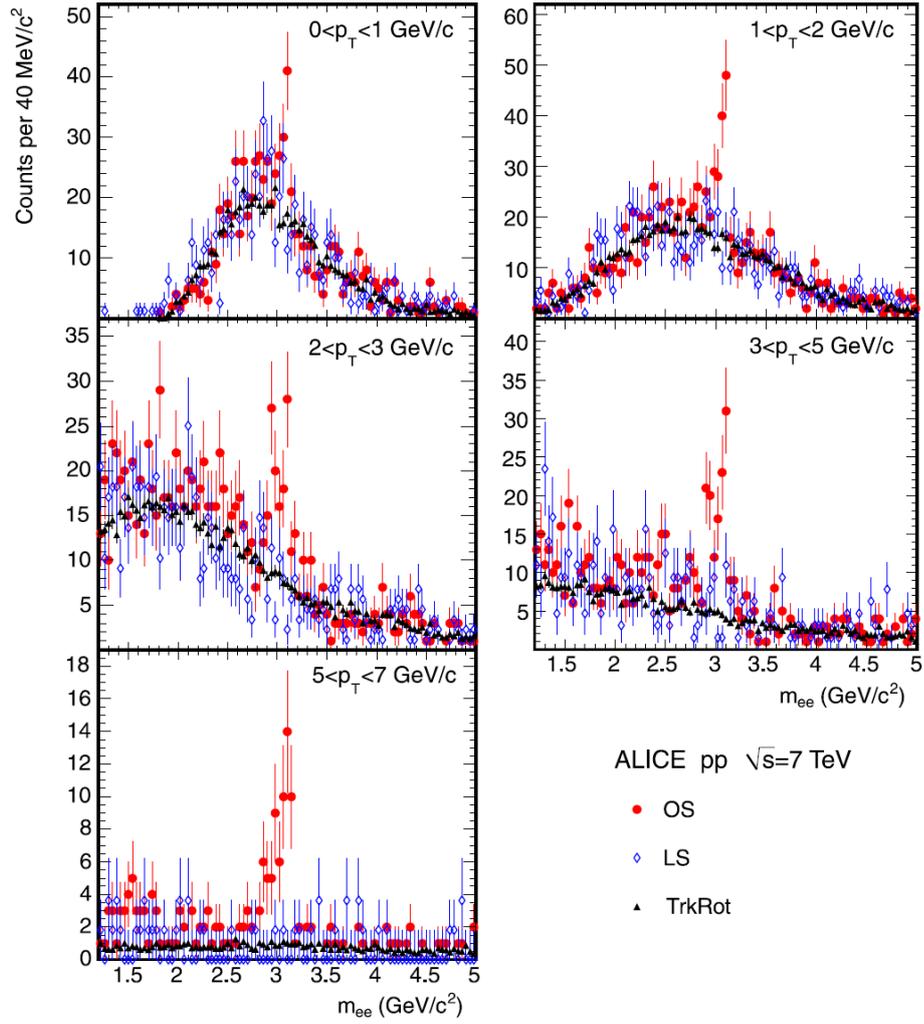
$$\sigma_{J/\psi} = 10.7 \pm 1.0(stat.) \pm 1.6(syst.)_{-2.3(\lambda_{HE}=-1)}^{+1.6(\lambda_{HE}=+1)} \mu b \quad (3.6)$$

Per la polarizzazione l'incertezza sistematica è stata quotata considerando il sistema di riferimento in cui questa risulta maggiore. Oltre alla sezione d'urto di produzione inclusiva è stato misurato lo spettro differenziale in cinque bin di  $p_T$  tra 0 e 7 GeV/c. In ciascun bin l'estrazione del segnale è stata effettuata utilizzando la stessa procedura del caso integrato.

La figura 3.7 mostra le distribuzioni di massa invariante di tracce aventi segno opposto, con sovrapposte le distribuzioni di tipo “like-sign” e “rotation” nei diversi bin di  $p_T$ . Il criterio con cui vengono normalizzate le distribuzioni utilizzate per descrivere il fondo è lo stesso utilizzato per l'analisi inclusiva.

Le sezioni d'urto insieme con le correzioni di accettazione ed efficienza e gli errori sistematici per i diversi bin di impulso trasverso sono mostrati nella tabella 3.2. Alcuni contributi all'errore sistematico sono comuni a tutti i bin di  $p_T$  e sono indipendenti da questo, pertanto contribuiscono solo alla normalizzazione globale. Questi errori (in realtà solo la luminosità) sono quotati separatamente nella tabella 3.2 come “errori correlati”. I contributi che dipendono dal valore di  $p_T$ , anche nel caso in cui essi sono correlati tra bin di  $p_T$  adiacenti, sono stati inclusi tra gli errori sistematici non correlati.

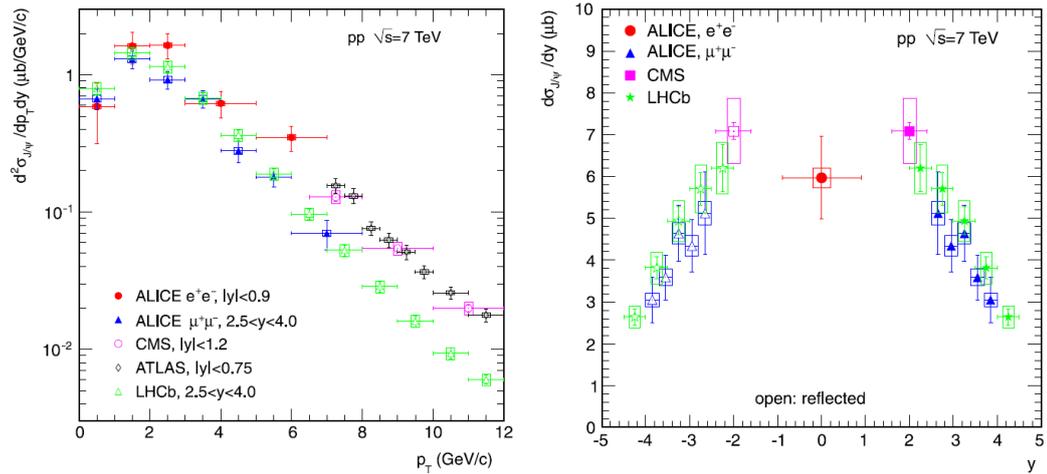
Le sezioni d'urto differenziali sono state estratte con lo stesso procedimento utilizzato nel caso inclusivo, quindi normalizzando  $N_{J/\psi}^{corr}(p_T)$  alla luminosità integrata e risultano affette dagli stessi errori sistematici discussi per il caso inclusivo.



**Figura 3.7:** Distribuzioni di massa invariante di tracce aventi segno opposto, con sovrapposte le distribuzioni di tipo “like-sign” e “rotation” nei diversi bin di  $p_T$  [16].

### 3.8 Risultati e confronti con altri esperimenti

I risultati finali sono mostrati nella figura 3.8 relativamente alla sezione d'urto differenziale in funzione dell'impulso trasverso  $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$  (sinistra) e in funzione della rapidità  $d\sigma_{J/\psi}/dy$  per  $p_T > 0$  (destra). I risultati relativi all'esperimento ALICE per l'analisi riguardanti la misura della sezione d'urto nel canale elettronico ( $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ) sono mostrati in rosso in entrambe le figure. Nelle figure sono anche presenti le misure effettuate dalla collaborazione ALICE nella regione a rapidità in avanti ( $2.5 < y < 4$ ) in cui le  $J/\psi$  sono ricostruite nel canale dimuonico ( $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) (questi ultimi punti sono anche riflessi rispetto a  $y = 0$ ). In entrambe le figure i simboli sono posti al centro del bin di  $p_T$ . Le barre di errore rappresentano la somma in quadratura di errori statistici e sistematici, avendo escluso dai sistematici il contributo dovuto alla luminosità pari al 4% che è mostrato a parte con il rettangolo.



**Figura 3.8:** Sinistra:  $d^2\sigma_{J/\psi}/dp_T dy$  in funzione di  $p_T$  misurati dalla collaborazione ALICE[16] nelle regioni di rapidità centrale e in avanti, confrontati con gli altri risultati degli esperimenti di LHC [14, 13, 15] ottenuti in regioni simili. Le barre di errore rappresentano la somma in quadratura dei contributi sistematici e statistici. L'errore sulla luminosità è quotato a parte ed è rappresentato dai rettangoli. Destra:  $d\sigma_{J/\psi}/dy$  misurata dall'esperimento ALICE nelle regioni di rapidità centrale e in avanti confrontata con le misure analoghe degli altri esperimenti di LHC [14, 13]. La convenzione degli errori è la stessa utilizzata nella figura a sinistra.

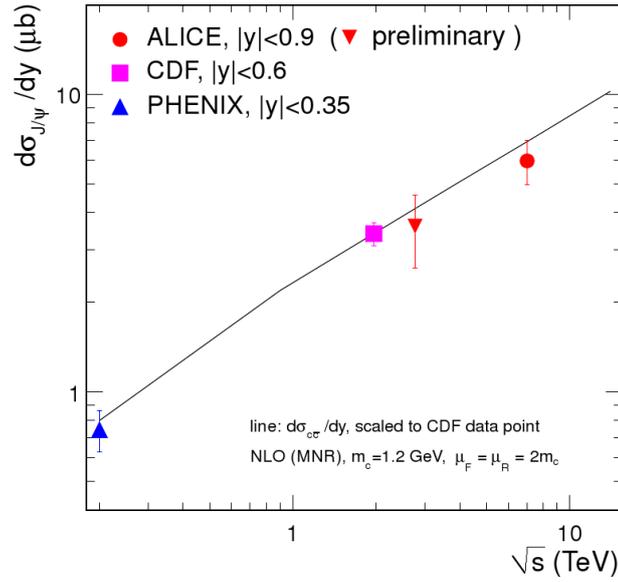
Le sezioni d'urto mostrate in figura 3.8 assumono uno scenario di  $J/\psi$  non polarizzate, e i sistematici dovuti alla non conoscenza della polarizzazione delle  $J/\psi$  non sono mostrati in figura. I risultati della collaborazione ALICE sono confrontati con quelli ottenuti agli altri esperimenti di LHC, in

particolare delle collaborazioni LHCb [13], CMS [14] e ATLAS [15]. Anche per questi gli errori relativi alla luminosità, che sono quotati pari a 11% per CMS, 10% per LHCb e 3.4% per ATLAS, sono mostrati attraverso i rettangolini. Le barre dell'errore contengono la somma in quadratura di tutti gli altri contributi sistematici e dell'errore statistico. La misura di ALICE a rapidità centrale è l'unica a raggiungere il valore  $p_T = 0$  e risulta pertanto complementare ai risultati di CMS, quotati per  $p_T > 6.5$  GeV/ $c$  in  $|y_{J/\psi}| < 1.2$  ed ATLAS che ricopre la regione cinematica  $p_T > 7$  GeV/ $c$  in  $|y_{J/\psi}| < 0.75$ . Per confronto sono anche mostrati i risultati relativi all'esperimento LHCb per la regione a rapidità in avanti (i dati relativi all'esperimento LHCb sono stati ricavati sommando le sezioni d'urto prompt e non-prompt prese da [13]). L'accordo tra le misure di ALICE e LHCb a rapidità in avanti risulta abbastanza soddisfacente. Nella parte destra della figura 3.8 le misure di ALICE a rapidità centrale e in avanti sono confrontate con quelle delle collaborazioni CMS ed LHCb, relativamente ai bin di rapidità in cui la misura è estesa sino a  $p_T = 0$  (ATLAS non raggiunge la copertura sino a  $p_T = 0$  in nessun bin). Per il caso di CMS la misura tra  $1.6 < |y| < 2.4$  è stata ottenuta integrando i risultati pubblicati in [14] mentre per LHCb sono state sommate le sezioni d'urto  $d\sigma_{J/\psi}/dy$  prompt e non-prompt [13]. Le misure della collaborazione ALICE sono funzionali insieme a quelle relative agli altri esperimenti per poter avere una comprensione completa della produzione inclusiva delle  $J/\psi$  in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV nelle diverse regioni di rapidità.

La misura di ALICE a rapidità centrale è stata confrontata anche con le misure effettuate da altri esperimenti, sempre a rapidità centrale e per  $p_T(J/\psi) > 0$ , ma a più basse energie nel centro di massa. I risultati sono mostrati nella figura 3.9, in particolare la misura di ALICE è confrontata con quella di CDF [6] al Tevatron ( $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV,  $|y_{J/\psi}| < 0.6$ ) e con quella dell'esperimento PHENIX a RHIC ( $pp$  a  $\sqrt{s} = 0.2$  TeV,  $|y_{J/\psi}| < 0.35$ ) [10] (inoltre è anche mostrata la misura più recente di ALICE in protone-protone a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV). La sezione d'urto di produzione all'energia di LHC risulta essere rispettivamente circa due e dieci volte più grande in confronto a quelle di Tevatron e RHIC. La linea continua in figura 3.9 rappresenta la predizione calcolata con la teoria perturbativa MNR al NLO [144] della sezione d'urto di produzione  $c\bar{c}$  scalata alla misura di CDF. Come si vede la misura di ALICE è in accordo con il trend lineare in funzione di  $\sqrt{s}$  previsto dal calcolo perturbativo.

È opportuno ricordare comunque che le misure sin qui descritte si riferiscono alla sezione d'urto inclusiva dei mesoni  $J/\psi$ . Questo vuol dire che i tassi di produzione misurati sono una sovrapposizione della componente diretta ed una che proviene dalla diseccitazione degli stati di charmonio di più alta energia, in particolare  $\chi_{c1}$ ,  $\chi_{c2}$  e  $\psi(2S)$ . Queste componenti sono state misurate

in esperimenti a più bassa energia ed il loro contributo dovrebbe essere pari a circa  $\sim 25\%$  ( $\chi_{c1} + \chi_{c2}$ ) e  $\sim 8\%$  ( $\psi(2S)$ ) della produzione totale [145, 146]. Per quanto riguarda il contributo relativo alla diseccitazione di stati di più alta energia, ALICE sarà in grado (con campioni di più alta statistica triggerati attraverso l'EMCAL) di ricostruire i mesoni  $\chi_c$  attraverso i decadimenti elettromagnetici  $J/\psi + \gamma$  [147].



**Figura 3.9:** Sezione d’urto di produzione  $d\sigma_{J/\psi}/dy$  in funzione dell’energia nel centro di massa. In particolare la misura di ALICE è confrontata con quella di CDF [6] al Tevatron ( $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV) e con quella dell’esperimento PHENIX a RHIC ( $pp$  a  $\sqrt{s} = 0.2$  TeV)[10]. La linea continua rappresenta la predizione calcolata con la teoria perturbativa al NLO della sezione d’urto di produzione  $c\bar{c}$  scalata alla misura di CDF.

Oltre a questi contributi “prompt” vi è anche una frazione di  $J/\psi$  proveniente dai decadimenti di adroni contenenti quark  $b$ . La misura della frazione di  $J/\psi$  non-prompt è stata effettuata sullo stesso campione utilizzato per le inclusive, e i risultati relativi saranno descritti dettagliatamente nel capitolo successivo.

# Capitolo 4

## Produzione di $J/\psi$ prompt e non-prompt in pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV

### 4.1 Introduzione

Gli esperimenti effettuati al Tevatron e riguardanti la misura del charmonio hanno appurato che una frazione non trascurabile di  $J/\psi$  prodotte nei collisionatori adronici ha una origine non-prompt, ovvero proviene dai decadimenti di adroni beauty; uno scenario simile è naturalmente atteso anche per LHC.

Misurare questa frazione è utile per due motivi. Innanzitutto si può risalire alla sezione d'urto di produzione di  $J/\psi$  prompt e confrontare direttamente i risultati con le predizioni teoriche relative sia alle sezioni d'urto che alla polarizzazione. In secondo luogo la produzione delle  $J/\psi$  non prompt è direttamente collegata alla produzione di adroni beauty, pertanto è possibile ottenere una misura della produzione di questi ultimi. L'argomento di analisi trattato in questo capitolo riguarda proprio la separazione di  $J/\psi$  prompt e non-prompt e l'estrazione della sezione d'urto di produzione dei quark beauty in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Quest'ultima sezione d'urto sarà data integrata in  $p_T$  in quanto la statistica su cui è basata l'analisi non permette di poter determinare una sezione d'urto differenziale (in funzione del  $p_T$  o della rapidità) per adroni beauty. Tuttavia la procedura utile ad estrapolare tale misura è stata sviluppata e inserita all'interno del codice ufficiale di analisi di ALICE; maggiori dettagli si trovano nell'appendice C.

L'analisi presentata in questo capitolo è basata sullo stesso campione di dati utilizzato per l'analisi delle  $J/\psi$  inclusive (ovvero l'intera statistica dell'anno 2010). L'organizzazione del capitolo è la seguente: sarà fatta un'introduzione in cui verranno descritte le proprietà della variabile pseudo-

lunghezza di decadimento proprio (“pseudoproper decay length”) che gioca un ruolo fondamentale nella tecnica di separazione; seguirà un paragrafo dedicato alla descrizione del fit massima verosimiglianza (likelihood) non binato bidimensionale utilizzato per la misura della frazione di  $J/\psi$  provenienti dal decadimento di adroni beauty ( $f_B$ ); saranno descritte nel dettaglio le varie funzioni utilizzate per parametrizzare segnale e fondo nel fit di massima verosimiglianza; nel paragrafo 4.5 saranno presentati i risultati sulla misura di  $f_B$  in collisioni protone protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV integrata e differenziale in  $p_T$ ; questi risultati saranno confrontati con gli analoghi risultati ottenuti dagli altri esperimenti di LHC. Nel paragrafo 4.6 saranno discussi nel dettaglio i sistematici sulla misura di  $f_B$  e le tecniche utilizzate per quotarli. Nei paragrafi 4.7 e 4.8 si darà la misura delle sezioni d’urto di  $J/\psi$  prompt e non-prompt rispettivamente, e nel paragrafo 4.8 sarà inoltre fornita la misura della sezione d’urto di produzione di quark beauty; in entrambi i casi i risultati saranno confrontati con alcune predizioni teoriche e con le misure ottenute dagli altri esperimenti di LHC.

## 4.2 Separazione di $J/\psi$ prompt e non-prompt

Gli stati di charmonio prodotti in maniera prompt decadono nella coppia  $e^+e^-$  attraverso il processo di annichilazione dei quark  $c$  e  $\bar{c}$ , in particolare il mesone  $J/\psi$  è caratterizzato da una larghezza di decadimento di 92.9 keV[35]. Questo si traduce nel fatto che le tracce elettroniche prodotte dal decadimento della  $J/\psi$  prompt sono praticamente provenienti dal vertice primario, e non sono da esso separabili. Diversamente le  $J/\psi$  provenienti dal decadimento debole ( $b \rightarrow cW$ ) di adroni contenenti quark  $b$ , sono distanziate dal vertice primario, in quanto gli adroni beauty, che hanno delle vite medie dell’ordine dei picosecondi, viaggiano nel laboratorio per una certa distanza, dell’ordine di diverse centinaia di  $\mu\text{m}$ , prima di decadere in una  $J/\psi$ . Una buona stima della separazione tra vertice primario dell’evento e vertice di decadimento della  $J/\psi$  è rappresentata dalla proiezione, dotata di segno, del vettore che congiunge vertice primario e secondario lungo la direzione del momento trasverso del mesone  $J/\psi$ :

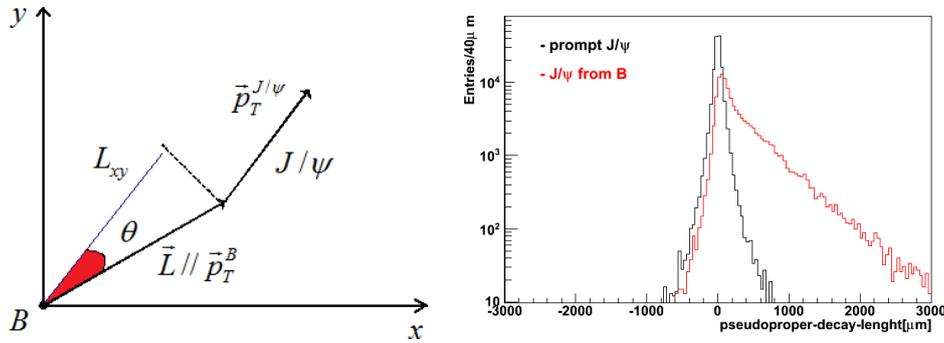
$$L_{xy} = \vec{L} \cdot \frac{\vec{p}_T(J/\psi)}{|p_T(J/\psi)|} \quad (4.1)$$

dove  $\vec{L}$  è il vettore che congiunge i vertici nel piano trasverso ( $r\phi$ ) e  $\vec{p}_T(J/\psi)$  è il vettore di momento trasverso della  $J/\psi$ . Per ridurre la dipendenza dal momento trasverso della  $J/\psi$  si introduce una nuova variabile, de-

nominata “cammino di decadimento pseudo-proprio” (“pseudo-proper decay length”), definita nel seguente modo:

$$x = L_{xy}(J/\psi) \frac{M(J/\psi)}{p_T(J/\psi)} \quad (4.2)$$

dove  $M(J/\psi)$  rappresenta la massa nota della  $J/\psi$  dal PDG [35]. Questa variabile assume caratteristiche differenti per  $J/\psi$  prompt e non-prompt. In particolare le  $J/\psi$  prompt, come abbiamo visto, sono prodotte in prossimità del vertice primario, pertanto la distribuzione ideale di una tale variabile sarebbe in prima approssimazione una delta di Dirac. Per le  $J/\psi$  secondarie invece questa variabile è un “ibrido” in quanto nella definizione si utilizza la distanza tra i vertici primario e secondario  $L_{xy}$ , che è riferita al cammino percorso dall’adrone beauty, e tutti gli altri parametri (massa e momento trasverso) sono quelli della  $J/\psi$ . Se al posto di  $M(J/\psi)$  e  $p_T(J/\psi)$  (che sono quantità note) nella 4.2 si sostituissero gli equivalenti dell’adrone beauty (che non si possono determinare a priori) la variabile  $x$  diventerebbe il cammino di decadimento proprio dell’adrone beauty. Essa è comunque una buona candidata per esprimere quantitativamente quanto ha percorso l’adrone beauty prima di decadere in una  $J/\psi$ , specialmente nel caso di alti momenti trasversi.



**Figura 4.1:** Sinistra: rappresentazione grafica della variabile  $L_{xy}$  definita dalla 4.1 nel piano trasverso per  $J/\psi$  provenienti da adroni beauty. Destra: distribuzione  $x$  delle “vere”  $J/\psi$  prompt e secondarie provenienti da adroni beauty ricostruite dopo un certo set di tagli, ricavate da simulazioni Monte Carlo.

La figura 4.1 (sinistra) mostra una rappresentazione grafica della variabile  $L_{xy}$ , definita dalla 4.1 nel piano trasverso (che entra anche nella definizione della variabile “pseudoproper decay length” in 4.2) per  $J/\psi$  provenienti dal decadimento di adroni beauty. Nel caso di alti impulsi trasversi, per cinematica, la  $J/\psi$  e l’adrone beauty tenderanno ad avere delle direzioni di volo molto più simili ed anche i momenti nel piano trasverso risulteranno molto

più collineari. In particolare al crescere dell'impulso  $p_T^B$  dell'adrone beauty, l'angolo  $\theta$  in figura (denominato "opening angle") tra la direzione di volo della  $J/\psi$  e quella dell'adrone beauty, tenderà a ridursi. La figura 4.1(destra) mostra un esempio di distribuzioni della variabile  $x$  per  $J/\psi$  prompt e secondarie ricavate da simulazioni Monte Carlo (che saranno descritte in dettaglio nei paragrafi successivi). In particolare la figura mostra la distribuzione  $x$  delle  $J/\psi$  prompt e secondarie ricostruite dopo un certo set di tagli. Definiremo nel dettaglio le distribuzioni e le funzioni utilizzate per parametrizzare la  $x$  nel caso di  $J/\psi$  prompt e secondarie; per il momento si vuole soltanto far notare la differenza qualitativa tra le due distribuzioni. Considerando la distribuzione relativa alle  $J/\psi$  prompt si vede come questa sia diversa realmente da una delta di Dirac. Il motivo è legato alla risoluzione sperimentale introdotta durante la fase di ricostruzione e tracciamento. Se da un lato la distribuzione delle prompt risulta essere abbastanza simmetrica intorno a  $x=0$ , quella relativa alle  $J/\psi$  provenienti da adroni beauty risulta essere completamente asimmetrica. In particolare quest'ultima è caratterizzata da una lunga coda di tipo esponenziale nella direzione delle  $x$  positive (ed anche da una coda negativa con pendenza leggermente maggiore). La distribuzione delle prompt è legata alla funzione di risoluzione, che come vedremo meglio nel paragrafo 4.3.1, risulta di estrema importanza per determinare la capacità del rivelatore di separare  $J/\psi$  prompt e secondarie: avere una risoluzione molto larga determina una condizione sfavorevole nella separazione di prompt da secondarie in quanto le due distribuzioni allargandosi tenderanno a diventare molto più simili e di conseguenza le  $J/\psi$  non-prompt saranno sempre meno distinguibili dagli effetti di risoluzione sperimentale.

### 4.3 Fit di massima verosimiglianza non-binnato

Il metodo utilizzato in questo capitolo, per stimare la frazione di  $J/\psi$  provenienti dal decadimento di adroni beauty, è stato sviluppato dalla collaborazione CDF [6], ed attualmente utilizzato anche da tutti gli altri esperimenti di LHC<sup>1</sup>. La procedura è basata su un fit non-binnato attraverso

<sup>1</sup>La tecnica del fit di massima verosimiglianza bidimensionale è comune a tutti gli esperimenti di LHC, fatta eccezione per LHCb che utilizza la variabile  $t_z = L_z \frac{M_{J/\psi}}{p_z(J/\psi)}$  definita nella direzione lungo  $z$  al posto della variabile "x", definita nel piano trasverso. Il motivo è legato al fatto che LHCb è un rivelatore che misura nella regione a rapidità in avanti e pertanto la discriminazione tra  $J/\psi$  prompt e non-prompt è migliore nel caso in cui si considera la variabile  $t_z$  al posto di  $x$ ; al contrario i rivelatori CMS, ATLAS, ALICE e CDF che misurano nella regione a rapidità centrale hanno una migliore risoluzione nel piano trasverso.

il metodo della massima verosimiglianza ed utilizza una funzione bidimensionale nelle variabili  $x$  e massa invariante. La funzione da massimizzare è rappresentata dall'espressione 4.3:

$$\ln L = \sum_{i=1}^N \ln F(x^i, m_{e^+e^-}^i) \quad (4.3)$$

dove  $N$  è il numero totale di eventi di candidate  $J/\psi$  selezionate nell'intervallo di massa invariante  $2.4 < m_{e^+e^-} < 4.0$  GeV/ $c^2$ , aventi massa invariante  $m_{e^+e^-}^i$  e lunghezza di decadimento pseudoproprio  $x$ . La funzione  $F(x, m_{e^+e^-})$  descrive contemporaneamente le distribuzioni di massa invariante e quella relativa alla  $x$ , sia per la parte di segnale che per quella di fondo. In particolare nell'ipotesi ragionevole (verificata su simulazioni Monte Carlo) che le variabili  $x$  e  $m_{e^+e^-}$  siano indipendenti la funzione  $F(x^i, m_{e^+e^-}^i)$  in 4.3 si può scrivere:

$$F(x, m_{e^+e^-}) = f_{Sig} \cdot F_{Sig}(x) \cdot M_{Sig}(m_{e^+e^-}) + (1 - f_{Sig}) \cdot F_{Bkg}(x) \cdot M_{Bkg}(m_{e^+e^-}) \quad (4.4)$$

dove il primo addendo della funzione descrive il contributo del segnale ( $J/\psi$  prompt e non-prompt), mentre il secondo addendo parametrizza il contributo del fondo combinatorio. In particolare nella 4.4 si possono evidenziare i seguenti contributi:

- $f_{Sig}$  rappresenta la frazione di segnale relativamente alle  $J/\psi$  inclusive (prompt e non-prompt) nella regione di massa invariante in cui viene fatto il fit (2.4-4.0 GeV/ $c^2$ ). La frazione di segnale è definita dal rapporto  $S/(S+B)$ .
- $F_{Sig}(x)$  e  $F_{Bkg}(x)$  sono le forme funzionali che descrivono la distribuzione in  $x$  per le candidate  $J/\psi$  per le parti di segnale e fondo, rispettivamente.
- $M_{Sig}(e^+e^-)$  e  $M_{Bkg}(e^+e^-)$  parametrizzano i contributi alla distribuzione di massa invariante di segnale e fondo, rispettivamente.

La funzione  $F_{Sig}(x)$ , che descrive la distribuzione in  $x$  per la parte di segnale, si può esprimere nel seguente modo:

$$F_{Sig}(x) = f'_B \cdot F_B(x) + (1 - f'_B) \cdot F_p(x) \quad (4.5)$$

dove  $F_B(x)$  e  $F_p(x)$  sono le funzioni che descrivono le distribuzioni di  $x$  per  $J/\psi$  non-prompt e prompt rispettivamente. Il fattore  $f'_B$  è la frazione di  $J/\psi$  ricostruite che provengono dal decadimento di adroni beauty:

$$f'_B = \frac{N_{J/\psi \leftarrow B}}{N_{J/\psi \leftarrow B} + N_{J/\psi \text{ prompt}}} \quad (4.6)$$

che in generale può essere diversa dalla reale frazione di  $J/\psi \leftarrow B$ , in quanto le correzioni di accettazione ed efficienza possono in principio essere diverse per  $J/\psi$  prompt e secondarie. Questo avviene fundamentalmente per due effetti:

- le correzioni di accettazione ed efficienza dipendono dall'impulso trasverso  $p_T(J/\psi)$ , e  $J/\psi$  prompt e non-prompt potrebbero avere una diversa distribuzione in  $p_T$ , che determinerebbe una diversa correzione media (ovvero integrata in  $p_T$ )  $\langle A \times \varepsilon \rangle$  per accettazione ed efficienza.
- ad un dato valore di  $p_T(J/\psi)$ , le  $J/\psi$  prompt e non-prompt potrebbero avere polarizzazioni differenti e, come abbiamo visto, il grado di polarizzazione incide fortemente sulla correzione di accettazione integrata e differenziale in  $p_T$ .

La frazione corretta di  $f_B$  si ricava attraverso l'espressione 4.7

$$f_B = \left( 1 + \frac{1 - f'_B}{f'_B} \cdot \frac{\langle A \times \varepsilon \rangle_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_p} \right)^{-1} \quad (4.7)$$

dove  $\langle A \times \varepsilon \rangle_p$  e  $\langle A \times \varepsilon \rangle_B$  rappresentano la correzione media di accettazione ed efficienza nell'intervallo di  $p_T(J/\psi)$  considerato per  $J/\psi$  prompt e secondarie, rispettivamente<sup>2</sup>.

Le funzioni che entrano nel fit di massima verosimiglianza (che sono tutte normalizzate all'unità) sono molteplici e ciascuna di esse è naturalmente caratterizzata dalle proprie forme funzionali, che contengono un certo numero di parametri. Poichè la funzione globale avrebbe più di 30 parametri liberi, e non sarebbe possibile determinarli tutti simultaneamente in un unico fit, alcuni di questi vengono fissati attraverso procedure specifiche. Il risultato è

---

<sup>2</sup>Infatti per ricavare la frazione corretta  $f_B$  si può scrivere:  $f_B = \frac{N_{J/\psi \leftarrow B}^{corr}}{N_p^{corr} + N_{J/\psi \leftarrow B}^{corr}}$  che diventa:

$$\begin{aligned} \frac{1}{f_B} &= \frac{N_{J/\psi \leftarrow B}^{raw} / \langle A \times \varepsilon \rangle_B + N_p^{raw} / \langle A \times \varepsilon \rangle_p}{N_{J/\psi \leftarrow B}^{raw} / \langle A \times \varepsilon \rangle_B} \\ &= 1 + \frac{(1 - f'_B) N_{incl}^{raw} / \langle A \times \varepsilon \rangle_p}{f'_B N_{incl}^{raw} / \langle A \times \varepsilon \rangle_B} \\ &= 1 + \frac{1 - f'_B}{f'_B} \cdot \frac{\langle A \times \varepsilon \rangle_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_p} \end{aligned} \quad (4.8)$$

e pertanto invertendo entrambi i membri si ottiene la 4.7.

che i parametri che nella fase ultima risultano liberi e quindi determinati dal fit di massima verosimiglianza sono soltanto due (che possono arrivare sino a 5 se si lasciano liberi anche alcuni pesi del fondo combinatorio), ovvero la frazione di segnale  $f_{\text{sig}}$  e la frazione di  $J/\psi$  che provengono da adroni beauty  $f_{\text{B}}$ . Nei seguenti paragrafi vedremo più nel dettaglio le funzioni che costituiscono i diversi ingredienti per il fit di massima verosimiglianza, in particolare verranno discusse le forme funzionali scelte per i diversi pezzi ed i criteri mediante i quali alcuni dei parametri di tali funzioni vengono fissati.

### 4.3.1 Funzione di risoluzione

Nel paragrafo 4.3 si è introdotta la distribuzione della variabile “pseudo-proper decay length” relativa alle  $J/\psi$  prompt ricostruite la cui larghezza è legata proprio agli effetti di risoluzione sperimentale. In particolare la distribuzione della variabile  $x$  nativa, ovvero non contaminata dagli effetti di risoluzione sperimentale, per le  $J/\psi$  prompt è una funzione delta di Dirac  $\delta(x)$ . Per ottenere la distribuzione delle  $J/\psi$  prompt ricostruite è necessario considerare la convoluzione di  $\delta(x)$  con la “funzione di risoluzione” indicata con  $R(x)$ :

$$F_p(x) = \delta(x') \otimes R(x - x') = R(x) \quad (4.9)$$

La funzione di risoluzione gioca un ruolo di primo piano per la separazione tra  $J/\psi$  prompt e secondarie nel fit di massima verosimiglianza. Questa infatti, oltre che descrivere le  $J/\psi$  prompt, compare in ognuno degli ingredienti utilizzati nel fit, in particolare sia nella funzione che descrive le  $J/\psi$  non-prompt che in quella relativa alla descrizione del fondo combinatorio. La forma funzionale scelta per la funzione di risoluzione  $R(x)$  è composta dalla somma di due Gaussiane con l’aggiunta di una funzione di tipo potenza ( $\propto |x|^{-\lambda}$ ), simmetrica rispetto a  $x=0$ :

$$R(x) = a_1 G_1(x; \mu_1, \sigma_1) + a_2 G_2(x; \mu_2, \sigma_2) + (1 - a_1 - a_2) f(x; \alpha, \lambda) \quad (4.10)$$

dove  $G_1$  e  $G_2$  sono funzioni Gaussiane di media  $\mu_1$  e  $\mu_2$  e larghezza  $\sigma_1$  e  $\sigma_2$  rispettivamente, normalizzate ad uno<sup>3</sup> mentre  $f(x; \alpha, \lambda)$  è caratterizzata dalla seguente espressione:

$$f(x; \alpha, \lambda) = \begin{cases} \frac{\lambda-1}{2\alpha\lambda} & |x| < \alpha \\ \frac{\lambda-1}{2\alpha\lambda} \alpha^\lambda |x|^{-\lambda} & |x| > \alpha \end{cases} \quad (4.11)$$

---

<sup>3</sup>La forma della Gaussiana normalizzata ad uno è del tipo  $G(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ .

che risulta normalizzata ad 1 tra  $[-\infty, +\infty]$ . I coefficienti  $a_1$ ,  $a_2$  e  $(1-a_1-a_2)$  rappresentano i pesi relativi con cui sono moltiplicati i vari contributi in 4.10 e sono tutti compresi nell'intervallo  $[0,1]$ . La somma dei tre pesi relativi è pari all'unità: questo garantisce che globalmente la funzione di risoluzione  $R(x)$  sia normalizzata all'unità su tutto l'intervallo di  $x$  in cui è definita. Si è verificato che questa forma funzionale è adatta a descrivere le code intermedie e ad alti  $x$  della funzione di risoluzione. I valori dei parametri della funzione di risoluzione sono fissati attraverso un fit sulla distribuzione  $x$  delle vere  $J/\psi$  prompt ricostruite attraverso simulazioni Monte Carlo. Le simulazioni Monte Carlo utilizzate a questo proposito sono le stesse descritte nel capitolo precedente, utilizzate per la valutazione delle correzioni di accettazione ed efficienza nell'ipotesi di  $J/\psi$  non polarizzate. Ricordiamo brevemente che tali simulazioni sono realizzate con un evento di base protone-protone minimum-bias generato con PYTHIA 6.4.21 [140, 141] con l'aggiunta di  $J/\psi$  prompt di segnale, non polarizzate, aventi uno spettro in  $p_T$  scalato rispetto alla misura di CDF [6] ed in rapidità distribuite secondo il CEM [139]; le  $J/\psi$  sono lasciate decadere nel canale  $e^+e^-$ . I tagli considerati per le  $J/\psi$  ricostruite sono gli stessi utilizzati per l'analisi inclusiva, eccettuato il valore del minimo  $p_T(J/\psi)$ . La figura 4.2 (in alto) rappresenta tali distribuzioni estratte dal Monte Carlo al variare dell'impulso trasverso minimo della  $J/\psi$ .

Come si vede dalla figura la larghezza della distribuzione diventa sempre più stretta all'aumentare del  $p_T$  minimo, ovvero la risoluzione sulla variabile  $x$  migliora per alti impulsi trasversi. La figura 4.2 in basso mostra la larghezza della distribuzione in funzione di  $p_T^{min}(J/\psi)$ . Per effettuare il fit di massima verosimiglianza è opportuno fissare il limite inferiore di  $p_T(J/\psi)$  a cui effettuare la misura; questo limite viene scelto in base alle prestazioni proprio in termini di risoluzione. Nel nostro particolare caso si è deciso di fissare come limite inferiore il valore di  $p_T^{min} = 1.3$  GeV/ $c$  (CDF ha raggiunto a rapidità centrale il limite inferiore a 1.25 GeV/ $c$ ). Questo limite è stato determinato dalla richiesta di trovare il miglior compromesso in termini di risoluzione/statistica: infatti alzando il limite di impulso trasverso minimo, sicuramente si migliorano le prestazioni a livello della risoluzione (la distribuzione si restringe) ma si va ad inficiare la statistica e viceversa abbassare il limite inferiore di  $p_T$  ci farebbe guadagnare in statistica ma perderemmo notevolmente a livello di risoluzione. In particolare dalla figura 4.2 si nota che per valori inferiori a 1.3 GeV/ $c$  la larghezza della risoluzione aumenta bruscamente e questo complicherebbe notevolmente le prestazioni del fit. Inoltre scendere a  $p_T$  più bassi comporta un aumento della frazione del fondo combinatorio nella distribuzione di candidate  $J/\psi$  analizzate.

La funzione di risoluzione dipende fortemente dai tagli utilizzati per l'analisi, in particolare si è notata una dipendenza dal requisito (per le sin-

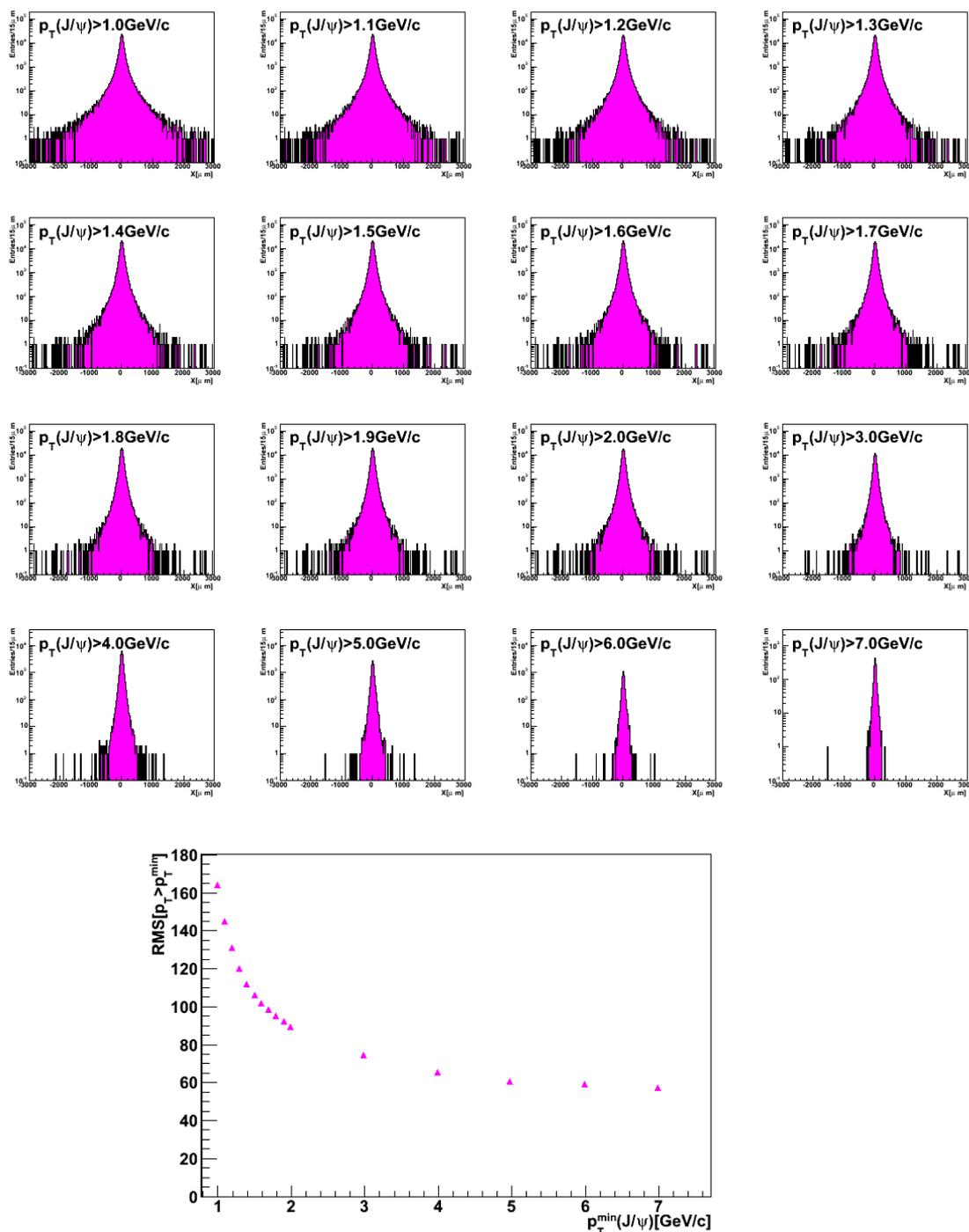
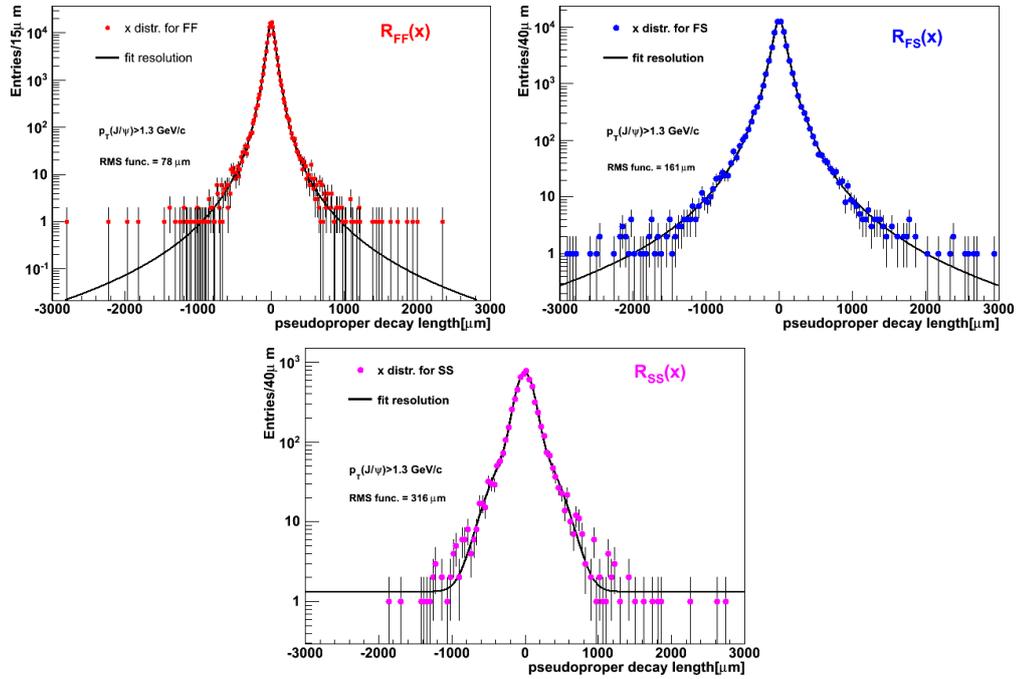


Figura 4.2: In alto: distribuzioni della variabile  $x$  relative alle vere  $J/\psi$  ricostruite prompt estratte da simulazioni Monte Carlo, al variare dell'impulso trasverso minimo della  $J/\psi$ . In basso: larghezza della distribuzione  $x$  per le  $J/\psi$  prompt in funzione del minimo  $p_T$  della  $J/\psi$ .

gole tracce che costituiscono la candidata  $J/\psi$ ) di avere o no un hit nel primo strato del rivelatore SPD (le singole tracce sono già selezionate richiedendo almeno un hit in uno dei due strati dell'SPD). In particolare le candidate sono state separate in tre tipi così definiti:

- First-First (FF): entrambe le tracce che costituiscono la candidata hanno un hit nel primo strato dell'SPD
- First-Second (FS): solo una delle due tracce ha un hit nel primo strato dell'SPD, l'altra lo ha esclusivamente nel secondo
- Second-Second (SS): nessuna delle tracce ha un hit nel primo layer dell'SPD.



**Figura 4.3:** Distribuzioni delle  $J/\psi$  prompt estratte da simulazioni Monte Carlo per candidate selezionate con gli stessi tagli finali utilizzate per l'analisi delle inclusive, eccettuato il minimo  $p_T$  della  $J/\psi$  pari a  $1.3$  GeV/ $c$ . Il campione di candidate è stato suddiviso considerando le condizioni FF (in alto a sinistra), FS (in alto a destra) e SS (in basso). Le funzioni sovrapposte rappresentano il risultato del fit sulle distribuzioni utilizzando la 4.10.

La figura 4.3 mostra le distribuzioni delle  $J/\psi$  prompt estratte da simulazioni Monte Carlo per i tre tipi di candidate (FF, FS, SS da sinistra a

destra), con sovrapposti i fit utilizzando la funzione  $R(x)$  definita nella 4.10. Dalla figura si nota come la larghezza della funzione di risoluzione diventa il doppio passando da FF a FS, e il quadruplo passando da FF a SS. Questo significa che la risoluzione peggiora nella condizione in cui non riusciamo a ricostruire un hit nel primo strato dell'SPD. In questa procedura quindi vengono una volta per tutte fissati i parametri (e quindi le forme) della funzione di risoluzione che risulterà dipendere anche dal tipo di candidata per cui verrà indicata con  $R_{type}(x)$ , dove *type* può essere uno dei tipi FF, FS oppure SS. L'analisi presentata in questo capitolo, relativa alla misura di  $f_B$  sia integrata in  $p_T$  che in bin di impulso trasverso, è fatta considerando solo candidate del tipo FF+FS; le candidate del tipo SS (che costituiscono circa il 10% delle candidate selezionate) sono state scartate in quanto peggiorano notevolmente la funzione di risoluzione.

### 4.3.2 Funzione “template” per le $J/\psi$ non-prompt

Nella funzione che descrive la distribuzione  $x$  relativa alla parte di segnale (4.5) compare la funzione  $F_B(x)$  che parametrizza la distribuzione in  $x$  delle  $J/\psi$  non-prompt ricostruite. Questa funzione dovrà tenere in considerazione la distribuzione nativa delle  $J/\psi$  che provengono da adroni beauty convoluta con gli effetti sperimentali dovuti alla risoluzione finita del rivelatore. La forma funzionale relativa alla parametrizzazione utilizzata per descrivere le  $J/\psi$  non-prompt è la stessa utilizzata dall'esperimento CDF in [6].

La distribuzione ideale della variabile  $x$  per le  $J/\psi$  non-prompt si può ricavare da simulazioni Monte Carlo, prendendo in considerazione soltanto la pura cinematica degli eventi generati senza alcun effetto di risoluzione sperimentale. Questa distribuzione è indicata con  $\chi_B(x)$ ; per l'analisi in questione tale distribuzione è stata ricavata da simulazioni Monte Carlo che utilizzano PYTHIA 6.4.21 come generatore [140, 141] settato sulla parametrizzazione “Perugia-0” [148], contenente una coppia  $b\bar{b}$  per ciascun evento di collisione protone-protone con almeno uno tra  $b$  e  $\bar{b}$  avente  $|y_b| < 2$ . Entrambi i quark  $b$  frammentano in adroni beauty che sono a loro volta forzati a decadere in una  $J/\psi$  nell'accettanza  $|y_{J/\psi}| < 2$ . In alternativa (per valutare il sistematico) sono anche stati generati eventi Monte Carlo utilizzando EVTGEN [151] come generatore di decadimenti (“decaditore”) al posto di PYTHIA (questo “decaditore” è stato di recente introdotto nel codice di analisi di ALICE; maggiori dettagli sono nell'appendice 2). La figura 4.4 mostra la distribuzione Monte Carlo relativa alle  $J/\psi$  secondarie generate come descritto sopra; in particolare sono mostrate le distribuzioni in funzione del  $p_T$  minimo delle  $J/\psi$ . Dalla figura si nota come la forma della distribuzione è totalmente asimmetrica. La coda alta rappresenta l'effetto della distanza di volo percor-

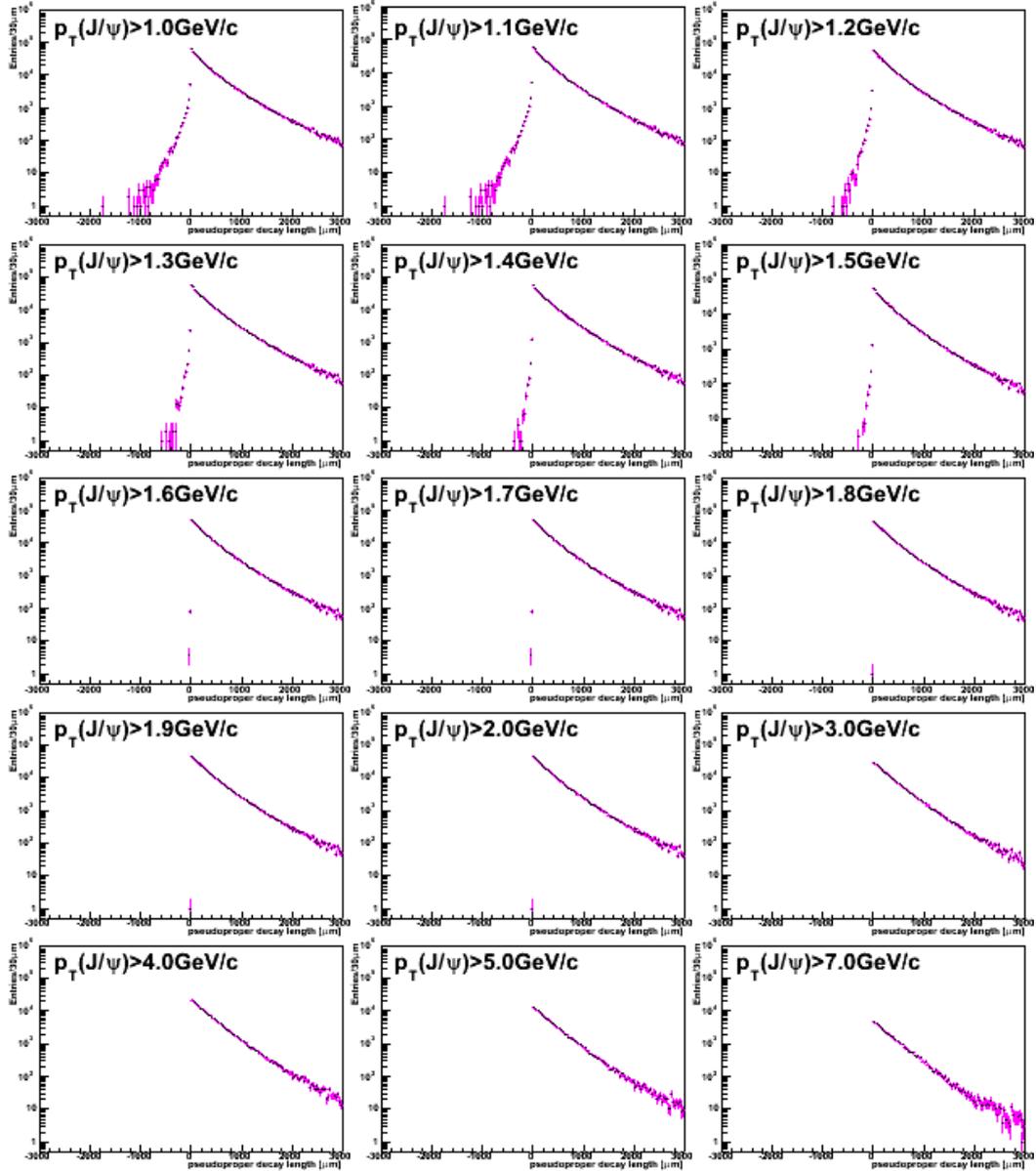


Figura 4.4: Distribuzioni della variabile  $x$  per  $J/\psi$  non-prompt in funzione del  $p_T$  minimo delle  $J/\psi$ , estratte da simulazioni Monte Carlo considerando solo la pura cinematica.

sa dall'adrone beauty che decade in una  $J/\psi$ . La coda bassa negativa invece ha origine da  $J/\psi$  di basso momento trasverso che possono avere un angolo di apertura ("opening-angle") rispetto alla direzione di volo del B maggiore di  $\pi/2$ . Questa coda bassa, che come si vede riguarda piccole lunghezze di decadimento e che è presente nella pura cinematica viene rimarcata quando si introducono gli effetti di risoluzione sperimentale. Dalla figura 4.4 si vede che questa componente negativa delle  $x$  viene praticamente rimossa per  $p_T(J/\psi) > 2$  GeV/ $c$ .

La funzione  $F_B(x)$  che descrive in maniera completa la distribuzione delle  $J/\psi$  non-prompt ricostruite risulta essere uguale a:

$$F_B^{type}(x) = \chi'_B(x) \otimes R_{type}(x - x') \quad (4.12)$$

ovvero bisogna aggiungere alla funzione Monte Carlo  $\chi'_B(x)$  il contributo introdotto dalla risoluzione sperimentale attraverso il prodotto di convoluzione con la funzione utilizzata per descrivere le  $J/\psi$  prompt. Essendo  $F_B(x)$  riferita alla distribuzione delle ricostruite non-prompt, essa dipenderà dal tipo di candidata (FF,FS,SS) attraverso la funzione di risoluzione  $R_{type}(x)$ .

### 4.3.3 Parametrizzazione del fondo combinatorio

La forma funzionale utilizzata per descrivere il fondo combinatorio relativamente alla distribuzione delle  $x$  richiede una parametrizzazione alquanto complicata per tenere in conto tutti i vari contributi, alcuni dei quali non sono noti a priori:

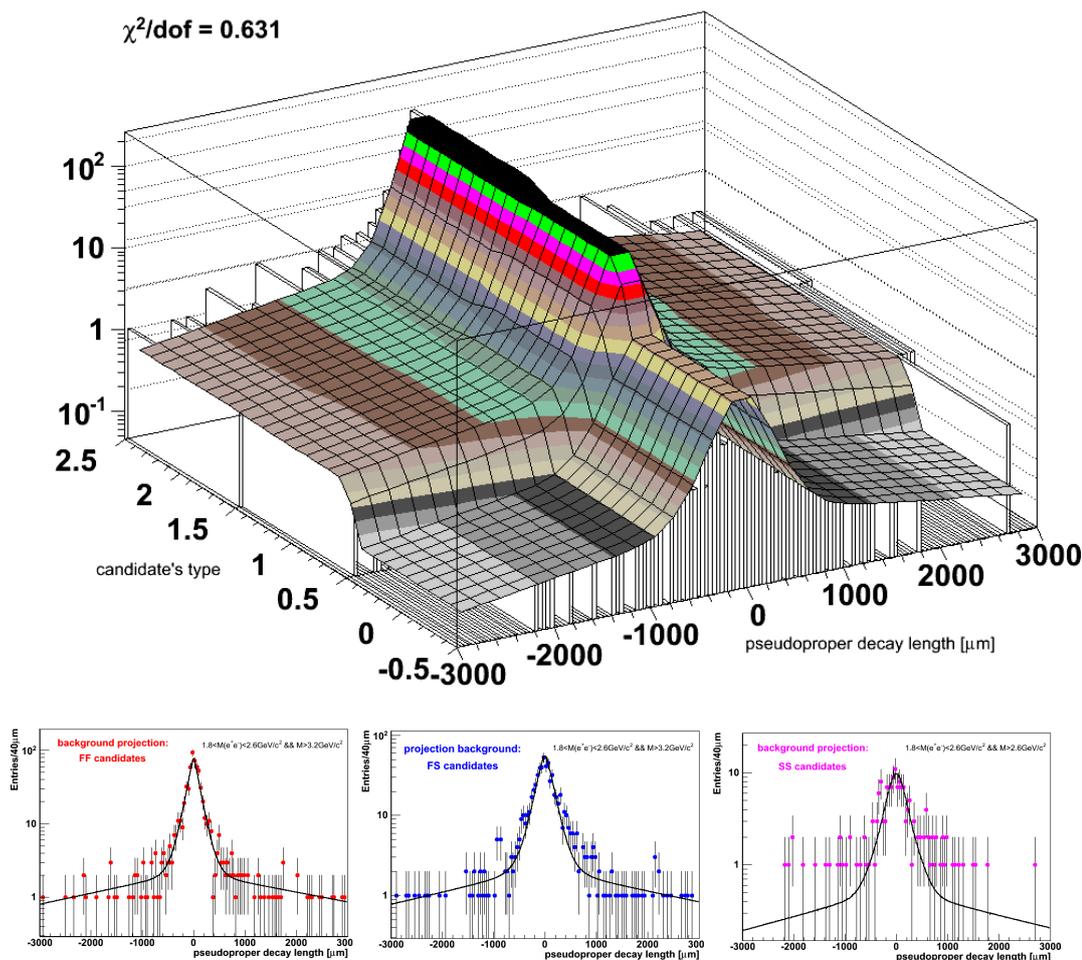
$$\begin{aligned} F_{Bkg}^{type}(x) &= (1 - f_+ - f_- - f_{sym})R_{type}(x) + \\ &+ \frac{f_+}{\lambda_+} e^{-\frac{x'}{\lambda_+}} \theta(x') \otimes R_{type}(x' - x) + \\ &+ \frac{f_-}{\lambda_-} e^{-\frac{x'}{\lambda_-}} \theta(-x') \otimes R_{type}(x' - x) + \\ &+ \frac{f_{sym}}{2\lambda_{sym}} e^{-\frac{|x'|}{\lambda_{sym}}} \otimes R_{type}(x' - x) \end{aligned} \quad (4.13)$$

dove  $\theta(x)$  è la funzione gradino,  $\lambda_+$ ,  $\lambda_-$  e  $\lambda_{sym}$  rappresentano le pendenze degli esponenziali che descrivono la coda positiva, negativa e la parte centrale simmetrica della distribuzione,  $f_+$ ,  $f_-$  e  $f_{sym}$  sono i pesi relativi delle parti positiva, negativa e simmetrica rispettivamente. Tutte i singoli contributi che compaiono nella funzione di fondo, a meno dei pesi relativi, sono normalizzate

all'unità su tutto il range di  $x$ . Questo garantisce che la combinazione delle stesse con i pesi considerati in 4.14 abbia ancora normalizzazione pari ad uno. La funzione che descrive il fondo combinatorio risulta pertanto composta da quattro diverse parti, di cui una proporzionale alla funzione di risoluzione e le altre tre sono delle convoluzioni di esponenziali con la funzione di risoluzione. La funzione per il fondo combinatorio è fissata sulla distribuzione delle  $x$  per candidate ricostruite fuori dalla regione di segnale (regione delle "sidebands"). In particolare si considera la distribuzione della  $x$  nella regione di massa invariante  $1.8 < m_{e^+e^-} < 2.6 \text{ GeV}/c^2 \cup m_{e^+e^-} > 3.2 \text{ GeV}/c^2$ . La parte positiva della distribuzione di fondo è necessaria per modellare il contributo dovuto alle coppie di elettroni-positroni provenienti dalle catene di decadimento di adroni beauty (quali ad esempio  $b \rightarrow ce^- + X$ ,  $c \rightarrow e^+ + X$ ). Le parti negativa e simmetrica vengono aggiunte nella parametrizzazione della funzione del fondo combinatorio per tenere in considerazione anche contributi che hanno origine non nota.

I parametri del fondo combinatorio sono fissati, come abbiamo anticipato, sulla distribuzione delle  $x$  presa nella regione delle "sidebands": la forma funzionale del fondo combinatorio tuttavia contiene la funzione di risoluzione che risulta dipendere dai vari tipi di candidata che entrano nel fit di massima verosimiglianza. La risoluzione è già stata fissata attraverso il fit sulla distribuzione  $x$  delle  $J/\psi$  prompt ricostruite (per ciascun tipo di candidata FF, FS e SS), pertanto per fissare completamente il fondo bisogna determinare gli altri sei parametri, ovvero le tre pendenze degli esponenziali ( $\lambda_+$ ,  $\lambda_-$  e  $\lambda_{sym}$ ) e i tre pesi relativi dei vari contributi del fondo ( $f_+$ ,  $f_-$  e  $f_{sym}$ ). Per fare ciò è necessario effettuare un fit bidimensionale sulle variabili  $type$  (che assume valori discreti FF, FS e SS) e la distribuzione  $x$  nella regione delle "sidebands". Il risultato di questa procedura è mostrato nella figura 4.5 in alto: dalla figura si notano le tre diverse distribuzioni in  $x$ , mentre sull'asse  $y$  varia il tipo di candidata.

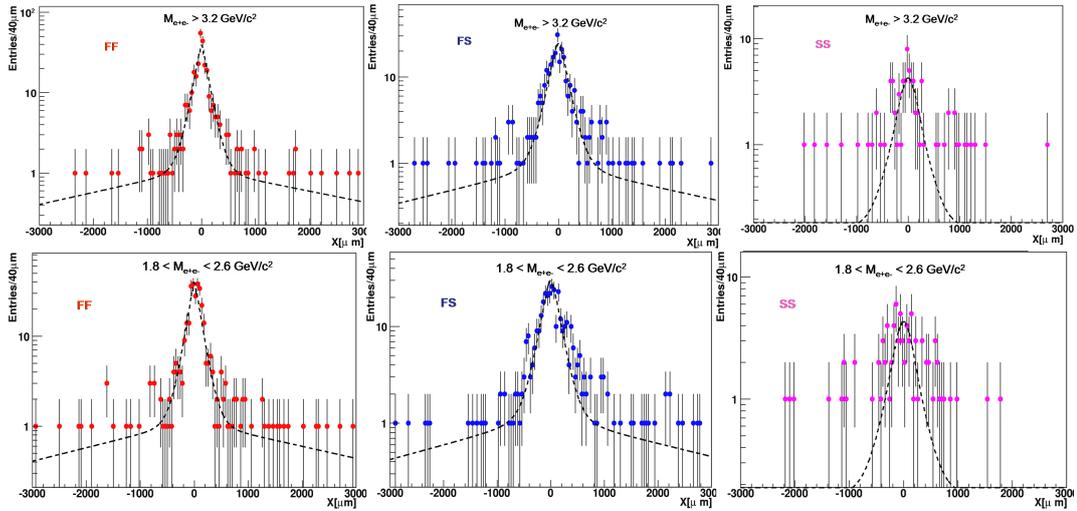
In pratica quello che si fa è considerare le tre distribuzioni della variabile  $x$  nelle sidebands relative a ciascun tipo di candidata e fittarle simultaneamente con la funzione definita in 4.14, in cui la risoluzione assumerà i parametri corrispondenti al tipo di candidata considerata per ciascuna delle tre distribuzioni. La dipendenza della funzione fondo dal tipo di candidata è pertanto solo attraverso la funzione di risoluzione, mentre gli altri parametri rimanenti ( $\lambda_{\pm, sym}$ ,  $f_{\pm, sym}$ ) saranno gli stessi per tutti i tipi di candidata. Le tre distribuzioni del fondo combinatorio per ciascun tipo di candidata sono mostrate nella figura 4.5 in basso, in particolare i casi FF, FS e SS passando da sinistra a destra. Su ciascuna delle tre distribuzioni sono inoltre sovrapposte le proiezioni della funzione del fondo rispettivamente per ciascun tipo di candidata. Nel fit di massima verosimiglianza i parametri del fondo sono stati tutti



**Figura 4.5:** In alto: risultato del fit bidimensionale utilizzato per fissare la forma del fondo combinatoriale. I parametri caratteristici del fondo vengono fissati simultaneamente per tutti i tipi di candidata. In basso: proiezioni sull'asse x del fit bidimensionale effettuato sulla distribuzione delle variabili x e type dalle sidebands, per i diversi valori assunti da type: in particolare le proiezioni si riferiscono a candidate FF, FS e SS muovendosi da sinistra a destra.

fissati. Il fit è stato ripetuto comunque anche lasciando liberi i pesi relativi tra i vari contributi nella 4.14 ( $f_{\pm, \text{sym}}$ ) trovando dei risultati compatibili entro gli errori statistici. Si è scelto tuttavia di fissare per la determinazione finale di  $f_B$  i pesi del fondo in quanto lasciando più parametri liberi nel fit di massima verosimiglianza si ottiene un errore statistico più grande (la differenza è minima nel caso integrato, apprezzabile nel caso in cui il fit è fatto in bin di  $p_T$ ).

Abbiamo visto che il fondo combinatorio è composto da differenti contributi: potrebbe essere interessante valutare se può esserci una dipendenza della forma dello stesso dalla regione di massa invariante selezionata. Ciascuna regione di massa infatti potrebbe essere sensibile a diverse sorgenti (alcune delle quali non sono note) che compongono il fondo combinatorio. Per questo si è provato a considerare separatamente le distribuzioni della variabile  $x$  per  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$  nelle regioni di massa invariante “bassa” ( $1.8 < M_{e^+e^-} < 2.6$  GeV/ $c^2$ ) e “alta” ( $M_{e^+e^-} > 3.2$  GeV/ $c^2$ ). Le distribuzioni relative alle regioni alta e bassa sono riportate in figura 4.6 (rispettivamente in alto e in basso).



**Figura 4.6:** Distribuzioni della  $x$  nella regione delle “sidebands”, in particolare  $M > 3.2$  GeV/ $c^2$  in alto e  $1.8 < M < 2.6$  GeV/ $c^2$  in basso, per i diversi tipi di candidata. Sulle distribuzioni sono inoltre mostrate le proiezioni della funzione del fondo ottenuta attraverso il fit bidimensionale descritto nel testo.

Le distribuzioni sono state inoltre separate considerando i diversi tipi di candidata (FF, FS e SS da sinistra a destra) e su ciascuna distribuzione sono sovrapposte (a meno di una costante di normalizzazione) le proiezioni della funzione fondo determinata attraverso il fit bidimensionale di figura 4.5. Come si vede dalla figura non si nota una dipendenza sostanziale della for-

ma delle distribuzioni  $x$  dalla regione di massa invariante, in particolare le distribuzioni sembrano abbastanza simmetriche in entrambi i casi, e compatibili con la forma ottenuta con il fit bidimensionale (escludendo le candidate di tipo SS). Attraverso studi sul Monte Carlo si è appurato tuttavia che la coda positiva della distribuzione nelle sidebands (che si origina dalle catene di decadimento di adroni  $b$ ) diventa più rilevante ad alti impulsi trasversi: questo si concretizza nel fatto che al crescere del  $p_T$  la distribuzione delle sidebands diventa progressivamente più asimmetrica (questo si è osservato anche sui dati, si veda per esempio la figura 4.16). Ciò potrebbe determinare il fatto che ad alti  $p_T$  le distribuzioni della  $x$  prese separatamente nella regione di bassa e alta massa invariante potrebbero essere diverse. Data la bassa statistica (specialmente nella regione ad alti  $p_T$ ) tale tipo di studio non è realizzabile in differenti intervalli di impulso trasverso.

#### 4.3.4 Parametrizzazione della distribuzione di massa invariante

In questo paragrafo descriveremo come è stata parametrizzata la distribuzione di massa invariante sia per la parte di segnale che per la descrizione del fondo combinatorio.

La parte di segnale, che si riferisce a  $J/\psi$  prompt e secondarie, viene descritta dalla funzione Cristal-Ball [149], il cui nome deriva dal calorimetro elettromagnetico, situato a SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), di un esperimento in cui fu per la prima volta introdotta<sup>4</sup>. La funzione Cristal Ball è descritta dalla seguente forma funzionale:

$$M_{Sig}(e^+e^-)(m_{e^+e^-}; \alpha, n, \bar{m}, \sigma) = \begin{cases} N \cdot e^{-\frac{(m_{e^+e^-} - \bar{m})^2}{2\sigma^2}} & \frac{m_{e^+e^-} - \bar{m}}{\sigma} > -\alpha \\ N \cdot A \cdot \left(B - \frac{m_{e^+e^-} - \bar{m}}{\sigma}\right)^{-n} & \frac{m_{e^+e^-} - \bar{m}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4.14)$$

dove  $A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot e^{\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)}$ ,  $B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$  e  $N$  è una costante di normalizzazione. Come si vede quindi la funzione Cristal Ball è composta fondamentalmente da una Gaussiana con l'aggiunta di un termine di tipo potenza per descrivere la coda bassa della distribuzione. Tale parametrizzazione è utile per descrivere la distribuzione della massa invariante delle coppie  $e^+e^-$ , in quanto proprio la particolare forma asimmetrica dovuta alla bassa coda permette di descrivere la perdita di energia per bremsstrahlung degli elettroni. Nella distribuzione di massa invariante del segnale non si distingue tra

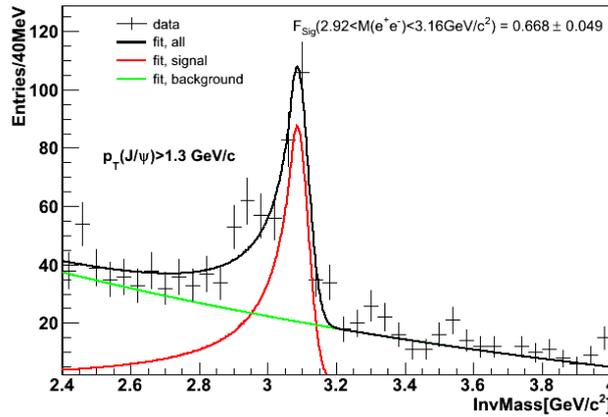
<sup>4</sup>Questa funzione fu utilizzata per descrivere la funzione di risposta del calorimetro elettromagnetico Cristal Ball, misurata attraverso lo scattering Bhabha  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .

$J/\psi$  prompt e secondarie in quanto queste sono descritte dalla stessa forma funzionale.

Per quanto riguarda il fondo combinatorio questo è stato parametrizzato attraverso una funzione esponenziale:

$$M_{Bkg}(e^+e^-)(m_{e^+e^-}; a, b) = N \cdot e^{-\frac{m_{e^+e^-}}{b} - a} \quad (4.15)$$

dove  $N$  è la costante di normalizzazione. Inoltre si è utilizzata come parametrizzazione alternativa per il fondo (utilizzata poi per stimare il sistematico) la stessa forma esponenziale in 4.15 con l'aggiunta di un termine costante, trovando dei risultati compatibili (in termini di segnale, frazione di segnale e significatività statistica). Attraverso il fit unidimensionale (in cui sono lasciati liberi tutti i parametri) della distribuzione di massa invariante nella regione  $2.4 < M(e^+e^-) < 4$  GeV/ $c^2$  si fissano i parametri delle forme relative al segnale ed al fondo simultaneamente.

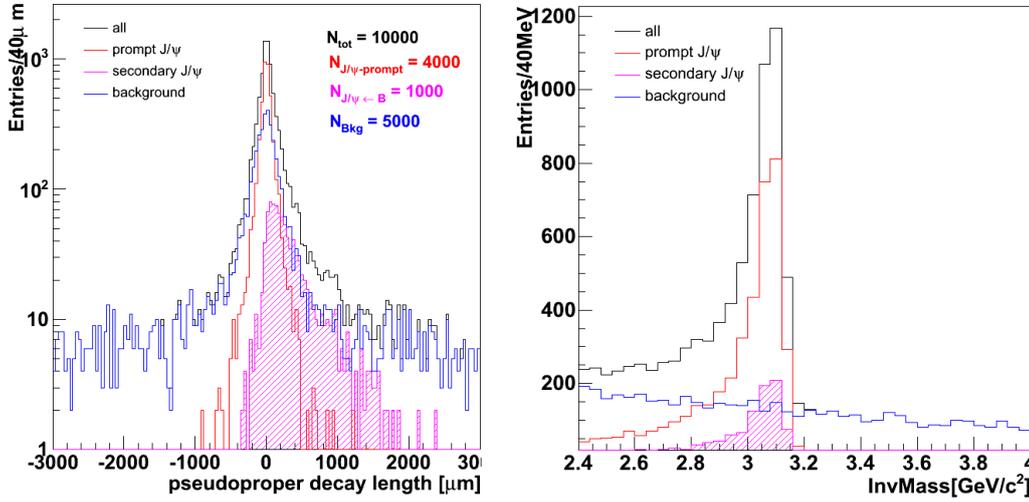


**Figura 4.7:** Distribuzione di massa invariante per candidate selezionate con i tagli ultimi dell'analisi. La funzione in nero sovrapposta è il risultato del fit che utilizza una combinazione della funzione che descrive il segnale (in rosso) e di quella relativa al fondo combinatoriale (in verde).

Il risultato di tale fit è mostrato nella figura 4.7: nel fit di massima verosimiglianza i parametri che definiscono la forma del segnale e del fondo verranno fissati ai valori ottenuti da questo fit unidimensionale (solo le forme in quanto le normalizzazioni assolute delle funzioni  $M_{Sig}(e^+e^-)$  e  $M_{Bkg}(e^+e^-)$  sono sempre pari all'unità).

## 4.4 Test del metodo sul Monte Carlo

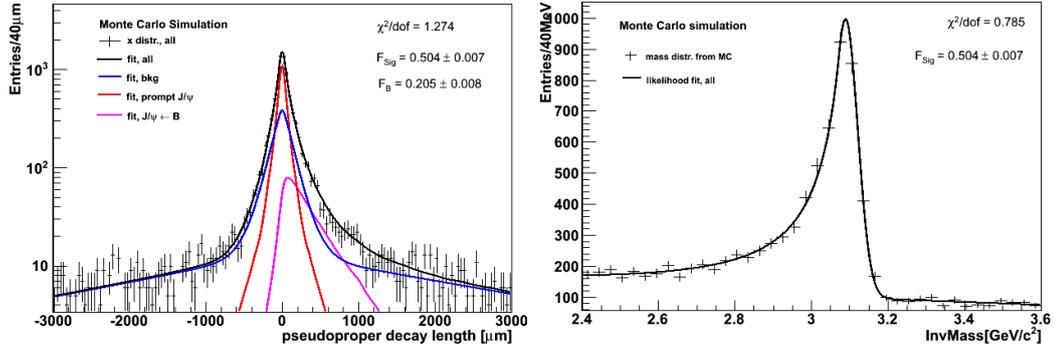
Prima di mostrare i risultati ottenuti sui dati sperimentali mostriamo alcuni test effettuati su simulazioni Monte Carlo al fine di convalidare il metodo del fit. Il metodo utilizzato consiste nell'effettuare il test del fit di massima verosimiglianza su uno o più campioni Monte Carlo generati ad hoc, di cui a priori conosciamo le frazioni di  $J/\psi$  prompt,  $J/\psi$  secondarie e fondo combinatorio. Il campione utilizzato per il fit viene generato in maniera statistica, in particolare il punto di partenza sono le funzioni utilizzate per descrivere la distribuzione in  $x$  per le  $J/\psi$  prompt, secondarie e fondo combinatorio fissate come descritto nei paragrafi precedenti.



**Figura 4.8:** Distribuzioni generate della variabile  $x$  (sinistra) e della massa invariante (destra) per  $J/\psi$  prompt, secondarie e fondo combinatoriale, corrispondenti a dei valori di  $f_{\text{Sig}}=0.50$  e  $f_{\text{B}}=0.20$ .

Per la parte relativa alla distribuzione della massa invariante è sufficiente separare la distribuzione del fondo e del segnale (in quanto  $J/\psi$  prompt e secondarie hanno la stessa distribuzione per la variabile  $m_{e^+e^-}$ ). Sono state pertanto generate delle terne di valori ( $x$ ,  $m_{e^+e^-}$ , type) secondo le funzioni di distribuzione della variabile  $x$  e della massa invariante corrispondenti ai vari contributi (prompt, secondarie, fondo). La statistica del campione generato è di un ordine di grandezza più grande rispetto a quella osservata nei dati, ovvero circa 10000 candidate nella regione di massa invariante 2.4-4  $\text{GeV}/c^2$ . Sono state considerate le diverse forme funzionali a seconda del tipo di candidata, ed anche le frazioni di candidate per ciascun tipo FF, FS e SS sono state generate negli stessi rapporti osservati sui dati (49% FF, 41% FS, 10% SS). I valori della frazione di segnale nella regione di massa invariante 2.4-

$4\text{GeV}/c^2$  e la frazione di  $J/\psi$  da beauty sono state assunte pari a  $f_{\text{Sig}}=0.50$ ,  $f_{\text{B}}=0.20$ . Tutte le terne  $(x, m_{e^+e^-}, \text{type})$  di valori così generati sono accorpate in un unico campione<sup>5</sup> che è dato in input all’algoritmo che eseguirà il fit di massima verosimiglianza. La figura 4.8 mostra le distribuzioni generate della variabile  $x$  (sinistra) e della massa invariante (destra). Le varie distribuzioni colorate in entrambe le figure rappresentano i diversi contributi di prompt, secondarie e fondo combinatorio mentre la distribuzione nera rappresenta la distribuzione finale, somma di tutti i contributi. Nella procedura del fit di massima verosimiglianza tutti i parametri della funzione definita in 4.3 sono fissati fatta eccezione delle frazioni di segnale  $f_{\text{Sig}}$  e  $f_{\text{B}}$  definite in 4.4 e 4.5 rispettivamente. Il fit di massima verosimiglianza è stato ripetuto considerando diverse coppie di valori iniziali ( $f_{\text{B}}$  e  $f_{\text{Sig}}$ ) verificando che il risultato del fit di massima verosimiglianza è indipendente da tale scelta.

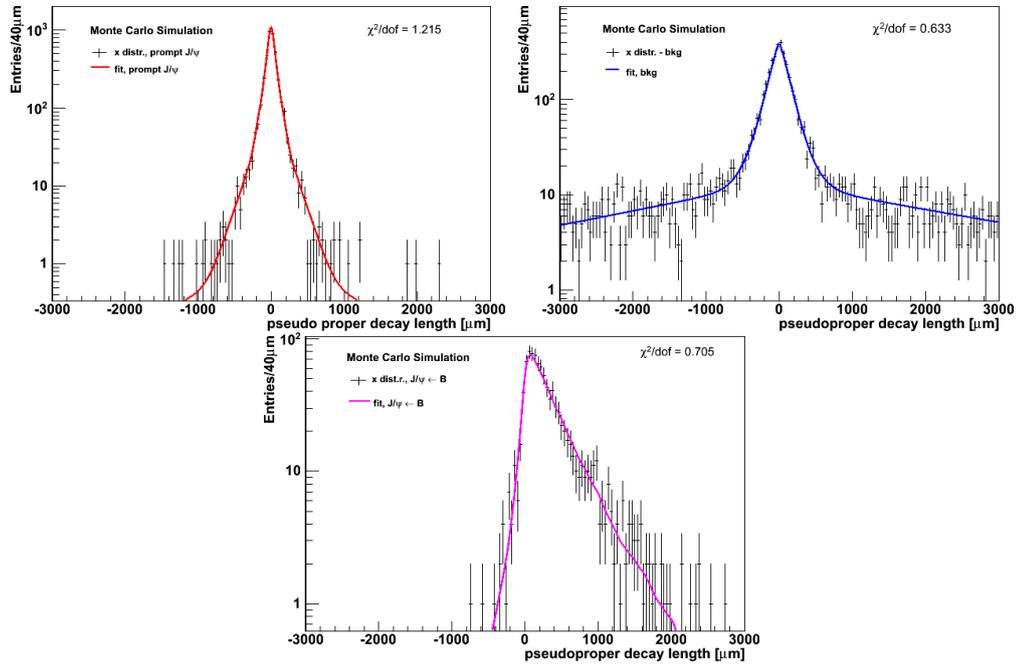


**Figura 4.9:** Risultati del fit di massima verosimiglianza effettuato sul campione Monte Carlo, in particolare sono mostrate le proiezioni della funzione likelihood (4.3) sull’asse relativo alla variabile  $x$  (sinistra) e massa invariante (destra) sovrapposte (a meno di una costante moltiplicativa) alle distribuzioni totali di  $x$  e massa invariante. Per la proiezione relativa alla variabile  $x$  sono riportate anche le proiezioni relative alle varie componenti di segnale e fondo che entrano nella funzione likelihood scalate secondo le frazioni di  $f_{\text{Sig}}$  e  $f_{\text{B}}$  ottenute dal fit di massima verosimiglianza.

La figura 6 mostra il risultato ottenuto in uno di tali test: in particolare sono mostrate le proiezioni della funzione likelihood ottenuta dal fit (i cui parametri  $f_{\text{Sig}}$  e  $f_{\text{B}}$  sono quelli finali provenienti dal fit) sugli assi relativi alla variabile  $x$  (sinistra) e massa invariante (destra). La curva nera rappresenta la funzione likelihood sovrapposta alle distribuzioni di  $x$  e massa invariante (il valore del  $\chi^2/\text{dof}$  in figura si riferisce a tale proiezione). Nella figura sinistra

<sup>5</sup>In ROOT questo tipo di contenitore è costituito da un oggetto denominato “TNtuple”. Per il fit di massima verosimiglianza l’uso di tale contenitore è indispensabile visto che il fit utilizza le distribuzioni delle variabili  $x$ ,  $m$  e  $\text{type}$  non binnate.

sono presenti anche le proiezioni della funzione di risoluzione per descrivere le prompt, la funzione che descrive le secondarie e il fondo combinatorio. Queste funzioni sono scalate rispetto alla curva totale secondo le frazioni di  $f_B$  e  $f_{\text{Sig}}$  ottenute come risultato dal fit di massima verosimiglianza. Tutte le funzioni mostrate in figura nella parte sinistra (compresa ovviamente quella totale) dipendono in principio dal tipo di candidata: in pratica le funzioni mostrate in figura sono una combinazione delle tre funzioni (relative ai tipi FF, FS e SS) ciascuna pesata dalla frazione di candidate di quel determinato tipo osservata dai dati<sup>6</sup>.



**Figura 4.10:** Proiezioni delle diverse funzioni che contribuiscono a definire la funzione likelihood sulle rispettive distribuzioni generate: in particolare sono mostrati i risultati per le  $J/\psi$  prompt (in alto, sinistra), fondo combinatorio (in alto, destra) e  $J/\psi$  secondarie (in basso).

Sulla parte sinistra della figura 6 sono inoltre riportati i valori di  $f_{\text{Sig}}$  e  $f_B$  con i rispettivi errori ottenuti dalla procedura del fit di massima verosimiglianza: si nota che i risultati ottenuti sono compatibili entro una sigma con i valori di input fissati per  $f_B$  e  $f_{\text{Sig}}$ . La figura 4.10 mostra le proiezioni delle diverse

<sup>6</sup>Per essere più precisi, ad esempio la funzione di risoluzione mostrata in figura è ottenuta attraverso la combinazione  $R(x) = w_{FF}R_{FF}(x) + w_{FS}R_{FS}(x) + w_{SS}R_{SS}(x)$ , dove i pesi  $w_{FF}$ ,  $w_{FS}$  e  $w_{SS}$  sono le frazioni relative ai tipi di candidata osservate sui dati. La stessa combinazione è fatta per tutte le funzioni mostrate in figura.

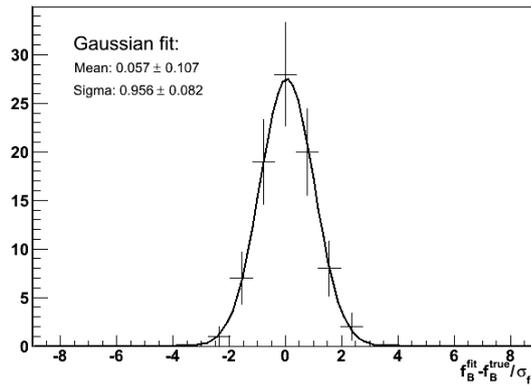
funzioni che compaiono in figura 6 sulle rispettive distribuzioni generate di  $J/\psi$  prompt,  $J/\psi$  secondarie e fondo combinatorio. Il test è stato ripetuto diverse volte, cambiando i parametri di  $f_B$  e  $f_{\text{Sig}}$  in input, la forma delle funzioni e le frazioni dei vari tipi di candidate trovando in tutti i casi una conferma della correttezza dell’algoritmo utilizzato.

#### 4.4.1 Verifica del valore centrale e dell’errore statistico

Per una verifica più quantitativa, il fit di massima verosimiglianza è stato ripetuto generando un centinaio di campioni aventi la stessa statistica osservata sui dati per  $p_T > 1.3$  GeV/ $c$  (circa 1000 candidate), gli stessi valori di  $f_B$  e  $f_{\text{Sig}}$  ottenuti effettuando il fit di massima verosimiglianza sui dati ( $f_B = 0.15$ ,  $f_{\text{Sig}} = 0.33$ ). In particolare questa procedura ci permetterà di verificare se la stima del valore centrale di  $f_B$ , come anche l’errore statistico su tale quantità, ricavati dal fit di massima verosimiglianza sono consistenti. La quantità che si considera per stimare la bontà del risultato del fit per  $f_B$  è denominata “pull” ed è definita nel seguente modo:

$$pull = \frac{f_B^{fit} - f_B^{true}}{\sigma_{f_B}^{fit}} \quad (4.16)$$

Se la procedura del fit di massima verosimiglianza è consistente la distribuzione di questa variabile è attesa essere di tipo Gaussiano con media zero e larghezza unitaria.



**Figura 4.11:** Distribuzione della variabile pull (definita nel testo) per la quantità  $f_B$  ottenuta dal fit di massima verosimiglianza effettuato sui campioni Monte Carlo generati attraverso la procedura descritta nel testo.

La figura 4.11 mostra la distribuzione di tale quantità valutata sui campioni Monte Carlo generati con la procedura descritta in alto. Dalla figura si nota come sia la media della distribuzione che la sigma sono (entro gli errori) compatibili con i valori attesi.

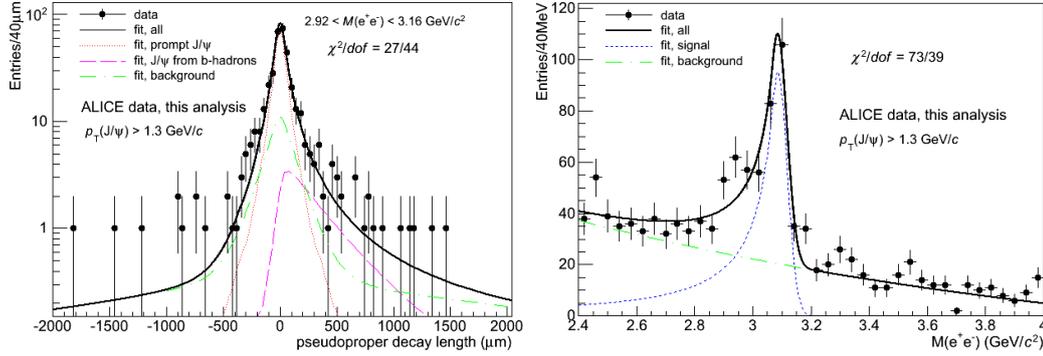
## 4.5 Risultati

In questa sezione si riportano i risultati riguardanti la misura di  $f_B$  effettuata sui dati protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Il campione considerato è lo stesso utilizzato per l'analisi delle inclusive, pertanto comprende la statistica dell'intero anno 2010, pari circa a 350 milioni di eventi selezionati con un trigger minimum-bias. Si riporteranno in particolare i risultati relativi alla misura di  $f_B$  integrata in  $p_T$  a partire da  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$  (ed anche nell'intervallo  $1.3 < p_T(J/\psi) < 7$  GeV/ $c$ ), e la misura di  $f_B$  in diversi bin di  $p_T(J/\psi)$ . È opportuno specificare il motivo per cui si è scelta una tale determinazione di  $f_B$  (integrata e differenziale in  $p_T(J/\psi)$ ). Attraverso la misura di  $f_B$  è possibile risalire alla misura della sezione d'urto di  $J/\psi$  prompt e non-prompt, e in particolare queste ultime ci permettono di determinare la sezione d'urto di produzione di adroni beauty. Nel caso pratico le determinazioni per entrambe le sezioni d'urto possono essere fatte nel caso in cui  $f_B$  viene misurato nell'intero intervallo di  $p_T$ , questo in quanto la statistica per  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$  è sufficiente a garantire sulle misure errori statistici ragionevoli. La misura di  $f_B$  differenziale in bin di  $p_T$  sarà utilizzata soltanto per determinare la sezione d'urto di produzione di  $J/\psi$  prompt: gli errori statistici infatti sono elevati su  $f_B$  e questo peggiora l'incertezza statistica soprattutto la misura della sezione d'urto non-prompt (come vedremo meglio nel paragrafo 4.7).

### 4.5.1 Misura di $f_B$ integrata in $p_T$

La misura della frazione di  $J/\psi$  provenienti da adroni beauty  $f_B$  è stata determinata per  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$ , limite inferiore che corrisponde, come abbiamo visto, al valore ottimale per garantire una risoluzione accettabile senza perdere eccessivamente in termini di statistica. Nella figura 4.12 riportiamo i risultati del fit di massima verosimiglianza, in particolare sono mostrate le proiezioni della funzione likelihood sugli assi relativi alla variabile  $x$  (sinistra) e massa invariante (destra) evidenziando i diversi contributi relativi alle funzioni di segnale e fondo.

Il valore di  $f'_B$  (ovvero non ancora corretto per accettazione ed efficienza) ottenuto dal fit di massima verosimiglianza è pari a:



**Figura 4.12:** Proiezioni della funzione likelihood sugli assi relativi alla variabile  $x$  (sinistra) e massa invariante (destra) per  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$  e  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ . Nelle figure sono evidenziati i diversi contributi relativi alle funzioni di segnale e fondo.

$$f'_B = 0.153 \pm 0.038(stat) \quad (4.17)$$

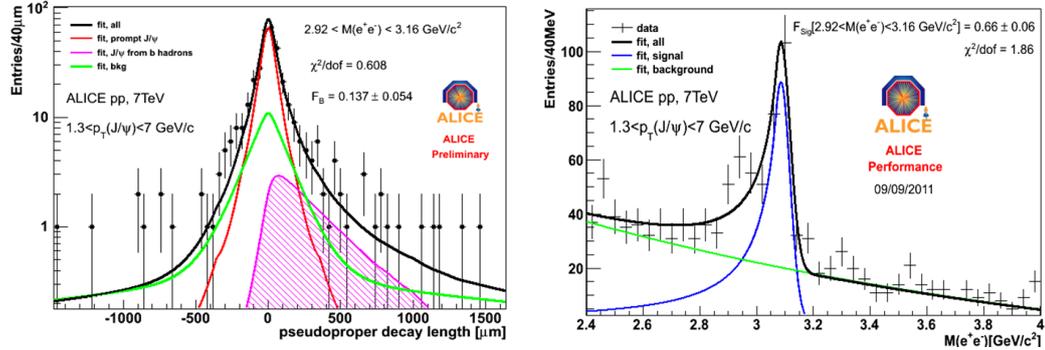
trovando un valore della frazione di segnale nella regione sotto al picco ( $2.92 < m_{e^+e^-} < 3.16$  GeV/ $c^2$ ) pari a  $f_{Sig} = 0.687 \pm 0.041$  compatibile con il valore ottenuto attraverso il fit unidimensionale con  $\chi^2$  mostrato in figura 4.7. La correzione di accettazione ed efficienza va applicata attraverso la formula 4.7, in particolare da simulazioni Monte Carlo si trova che il valore del rapporto  $R = \langle A \times \varepsilon \rangle_B / \langle A \times \varepsilon \rangle_p = 1.0325$ , pertanto applicando la suddetta formula si ottiene:

$$f_B[p_T(J/\psi) > 1.3 GeV/c] = 0.149 \pm 0.037 - 0.027 + 0.018(syst)_{-0.021(\lambda_{HE}=+1)}^{+0.025(\lambda_{HE}=-1)}$$

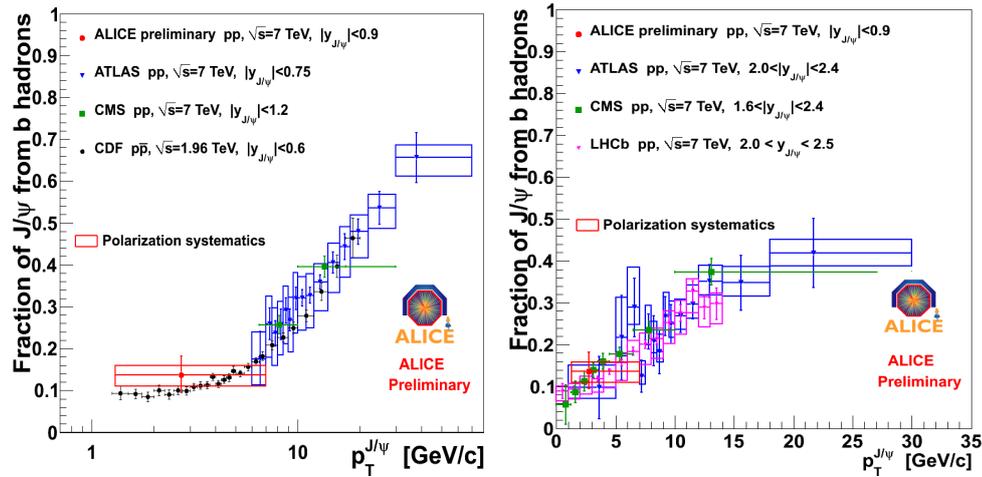
Nel valore precedente di  $f_B$  è riportato anche il valore dell'errore sistematico. Tale valore non include la polarizzazione, che è quotata separatamente considerando il sistema di riferimento in cui il contributo è maggiore. Tutti i contributi sistematici considerati ed il modo in cui essi sono stati valutati, inclusa la polarizzazione, saranno spiegati nel dettaglio nel paragrafo 4.6. Il valore di  $f_B$  ottenuto per  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$  è utile come abbiamo già anticipato per stimare sezioni d'urto prompt e non-prompt nello stesso intervallo di momento trasverso.

La misura di  $f_B$  è stata determinata anche nell'intervallo di momento trasverso  $1.3 < p_T(J/\psi) < 7$  GeV/ $c$ , per poter fare un confronto con i risultati ottenuti dagli altri esperimenti di LHC.

Il risultato è mostrato nella figura 4.13, relativamente alle proiezioni del fit di massima verosimiglianza sugli assi  $x$  (a sinistra) e massa invariante (a destra). Il valore di  $f_B$  corretto per accettazione ed efficienza (in particolare



**Figura 4.13:** Proiezioni della funzione likelihood sugli assi relativi alla variabile  $x$  (sinistra) e massa invariante (destra) per  $1.3 < p_T(J/\psi) < 7$  GeV/c e  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ . Nelle figure sono evidenziati i diversi contributi relativi alle funzioni di segnale e fondo.



**Figura 4.14:** Sinistra: andamento di  $f_B$  in funzione dell'impulso trasverso della  $J/\psi$  per le misure di  $f_B$  a rapidità centrale. In particolare è mostrato il confronto con i risultati di CMS [14] e ATLAS [15] a rapidità centrale, alla stessa energia nel centro di massa  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Sono mostrati anche i risultati relativi all'esperimento CDF ( $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV,  $|y_{J/\psi}| < 0.6$ ) [6]. Le barre di errore rappresentano la somma in quadratura di errore statistico e sistematico; l'errore dovuto al grado di polarizzazione è mostrato separatamente con i rettangoli. Destra: confronto coi risultati relativi agli altri esperimenti, in particolare CMS [14], ATLAS [15] e LHCb [13] a rapidità in avanti. La rappresentazione degli errori è la stessa della figura a sinistra.

il valore non corretto  $f'_B = 0.140 \pm 0.038$  e il fattore  $R = 1.0221$  per  $1.3 < p_T(J/\psi) < 7$  GeV/c vale:

$$f_B[1.3 < p_T(J/\psi) < 7 \text{ GeV}/c] = 0.137 \pm 0.037(\text{stat}) - 0.025 + 0.018(\text{syst})_{-0.021(\lambda_{HE}=+1)}^{+0.027(\lambda_{HE}=-1)}$$

La figura 4.14 mostra il confronto della misura integrata di  $f_B$  ottenuta dall'esperimento ALICE ( $1.3 < (p_T(J/\psi) < 7$  GeV/c,  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ ) con i risultati ottenuti dagli altri esperimenti di LHC nella regione a rapidità centrale [14, 15, 6] (sinistra) e in avanti [14, 15, 13] (destra). Le barre di errore in entrambe le figure rappresentano la somma in quadratura di errore statistico e sistematico; la polarizzazione è mostrata separatamente attraverso il rettangolo (questo contributo non è quotato per LHCb e CDF). Dalla figura si nota come, a rapidità centrale, la misura di ALICE è l'unica di LHC che riesce a raggiungere la regione a bassi impulsi trasversi.

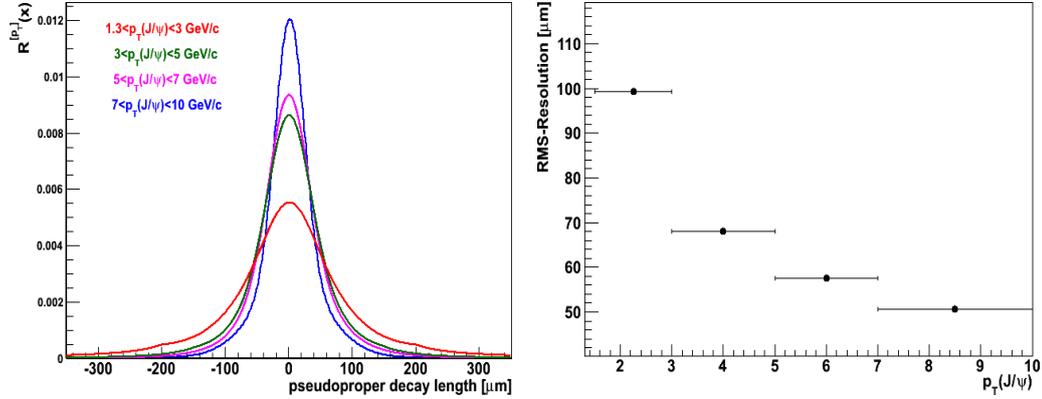
#### 4.5.2 Misura di $f_B$ in intervalli di impulso trasverso

La procedura del fit di massima verosimiglianza per la stima di  $f_B$  è stata ripetuta considerando i seguenti bin di impulso trasverso: 1.3-3, 3-5, 5-7, 7-10 GeV/c. Nell'intervallo di impulso  $p_T > 1.3$  GeV/c ci sono circa 1200 candidate di tipo FF e FS nell'intero intervallo di massa invariante (2.4-4 GeV/c<sup>2</sup>). Nella regione a bassi impulsi la statistica è maggiore ma d'altra parte il contributo del fondo combinatorio è più alto (ovvero la frazione di segnale  $f_{\text{Sig}}$  è più bassa), mentre nella regione ad alti  $p_T$  la statistica è sicuramente più bassa però il contributo del fondo combinatorio è meno importante.

Nei diversi intervalli di  $p_T$  le funzioni di risoluzione, le distribuzioni template Monte Carlo per la descrizione delle  $J/\psi$  non-prompt e la forma del fondo combinatorio sono stati rivalutati con le stesse tecniche utilizzate nel caso integrato in  $p_T$ .

Le funzioni di risoluzione sono state fissate (per ciascun tipo di candidata FF, FS e SS) in ciascun bin di  $p_T$ : la figura 4.15 (sinistra) mostra le funzioni di risoluzione (normalizzate) relative a ciascun bin di  $p_T$ . In particolare tali funzioni sono una combinazione lineare delle risoluzioni  $R_{FF}^{[p_T]}(x)$  e  $R_{FS}^{[p_T]}(x)$  pesate attraverso le frazioni di candidate di tipo FF e FS trovate sui dati (ovvero  $R^{[p_T]} = w_{FF}R_{FF}^{[p_T]}(x) + w_{FS}R_{FS}^{[p_T]}(x)$ ). Nella parte destra della stessa figura 4.15 sono mostrate le larghezze (RMS) di tali funzioni in funzione del bin di impulso trasverso considerato.

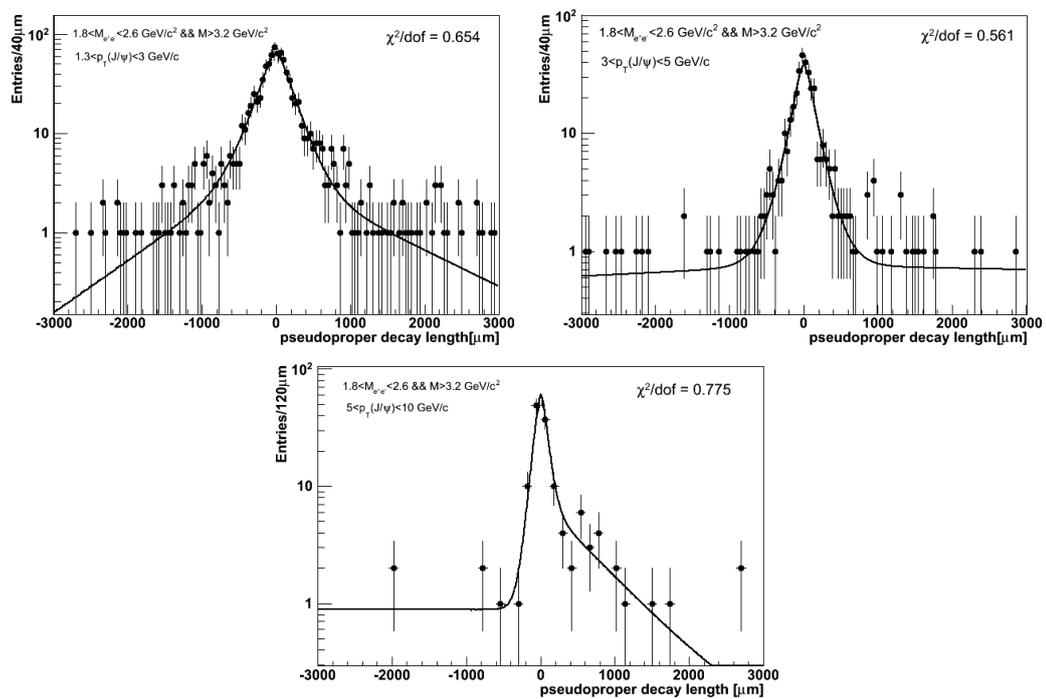
Per quanto riguarda il fondo combinatorio, per via della bassa statistica in bin di  $p_T$ , non si è fatto un fit bidimensionale nelle variabili  $x$  e  $y$  (come



**Figura 4.15:** Sinistra: funzioni di risoluzione (ottenute dalla combinazione di  $R_{FF}^{[p_T]}(x)$  e  $R_{FS}^{[p_T]}(x)$  in ciascun bin di impulso trasverso. Destra: larghezze (RMS) delle funzioni di risoluzione utilizzate nei diversi bin di  $p_T$ .

fatto nel caso integrato) ma si è adottata una procedura che comunque tiene conto dei vari tipi di candidate: in particolare si è fittata la distribuzione globale (quindi con candidate FF, FS e SS) nella sidebands ( $1.8 < m_{e^+e^-} < 2.6$  GeV/ $c^2 \cup m_{e^+e^-} > 3.2$  GeV/ $c^2$ ) con la funzione 4.14 in cui la risoluzione è fissata ad una combinazione lineare delle tre risoluzioni  $R_{FF}(x)$ ,  $R_{FS}(x)$  e  $R_{SS}(x)$  ciascuna pesata dal valore della frazione di quel determinato tipo di candidate osservate sui dati (sempre nelle sidebands). Per quanto riguarda i parametri del fondo nei bin 5-7 GeV/ $c$  e 7-10 GeV/ $c$ , sono stati utilizzati per entrambi i bins quelli ottenuti dal fit analogo considerando l'intero intervallo 5-10 GeV/ $c$ . I risultati sul fit della funzione di fondo nella regione delle "sidebands" è mostrato in figura 4.16, per i bin 1.3-3, 3-5 e 5-10 GeV/ $c$ .

La figura 4.17 mostra i risultati del fit di massima verosimiglianza nei diversi bin di impulso trasverso, in particolare sono mostrate per ciascun bin le proiezioni sugli assi relativi alla massa invariante (a sinistra) e  $x$  (a destra). Come si vede la statistica è molto bassa nei vari bin, e questo va ad inficiare parecchio l'errore statistico. Tutti i fit sono stati effettuati fissando tutti i parametri del fondo. Inoltre i fit sono stati ripetuti lasciando liberi i tre pesi  $f_{\pm}$ ,  $f_{\text{sym}}$ , che compaiono in 4.14, trovando risultati compatibili, ma errori statistici più elevati; per questo si è scelto di mantenere fissi i suddetti pesi. Dalla stessa figura si nota come le proiezioni della funzione likelihood, in particolare quelle lungo l'asse  $x$ , si trovano in una posizione intermedia tra i punti visibili, corrispondenti a bin che hanno almeno una entrata, ed i bin con zero conteggi (che non sono visibili sul plot essendo la scala sull'asse delle ascisse logaritmica). Ricordiamo che la scelta della larghezza del bin è ininfluente ai fini del fit di massima verosimiglianza in quanto lo stesso è



**Figura 4.16:** Risultati sul fit della funzione di fondo nella regione delle "sidebands" per i bin 1.3-3, 3-5 e 5-10 GeV/c (i dettagli su tali fit sono nel testo).

effettuato tenendo conto delle coppie di valori ( $m_{ee,x}$ ) prese candidate per candidate.

La figura 4.18 rappresenta l'analogo confronto per la misura di  $f_B$  mostrato in figura 4.14 tra i risultati di ALICE e quelli relativi agli altri esperimenti di LHC, con la differenza che in tal caso sono riportati i risultati nei vari bin di  $p_T$  invece della misura integrata. Inoltre il confronto con CMS è fatto considerando risultati più recenti[17] in cui la misura è effettuata nella stessa regione di rapidità di ALICE ( $|y| < 0.9$ ,  $p_T(J/\psi) > 8$  GeV/c). Le barre di errore rappresentano la somma in quadratura di errori statistici e sistematici, mentre gli errori dovuti alla polarizzazione non sono riportati (ma sono comunque quotati nella tabella 4.1). Anche se gli errori statistici sono notevoli, la misura di ALICE permette una stima di  $f_B$  in funzione di  $p_T$  nella regione a bassi impulsi trasversi, non raggiungibile dagli altri esperimenti di LHC nella regione a rapidità centrale.

Per poter valutare la sezione d'urto di produzione di  $J/\psi$  prompt a  $p_T(J/\psi) = 0$  la frazione  $f_B$  misurata nella regione visibile è stata estrapolata a  $p_T(J/\psi) = 0$  attraverso la seguente formula:

$$f_B(p_T > 0) = \alpha^{extr} f_B(p_T > 1.3 \text{ GeV}/c)$$

$$\alpha^{extr} = \frac{f_B^{model}(p_T > 0)}{f_B^{model}(p_T > 1.3 \text{ GeV}/c)}$$

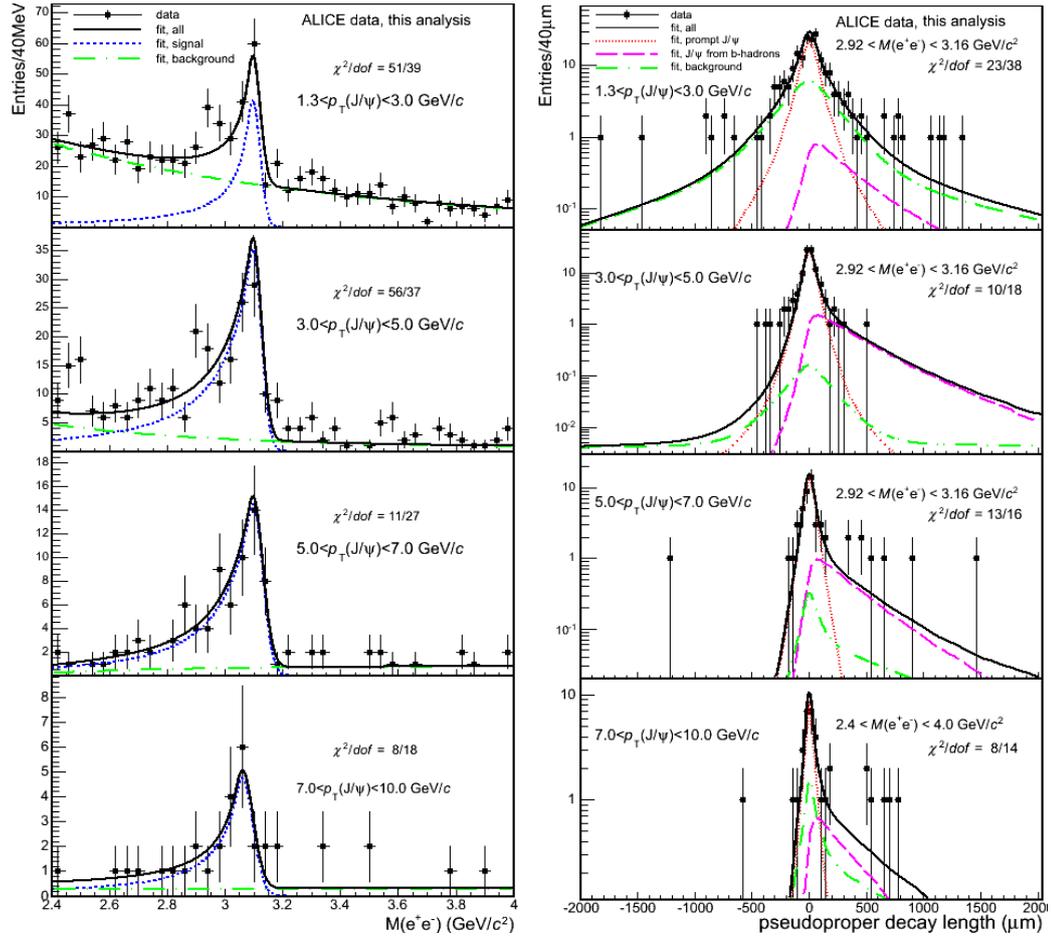
dove  $f_B^{model}$  è una funzione semi-fenomenologica modellata sui dati esistenti in protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. La forma funzionale è definita nel seguente modo:

$$f_B^{model}(p_T) = \frac{\frac{d\sigma_{J/\psi \leftarrow B}^{FONLL}}{dy dp_T}}{\frac{d\sigma_{J/\psi incl.}^{fenom.}}{dy dp_T}}$$

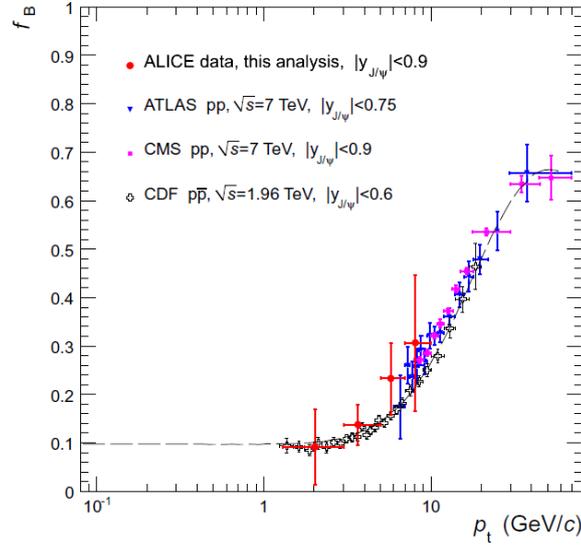
ovvero il rapporto tra la sezione d'urto differenziale in  $p_T$  e rapidità relativa alle  $J/\psi$  non-prompt ricavata utilizzando il modello FONLL[159] e la sezione d'urto inclusiva parametrizzata attraverso una funzione fenomenologica definita in [160]:

$$\frac{d^2\sigma}{dz_T dy} = c \times \frac{z_T}{(1 + a^2 z_T^2)^n}$$

dove  $z_T = p_T/\langle p_T \rangle$  e  $a = \Gamma(3/2)\Gamma(n - 3/2)/\Gamma(n - 1)$ . È stato pertanto effettuato un fit combinato delle misure esistenti di  $f_B$  relative agli esperimenti ATLAS[15], CMS[17] e LHCb[13] (risultati in protone-protone a  $\sqrt{s}$



**Figura 4.17:** Risultati del fit di massima verosimiglianza per i diversi bin di impulso trasverso, in particolare sono mostrati per ciascun bin (1.3-3, 3-5, 5-7, 7-10 GeV/c) le proiezioni sull'asse relativo alla massa invariante (sinistra) ed alla  $x$  (destra) delle funzioni che descrivono i contributi di fondo e segnale nella funzione likelihood.



**Figura 4.18:** Misura di  $f_B$  di ALICE in diversi bin di impulso trasverso confrontati con le analoghe misure degli esperimenti CMS [17], ATLAS [15] ( $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV) e CDF [6] ( $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV). Le barre di errore rappresentano la somma in quadratura degli errori statistico e sistematico su  $f_B$ . Gli errori dovuti alla polarizzazione non sono mostrati in figura ma sono comunque quotati nella tabella 4.1.

= 7 TeV nelle regioni più centrali di rapidità), per determinare i valori della funzione fenomenologica, in particolare  $\langle p_T \rangle$  e  $n^7$ . Il valore del fattore di estrapolazione valutato in tal modo risulta pari a  $\alpha^{extr} = 0.993^{+0.010}_{-0.034}$ . Per valutare l'incertezza sul fattore di estrapolazione il fit è stato ripetuto considerando le seguenti possibilità: (i) escludendo i punti di LHCb (che non sono a rapidità centrale); (ii) usando i limiti inferiore e superiore forniti dalla predizione FONLL per la sezione d'urto di produzione di  $J/\psi$  non-prompt al posto del valore centrale. Per ciascuno di tali casi sono stati determinati diversi contour plot ad una sigma nello spazio dei parametri ( $\langle p_T \rangle, n$ ): a partire da questi sono state determinate le variazioni massime su  $\alpha^{extr}$  utilizzate per quotare l'incertezza. Nella figura 4.18 è mostrato il risultato del fit sovrapposto ai dati.

<sup>7</sup>Il valore della costante di normalizzazione  $c$  non influenza il fattore di estrapolazione  $\alpha^{extr}$ . La ripetizione del fit rimuovendo i dati di LHCb ha determinato un valore di  $c$  più basso di circa il 10%, mentre gli altri parametri rimangono compatibili entro gli errori del fit.

## 4.6 Incertezze sistematiche

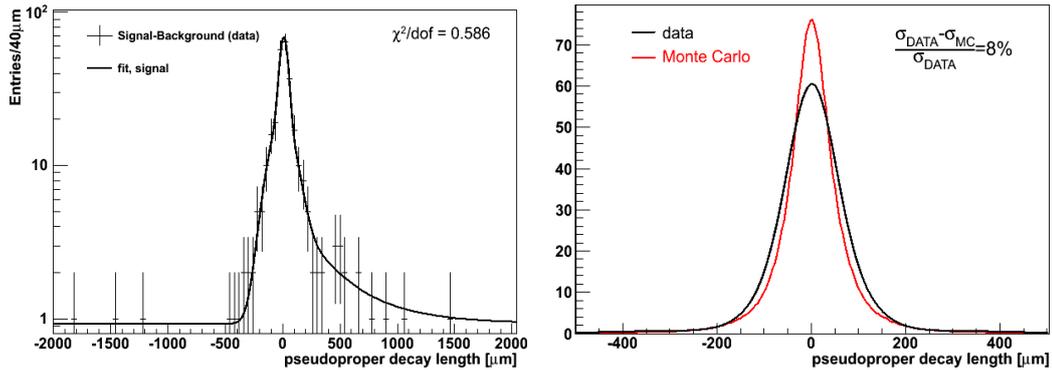
In questo paragrafo saranno discussi i contributi sistematici introdotti per la misura di  $f_B$ . Questi sono determinati nello stesso modo nel caso integrato in  $p_T$  e nei bin di  $p_T$ :

**Funzione di risoluzione.** I fit di massima verosimiglianza sono stati tutti ripetuti modificando la funzione di risoluzione attraverso la formula:

$$R'_{type}(x) = \frac{1}{1 + \delta} R_{type} \left( \frac{x}{1 + \delta} \right)$$

dove  $\delta$  è una costante che rappresenta la variazione relativa dell'RMS della funzione di risoluzione (per esempio  $\delta = 0.10$  implica che l'RMS di  $R'(x)$  è 10% più grande di  $R(x)$ ).

Studi sul parametro di impatto ( $d_0$ ) su singola traccia hanno mostrato, come abbiamo visto nel capitolo 2, che la risoluzione su  $d_0$  misurata sui dati è riprodotta dalle simulazioni Monte Carlo su tutto l'intervallo di  $p_T$  entro il 10% [150], ma la risoluzione sui dati risulta sistematicamente più grande rispetto a quella ottenuta dal Monte Carlo. Con la variabile  $x$  (che è relativa ad una coppia di candidate), questo tipo di studio non è direttamente realizzabile visto che non si possono selezionare sui dati in modo certo coppie di tracce  $e^+e^-$  provenienti dal decadimento di una particella prompt.



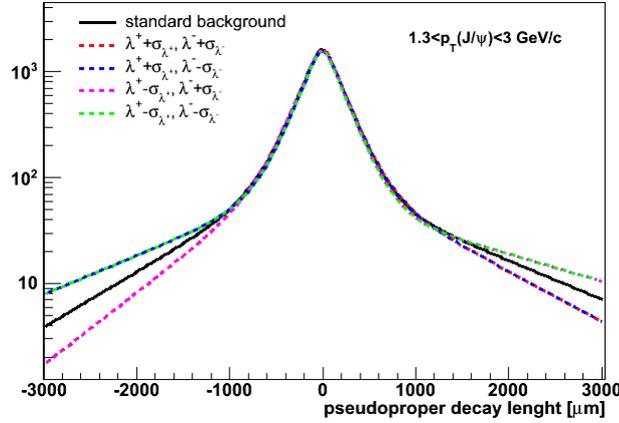
**Figura 4.19:** Sinistra: differenza tra le distribuzioni di  $x$  nella regione di massa invariante 2.4-4  $\text{GeV}/c^2$  e quella del fondo (sidebands) normalizzato come descritto nel testo. La funzione di fit sovrapposta è la funzione di segnale in cui i soli parametri liberi sono quelli relativi alla risoluzione. Destra: confronto tra le risoluzioni determinate sui dati e sul MC: la differenza tra le due larghezze è circa l'8%.

È stato tuttavia sviluppato un metodo (che è stato applicato nel solo caso di  $p_T$  integrato, per ragioni di statistica) che permette di stimare dai dati la larghezza della funzione di risoluzione (per confrontarla direttamente con il Monte Carlo). L'applicazione di tale metodo ha permesso di osservare che almeno nel caso integrato in  $p_T$  la discrepanza tra dati e Monte Carlo per la variabile  $x$  non risulta peggiore rispetto a quella osservata per  $d_0$  nel caso di singola traccia. In particolare la distribuzione  $x$  del segnale, composta di  $J/\psi$  prompt e non-prompt, è stata ottenuta sottraendo la distribuzione delle  $x$  del fondo (ottenuta dalla regione delle sidebands) dalla distribuzione  $x$  totale osservata nella regione  $2.4-4$  GeV/ $c^2$ . La distribuzione del fondo è stata normalizzata alla distribuzione globale scalata del fattore  $(1-f_{\text{Sig}})$ , dove  $f_{\text{Sig}}$  è la frazione di segnale ottenuta dal fit di massima verosimiglianza. La distribuzione così ottenuta è stata fittata con la funzione che descrive la distribuzione  $x$  del segnale (equazione 4.5), in cui  $f_B$  è fissato dal risultato del fit di massima verosimiglianza ed i parametri lasciati liberi nel fit sono unicamente quelli della risoluzione. I risultati sono mostrati nella figura 4.19, in particolare nella parte sinistra della figura è mostrato il risultato del suddetto fit, mentre nella parte destra è mostrato il confronto tra la risoluzione ottenuta dai dati e quella fissata dal Monte Carlo: da questo confronto si è trovato che l'RMS della risoluzione ottenuta dai dati è circa l'8% più larga di quella attesa dal Monte Carlo.

Tenendo conto del fatto che la risoluzione osservata sui dati è peggiore rispetto a quella ottenuta per il Monte Carlo (ciò è stato osservato sia per la risoluzione sul  $d_0$  in intervalli di  $p_T$  che per la  $x$  nel caso integrato in  $p_T$ ), il sistematico sulla risoluzione in definitiva è stato valutato considerando la variazione su  $f_B$  ottenuta variando l'RMS della risoluzione tra -5% e +10% rispetto a quella standard.

**Fondo combinatorio  $x$ .** La forma del fondo combinatoriale è stata fissata dalla distribuzione  $x$  presa nella regione di massa invariante delle sidebands. Per valutare il sistematico i parametri del fondo, legati alle pendenze degli esponenziali delle parti positiva, negativa e simmetrica ( $\lambda_{\pm}, \lambda_{\text{sym}}$ ), sono stati variati contemporaneamente entro  $\pm\sigma$ , dove gli errori considerati sono quelli ottenuti dalla procedura di fit sulle sidebands (mostrati in figura 4.16).

La figura 4.20 mostra a titolo di esempio tale variazione dei parametri del fondo per il primo bin  $1.3 < p_T < 3$  GeV/ $c$  (analoghi risultati si ottengono negli altri bin di  $p_T$  e nel caso integrato): il risultato è un accavallamento di curve attorno a quella standard utilizzata per la descrizione del fondo combinatorio. Il fit di massima verosimiglianza è stato ripetuto sostituendo una per volta tutte queste curve per il contributo del fondo. Le differenze estreme ottenute



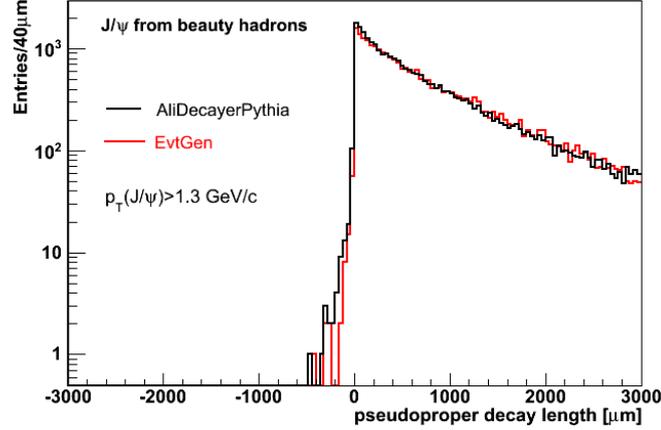
**Figura 4.20:** Variazione della curva che descrive il fondo combinatorio per  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/c. La famiglia di curve in figura è stata ottenuta variando le pendenze degli esponenziali ( $\lambda_{\pm, sym}$ ) entro una  $\pm\sigma_\lambda$ , dove quest'ultima rappresenta l'errore ottenuto sul fondo quando questo viene fissato sul fit della distribuzione delle sidebands.

per  $f_B$  rispetto al caso standard sono state considerate come sistematico su  $f_B$ . Inoltre il fit di massima verosimiglianza è stato ripetuto rilasciando uno alla volta i parametri caratteristici del fondo ( $\lambda_{\pm, sym}, f_{\pm, sym}$ ) e verificando che i valori di  $f_B$  ottenuti fossero contenuti nel sistematico stimato.

Solo per il caso integrato si è provato inoltre a fissare il fondo dalla distribuzione LS ( $N^{++} + N^{--}$ , presa nella regione di massa invariante  $2.4 < M_{e^+e^-} < 4$  GeV/c<sup>2</sup>) trovando anche in tal caso risultati compatibili entro gli errori stimati con il primo metodo.

**“Template” Monte Carlo per la distribuzione  $x$  delle  $J/\psi$  non-prompt.** I fit di massima verosimiglianza sono stati ripetuti utilizzando come distribuzione “template” Monte Carlo per le  $J/\psi$  provenienti da adroni beauty  $\chi_B(x)$  quelle generate utilizzando EvtGen [151] come decaditore al posto di PYTHIA. EvtGen è un generatore di decadimenti specifico per la fisica degli adroni beauty, originariamente sviluppato per lo studio dei decadimenti semileptonici in CLEO, e successivamente esteso ad un generico decadimento di adroni beauty. È in grado di simulare i processi di radiazione di stato finale (“final state radiation”, per esempio i processi di “bremsstrahlung interna”) attraverso il pacchetto PHOTOS [152, 153]. Questo nuovo decaditore è stato di recente introdotto, a corollario di questo lavoro di tesi, all’interno del codice di simulazione come alternativa a PYTHIA, e si sono studiati nel dettaglio i canali inclusivi  $B \rightarrow J/\psi + X$  e  $B \rightarrow e + X$ . Maggiori particolare su questi studi si possono trovare nell’appendice B. Le differenze principali

tra Pythia ed EvtGen, nel nostro caso specifico  $B \rightarrow J/\psi + X$ , sono principalmente dovute alla diversità dei canali di decadimento inclusi, dei loro BR ed anche ai modelli utilizzati per gli stessi decadimenti: in particolare EvtGen lascia decadere le particelle includendo, secondo modelli specifici, gli effetti di polarizzazione, che come abbiamo visto modificano notevolmente le distribuzioni angolari dei prodotti di decadimento.



**Figura 4.21:** Confronto tra le distribuzioni template  $\chi_B(x)$  (utilizzate nel fit di massima verosimiglianza) per  $J/\psi$  secondarie aventi  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$  provenienti da adroni beauty lasciati decadere attraverso Pythia (distribuzione nera) ed EvtGen (distribuzione in rosso).

Come esempio possiamo mostrare, nella figura 4.21 il confronto tra le distribuzioni template  $\chi_B(x)$  (utilizzate nel fit di massima verosimiglianza) per  $J/\psi$  secondarie aventi  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$  provenienti da adroni beauty lasciati decadere attraverso Pythia (distribuzione nera) ed EvtGen (distribuzione in rosso). In particolare le due distribuzioni sono state generate partendo dallo stesso campione di adroni beauty, i quali sono stati lasciati decadere sia con Pythia che con EvtGen; pertanto le differenze tra le due distribuzioni sono unicamente dovute all'effetto del decaditore. Tali differenze determinano, sia nel caso integrato che in bin di  $p_T$ , una variazione sui valori di  $f_B$  inferiore al 3%.

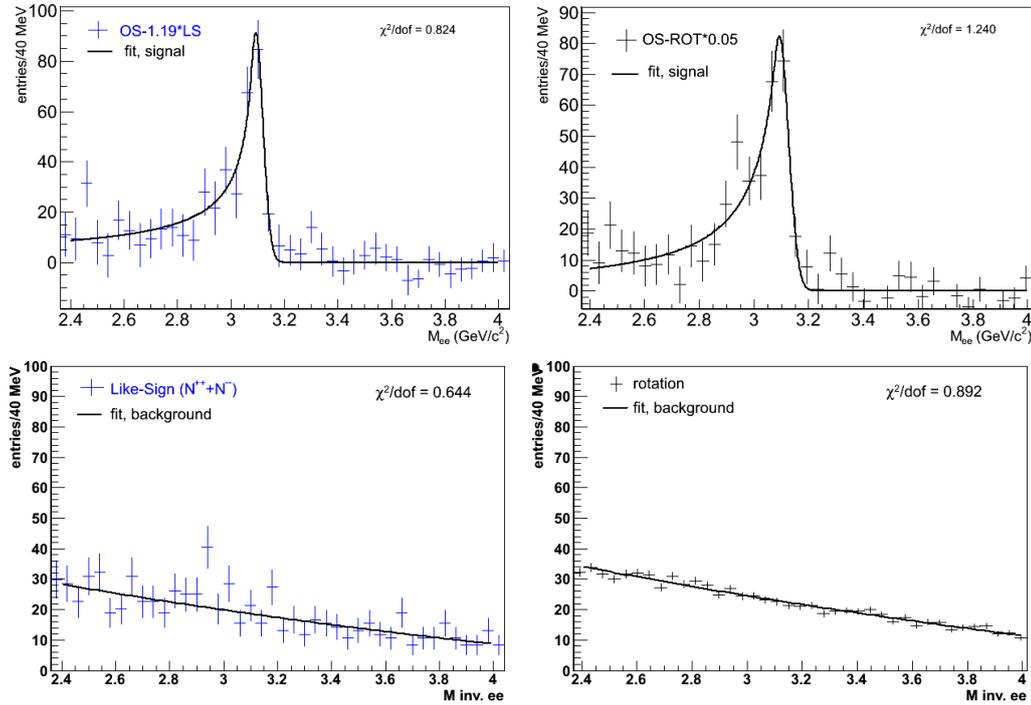
**Descrizione della massa invariante.** Nel fit di massima verosimiglianza vengono considerate simultaneamente la distribuzione di massa invariante, che è sensibile alla frazione di segnale ( $f_{\text{Sig}}$ ), e quella relativa alla variabile  $x$  che è sensibile alla frazione di  $J/\psi$  non-prompt rispetto alle candidate di segnale ( $f_B$ ). Questi due parametri ( $f_{\text{Sig}}$  e  $f_B$ ) vengono simultaneamente lasciati liberi nel fit di massima verosimiglianza, pertanto gli errori statistici determinati dal fit su queste quantità includono anche gli effetti di correlazione

tra le due variabili. Ad ogni modo la scelta delle funzioni che descrivono la parte di segnale e fondo, come anche la procedura stessa può introdurre un sistematico su  $f_B$ . Il fit di massima verosimiglianza è stato fatto considerando una funzione Cristal Ball ed un esponenziale per segnale e fondo rispettivamente, i cui parametri sono fissati sulla distribuzione OS. Per determinare il sistematici sono stati utilizzati approcci differenti: *(i)* la forma funzionale che descrive il fondo è stata sostituita da un esponenziale più una costante ed il fit di massima verosimiglianza è stato ripetuto; *(ii)* le funzioni di fondo e segnale sono state fissate attraverso la minimizzazione del  $\chi^2$  sulle distribuzioni LS ed OS-LS rispettivamente; il fit di massima verosimiglianza è stato ripetuto lasciando liberi  $f_B$  e  $f_{\text{Sig}}$  come anche fissando  $f_{\text{Sig}}$  al valore ottenuto attraverso la tecnica della sottrazione del LS (vedi capitolo 3, paragrafo 3.3); *(iii)* si è considerata la stessa tecnica descritta in *(ii)*, prendendo al posto della distribuzione LS quella relativa alle tracce ruotate ROT (vedi capitolo 3, paragrafo 3.3); *(iv)* gli ultimi due casi sono stati ripetuti parametrizzando il fondo con un esponenziale più una costante.

La figura 4.22 mostra i fit fatti utilizzando le distribuzioni LS (sinistra) e ROT (destra), che permettono di fissare le forme di segnale e fondo. Questi fit sono simili a quello mostrato in figura 4.7, la differenza è che nel primo caso segnale e fondo vengono simultaneamente fissati sulla distribuzione OS, mentre in questo caso il fondo è fissato solo sulla distribuzione LS (ROT) e il segnale su OS-LS (OS-ROT), dove la distribuzione LS (ROT) risulta normalizzata in modo da avere lo stesso integrale della distribuzione OS nell'intervallo di massa invariante 3.2-5 GeV/ $c^2$ . Una volta ripetuti i fit di massima verosimiglianza in tutti questi casi si è valutata la differenza tra il minimo ed il massimo valore di  $f_B$  ottenuti. La metà di tale differenza è stata considerata come sistematico su  $f_B$ .

**Vertice primario.** Si è studiato sul Monte Carlo l'effetto ottenuto sulle distribuzioni  $x$  di  $J/\psi$  prompt e secondarie dopo aver ricostruito il vertice primario senza le tracce che costituiscono la candidata.

Per le  $J/\psi$  prompt si è osservato un peggioramento della funzione di risoluzione, che risulta avere un RMS maggiore, in particolare l'RMS cresce del 15% e del 7% rispettivamente per la regione a bassi e alti  $p_T$ . L'allargamento dipende dal tipo di candidata, e l'effetto è maggiore per candidate di tipo First-First, e decresce per candidate di tipo First-Second e Second-Second. Il peggioramento della funzione di risoluzione è dovuto al fatto che vengono sottratte due tracce prompt per ricostruire il vertice e questo naturalmente viene determinato con minore accuratezza. Per quanto riguarda le  $J/\psi$  non-prompt ci si aspetterebbe che togliendo le due tracce figlie della candidata sia rimosso un "bias" sulla distribuzione delle  $x$ : in particolare si è osservato che la



**Figura 4.22:** Fit delle distribuzioni di massa invariante relative alle distribuzioni LS (sinistra) e ROT (destra), che permettono di fissare le forme di segnale e fondo. In particolare la parte superiore mostra i fit sulle distribuzioni OS-LS (sinistra) e OS-ROT (destra) utili a fissare le forme del segnale. Le distribuzioni LS e ROT sono normalizzate in modo da avere lo stesso integrale della distribuzione OS nell'intervallo  $(3.2-5)$   $\text{GeV}/c^2$ . Nella parte inferiore invece sono mostrati i fit per fissare indipendentemente i parametri del fondo su LS (sinistra) e rotation (destra).

presenza delle tracce non-prompt nella determinazione del vertice determina uno spostamento del vertice primario verso il vertice di decadimento della candidata che si riflette nello spostamento della media della distribuzione  $x$  delle  $J/\psi$  non-prompt di circa  $4 \mu\text{m}$  su tutto il range di  $p_T$ . Si è visto comunque che tale shift dipende sia dal tipo di candidata che dall'intervallo di  $p_T$  considerato.

Sempre da studi sul Monte Carlo si è osservato che la rimozione delle tracce che costituiscono la candidata  $J/\psi$  per ricalcolare il vertice primario determina in alcuni casi la presenza di un “bias” nella direzione opposta (e di effetto più grande). Questo è dovuto alle tracce provenienti dalla frammentazione dell'altro quark beauty generato nella simulazione Monte Carlo. Tali tracce infatti “tirano” nella loro direzione il vertice primario, quando sono utilizzate per la ricostruzione dello stesso.

Contributo	Incertezza sistematica (%)				
	$p_T > 1.3$ GeV/c	1.3-3 GeV/c	3-5 GeV/c	5-7 GeV/c	7-10 GeV/c
Funzione di risoluzione	+8 -15	+15 -25	+5 -11	+3 -4	+2 -3
Distribuzione x fondo comb.	$\pm 6$	$\pm 13$	$\pm 5$	$\pm 1$	$\pm 1$
Distribuzione x $J/\psi \leftarrow B$	$\pm 3$	$\pm 3$	$\pm 3$	$\pm 2$	$\pm 2$
Funzione massa invariante	$\pm 6$	$\pm 11$	$\pm 7$	$\pm 5$	$\pm 4$
Vertice primario	+4 -5	$\pm 4$	+4 -5	+4 -6	+4 -8
Spettro in $p_T$ del Monte Carlo	$\pm 1$	0	0	0	0
Totale	+12 -18	+23 -30	+11 -15	+7 -9	+6 -9
<b>Polarization (<math>J/\psi</math> prompt)</b>					
CS ( $\lambda = -1$ )	+13	+22	+9	+1	+5
CS ( $\lambda = +1$ )	-10	-19	-7	-1	-3
HE ( $\lambda = -1$ )	+17	+19	+14	+15	+11
HE ( $\lambda = +1$ )	-14	-16	-20	-11	-8

**Tabella 4.1:** Errori sistematici sulla misura di  $f_B$ . Gli errori sistematici dovuti alla polarizzazione sono quotati come sistematico a parte e rappresentano le variazioni su  $f_B$  ottenute assumendo le  $J/\psi$  prompt polarizzate rispetto al caso in cui sia le  $J/\psi$  prompt che le non-prompt sono considerate non polarizzate.

Il fit di massima verosimiglianza è stato ripetuto nei seguenti casi: (i) rimuovendo le tracce della candidata nella valutazione del vertice primario ed utilizzando nel fit la risoluzione peggiore; (ii) mantenendo tutte le tracce per la determinazione del vertice primario e introducendo uno shift *ad hoc* per compensare il bias osservato sul Monte Carlo nella distribuzione template  $\chi_B(x)$ . La differenza massima osservata sul valore di  $f_B$  è stata assunta come sistematico.

**Spettro in  $p_T$  del Monte Carlo.** Il rapporto  $R = \frac{\langle A \times \epsilon \rangle_B}{\langle A \times \epsilon \rangle_p}$  nell'equazione è stato valutato attraverso simulazioni Monte Carlo. In particolare per quanto riguarda le  $J/\psi$  prompt abbiamo già visto come sono state generate; per le  $J/\psi$  non-prompt sono stati generati gli adroni beauty utilizzando PYTHIA 6.4.21 con il tuning Perugia-0 [148]. Variando il  $p_T$  medio dello spettro per  $J/\psi$  prompt e secondarie di un fattore 2, è stata osservata per l'accettazione valutata nel caso integrato per  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/c una variazione circa pari al 3% in entrambi i casi; questo si traduce in una variazione di  $f_B$  attraverso la 4.7 non superiore all'1%. Per la misura di  $f_B$  in bin di  $p_T$  si è visto che la variazione è trascurabile.

**Polarizzazione.** L'effetto dovuto alla polarizzazione su  $f_B$  entra nelle correzioni di accettazione ed efficienza attraverso la 4.7. In particolare i valori centrali di  $f_B$  sono stati quotati assumendo uno scenario di  $J/\psi$  prompt e non-prompt entrambi non polarizzate. La polarizzazione per le  $J/\psi$  provenienti da adroni beauty è attesa essere molto più piccola rispetto a quella

relativa alle  $J/\psi$  prompt, questo a causa di un effetto di “mediazione” che si avrebbe considerando i vari canali esclusivi del tipo  $B \rightarrow J/\psi + X$ . Infatti anche se si assumesse una polarizzazione non trascurabile e si considerasse come direzione di riferimento quella relativa ai mesoni B prodotti [154], questa sarebbe comunque diluita se valutata rispetto alla direzione di volo delle  $J/\psi$  figlie [13], come già osservato da CFD [7]. Pertanto le variazioni del rapporto  $R = \frac{\langle A \times \varepsilon \rangle_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_p}$  (e di conseguenza su  $f_B$ ) sono state valutate considerando i due casi estremi di polarizzazione trasversa ( $\lambda = +1$ ) e longitudinale ( $\lambda = -1$ ) nei sistemi di riferimento di elicità (HE) e Collins Soper (CS) per le  $J/\psi$  prompt, mentre le  $J/\psi$  non-prompt sono state lasciate non polarizzate. Il sistematico dovuto alla polarizzazione è quotato a parte rispetto agli altri ed è dato nella tabella 4.1 nei casi integrato e differenziale in  $p_T$ .

Nella tabella 4.1 sono riportati i valori per tutti gli errori sistematici considerati in questo paragrafo. Per ciascun contributo è riportato il valore integrato per  $p_T > 1.3$  GeV/ $c$ , ed i valori ottenuti per i diversi intervalli di impulso trasverso.

## 4.7 Sezioni d’urto di produzione di $J/\psi$ prompt

Combinando le misure della sezione d’urto di produzione inclusiva per i mesoni  $J/\psi$  [16] e le misure di  $f_B$  si può ottenere la sezione d’urto di produzione per le  $J/\psi$  prompt:

$$\frac{d\sigma_{J/\psi}^{prompt}}{dy} = (1 - f_B) \frac{d\sigma_{J/\psi}^{incl}}{dy}$$

e l’errore (statistico e sistematico) su questa quantità è ottenuto propagando gli errori (statistici e sistematici) su  $\frac{d\sigma_{J/\psi}^{incl}}{dy}$  e  $f_B$ . Nella regione visibile la sezione d’urto di produzione di  $J/\psi$  prompt è data da:  $\sigma_{J/\psi}^{prompt}(p_T(J/\psi) > 2\text{GeV}/c, |y_{J/\psi}| < 0.9) = 5.76 \pm 0.61(\text{stat.}) \pm 0.80(\text{syst}) + 1.09(\lambda_{\text{HE}} = +1) - 0.98(\lambda_{\text{HE}} = -1)$ .<sup>8</sup> Gli errori di polarizzazione sono quotati nel sistema in cui sono più grandi attraverso la procedura descritta di seguito. Nell’ipotesi considerata di polarizzazione riferita alle sole  $J/\psi$  prompt si può mostrare che la variazione relativa sulla sezione d’urto prompt dovuta alla polarizzazione è pari a  $\varepsilon_{\text{prompt}} = \frac{f_B - f_B^{pol}}{(1 - f_B) \cdot f_B^{pol}}$  mentre avendo ipotizzato le  $J/\psi$  non-prompt non

<sup>8</sup>La misura della sezione d’urto prompt è data per  $p_T(J/\psi) > 2$  GeV/ $c$ , in quanto il valore della sezione d’urto inclusiva per  $p_T(J/\psi) > 1.3$  GeV/ $c$  non è disponibile al momento della stesura della tesi.

polarizzate la variazione sulla sezione d'urto relativa alle  $J/\psi$  secondarie è esattamente uguale a zero. Infatti la sezione d'urto inclusiva non polarizzata può scriversi:

$$\sigma_{incl} = \frac{N_{tot}^{J/\psi}}{L_{int}} \left( \frac{1 - f_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_{prompt}} + \frac{f_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_B} \right)$$

Nell'ipotesi che siano polarizzate solo le  $J/\psi$  prompt la sezione d'urto inclusiva nel caso polarizzato si scrive:

$$\sigma_{incl}^{pol} = \frac{N_{tot}^{J/\psi}}{L_{int}} \left( \frac{1 - f_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_{prompt}^{pol}} + \frac{f_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_B} \right) = \left( \frac{1 - f_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_{prompt}} + \frac{f_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_B} \right)^{-1} \left( \frac{1 - f_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_{prompt}^{pol}} + \frac{f_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_B} \right) \sigma_{incl}$$

semplificando la precedente e dividendo e moltiplicando per il fattore  $f_B \langle A \times \varepsilon \rangle_{prompt} \langle A \times \varepsilon \rangle_{prompt}^{pol}$  essa diventa:

$$\sigma_{inc}^{pol} = \frac{f_B}{f_B^{pol}} \sigma_{incl}$$

con  $f_B = \left( 1 + \frac{1 - f_B}{f_B} \frac{\langle A \times \varepsilon \rangle_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_{prompt}} \right)^{-1}$  e  $f_B^{pol} = \left( 1 + \frac{1 - f_B}{f_B} \frac{\langle A \times \varepsilon \rangle_B}{\langle A \times \varepsilon \rangle_{prompt}^{pol}} \right)^{-1}$ . Pertanto le variazioni sulle sezioni d'urto di  $J/\psi$  prompt e non-prompt si scrivono rispettivamente:

$$\varepsilon(\sigma_{prompt}) = \frac{\sigma_{prompt}^{pol} - \sigma_{prompt}}{\sigma_{prompt}} = \frac{(1 - f_B^{pol})\sigma_{incl}^{pol} - (1 - f_B)\sigma_{incl}}{(1 - f_B)\sigma_{incl}} = \frac{f_B - f_B^{pol}}{(1 - f_B)f_B^{pol}}$$

$$\varepsilon(\sigma_{non-prompt}) = \frac{f_B^{pol}\sigma_{incl}^{pol} - f_B\sigma_{incl}}{f_B\sigma_{incl}} = 0$$

La sezione d'urto prompt  $\frac{d\sigma_{J/\psi}^{prompt}}{dp_T dy}$  è mostrata nella parte sinistra della figura 4.23 in funzione del  $p_T$ <sup>9</sup> mentre nella parte destra è riportata la  $\frac{d\sigma_{J/\psi}^{prompt}(p_T > 0)}{dy}$  in funzione della rapidità  $y$ ; i valori numerici relativi alle misure di ALICE sono riassunti in tabella 4.2.

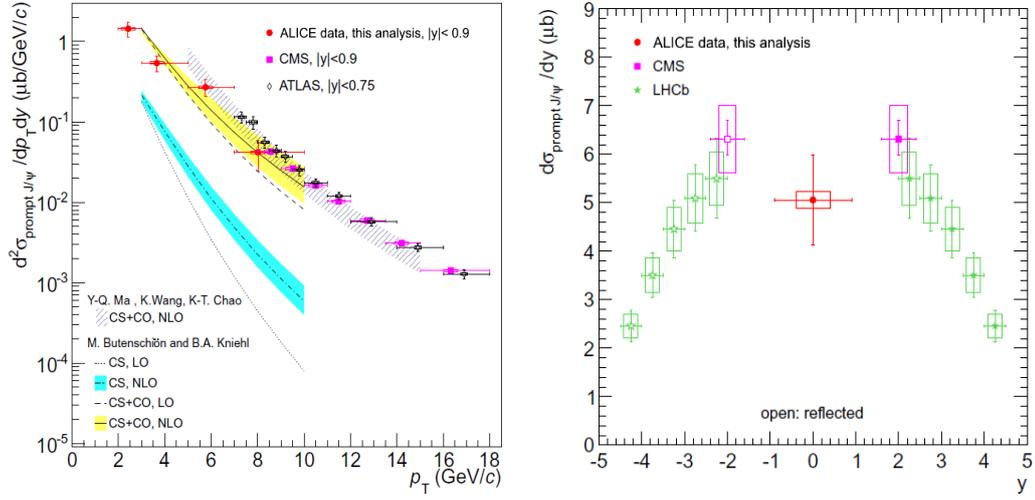
Per entrambe le figure le barre di errore rappresentano la somma in quadratura degli errori statistici e sistematici, dove in questi ultimi sono esclusi quelli relativi al 3.5% della luminosità<sup>10</sup> e l'1% del B.R., mostrati a

<sup>9</sup>Il primo bin in cui è data la misura è 2-3 GeV/c anzichè 1.3-3 GeV/c in quanto la misura della sezione d'urto inclusiva in questo intervallo di  $p_T$  non è disponibile al momento della stesura della tesi.

<sup>10</sup>L'incertezza sistematica relativa alla luminosità per ALICE è stata rivalutata rispetto al valore quotato precedentemente pari al 4%.

$p_T$ GeV/c	$\langle p_T \rangle$ GeV/c	Quantità misurate	Errori sistematici					
			Corr.	Non corr.	Extrap.	Polar, CS	Polar, HE	
		$f_B$						
1.3-3.0	2.02	$0.092 \pm 0.074$	0	+0.021, -0.028	0	+0.020, -0.017	+0.017, -0.015	
3.0-5.0	3.65	$0.138 \pm 0.038$	0	+0.015, -0.021	0	+0.013, -0.010	+0.021, -0.030	
5.0-7.0	5.75	$0.232 \pm 0.072$	0	+0.016, -0.021	0	+0.002, -0.002	+0.035, -0.026	
7.0-10.0	8.06	$0.307 \pm 0.138$	0	+0.018, -0.029	0	+0.015, -0.009	+0.034, -0.025	
1.3-7.0	2.72	$0.137 \pm 0.035$	0	+0.018, -0.025	0	+0.026, -0.017	+0.027, -0.021	
$p_T > 1.3$	2.85	$0.149 \pm 0.037$	0	+0.018, -0.027	0	0.019, -0.015	+0.025, -0.021	
$p_T > 0$	2.41	$0.148 \pm 0.037$	0	+0.018, -0.027	+0.002,-0.005	0.024, -0.016	+0.025, -0.019	
		$\frac{d^2\sigma_{J/\psi}^{prompt}}{dydp_T}$						
		$[\mu b/(GeV/c)]$	$[\mu b/(GeV/c)]$	$[\mu b/(GeV/c)]$	$[\mu b/(GeV/c)]$	$[\mu b/(GeV/c)]$	$[\mu b/(GeV/c)]$	
2.0-3.0	2.20	$1.438 \pm 0.264$	$\pm 0.052$	$\pm 0.187$	0	+0.288,-0.230	+0.273,-0.231	
3.0-5.0	3.65	$0.538 \pm 0.098$	$\pm 0.020$	$\pm 0.071$	0	+0.048, -0.054	+0.151, -0.096	
5.0-7.0	5.74	$0.270 \pm 0.053$	$\pm 0.010$	$\pm 0.032$	0	+0.003, -0.003	+0.043, -0.046	
7.0-10.0	8.03	$0.042 \pm 0.016$	$\pm 0.002$	$\pm 0.007$	0	+0.002, -0.003	+0.005, -0.006	
		$\sigma_{J/\psi}^{prompt}( y_{J/\psi}  < 0.9)$						
		$\mu b$		$\mu b$	$\mu b$	$\mu b$	$\mu b$	
$p_T > 2.0$	3.33	$5.76 \pm 0.61$		$\pm 0.80$	0	+0.46, -0.69	+1.09, -0.98	
$p_T > 0$	2.37	$9.11 \pm 0.94$		+1.37, -1.40	+0.02,-0.05	+1.37,-1.46	+1.64,-1.55	
		$\sigma_{J/\psi}^{non-prompt}( y_{J/\psi}  < 0.9)$						
		$\mu b$		$\mu b$	$\mu b$	$\mu b$	$\mu b$	
$p_T > 2.0$	3.61	$1.01 \pm 0.27$		+0.18, -0.22	0	0	0	
$p_T > 0$	2.62	$1.53 \pm 0.41$		+0.28, -0.32	+0.02, -0.07	0	0	
		$\frac{d\sigma_{b\bar{b}}}{dy}_{y_0=1}$						
		$\mu b$		$\mu b$	$\mu b$	$\mu b$	$\mu b$	
		$37.1 \pm 9.9$		$\pm 8.6$	+0.6,-1.6	0	0	
		$\sigma_{b\bar{b}}$						
		$\mu b$		$\mu b$	$\mu b$	$\mu b$	$\mu b$	
		$246 \pm 65$		$\pm 58$	+10,-11	0	0	

**Tabella 4.2:** Riassunto dei risultati relativi alla frazione di  $J/\psi$  non-prompt  $f_B$  e sezioni d'urto.



**Figura 4.23:**  $\frac{d\sigma_{J/\psi}^{prompt}}{dy dp_T}$  in funzione di  $p_T(J/\psi)$  (sinistra) e  $\frac{d\sigma_{J/\psi}^{prompt}}{dy}$  in funzione di  $y$  (destra). Le misure di ALICE sono confrontate con i risultati relativi agli altri esperimenti di LHC negli intervalli di rapidità più vicini alla regione centrale [14, 17, 15, 13]. Nella parte sinistra è inoltre fatto un confronto con alcuni calcoli teorici che includono la NRQCD [155, 156, 157, 158]. Le barre dell'errore rappresentano la somma in quadratura degli errori statistici e sistematici, esclusi l'errore sulla luminosità (3.5%) e sul B.R. (1%) mostrati a parte attraverso il rettangolo.

parte dal rettangolo. Tali risultati sono stati valutati ipotizzando uno scenario di  $J/\psi$  non polarizzate; i sistematici dovuti alla polarizzazione non sono mostrati in figura ma sono ugualmente quotati in tabella 4.2. Per confronto, insieme alle misure di ALICE, sono riportati anche i risultati ottenuti dalle collaborazioni CMS [14, 17], ATLAS [15] e LHCb [13]. Anche per questi esperimenti l'errore sistematico sulla luminosità (3.4% per ATLAS, 10% per LHCb, 4%(sinistra) e 11%(destra) per CMS) e l'errore sistematico sul B.R. (1% per tutti gli esperimenti), sono mostrati separatamente dal box mentre la barra dell'errore rappresenta la somma in quadratura dell'errore statistico e dei rimanenti contributi sistematici. Nella figura 4.23 sinistra si nota come a rapidità centrale, la misura di ALICE è complementare a quelle di CMS ( $|y| < 0.9$ ,  $p_T(J/\psi) > 8$  GeV/c) e ATLAS ( $|y| < 0.75$ ,  $p_T(J/\psi) > 7$  GeV/c). I risultati sono confrontati con alcune predizioni teoriche, in particolare vi sono i calcoli al NLO della teoria NRQCD, di Y.-Q. Ma et al. [155, 156] e M. Butenschön et al. [157, 158]. Entrambi i calcoli includono il color-singlet-model (CS), il color-octet-model (CO) e il contributo proveniente dalla diseccitazione degli stati di charmonio di più alta energia. Per uno dei due modelli (M. Butenschön et al.) sono mostrati individualmente anche i contributi al LO e quelli relativi solo all'utilizzo del CS. Dalla figu-

ra si nota come l'utilizzo del CO per descrivere i dati sperimentali appare indispensabile.

Nella parte destra della figura 4.23 si nota infine come la misura di ALICE per la sezione d'urto di  $J/\psi$  prompt è l'unica a rapidità centrale ad estendersi sino a  $p_T = 0$ .

## 4.8 Produzione di adroni beauty

La sezione d'urto di  $J/\psi$  provenienti da adroni beauty misurata nella regione visibile è pari a:

$$\sigma(J/\psi \leftarrow B, |y_{J/\psi}| < 0.9, p_T(J/\psi) > 2\text{GeV}/c) = 1.01 \pm 0.27(\text{stat.})_{-0.22}^{+0.18}(\text{syst.})\mu\text{b}$$

Questa misura può essere direttamente confrontata con la predizione teorica della teoria FONLL [112] (Fixed-Order plus Next-to-Leading Order Logarithm), che consiste in un'implementazione dei calcoli di QCD perturbativa (pQCD) ad ordine fissato con l'aggiunta di termini logaritmici trattati con l'approccio del "next-to-leading order resummation", che come abbiamo visto nel capitolo 1 descrive molto bene le misure di sezione d'urto beauty di Tevatron [6]. La predizione del modello FONLL nella regione cinematica visibile è pari a  $1.06_{-0.36}^{+0.46}\mu\text{b}$ , in buon accordo con la misura. Le funzioni di distribuzione partonica utilizzate nel calcolo con il modello FONLL sono le "CTEQ6.6" [161]. Per valutare gli errori dovuti al modello vengono variare nel calcolo le scale di fattorizzazione e rinormalizzazione  $\mu_F$  e  $\mu_R$  indipendentemente negli intervalli  $0.5 < \mu_F/m_t < 2$ ,  $0.5 < \mu_R/m_t < 2$  ma con il vincolo  $0.5 < \mu_F/\mu_R < 2$  ( $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_b^2}$ ). La massa del quark beauty viene variata nell'intervallo  $4.5 < m_b < 5.0$  GeV/ $c^2$ .

Gli stessi calcoli di FONLL sono stati utilizzati per estrapolare la sezione d'urto di produzione di  $J/\psi$  non-prompt per  $p_T^{J/\psi} > 0$ . Il fattore di estrapolazione è pari a:

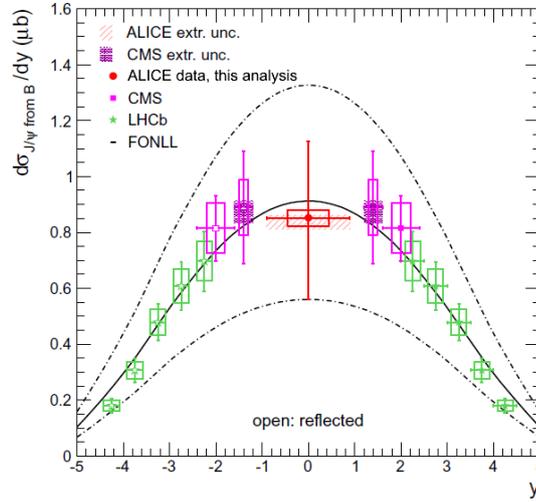
$$\alpha_{p_T(J/\psi) > 0}^{extr} = \left[ \frac{\sigma^{model}(B \rightarrow J/\psi, p_T(J/\psi) > 0)}{\sigma^{model}(B \rightarrow J/\psi, p_T(J/\psi) > 2)} \right]_{|y_{J/\psi}| < 0.9} = 1.522_{-0.099}^{+0.038}$$

dove il numeratore rappresenta la sezione d'urto totale di produzione di  $J/\psi$  non-prompt per  $p_T^{J/\psi} > 0$  e il denominatore è riferito alla sezione d'urto nella regione visibile ( $p_T > 2$ ) entrambi calcolati dal modello in  $|y_{J/\psi}| < 0.9$ . Pertanto la sezione d'urto visibile corrisponde circa al 70% della sezione

d'urto totale, integrata in  $p_T$  a rapidità centrale. Dividendo per il fattore  $\Delta y = 1.8$  si ritrova la  $d\sigma/dy$  a rapidità centrale:

$$\frac{d\sigma(J/\psi \leftarrow B)}{dy} \Big|_{|y|<0.9} = 0.85 \pm 0.23(stat.)^{+0.15}_{-0.18}(syst.)^{+0.01}_{-0.04}(extr.)\mu b$$

La figura 4.24 mostra la sezione d'urto di produzione di  $J/\psi$  non-prompt (per unità di rapidità) in funzione della rapidità, in particolare la misura di ALICE a rapidità centrale è stata confrontata con le misure di LHCb [13] e CMS [14] per la regione a rapidità in avanti.



**Figura 4.24:**  $\frac{d\sigma^{non-prompt}}{dy}$  in funzione della rapidità  $y$ . Le barre di errore rappresentano la somma in quadratura di errore statistico e sistematico, mentre le incertezze sistematiche sulla luminosità e B.R. sono mostrate dai rettangoli. Per confronto sono mostrati i risultati ottenuti nella regione a rapidità in avanti per gli esperimenti LHCb [13] e CMS [14]. Per questi ultimi i valori sono stati inoltre riflessi rispetto a  $y=0$  (simboli vuoti).

Per CMS i valori nell'intervallo  $1.2 < y < 1.6$  e  $1.6 < y < 2.4$  sono stati ottenuti integrando i risultati pubblicati relativi a  $d\sigma/dp_T dy$  [14]; il valore per  $1.2 < y < 1.6$  è stato inoltre estrapolato a partire da  $p_T^{\min} = 2.0$  GeV/ $c$  sino a  $p_T^{\min} = 0$ , con lo stesso approccio basato sui calcoli FONLL. Le incertezze dovute all'estrapolazione sono mostrate nella figura 4.24 attraverso le aree colorate. I rettangoli rappresentano la somma in quadratura dei contributi sistematici di luminosità e branching ratio. Sulla stessa figura sono inoltre sovrapposte le predizioni di FONLL con le incertezze relative al modello. Tra la teoria e le misure l'accordo è soddisfacente: i dati sperimentali hanno

errori più piccoli rispetto alla teoria e possono aiutare nel ridurre l'incertezza sul modello.

Una procedura simile è stata utilizzata per estrapolare la sezione d'urto di produzione  $b\bar{b}$  a rapidità centrale:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{b\bar{b}}}{dy} \Big|_{y_b=0} &= \alpha_{y_b=0}^{extr} \cdot \sigma^{meas}(J/\psi \leftarrow B, |y_{J/\psi}| < 0.9, p_T^{J/\psi} > 2\text{GeV}/c) \\ \alpha_{y_b=0}^{extr} &= \frac{\frac{d\sigma_{b\bar{b}}^{model}}{dy} \Big|_{y_b=0}}{\sigma^{model}(B \rightarrow J/\psi, |y_{J/\psi}| < 0.9, p_T^{J/\psi} > 2\text{GeV}/c)} \end{aligned}$$

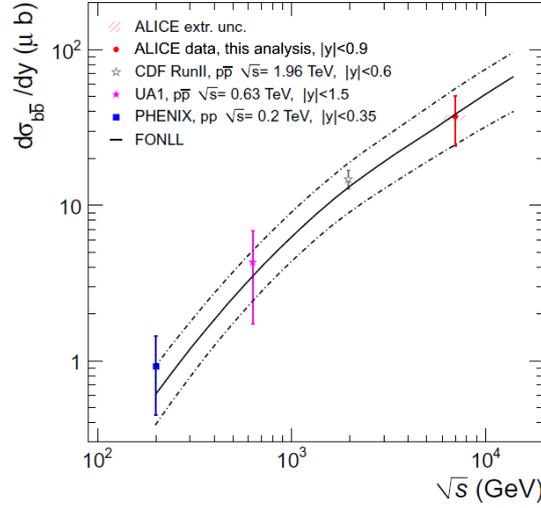
dove  $\alpha_{y_b=0}^{extr}$  nella formula rappresenta il fattore di estrapolazione utilizzato per passare dalla sezione d'urto non-prompt misurata a quella relativa  $\frac{d\sigma_{b\bar{b}}}{dy}(y_b = 0)$ . Utilizzando il modello FONLL si trova  $\alpha_{y_b=0}^{extr} = 36.8_{-2.27}^{+0.93}$ , dove gli errori sul modello sono valutati variando le scale di energia, le masse e le funzioni di distribuzione partonica come descritto precedentemente. Pertanto applicando la 4.18 si ricava la sezione d'urto di produzione di adroni beauty a rapidità centrale  $\frac{d\sigma(pp \rightarrow b\bar{b} + X)}{dy} \Big|_{y_b=0}$ :

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow b\bar{b} + X)}{dy} \Big|_{y_b=0} = 37.1 \pm 9.9(stat) \pm 8.6(syst)_{-2.29}^{+0.94}(extr.) \mu b$$

Utilizzando le simulazioni Monte Carlo descritte precedentemente per le  $J/\psi$  non-prompt (PYTHIA, tuning "Perugia-0" [148]) al posto di FONLL si trova che il valore centrale della sezione d'urto ottenuta è pari a  $35.6 \mu b$ , mentre sostituendo nella simulazione il generatore di decadimenti EvtGen al posto di PYTHIA si trova  $37.4 \mu b$ . Entrambi i valori risultano compatibili entro gli errori con il risultato ottenuto utilizzando il modello FONLL.

Nella figura 4.25 la misura di ALICE della sezione d'urto di produzione di quark beauty a rapidità centrale è confrontata con le misure relative agli altri esperimenti in funzione dell'energia del centro di massa. In particolare sono mostrati per confronto i risultati in  $pp$  di PHENIX [162, 163] e quelli in  $p\bar{p}$  relativi agli esperimenti UA1 [19, 20] e CDF [21]. Sullo stessa figura sono inoltre sovrapposte le previsioni fornita da FONLL[159], con la relativa banda di incertezza.

In maniera analoga è possibile ottenere la sezione d'urto totale di produzione di quark beauty, integrata su tutta la regione di rapidità:



**Figura 4.25:**  $\frac{d\sigma_{b\bar{b}}}{dy}$  a rapidità centrale in funzione dell'energia del centro di massa. Oltre alla misura di ALICE sono mostrati per confronto le misure di PHENIX in pp [162, 163] e quelle di UA1 [19, 20] e CDF [21] in  $p\bar{p}$ . La linea continua rappresenta la predizione del modello FONLL [112, 159] con la relativa banda di incertezza evidenziata dalle linee tratteggiate.

$$\sigma_{b\bar{b}} = \alpha_{4\pi}^{extr} \cdot \frac{\sigma^{meas}(J/\psi \leftarrow B, |y_{J/\psi}| < 0.9, p_T^{J/\psi} > 2GeV/c)}{2 \cdot BR}$$

$$\alpha_{4\pi}^{extr} = \frac{\sigma_{b\bar{b}}^{model} \cdot BR}{\sigma^{model}(B \rightarrow J/\psi, |y_{J/\psi}| < 0.9, p_T^{J/\psi} > 2GeV/c)}$$

dove  $\alpha_{4\pi}^{extr}$  (a meno del  $BR(B \rightarrow J/\psi)$ ) è il rapporto tra la sezione d'urto di  $J/\psi$  non-prompt misurata e la sezione d'urto totale di produzione di quark beauty, entrambe valutate dal modello. Utilizzando le predizioni di FONLL si vede che il fattore di estrapolazione con i relativi errori è pari a  $\alpha_{4\pi}^{extr} = 5.633_{-0.25}^{+0.23}$ . Applicando la 4.18 si ottiene la sezione d'urto totale di produzione di quark beauty:

$$\sigma(pp \rightarrow b\bar{b} + X) = 246 \pm 65(\text{stat}) \pm 58(\text{syst})_{-11}^{+10}(\text{extr.}) \mu\text{b}$$

Nella tabella 4.3 è fatto un riepilogo dei fattori di estrapolazione ottenuti con FONLL, con le incertezze sul modello valutate variando separatamente i fattori di scala, le masse e le PDF.

Analogamente al caso precedente il fattore  $\alpha_{4\pi}^{extr}$  è stato anche valutato attraverso simulazioni Monte Carlo, in particolare si trova  $\alpha_{4\pi}^{extr} = 4.99 \pm$

extr. factor		scale	mass	pdf	all
$\alpha_{p_{\text{T}}^{J/\psi} > 0}^{J/\psi \leftarrow B} = 1.521$	MIN	-0.091	-0.034	-0.020	-0.099
	MAX	+0.013	+0.034	+0.013	+0.038
$\alpha_{y_b=0}^{extr} = 36.8$	MIN	-2.14	-0.58	-0.50	-2.27
	MAX	+0.26	+0.79	+0.41	+0.93
$\alpha_{4\pi}^{extr} = 5.633$	MIN	-0.182	-0.173	-0.008	-0.252
	MAX	+0.088	+0.209	+0.008	+0.227

**Tabella 4.3:** Fattori di estrapolazione descritti nel testo valutati attraverso FONLL [159]. Nella tabella sono inoltre mostrate le incertezze totali del modello su tali fattori e quelle parziali valutate variando le scale dell'energia, le masse e le funzioni di distribuzione partonica.

Exp/Channel	Visible range	$\alpha_{4\pi}^{extr(FONLL)}$ (central)
CMS, $B \rightarrow \mu + X$	$p_{\mu} > 6\text{GeV}/c$ , $ \eta_{\mu}  < 2.1$	$> 100$
ATLAS, $B \rightarrow J/\psi + X$	$p_{\text{T}}(J/\psi) > 7\text{GeV}/c$ , $ y_{J/\psi}  < 0.75$	$\sim 80$
ALICE, $B \rightarrow e + X$	$p_{\text{T}}^e > 1.4\text{GeV}/c$ , $ y_e  < 0.8$	$\sim 8$
ALICE, $B \rightarrow J/\psi + X$	$p_{\text{T}}(J/\psi) > 1.3\text{GeV}/c$ , $ y_{J/\psi}  < 0.9$	$\sim 4.5$
LHCb, $B \rightarrow D_0 + \mu$	$p_{\text{T}}(J/\psi) > 0$ , $2 < \eta < 6$	3.61 (publ.)
LHCb, $B \rightarrow J/\psi + X$	$p_{\text{T}}(J/\psi) > 0$ , $2 < \eta < 4.5$	5.21 (publ.)

**Tabella 4.4:** Fattore di estrapolazione  $\alpha_{4\pi}^{extr}$  relativo alla sezione d'urto totale di produzione di quark beauty per ALICE (nei canali  $B \rightarrow J/\psi + X$  e  $B \rightarrow e + X$ ) e per gli altri esperimenti di LHC (con i relativi canali studiati). In particolare sono presenti i valori pubblicati da LHCb a rapidità in avanti [164, 165], e quelli estrapolati sempre con FONLL partendo dai risultati pubblicati di CMS [29] e ATLAS [15].

0.02 nel caso di PYTHIA e  $\alpha_{4\pi}^{extr} = 5.12 \pm 0.02$  nel caso in cui si utilizza PYTHIA+EVTGEN, compatibili entro due sigma con il valore quotato attraverso FONLL. La misura di ALICE integrata in rapidità risulta essere in buon accordo con le misure quotate da LHCb estrapolate a partire dalle misure effettuate a rapidità in avanti [164, 165].

È importante notare che il valore del fattore di estrapolazione della sezione d'urto totale di produzione  $b\bar{b}$  in questa analisi è il più piccolo rispetto agli altri esperimenti di LHC a rapidità centrale, questo significa che ALICE riesce a misurare la “frazione” maggiore di sezione d'urto di produzione per adroni beauty. Questo confronto è mostrato nella tabella 4.4, in cui sono presenti i fattori di estrapolazione a rapidità centrale ed in avanti per i diversi esperimenti relativamente ai canali di decadimento studiati nello specifico. In particolare sono elencati i valori del fattore di estrapolazione pubblicati da

LHCb a rapidità in avanti [164, 165], e quelli estrapolati sempre con FONLL partendo dai risultati pubblicati di CMS [29] e ATLAS [15]. Come si vede il fattore di estrapolazione  $\alpha_{4\pi}^{extr}$  a rapidità centrale per ALICE nel canale  $B \rightarrow J/\psi + X$  è pari a 4.5 (circa 8 nel canale elettronico  $B \rightarrow e + X$ ) ed è il più piccolo rispetto a tutti gli altri.

# Conclusioni

L'analisi presentata in questa tesi ha riguardato lo studio della produzione delle  $J/\psi$  nel canale di decadimento dileptonico  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ , nella regione centrale di rapidità ( $|y_{J/\psi}| < 0.9$ ) con il rivelatore ALICE. Il campione di dati utilizzato è quello relativo all'intera statistica collezionata nell'anno 2010 in collisioni protone-protone a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Tale campione di dati è stato selezionato utilizzando un trigger minimum bias (circa 350 milioni di eventi), e corrisponde ad una luminosità integrata di  $L_{\text{int}} = 5.6\text{nb}^{-1}$ .

L'analisi presentata in questa tesi fa uso dei rivelatori ITS e TPC per la fase di tracciamento e ricostruzione delle tracce; la TPC inoltre è stata anche utilizzata per selezionare le tracce elettroniche sfruttando la misura della perdita specifica di energia ( $dE/dx$ ). L'SPD, che costituisce i primi due strati dell'ITS, si è rivelato di estrema importanza per due aspetti. Innanzitutto il requisito di richiedere che le tracce utilizzate per l'analisi abbiano almeno un hit in uno dei due strati dell'SPD ha favorito la selezione di tracce provenienti dalla conversione dei fotoni, migliorando l'estrazione del segnale. Ma soprattutto l'utilizzo dell'SPD nel tracciamento permette di raggiungere una buona risoluzione sul parametro di impatto anche a bassi impulsi ( $70 \mu\text{m}$  per  $p_{\text{T}} \sim 1 \text{ GeV}/c$ ); questa caratteristica permette la separazione tra  $J/\psi$  prompt e secondarie provenienti dal decadimento di adroni beauty, essendo questi ultimi caratterizzati da lunghezze di cammino medio dell'ordine di  $500 \mu\text{m}$ .

Una prima analisi ha riguardato la misura della sezione d'urto di produzione integrata e differenziale in  $p_{\text{T}}$  per le  $J/\psi$  inclusive, nella regione centrale di rapidità ( $|y_{J/\psi}| < 0.9$ ). Questa analisi è documentata in un articolo [16] pubblicato dalla collaborazione ALICE, ed il lavoro descritto in questa tesi è servito alla finalizzazione dello stesso. Le misure ottenute sono state confrontate con quelle relative agli altri esperimenti di LHC; da tale confronto è emerso che la misura di ALICE ricopre un intervallo in impulso trasverso complementare a quello ricoperto da ATLAS e CMS a rapidità centrale. In particolare ALICE riesce a finalizzare la misura arrivando sino a  $p_{\text{T}}(J/\psi) = 0$ .

Una seconda analisi ha riguardato la separazione tra  $J/\psi$  prompt e secondarie. Il lavoro qui descritto ha condotto ad un secondo articolo, che al momento della stesura della tesi è in una fase di revisione all'interno della collaborazione ALICE.

La misura della frazione di  $J/\psi$  non-prompt, indicata con  $f_B$ , è al momento limitata dalle incertezze statistiche. Nonostante ciò i risultati di ALICE si sono rivelati importanti per diversi aspetti.

La misura della frazione  $f_B$  integrata in  $p_T$  è stata effettuata a rapidità centrale raggiungendo il limite inferiore  $p_T = 1.3 \text{ GeV}/c$ , di gran lunga più basso rispetto a quelli raggiunti da CMS ( $p_T = 6.5 \text{ GeV}/c$ ) e ATLAS ( $p_T = 7 \text{ GeV}/c$ ) sempre a rapidità centrale.

La determinazione di  $f_B$  è stata fatta inoltre anche in quattro bins di impulso trasverso. Questo ha permesso la valutazione della sezione d'urto prompt differenziale in  $p_T$ . I risultati relativi alla sezione d'urto  $d\sigma^{prompt}/dydp_T$  sono stati confrontati con alcune predizioni teoriche, in particolare con i calcoli al NLO della teoria NRQCD, di Y.-Q. Ma et al. [140, 141] e M. Butenschön et al. [142, 143]. Entrambi i calcoli includono il color-singlet-model (CS), il color-octet-model (CO) e il contributo proveniente dalla diseccitazione degli stati di charmonio di più alta energia. Il confronto si è rivelato soddisfacente ed ha confermato che l'utilizzo del CO per descrivere i risultati appare indispensabile.

La misura di  $f_B$  integrata in  $p_T$  ha permesso di valutare la sezione d'urto di produzione di  $J/\psi$  non-prompt nella regione visibile: tale determinazione si è rivelata essere in buon accordo con le predizioni del modello FONLL [112]. La misura della sezione d'urto di produzione di  $J/\psi$  non-prompt è stata inoltre estrapolata per  $p_T(J/\psi) > 0$  utilizzando FONLL[112] (sempre a rapidità centrale) ed il risultato così ottenuto è stato combinato con gli analoghi risultati degli esperimenti CMS ed LHCb a rapidità in avanti. La  $d\sigma^{non-prompt}/dy$  in funzione di  $y$ , ottenuta combinando la misura di ALICE con quelle di CMS ed LHCb, è stata confrontata con le predizioni del modello FONLL [112]: il confronto denota un accordo soddisfacente con le misure ed in particolare i dati sperimentali hanno errori più piccoli rispetto alla teoria e possono aiutare nel ridurre l'incertezze teoriche.

Una procedura simile è stata utilizzata per estrapolare la sezione d'urto di produzione  $b\bar{b}$  a rapidità centrale  $d\sigma_{b\bar{b}}/dy|_{y_b=0}$ . Questa misura di ALICE, unica ad LHC, è stata confrontata con le altre misure a rapidità centrale ad energie del centro di massa inferiori: in particolare si sono considerate le misure di PHENIX in pp e quelle di UA1 e CDF in  $p\bar{p}$ . La distribuzione di  $d\sigma_{b\bar{b}}/dy|_{y_b=0}$  in funzione di  $\sqrt{s}$  è stata confrontata con l'andamento teorico

previsto da FONLL: anche in tal caso si nota un buon accordo tra le misure e la predizione teorica.

In maniera analoga è possibile ottenere la sezione d'urto totale di produzione di quark beauty, integrata su tutta la regione di rapidità  $\sigma_{b\bar{b}}$ : tale misura risulta essere in buon accordo con le misure quotate da LHCb, estrapolate a partire dalle misure effettuate a rapidità in avanti.

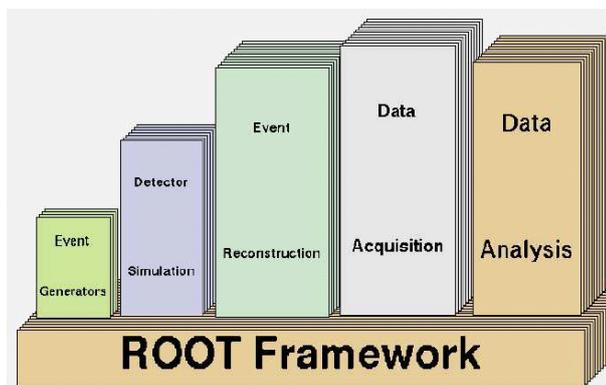
# Appendice A

## L'ambiente di simulazione ed analisi

L'ambiente di simulazione off-line (o framework) di ALICE è un complesso di strumenti software che permettono la ricostruzione e l'analisi dei dati raccolti da ALICE o la loro simulazione con tecniche Monte Carlo. Tale complesso software prende il nome di AliRoot ed è fondamentalmente basato sul framework di ROOT.

### Root

ROOT è un framework scritto in C++ sfruttando la tecnica della programmazione orientata ad oggetti (Object-Oriented). E' composto da circa 650 classi, molte delle quali ereditano da alcune classi base comuni.



**Figura 1:** Rappresentazione del framework di ROOT e sua applicazione alla fisica delle alte energie.

La struttura di ROOT, mostrata nella figura 1, è organizzata in modo da poter trattare la mole di dati proveniente dagli esperimenti di fisica delle alte energie (HEP): ROOT infatti è dotato di pacchetti per la generazione, simulazione dei detector, ricostruzione di eventi, analisi di dati e visualizzazione.

Grazie alla tecnica della programmazione ad oggetti il framework di ROOT ha subito preso il posto dei vecchi strumenti software scritti in FORTRAN, ed è diventato il principale mezzo software per gli esperimenti di fisica delle alte energie.

## AliRoot

I principi su cui è stato basato lo sviluppo di AliRoot sono la modularità e la riutilizzabilità. La modularità permette all'utente di scegliere le differenti parti del codice (ovvero differenti generatori di eventi, differenti algoritmi di ricostruzione,...) senza cambiare la struttura del sistema. La riutilizzabilità è legata alla possibilità di usare lo stesso codice anche se il sistema è in continua evoluzione.

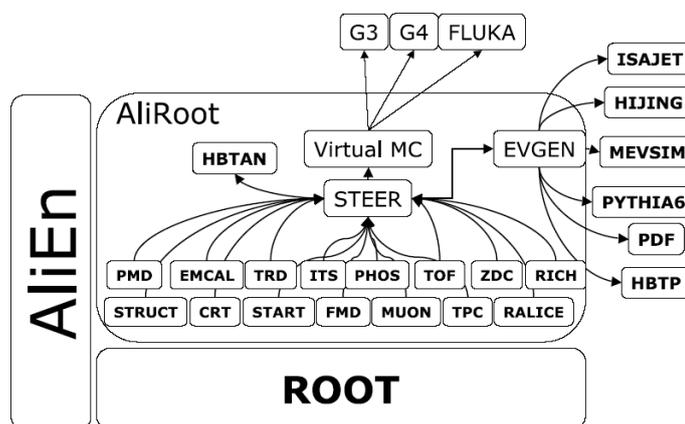


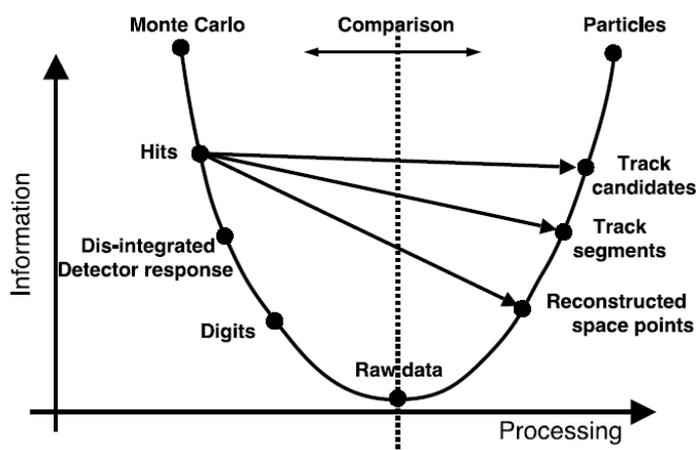
Figura 2: Rappresentazione del framework di ALIROOT.

Lo schema del framework di AliRoot è mostrato nella figura 2. Il modulo centrale, chiamato *STEER*, coordina tutto il sistema ed è interfacciato al codice specifico di ciascun detector, ai generatori di eventi, ai vari Monte Carlo di trasporto e a tutte le classi utilizzate per la ricostruzione.

I generatori di eventi sono interfacciati dal modulo *EVGEN*, e sono stati sviluppati all'esterno della collaborazione di ALICE.

AliRoot consente l'uso di almeno tre diversi Monte Carlo di trasporto: GEANT3 [128], FLUKA [129], GEANT4 [130]. Essendo i loro codici originali scritti in FORTRAN (fatta eccezione per GEANT4), l'utilizzo di tali Monte Carlo è permesso dalla classe del VMC che crea un'interfaccia tra il FORTRAN e il C++. I singoli detectors sono dotati di moduli indipendenti con codici specifici per la simulazione e la ricostruzione locale. L'informazione che proviene dalla ricostruzione locale è raggruppata per poter

ricostruire globalmente l'evento: l'output della ricostruzione globale è contenuto in un Event-Summary-Data (ESD), un oggetto della classe AliESD. Nell'ESD sono depositate tutte le informazioni relative a tracce e particelle dell'evento, nonché le variabili globali dell'evento stesso, per cui l'ESD è utilizzato come punto di partenza per l'analisi. A partire dall'ESD si può conservare l'informazione per l'analisi ultima in un oggetto più piccolo detto AOD (Analysis-Object-Data) che è stato sviluppato più recentemente: nel progetto corrente l'AOD (oggetto della classe AliAOD) è diviso in differenti sottogruppi, uno per ogni tipo di analisi, in modo da permettere all'utilizzatore di recuperare solo il sottogruppo riguardante l'analisi per cui ha interesse. La catena completa di simulazione di eventi e ricostruzione è visualizzata in figura 3: la parte sinistra della parabola è riferita alla simulazione, la parte destra mostra la procedura di ricostruzione che può essere utilizzata sia per le simulazioni che per i dati.



**Figura 3:** Rappresentazione schematica della catena per la simulazione e ricostruzione di eventi.

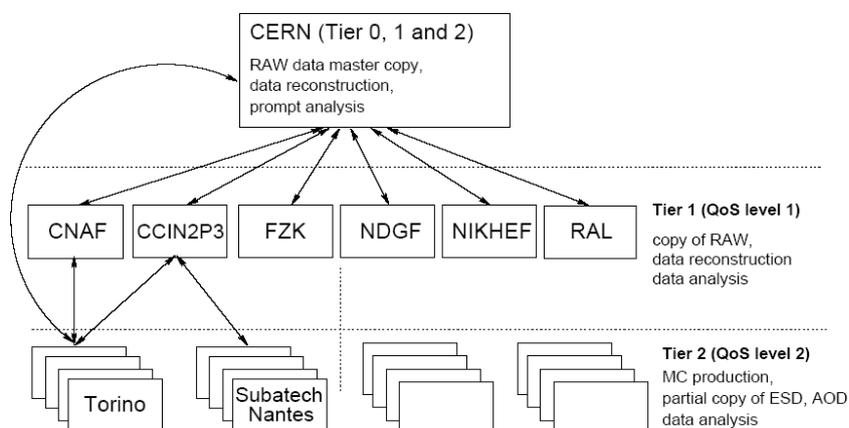
Nella fase di *generazione* la collisione è simulata mediante un generatore di eventi, che produce un array di particelle finali caratterizzate da determinati impulsi, uscenti dal vertice primario di collisione. Questo array è chiamato “Kine-Tree” ed è una struttura TTree di ROOT contenente una lista di TParticle con la loro cinematica completa. Le particelle che emergono dalla collisione vengono propagate (in campo magnetico) e il codice di trasporto simula le interazioni che avvengono con il materiale (inerte ed attivo) del rivelatore. I depositi di energia delle particelle nelle parti attive dei rivelatori sono denominati *hits*. Gli *hits* vengono trasformati nella risposta reale di un rivelatore, ovvero nei *digit*, in modo da tener conto delle possibili distorsioni che il segnale subisce a causa dell’elettronica di lettura. Un formato interme-

dio prodotto sono i *summable digits*, utili quando si vogliono sovrapporre tra loro gli effetti di più tracce che possono simultaneamente attivare lo stesso rivelatore. Successivamente i digit vengono convertiti nel formato dei *raw-data*: tale formato è identico a quello che proviene direttamente dal sistema di acquisizione durante la presa dati. Da questo punto in poi comincia la ricostruzione del segnale che procede nello stesso modo sia per gli eventi simulati che per i dati. Inizialmente per ottenere i digits dai raw data viene fatta una convoluzione tra il contributo fisico e il contributo dell'elettronica creando in uscita un singolo segnale, successivamente una serie di digit sono raggruppati insieme a formare un *cluster* che rappresenta il segnale generato dalla particella nel detector. Nella procedura di ricostruzione locale viene determinato un *rec-point* calcolando il baricentro del cluster. Il rec-point è una stima della posizione della particella quando questa attraversa la parte sensibile del detector. Nella fase di ricostruzione globale i rec-point vengono associati per formare tracce ricostruite descritte in termini di variabili cinematiche, e recanti informazioni sull'identità e sulla perdita di energia delle particelle.

## Calcolo distribuito su griglia (GRID)

La grande quantità di dati che ALICE, ma in generale tutto LHC, produce durante i periodi di presa dati richiede delle imponenti risorse di calcolo (CPU) e deposito dati. Ad esempio un mese di collisioni Pb-Pb ad ALICE producono circa 1 PByte di dati (1 Peta-Bytes= $10^{15}$  Bytes) ed un anno di collisioni protone-protone circa 2 PByte. Conseguentemente la costruzione di LHC ha richiesto in parallelo l'implementazione di un'infrastruttura software adatta a trattare con una quantità enorme di dati. In pratica non conviene e non è possibile, basarsi sulle risorse (CPU e deposito dati) appartenenti ad un singolo centro di calcolo, ma risulta conveniente cercare di distribuire il calcolo, ovvero condividere le risorse tra i vari istituti che partecipano all'esperimento. Questo è fatto secondo il modello MONARC (Modules of Networks Analysis at Regional Centres for the LHC Experiments) schematizzato in figura 4.

In questo schema le risorse di calcolo e di deposito accessibili sono organizzate in diversi livelli chiamati *Tiers*: il livello 0 è allocato al CERN, dove i dati iniziali (raw-data) vengono accumulati. Una seconda copia di questi viene distribuita ai centri del livello 1 (Tiers 1), che costituiscono i centri di calcolo più imponenti, il cui scopo principale è quello di fare una ricostruzione degli eventi a partire dai raw-data. I centri appartenenti al livello 2 contribuiscono alla realizzazione delle simulazioni Monte Carlo e a produrre files pronti per essere distribuiti ai singoli utilizzatori per essere analizzati.



**Figura 4:** Vista schematica del sistema MONARC mediante il quale è organizzato il calcolo distribuito in ALICE.

Questo modello può essere realizzato grazie all’ausilio della cosiddetta “griglia di calcolo” o “**GRID**”.

Il termine *Grid computing* (letteralmente, “calcolo a griglia”) sta ad indicare un paradigma del calcolo distribuito, di recente introduzione, costituito da un’infrastruttura altamente decentralizzata e di natura variegata in grado di consentire ad un vasto numero di utenti l’utilizzo di risorse (prevalentemente CPU e deposito dati) provenienti da un numero indistinto di calcolatori (anche e soprattutto di potenza non particolarmente elevata) interconnessi tra loro mediante una rete (solitamente Internet). Uno dei principali vantaggi dell’utilizzo della Grid consiste nella possibilità di splittare un lavoro, o come si definisce “job”, in tanti identici “sotto-job” più piccoli che vengono eseguiti in parallelo su diverse macchine, denominate “worker-node”.

L’attività di GRID generalmente è controllata da un “gestore” (*middleware*) che amministra il calcolo distribuito tra i vari centri di calcolo connessi a GRID, detti “organizzazioni virtuali”. L’organizzazione virtuale di ALICE (“ALICE VO”) è composta da circa 80 siti distribuiti in tutto il mondo, ognuno dei quali risulta essere composto da un certo numero di “worker-node”. Un mediatore tra le risorse e gli utenti (*broker*) ha il compito di spedire i lavori nei centri selezionati: si usa dire che GRID ha un’architettura di tipo “push”. Questo significa che il broker conosce lo stato di tutte le risorse, ricerca quelle che meglio si adattano alle richieste degli utenti e a queste assegna il lavoro richiesto. La collaborazione di ALICE ha sviluppato un software basato sulla tecnologia di GRID atto a soddisfare le richieste precise dell’esperimento: “AliEn” (ALICE production Environment). Questo mantiene l’interoperativ-

ità con i progetti GRID EDG-LCG <sup>11</sup> ma la sua architettura è di tipo “pull”: in un tale sistema sono le risorse stesse ad avvertire della loro presenza e disponibilità. Precisamente tutti i lavori “sottomessi” (cioè le richieste degli utenti) vengono spedite in una coda di attesa centrale e i centri locali che soddisfano le richieste specifiche per un determinato lavoro ne accettano la richiesta e lo eseguono localmente, ovviamente se hanno sufficienti risorse disponibili.

---

<sup>11</sup>EDG è l’European Data Grid; LCG (LHC Computing Grid) è un framework istituito per LHC

# Appendice B

## EVTGEN: un generatore specifico per la fisica del Beauty

EvtGen[151] è un simulatore di decadimenti sviluppato in maniera specifica per lo studio degli adroni contenenti quark beauty. Il codice di simulazione di EvtGen è stato originariamente sviluppato dalla collaborazione CLEO per lo studio dei decadimenti semileptonici, e successivamente è stato esteso per un generico decadimento di adroni beauty dalla collaborazione di BaBar. EvtGen è stato adottato da molte Collaborazioni (Belle, CDF, DØ, LHCb, ATLAS) come decaditore principale di riferimento.

Nella simulazione di una catena di decadimento (ovvero decadimenti che hanno una struttura sequenziale come  $B \rightarrow D^* l \nu, D \rightarrow D\pi$ ) EvtGen fa uso di *ampiezze complesse* anziché di probabilità ed utilizza un'*algebra spinoriale* (includendo nel calcolo delle probabilità di decadimento le matrici di densità di spin) per la rappresentazione degli stati di particella. Questo permette di simulare correttamente gli effetti di interferenza, importanti per lo studio della violazione CP, e gli stati di elicità che si riflettono nella distribuzione angolare dei prodotti di decadimento. In EvtGen la catena di decadimento è suddivisa in decadimenti elementari, denominati “nodi”. Ciascun nodo viene simulato indipendentemente e successivamente combinato con gli altri che costituiscono la catena di decadimento. EvtGen è inoltre interfacciato con PHOTOS [152, 153] che permette di generare i processi di “Final State Radiation” (FSR) (quali ad esempio i processi di bremsstrahlung interna:  $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ ).

In EvtGen ci sono circa 80 modelli di decadimento implementati: tra questi vi sono alcuni più generali, che possono riferirsi simultaneamente a più canali di decadimento, ed altri altamente specializzati (ad esempio quelli utilizzati per studiare la violazione CP). Ad esempio il modello “VSS” in EvtGen è utilizzato per far decadere un mesone vettore in una coppia di scalari: questo modello può essere utilizzato per descrivere simultaneamente

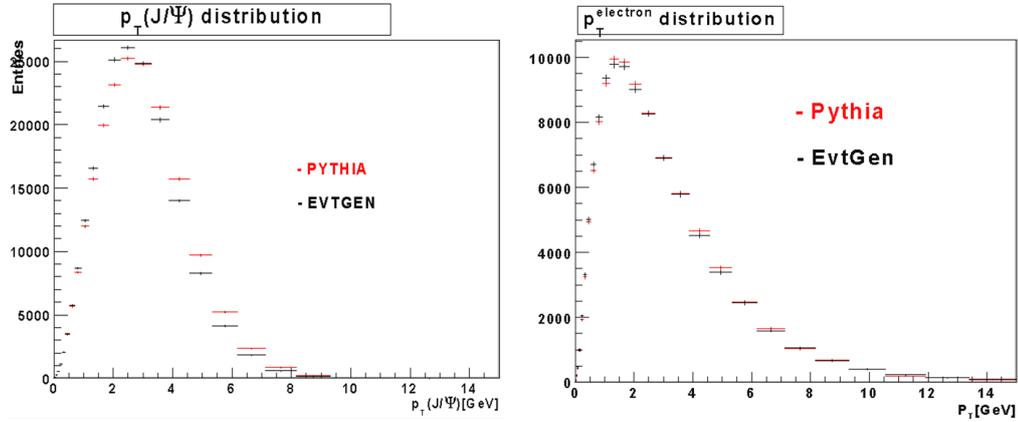
B-hadron	J/ $\psi$ channel	BR(Pythia)	BR(EvtGen)	BR(PDG)
$B^0$	J/ $\psi$ $K^0$	$8 \cdot 10^{-4}$	$8.72 \cdot 10^{-4}$	$(8.71 \pm 0.32) \cdot 10^{-4}$
	J/ $\psi$ $K^*(892)^0$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$	$(1.33 \pm 0.06) \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $\pi^0$	-	$2.05 \cdot 10^{-5}$	$(2.05 \pm 0.24) \cdot 10^{-5}$
	J/ $\psi$ $\rho^0$	-	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$(2.7 \pm 0.40) \cdot 10^{-5}$
	J/ $\psi$ $K^*(1430)^0$	-	$5 \cdot 10^{-4}$	-
	J/ $\psi$ $K(1400)^0$	-	$1 \cdot 10^{-4}$	-
	J/ $\psi$ $K(1270)^0$	-	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$(1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $K^0 \pi^+ \pi^-$	-	-	$(1 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $\omega$	-	$3 \cdot 10^{-4}$	$< 2.7 \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $K^\pm \pi^\pm$	-	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$(1.2 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $K^0 \pi^0$	-	$1 \cdot 10^{-4}$	-
	J/ $\psi$ $\phi K^0$	-	$9.4 \cdot 10^{-5}$	$(9.4 \pm 0.26) \cdot 10^{-5}$
	J/ $\psi$ $K^*(892)^+ \pi^-$	-	-	$(8 \pm 4) \cdot 10^{-4}$
	J/ $\psi$ $K^*(892)^0 \pi^+ \pi^-$	-	-	$(6.6 \pm 2.2) \cdot 10^{-4}$
$B^\pm$	J/ $\psi$ $K^\pm$	$8 \cdot 10^{-4}$	$1.007 \cdot 10^{-3}$	$(1.007 \pm 0.035) \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $K^\pm \pi^+ \pi^-$	-	-	$(1.07 \pm 0.19) \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $\pi^\pm$	-	$4.9 \cdot 10^{-5}$	$(4.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$
	J/ $\psi$ $\rho^\pm$	-	$6 \cdot 10^{-5}$	$(5 \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$
	J/ $\psi$ $K^*(892)^\pm$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.41 \cdot 10^{-3}$	$(1.43 \pm 0.008) \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $K(1270)^\pm$	-	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$(1.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $K(1400)^\pm$	-	$1 \cdot 10^{-4}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$
	J/ $\psi$ $\phi K^\pm$	-	$5.2 \cdot 10^{-5}$	$(5.2 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$
	J/ $\psi$ $K^*(1430)^\pm$	-	$5 \cdot 10^{-4}$	-
J/ $\psi$ $\eta K^\pm$	-	-	$(1.08 \pm 0.33) \cdot 10^{-4}$	
$B_s^0$	J/ $\psi$ $\phi$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.35 \cdot 10^{-3}$	$(9.3 \pm 0.33) \cdot 10^{-4}$
	J/ $\psi$ $\eta$	$4 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$< 3.8 \cdot 10^{-3}$
	J/ $\psi$ $\eta'$	$4 \cdot 10^{-4}$	$6.4 \cdot 10^{-4}$	-
	J/ $\psi$ $\pi^0$	-	-	$< 1.2 \cdot 10^{-4}$
$\Lambda_b^0$	J/ $\psi$ $\Lambda$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-4}$	$(4.7 \pm 2.8) \cdot 10^{-4}$

**Tabella 1:** Confronto tra i canali e i branching ratios considerati nei generatori Pythia ed EvtGen. Per confronto sono riportati inoltre i valori dei branching ratios presenti in [35].

i decadimenti  $D^* \rightarrow D\pi$  e  $\rho \rightarrow \pi\pi$ . D'altra parte il modello "BTO4PICP" descrive il decadimento  $B \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$  utile per gli studi di violazione CP.

EvtGen è stato introdotto, a corollario del lavoro di questa tesi, nel framework di simulazione e analisi di ALICE (AliRoot); il codice originale è stato lasciato invariato rispetto alla release ufficiale. Sono state sviluppate alcune classi di interfaccia che permettono l'utilizzo di EvtGen attraverso il seguente schema. Si utilizza un sistema (denominato "cocktail") di generatori inseriti in parallelo; in particolare il primo di essi (che generalmente è Pythia) viene configurato in modo tale che gli adroni beauty (o charm) da esso prodotti siano "congelati", ovvero non vengono fatti decadere. Il loro decadimento viene successivamente generato da EvtGen, che viene inserito alla fine del "cocktail" di generatori.

I canali di decadimento studiati (e testati) finora sono quelli relativi a  $B \rightarrow J/\psi + X$ ,  $B \rightarrow e + X$ ,  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  e  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Lo studio di tali canali si è basato su una serie di confronti tra EvtGen ed il decaditore standard utilizzato in ALICE, ovvero Pythia. Innanzitutto si sono comparati i canali di decadimento per il caso inclusivo  $B \rightarrow J/\psi + X$  tra Pythia ed EvtGen, e tale confronto è mostrato in tabella 1 (lo stesso studio è stato fatto per il canale  $B \rightarrow e + X$ ). Nella stessa tabella per confronto sono riportati i canali di decadimento ed i branching ratio ricavati da [35]. La



**Figura 1:** Distribuzioni Monte Carlo per  $J/\psi$  (sinistra) ed elettroni (destra) provenienti da decadimenti di adroni con quark beauty. In entrambe le figure lo spettro in rosso si riferisce alle distribuzioni ottenute utilizzando Pythia sia come generatore che come decaditore mentre lo spettro in nero è ottenuto utilizzando EvtGen come decaditore al posto di Pythia.

diversità evidente per i canali di decadimento e i branching ratio si traduce nel fatto che le distribuzioni cinematiche dei prodotti di decadimento (e le frazioni degli stessi) saranno diverse nei due casi. Nel seguito illustreremo

$B \rightarrow J/\psi + X$	fraction(Pythia)[%]	fraction(EvtGen)[%]
$\pi^\pm$	$38.2 \pm 0.5$	$48.4 \pm 0.4$
$\pi^0$	$21.1 \pm 0.5$	$24.0 \pm 0.3$
$K^\pm$	$40.6 \pm 0.5$	$23.9 \pm 0.3$
n+p	$\sim 0$	$3.5 \pm 0.3$

$B \rightarrow e + X$	fraction(Pythia)[%]	fraction(EvtGen)[%]
$\pi^\pm$	$50.8 \pm 0.3$	$51.7 \pm 0.3$
$\pi^0$	$32.7 \pm 0.2$	$34.5 \pm 0.2$
$K^\pm$	$14.9 \pm 0.2$	$11.7 \pm 0.2$
n+p	$1.3 \pm 0.2$	$1.9 \pm 0.2$

**Tabella 2:** Frazioni delle varie specie adroniche ottenute dalle catene di decadimento di adroni beauty generate con Pythia e con EvtGen relativamente ai canali inclusivi  $B \rightarrow J/\psi + X$  e  $B \rightarrow e + X$ .

alcune delle differenze riscontrate tra Pythia ed EvtGen nello studio dei canali di decadimento considerati. La figura 1 (sinistra) mostra le distribuzioni di impulso trasverso per le  $J/\psi$  provenienti dal decadimento di adroni beauty, generati con Pythia, e lasciati decadere attraverso Pythia (distribuzione in rosso) o EvtGen (distribuzione in nero). Nella parte destra è mostrato lo stesso studio ma relativo ai canali inclusivi del tipo  $B \rightarrow e + X$ . Entrambe le sudette figure si riferiscono a  $10^5$  eventi protone-protone generati con una coppia  $b\bar{b}$  per evento, in cui entrambi i quark  $b$  e  $\bar{b}$  adronizzano in un adrone beauty. Gli stessi adroni beauty vengono lasciati quindi decadere nei canali inclusivi considerati: le differenze tra i due spettri pertanto sono dovute unicamente all'effetto del decaditore.

Un confronto simile per i due canali ha riguardato la misura delle frazioni delle varie specie adroniche che costituiscono i prodotti finali (ovvero “stabili”<sup>12</sup>) provenienti dalle catene di decadimento di adroni beauty generate con Pythia e con EvtGen. Il confronto è mostrato nella tabella 2 relativamente ai canali inclusivi  $B \rightarrow J/\psi + X$  e  $B \rightarrow e + X$ .

Come abbiamo visto inoltre EvtGen è interfacciato con PHOTOS che permette la generazione dei processi del tipo  $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ : questo si traduce nel fatto che il rapporto  $R = \gamma/\pi^0$  (che è atteso essere vicino a 2 visto che  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), ovvero il rapporto tra il numero di  $\gamma$  e  $\pi^0$  presenti nella catene di decadimento di adroni beauty, sarà diverso tra Pythia ed EvtGen. La tabella

<sup>12</sup>La definizione stabili è riferita rispetto al Monte Carlo che si occupa della generazione “primaria” delle particelle e non del trasporto. Gli adroni caratterizzati da lunghezze di cammino medio dell'ordine del cm, come mesoni  $\pi$  e  $K$ , sono trasportate da GEANT [128] che provvede anche al loro decadimento.

$\gamma/\pi^0$	$B \rightarrow J/\psi + X$	$B \rightarrow e + X$
Pythia	2.15	2.17
EvtGen	2.58	2.28

**Tabella 3:** Rapporto  $R = \gamma/\pi^0$  relativo alle catene di decadimento di adroni beauty generate con Pythia e con EvtGen relativamente ai canali  $B \rightarrow J/\psi + X$  e  $B \rightarrow e + X$ .

3 mostra tale rapporto: si nota che questo è più grande per EvtGen, come previsto.

Attualmente EvtGen è utilizzato nell'analisi di separazione tra  $J/\psi$  prompt e non-prompt, per stimare il sistematico sulla distribuzione relativa alla variabile "pseudoproper decay length" relativa alle  $J/\psi$  secondarie (che è uno degli ingredienti utilizzati nella sudetta analisi).

# Appendice C

## Estrapolazione della sezione d'urto differenziale di adroni beauty attraverso il canale inclusivo $B \rightarrow J/\psi + X$

L'algoritmo descritto in questo paragrafo permette di estrarre la sezione d'urto di produzione (o il "tasso di produzione"  $dN/dp_T^B$ ) di adroni contenenti quark beauty (o charm) a partire dalla sezione d'urto misurata (o dallo spettro misurato) di  $J/\psi$  non-prompt, che provengono dal decadimento di adroni beauty. Il metodo è molto più generale e finalizza la ricostruzione dello spettro di particelle contenenti quark beauty a partire dallo spettro misurato di particelle figlie, sfruttando i decadimenti inclusivi dei beauty (o del charm).

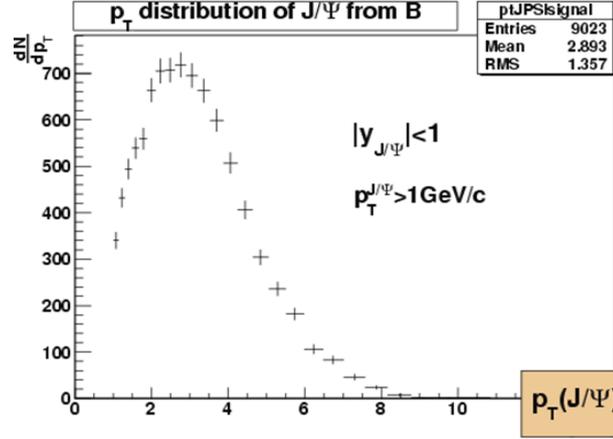
La procedura utilizza simulazioni Monte Carlo, e la sua validità è basata sul fatto che la cinematica di decadimento di adroni beauty è ben compresa in quanto studiata in numerosi esperimenti.

Il metodo fu originariamente sviluppato dalla collaborazione UA1 [166] nel 1988 per riprodurre lo spettro in  $p_T$  dei quark beauty a partire dallo spettro di singoli muoni di alto impulso trasverso (rivelati in direzione opposta, in termini di angolo azimuthale, ad un jet adronico di alta energia trasversa). In tutti gli esperimenti sudetti il metodo è stato implementato per ricavare la sezione d'urto inclusiva di produzione per adroni (o quark) beauty a partire da un valore minimo dell'adrone beauty ( $p_T^{min}(B)$ ).

Il metodo è stato migliorato notevolmente dalla collaborazione CDF [6] in modo da poter estrarre la sezione d'urto differenziale in  $p_T$  per gli adroni beauty sfruttando il canale di decadimento inclusivo  $B \rightarrow J/\psi + X$ . Nel seguito descriveremo come tale metodo è stato implementato nel codice di analisi ufficiale di ALICE; ci riferiremo in particolare al canale inclusivo  $B \rightarrow J/\psi + X$  (anche se l'algoritmo è in grado di funzionare per qualunque canale inclusivo) ed è stato applicato considerando simulazioni Monte Carlo.

Il punto di partenza di tale algoritmo è lo spettro misurato delle  $J/\psi$  non-prompt, che possono essere misurate in una determinata regione di accettazione

di rapidità e impulso trasverso. Un esempio (estratto da simulazioni Monte Carlo) è mostrato in figura 1:



**Figura 1:** Spettro ricostruito da simulazioni Monte Carlo (già corretto per accettazione ed efficienza) per  $J/\psi$  secondarie, ricostruite nella regione di accettazione  $|y_{J/\psi}| < 1$  e  $p_T(J/\psi) > 1$  GeV/ $c$ .

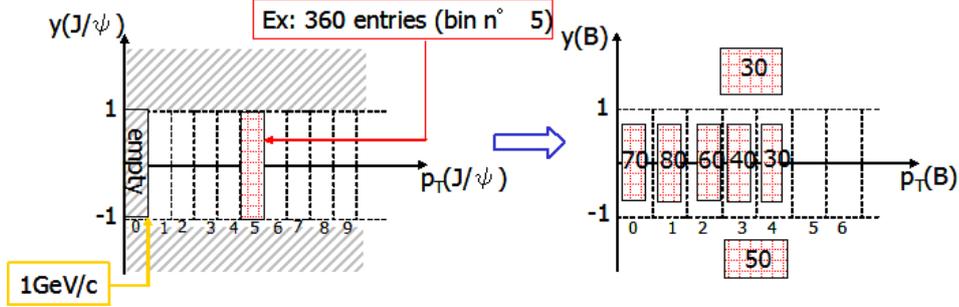
Questo spettro rappresenta quello misurato nella regione di accettazione  $|y_{J/\psi}| < 1$  e  $p_T(J/\psi) > 1$  GeV/ $c$ , già corretto per accettazione ed efficienza. In particolare questo è stato estratto da simulazioni Monte Carlo che utilizzano Pythia [140, 141] come generatore, e simulano collisioni protone-protone con un coppia  $b\bar{b}$  per evento, entrambi forzati a decadere in una  $J/\psi$ . Quello che si vuole misurare è quindi lo spettro in funzione di  $p_T(B)$  o in funzione del  $p_T^{\min}(B)$ , in una determinata regione di rapidità, che si suppone sia la stessa delle  $J/\psi$ , ovvero  $|y_B| < 1$ . Un aspetto peculiare del metodo di estrapolazione è che permette di estrarre lo spettro per adroni beauty  $p_T(B)$  per bassi valori ( $p_T(B) > 0$ ) anche se lo spettro di  $p_T(J/\psi)$  ha un limite inferiore (ovvero  $p_T(J/\psi) > p_T^{\min}$ , dove nel nostro caso  $p_T^{\min} = 1$  GeV/ $c$ ). Questo in quanto per cinematica un adrone beauty con un momento trasverso vicino a zero può decadere producendo una  $J/\psi$  avente un  $p_T(J/\psi)$  sino a 2 GeV/ $c$ .

Il metodo di estrazione è basato sulla seguente formula:

$$\sigma_i(B) = \frac{\sum_{j=1}^N w_{ij} \sigma_j(J/\psi)}{f_i} = \frac{\sigma_i^{\text{RAW}}(B)}{f_i} \quad (1)$$

Nella 1 il simbolo  $\sigma_i(B)$  rappresenta il contenuto del bin  $i$ -esimo della sezione d'urto inclusiva di produzione di adroni beauty  $\frac{d\sigma(pp \rightarrow B+X)}{dp_T(B)}$  mentre  $\sigma_i(J/\psi)$  rappresenta l'analogia quantità per la sezione d'urto relativa alla produzione di  $J/\psi$  secondarie  $\frac{d\sigma(pp \rightarrow B+X, B \rightarrow J/\psi)}{dp_T(J/\psi)}$ , provenienti dal decadimento

di adroni beauty. I fattori  $w_{ij}$  e  $f_i$ , che saranno spiegati di seguito, sono valutati attraverso simulazioni Monte Carlo e sono utilizzati per deconvolvere misurato di  $J/\psi$  provenienti da adroni beauty.



**Figura 2:** Rappresentazione grafica dei fattori di correzione  $w_{ij}$  (dettagli nel testo).

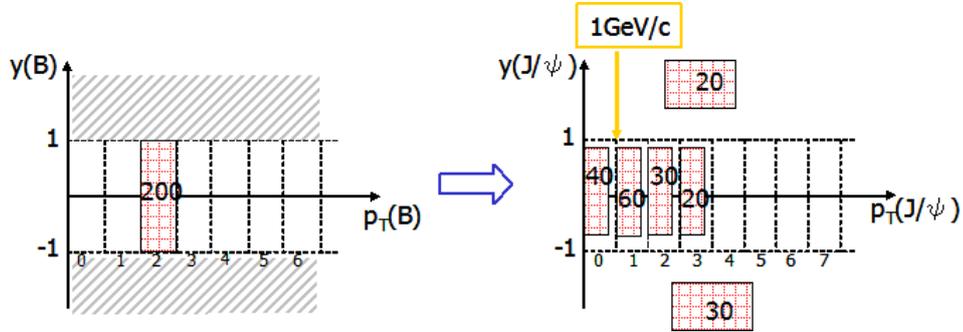
La figura 2 rappresenta graficamente il significato dei fattori  $w_{ij}$ : in particolare ogni  $w_{ij}$  fornisce il contributo alla sezione d’urto di produzione di adroni beauty nel bin  $i$ -esimo di  $p_T(B)$  delle  $J/\psi$  secondarie prodotte nel bin  $j$ -esimo dello spettro di  $p_T(J/\psi)$ , nell’intervallo di rapidità in cui le  $J/\psi$  secondarie sono state rivelate. In particolare la figura mostra nella parte sinistra il piano  $y_{J/\psi}$  verso  $p_T(J/\psi)$ , per le  $J/\psi$  secondarie misurate nella regione di accettazione  $|y_{J/\psi}| < 1$  e  $p_T(J/\psi) > 1\text{GeV}/c$ . Nella parte destra invece troviamo il piano  $y_B$  verso  $p_T(B)$  per gli adroni (o quark) beauty che sono le madri delle  $J/\psi$  nella parte sinistra (per esempio guardando la figura 2 si deduce  $w_{05} = \frac{70}{360}$ ,  $w_{15} = \frac{80}{360}$ , e così via). Per costruzione si ha  $\sum_i w_{ij} = 1$ , legato appunto al fatto che questi fattori di correzione hanno in realtà il significato di una probabilità.

I fattori  $f_i$  invece sono denominati “fattori di correzione di accettazione” e rappresentano la frazione di adroni beauty nel bin  $i$ -esimo dello spettro in  $p_T(B)$  che decadendo producono una  $J/\psi$  nella regione di accettazione (di rapidità e impulso) in cui queste sono rivelate.

Una rappresentazione dei fattori  $f_i$  è data nella figura 3 che mostra il piano  $y$  verso  $p_T$  per adroni beauty nella parte sinistra e per le  $J/\psi$  figlie nella parte destra. Questi fattori correggono la sezione d’urto “raw” ( $\sigma_i^{RAW}(B)$  nella 1) per tenere conto della limitata accettazione in  $p_T$  e  $y$  delle  $J/\psi$  misurate.

Per testare il metodo sono stati generati  $10^5$  eventi contenuti adroni beauty (come descritto sopra) e di questi  $2 \cdot 10^4$  sono stati utilizzati per generare lo spettro di figura 1; i restanti  $8 \cdot 10^4$  sono stati utilizzati per valutare i fattori di correzione  $w_{ij}$  e  $f_i$ . Il risultato dell’applicazione del metodo è mostrato in figura 4:

In particolare nella parte sinistra della figura 4 è mostrata la sezione

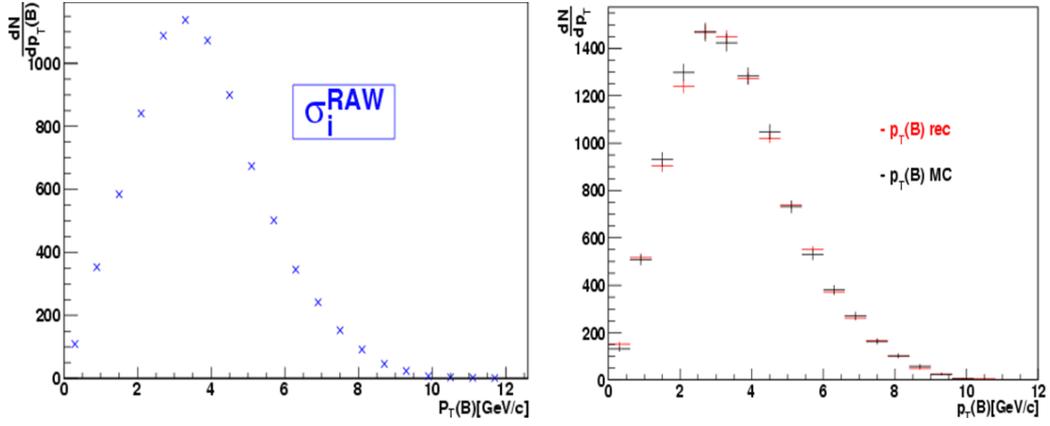


**Figura 3:** Rappresentazione grafica dei fattori di correzione di accettazione  $f_i$  (dettagli nel testo). Dalla figura per esempio possiamo desumere  $f_2 = \frac{60+30+20}{200}$ .

d'urto di produzione di adroni beauty "raw" ottenuta dopo l'applicazione alla sezione d'urto misurata dei soli fattori di correzione  $w_{ij}$ . Nella parte destra invece è mostrato, in rosso, lo spettro di adroni beauty ricostruito dopo l'applicazione completa di tutti i fattori di correzione, compresi anche i fattori di accettazione  $f_i$  (gli errori mostrati in figura sono solo statistici). Sulla stessa figura è anche mostrato lo spettro per gli adroni beauty così come ottenuto dalla verità Monte Carlo nella regione di rapidità  $|y_b| < 1$  (in nero). Il confronto tra le due distribuzioni mostra che lo spettro in  $p_T$  del Monte Carlo è ben riprodotto dalla distribuzione ricostruita, infatti entro gli errori le due distribuzioni sono compatibili in ciascun bin di  $p_T$ . Lo stesso esercizio è stato ripetuto per ricostruire lo spettro di adroni beauty in funzione del minimo  $p_T$  dell'adrone beauty: la formula applicata per tale ricostruzione è concettualmente la stessa di 1, la differenza è nella valutazione dei nuovi fattori di accettazione ed efficienza  $w'_{ij}$  e  $f'_i$ . Anche la valutazione dei nuovi fattori di correzione è concettualmente la stessa vista per estrarre lo spettro in funzione di  $p_T(B)$ : per poterli ottenere si deve semplicemente sostituire nelle figure 2 e 3 al posto di  $p_T(B)$  la variabile  $p_T^{min}(B)$ .

Nella figura 5 è mostrato il risultato della procedura di ricostruzione applicata per ottenere lo spettro ricostruito per gli adroni beauty in funzione del  $p_T^{min}(B)$ . In particolare nella parte sinistra della figura 5 è mostrato lo spettro "raw" ricostruito in funzione di  $p_T^{min}(B)$  mentre nella parte destra della stessa figura è mostrato lo spettro ricostruito con l'intera procedura (in rosso) confrontato con l'analogo ottenuto dalla verità Monte Carlo. Anche in tal caso si nota il buon accordo tra lo spettro ricostruito e quello ottenuto dalla verità Monte Carlo.

Un modo di verificare la correttezza della procedura consiste nel valutare i fattori di correzione sullo stesso campione di simulazioni Monte Carlo che si utilizza per estrarre lo spettro di  $J/\psi$  secondarie ricostruite. Questo controllo



**Figura 4:** Sinistra: sezione d’urto di produzione di adroni beauty “raw” ( $\sigma_i^{RAW}(B)$ ) nella 1) ottenuta dopo l’applicazione alla sezione d’urto misurata dei soli fattori di correzione  $w_{ij}$ . Destra: spettro di adroni beauty ricostruito dopo l’applicazione completa di tutti i fattori di correzione mostrato in rosso; in nero è mostrato per confronto lo spettro ottenuto dalla verità Monte Carlo.

è mostrato nella figura 6: in tal caso l’algoritmo è applicato sull’intero campione di eventi Monte Carlo ( $10^5$  eventi) per ricostruire lo spettro di adroni beauty in funzione di  $p_T(B)$  (sinistra) e  $p_T^{\min}(B)$  (destra):

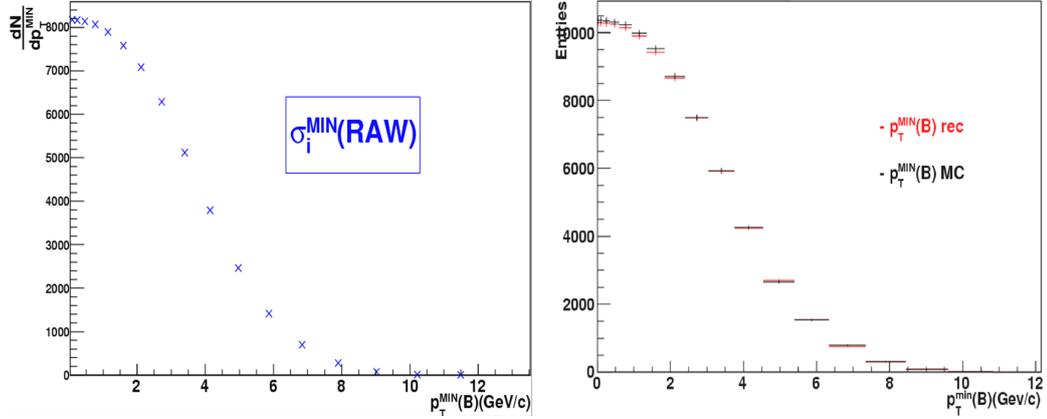
Dalla figura si nota come lo spettro ricostruito coincide perfettamente con lo spettro ottenuto dalla verità Monte Carlo; questa coincidenza garantisce la correttezza dell’algoritmo. Gli errori mostrati in tutte le figure relativamente allo spettro ricostruito sono solo statistici e sono stati ottenuti applicando la formula di propagazione dell’errore:

$$\delta_{stat}^{\sigma_i(B)} = \frac{1}{f_i} \sqrt{\sum_j \left( w_{ij}^2 \left( \delta_{stat}^{\sigma_j(J/\psi)} \right)^2 + \sigma_j(J/\psi)^2 \delta_{w_{ij}}^2 \right) + \sigma_i(B)^2 \delta_{f_i}^2} \quad (2)$$

Come si vede la 2 propaga sia l’errore statistico dovuto alla sezione d’urto di  $J/\psi$  secondarie misurata che quello relativo ai fattori di correzione  $w_{ij}$  e  $f_i$ , anche se il contributo all’errore statistico proveniente dai fattori di correzione può essere migliorato semplicemente generando un campione di eventi Monte Carlo più grande.

Oltre all’errore statistico è necessario propagare sulla distribuzione estratta relativa agli adroni beauty anche l’errore sistematico proveniente dalla distribuzione misurata delle  $J/\psi$  secondarie, attraverso la formula:

$$\delta_{syst}^{\sigma_i(B)} = \frac{1}{f_i} \sum_j w_{ij} \delta_{syst}(\sigma_j(J/\psi)) \quad (3)$$

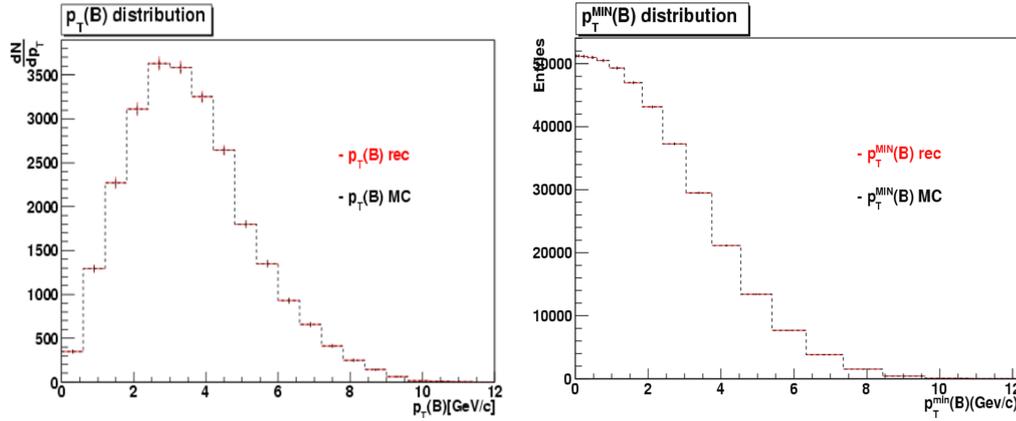


**Figura 5:** Sinistra: sezione d’urto di produzione di adroni beauty “raw” ( $\sigma_i^{\text{RAW}}(B)$ ) nella 1) ottenuta dopo l’applicazione alla sezione d’urto misurata dei soli fattori di correzione  $w_{ij}$ . Destra: spettro di adroni beauty ricostruito dopo l’applicazione completa di tutti i fattori di correzione mostrato in rosso; in nero è mostrato per confronto lo spettro ottenuto dalla verità Monte Carlo.

ovvero l’errore sistematico si ottiene pesando gli errori sistematici nei vari bin di  $p_T(J/\psi)$  con gli stessi fattori di estrapolazione  $w_{ij}$  e  $f_i$ . Questo tiene in considerazione comunque solo il contributo dovuto alla sezione d’urto di  $J/\psi$  non-prompt utilizzata come input per l’algoritmo; oltre a questo bisogna aggiungere il contributo dovuto al metodo di estrazione che si basa sulla esattezza del Monte Carlo utilizzato per estrapolare. Questo errore sistematico entra direttamente nella valutazione dei fattori di correzione. Alcuni dei contributi all’errore sistematico dovuto al metodo possono avere origine da:

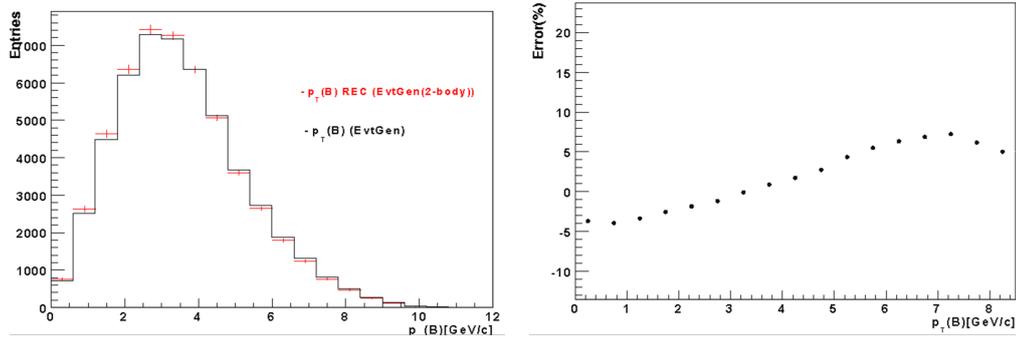
- frazioni relative di adroni beauty generate dalla frammentazione dei quark beauty nel Monte Carlo
- forma dello spettro in  $p_T(B)$  nel Monte Carlo
- modelli di decadimento utilizzati nelle simulazioni Monte Carlo (modelli utilizzati per far decadere le particelle, canali di decadimento e relativi branching ratios)

Uno dei contributi che è stato preso in considerazione è quello relativo al “decaditore” utilizzato nelle simulazioni. In particolare si è utilizzato il generatore di decadimenti EvtGen al posto di Pythia, ed il sistematico è stato valutato considerando le differenze relative ottenute nello spettro ricostruito di  $p_T(B)$  variando i canali di decadimento attivi in EvtGen. In particolare si sono confrontati i risultati ottenuti considerando EvtGen standard e lo



**Figura 6:** Spettri ricostruiti (in rosso) in funzione di  $p_T(B)$  (sinistra) e  $p_T^{\min}(B)$  (destra) confrontati con gli analoghi spettri estratti dalle stesse simulazioni Monte Carlo utilizzate per valutare i fattori di correzione  $w_{ij}$  e  $f_i$ .

stesso dopo aver spento i canali a tre e quattro corpi (quindi considerando un EvtGen solo con canali a due corpi). I risultati sono mostrati in figura 7:



**Figura 7:** Sinistra: spettri in  $p_T(B)$  ricostruiti con il metodo descritto in questo paragrafo in cui, nella simulazione Monte Carlo utilizzata per estrarre i fattori  $w_{ij}$  ed  $f_i$ , si è considerato EvtGen standard (spettro in nero) e EvtGen modificato in cui sono stati spenti i canali a tre e quattro corpi. Destra: differenza percentuale tra gli spettri in funzione di  $p_T(B)$  mostrati nella parte sinistra; questa variazione rappresenta il sistematico del metodo dovuto all'effetto del decaditore.

In particolare nella parte sinistra sono riportati gli spettri in  $p_T(B)$  ricostruiti nei due casi sudetti. Nella parte destra è mostrato invece l'errore sistematico valutato nel modo seguente:

$$Err = \frac{p_T^B(EvtGen_{[standard]}) - p_T^B(EvtGen_{[2body]})}{p_T^B(EvtGen_{[standard]})} \quad (4)$$

Come si vede dalla figura l'effetto sistematico dovuto alla variazione dei canali di decadimento introdotti nelle simulazioni Monte Carlo è minore del 10% in tutti i bin di  $p_T$ .

# Bibliografia

- [1] T. Matsui, H. Satz, “ $J/\psi$  suppression by Quark-Gluon Plasma Formation” Phys. Lett. B, 178 416 (1986)
- [2] B. Alessandro et al., “A new measurement of  $J/\psi$  suppression in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 58$  GeV per nucleon” Eur. Phys. J., C39 335 (2005).
- [3] A. Adare et al., “ $J/\psi$  Production vs Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  GeV” Phys. Rev. Lett., 98 232201 (2007).
- [4] J.P. Lansberg et al., “Perspectives on heavy-quarkonium production at the LHC” arXiv:0807.3666v1 (2008).
- [5] R. L. Thews, M. Schroedter, J. Rafelski, “Enhanced  $J/\psi$  production in deconfined quark matter” Phys. Rev. C, 63 054905 (2001).
- [6] D. Acosta et al., “Measurement of the  $J/\psi$  Meson and b-Hadron Production Cross Sections in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 1960$  GeV”, Phys.Rev.D71, 032001 (2005)
- [7] A. Abulencia et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 132001.
- [8] S. Abachi et al. (D0 Collaboration), Phys. Lett. B370, 239 (1996).
- [9] B. Abbott et al. (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 82, 35 (1999).
- [10] PHENIX Collaboration, PRL 98 (2007) 232002.
- [11] Brambilla N, et al. “Heavy Quarkonium Physics” arXiv:hep-ph/0412158.
- [12] J.P. Lansberg, Int. J. Mod. Phys. A21, 3857 (2006).
- [13] R. Aaij et al., LHCb Collaboration, Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1645.

- [14] V. Khachatryan et al., CMS Collaboration, Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1575.
- [15] G. Aad et al., ATLAS Collaboration, Nucl. Phys. B 850 (2011) 387.
- [16] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration), Phys. Lett. B704, 442 (2011).
- [17] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), J. High Energy Phys. in press, arXiv:1111.1557v1.
- [18] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration), submitted to Phys. Rev. Lett.
- [19] C. Albajar et al. (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B 213, 405 (1988).
- [20] C. Albajar et al. (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B 256, 121 (1991).
- [21] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 75, 1451 (1995).
- [22] DØ Collaboration, S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 74, 3548 (1995).
- [23] Y.M. Zaitsev (HERA-B Collaboration), Phys. At. 340 Nucl. 72, 675 (2009).
- [24] M. Cacciari, S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, JHEP 0407, 033 (2004).
- [25] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 106, 112001 (2011).
- [26] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. 106, 252001 (2011)
- [27] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration), Phys. Rev. D84, 052008 (2011).
- [28] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), Phys. Lett. B 694, 209 (2010).
- [29] V. Khachatryan et al. (CMS Collaboration), J. High Energy Phys. 03, 090 (2011).
- [30] Augustin J E, et al. "Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation" Phys. Rev. Lett., 1974, 33 (1406-1408).
- [31] Herb S W, et al. "Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400 GeV Proton-Nucleus Collisions" Phys. Rev. Lett., 1977, 39 (252-255).

- [32] Bjorken J D, Glashow S L. “Elementary Particles and SU(4)” *Phys. Lett.*, 1964, 11 (255-257).
- [33] Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L. “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”. *Phys. Rev.*, 1970, D2 (1285-1292).
- [34] Amsler C, et al. Review of Particle Physics. *Phys. Lett.*, 2008, B667 1.
- [35] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *JP G* 37, 075021 (2010).
- [36] Collins J C, Soper D E, Sterman G. “Factorization of Hard Processes in QCD.” *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 1988, 5:1
- [37] Bodwin G T. “Factorization of The Drell-Yan Cross-Section in Perturbation Theory” *Phys. Rev.*, 1985, D31 (2616)
- [38] Qiu J W, Sterman G. “Power Corrections to Hadronic Scattering” *Nucl. Phys.*, 1991, B353 (137-164)
- [39] Gribov V N, Lipatov L N. “Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory” *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1972, 15 (438-450).
- [40] Altarelli G, Parisi G. “Asymptotic Freedom in Parton Language” *Nucl. Phys.*, 1977, B126 (298).
- [41] Dokshitzer Y L. “Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics” *Sov. Phys. JETP*, 1977, 46 (641-653).
- [42] H. L. Lai et al., *Eur. Phys. J. C*12 (2000) 375.
- [43] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, *Phys.Lett. B*531 (2002) 216.
- [44] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, G. Watt, “Parton distributions for the LHC ” *Eur. Phys. J.*, C63 (2009) 189-285.
- [45] R. D. Ball et al. [NNPDF Collaboration] “A determination of parton distributions with faithful uncertainty estimation” *Nucl. Phys.*, B809 (2009) 1
- [46] Pumplin, J. et al., *JHEP* 07, 012 (2002).
- [47] Martin, A. D. et al., *Eur. Phys. J C*23, 73 (2002).
- [48] ZEUS Coll., Chekanov, S. et al., *Phys. Rev. D*67, 012007 (2003).

- [49] Mangano-Nason-Ridolfi, Nucl. Phys. B 373 (1992) 295
- [50] Fritzsche H. “Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics” Phys. Lett., 1977, B67:217
- [51] Halzen F. “CVC for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors”, Phys. Lett., 1977, B69 (105).
- [52] Gluck M, Owens J F, Reya E. “Gluon Contribution to Hadronic  $J/\psi$  Production” Phys. Rev., 1978, D17:2324
- [53] Barger V D, Keung W Y, Phillips R J N. “On  $\psi$  and  $\Upsilon$  Production via Gluons” Phys. Lett., 1980, B91 (253).
- [54] Amundson J F, Eboli O J P, Gregores E M, et al. “Colorless States in Perturbative QCD: Charmonium and Rapidity Gaps” Phys. Lett., 96, B372 (127-132).
- [55] Amundson J F, Eboli O J P, Gregores E M, et al. “Quantitative Tests of Color Evaporation: Charmonium Production” Phys. Lett., 1997, B390 (323-328).
- [56] J.F Amundson et al., Phys. Lett. B 390 (1997) 323.
- [57] E. L. Berger and D. Jones, Phys. Rev. D 23, 1521 (1981).
- [58] E. Braaten and T. Yuan, Phys. Rev. Lett. 71, (1993) 1673.
- [59] E. Braaten and T. Yuan, Phys. Rev. D 52, (1995) 6627.
- [60] W.E. Caswell , G.P. Lepage, “Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and Other Field Theories” Phys. Lett. B 167 (1986) 437.
- [61] M. Neubert, Phys. Rept. 245, (1994) 259.
- [62] A. Manohar, Effective Field Theories, in Schladming 1996 “Perturbative and nonperturbative aspects of quantum field theory”(1996).
- [63] Collins J C, Soper D E. “Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions” Phys. Rev., 1977, D16 (2219).
- [64] Faccioli P, Lourenco C, Seixas J, et al. “ $J/\psi$  Polarization from Fixed-Target to Collider Energies” Phys. Rev. Lett., 2009, 102 (151802).
- [65] K. Gottfried and J. D. Jackson *Nuovo Cimento* 33, 309 (1964)

- [66] E. Bratental. Phys. Rev. D, vol. 79, p. 014025, 209.
- [67] J. C. Collins and D. E. Soper Phys. Rev. D 16, 2219 (1977)
- [68] R. Arnaldi et al. (NA60 Collaboration), “ $J/\psi$  production in p-A and A-A collisions at fixed target experiments”, Nuclear Physics A 830 (345-352c)
- [69] I. Abt et al. [HERA-B collaboration] Eur. Phys. J. 4 (2009) 517.
- [70] C. Albajar et al. (UA1 Collaboration), “High transverse momentum  $J/\psi$  production at the CERN proton-antiproton collider”, Phys. Lett. B 200, 380-390 (1988)
- [71] F. Paige and S.D. Protopopescu, . BNL 38034, (1986) ISAJET Monte Carlo, preprint
- [72] S.W. Herb et al. “Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions”, Phys. Rev. Lett., 1977, 39 (252).
- [73] M.H. Schub et al. (E789 Collaboration) “Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi'$  production in 800-GeV/c proton - gold collisions”, Phys. Rev. D 52, 1307 (1995).
- [74] M. J. Leitch et al. (E789 collaboration), “Nuclear Dependence of  $J/\psi$ , Production by 800 GeV/c Protons Near  $IF = 0$ ,” Fermilab-Pub-95/047, submitted to Phys. Rev. D (1995).
- [75] C. Kourkoumelis et al., Phys. Lett. 91B, 481 (1980).
- [76] M. J. Leitch et al., Phys. Rev. Lett. 72, 2542 (1994).
- [77] M. H. Schub et al., Phys. Rev. D 52 (1995) 1307.
- [78] ZEUS, EPJC 27, 173, 2003.
- [79] M. Kramer Nucl. Phys. B 459, 3 1996.
- [80] H1, EPJC 25, 2 2002.
- [81] F. D. Aaron et al. (H1 Collaboration), “Inelastic Production of  $J/\psi$  Mesons in Photoproduction and Deep Inelastic Scattering at HERA”, Eur. Phys. J. C 68 (2010) 401-420
- [82] S. Chekanov et al. [ZEUS Collaboration], JHEP 0912 (2009) 007.
- [83] I. Abt et al., “A Measurement of the  $\psi'$  to  $J/\psi$  production ratio in 920 GeV proton-nucleus interactions”, Eur. Phys. J. C 49, 545-558 (2007).

- [84] T. Alexopoulos et al., Phys. Lett. B 374, 271 (1996).
- [85] M.H. Schub et al., Phys. Rev. D 52, 1307 (1995).
- [86] I. Abt et al., “Angular distributions of leptons from  $J/\psi$  produced in 920 GeV fixed-target proton-nucleus collisions”, Eur. Phys. J. C 60, 517-524 (2009)
- [87] F. Abe et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 572.
- [88] F. Abe et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 578.
- [89] Kramer M., “Quarkonium Production at High-Energy Colliders” Prog. Part. Nucl. Phys., 2001, 47 (141-201)
- [90] Cacciari M, Greco M., “ $J/\psi$  Production via Fragmentation at the Tevatron”, Phys. Rev. Lett., 1994, 73 (1586-1589).
- [91] Braaten E, DoncheskiMA, Fleming S, et al. “Fragmentation Production of  $J/\psi$  and  $\psi'$  at the Tevatron”, Phys. Lett., 1994, B333 (548-554)
- [92] Vanttinen M, Hoyer P, Brodsky S J, et al. “Hadroproduction and Polarization of Charmonium”, Phys. Rev., 1995, D51 (3332-3339).
- [93] J.Campbell, F. Maltoni, F. Tramontano, Phys.Rev.Lett. 98, 252002 (2007)
- [94] P.Artoisenet, J.P.L, F.Maltoni, PLB 653, 60 (2007)
- [95] P.Artoisenet, J.Campbell, JPL, F.Maltoni, F. Tramontano, Phys. Rev. Lett. 101, 152001 (2008)
- [96] B. Gong, J.X Wang, Phys. Rev. Lett. 100,232001 (2008)
- [97] H. L. Lai et al. (CTEQ Collaboration), Eur. Phys. J. C 12, (2000) 375.
- [98] E. J. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D 52, (1995) 1726.
- [99] M. Krämer, Prog. Part. Nucl. Phys. 47, (2001) 141.
- [100] M. Beneke and M. Krämer, Phys. Rev. D 55, (1997) 5269.
- [101] S. P. Baranov, Phys. Rev. D 66, (2002) 114003.
- [102] D0 Collaboration, Preliminary Result, Conference Note 5089-CONF, July 2007.

- [103] H. Haberzettl, J. P. Lansberg, “Possible solution of the  $J/\psi$  production puzzle, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 032006.
- [104] L. A. Linden Levy et al., “From production to suppression, a critical review of charmonium measurements at RHIC”, Nucl.Phys.A830, 353c-360c (2009)
- [105] F. Cooper, M. X. Liu, G. C. Nayak, “ $J/\psi$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV at RHIC, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 171801.
- [106] Amsler C, et al. Review of Particle Physics. Phys. Lett., B667, 1 (2011)
- [107] Bardeen W A, Buras A J, Duke D W, et al. “Deep Inelastic Scattering Beyond the Leading Order in Asymptotically Free Gauge Theories”, Phys. Rev., D18, 3998. (1988)
- [108] V. G. Kartvelishvili, A. K. Likehoded and V. A. Petrov, Phys. Lett. B78 (1978) 615.
- [109] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P.M. Zerwas, Phys. Rev. D27 (1983) 105.
- [110] P. Nason and C. Oleari, Nucl. Phys., B565 (2000) 245.
- [111] A. Heister et al., Phys.Lett. B512, 30 (2001).
- [112] Cacciari M, Greco M, Nason P. The pT Spectrum in Heavy-Flavour Hadroproduction. JHEP, 05, 007 (1998)
- [113] C. Albajar et al. (UA1 Collaboration), “Beauty production at CERN  $p\bar{p}$  collider” Phys.Lett.B256, 121-128 (1991)
- [114] P.Nason, S.Dawson, R. K. Ellis, Nucl. Phys. B303 (1988) 607, Nucl. Phys. B327 (1989) 49, Nucl. Phys. B335 (1990) 260.
- [115] I. Abt et al., Eur. Phys. J., C26, 345-355 (2002).
- [116] “Charm and Beauty Production at HERA-B”, Conf.Proc.792, 899-902 (2004).
- [117] R. Bonciani, S. Catani, M. L. Mangano, and P. Nason, Nucl. Phys., B529, 424-450 (1998).
- [118] N. Kidonakis and R. Vogt, Eur. Phys. J., C36, 201-213 (2004).
- [119] M. H. Schub et al., Phys. Rev., D52, 1307-1315 (1995).

- [120] T. Alexopoulos et al., Phys. Lett., B374, 271-276 (1996).
- [121] B. Abbott et al. “The  $b\bar{b}$  Production Cross Section and Angular Correlations in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV
- [122] M. Mangano, P. Nason, and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B373, 295 (1992).
- [123] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2396 (1993).
- [124] D. Acosta et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. D 65, 052005 (2002).
- [125] F. Karsch et al., Phys. Rev. B478 (2000) 447
- [126] K.G. Wilson, Phys. Rev. D 10 (1974) 2445
- [127] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, NATURE 448 (2007) 302-304
- [128] “*GEANT, detector description and simulation tools*”, CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [129] <http://pcfluka.mi.infn.it>
- [130] <http://wwwinfo.cern.ch/ads/geant4/geant4.xml>
- [131] G. Aglieri Rinella et al., The pixel trigger system for the ALICE experiment PoS (RD09) 005 (2009)
- [132] R. Santoro et al., Performance of the ALICE silicon detectors, Pos (Vertex2011) 015 (2011)
- [133] E. Bruna et al., ALICE Internal Note 2009-018 (2009).
- [134] V. Karimaki et al., CMS Note 1997/051 (1997).
- [135] B. Batyunya, Yu. Belikov, K. Safarik, ALICE internal Note, ALICE-INT-97-24 (1997).
- [136] K. Aamodt et al., (ALICE Coll.), JINST 5 (2010) P03003
- [137] K. Aamodt et al., (ALICE Coll.), JINST 3 (2008) S08002.
- [138] K. Aamodt, et al., ALICE Collaboration, Eur. Phys. J. C 65 (2010) 111.
- [139] D. Stocco et al., ALICE Internal Note ALICE-INT-2006-029, <https://edms.cern.ch/document/803009/1>

- [140] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* 82, 74 (1994).
- [141] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, *JHEP* 05, 026 (2006).
- [142] K. Aamodt, et al., ALICE Collaboration, Measurement of inelastic, single and double diffraction cross sections in proton-proton collisions at LHC with ALICE, in preparation.
- [143] S. van der Meer, ISR-PO/68-31, KEK68-64.
- [144] M. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Nucl. Phys. B* 373 (1992) 295
- [145] P. Faccioli et al., *JHEP* 0810 (2008) 004.
- [146] A. Adare et al., PHENIX Collaboration, arXiv:1105.1966.
- [147] P. Gonzales et al., ALICE Collaboration, *Eur. Phys. J. C* 61 (2009) 899.
- [148] P.Z. Skands, arXiv:0905.3418 (2009).
- [149] J. E. Gaiser, Appendix-F “Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the  $J/\psi$  and  $\psi'$ ”, Ph.D. Thesis, SLAC-R-255 (1982)
- [150] B. Abelev et al. (ALICE Collaboration), submitted to *JHEP*, arXiv:1111.1553v1.
- [151] D.J. Lange, *Nucl. Instrum. Meth. A* 462, 152 (2001).
- [152] E. Barberio, B. van Eijk and Z. Was, *Comput. Phys. Commun.* 66, 115 (1991).
- [153] E. Barberio and Z. Was, *Comput. Phys. Commun.* 79, 291 (1994).
- [154] B. Aubert et al. (BaBar Collaboration), *Phys. Rev. D* 67, 032002 (2003).
- [155] Y.-Q. Ma, K. Wang, K.T. Chao, *Phys. Rev. Lett.* 106, 042002 (2011).
- [156] Y.-Q. Ma, K. Wang, K.T. Chao, private communication.
- [157] M. Butenschön and B.A. Kniehl, *Phys. Rev. Lett.* 106, 022003 (2011).
- [158] M. Butenschön and B.A. Kniehl, private communication.
- [159] M. Cacciari, S. Frixione, M. Mangano, P. Nason, in preparation.

- [160] F. Bossù, Z. Conesa del Valle, A. de Falco et al., arXiv:1103.2394v1.
- [161] P.M. Nadolsky et al., Phys. Rev. D 78, 013004 (2008).
- [162] A. Adare et al. (The PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 103, 082002 (2009).
- [163] A. Adare et al. (The PHENIX Collaboration), Phys. Lett. B 670, 313 (2009).
- [164] R. Aaij et al.(LHCb Collaboration), Eur. Phys. J. C71, 1645 (2011).
- [165] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), Phys. Lett. B 694, 209 (2010).
- [166] C. Albajar et al. (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B 256, 1 (1991).
- [167] R. Guernane, P. Crochet, A. Morsch, E. Vercellin, ALICE internal note, ALICE-INT-2005-18
- [168] F. Antinori, C. Bombonati, A. Dainese, M. Lunardon, ALICE internal note, ALICE-INT-2006-015

# *Ringraziamenti*

*Sono infinitamente grata al mio tutore, il Dott. Giuseppe Bruno, per la costanza con cui mi ha seguito, per tutti i consigli e gli insegnamenti che mi hanno fatto crescere e imparare molto durante questi tre anni. Ringrazio i miei controrelatori, il Dott. Andrea Dainese e il prof. Salvatore Nuzzo per la loro disponibilità e per i loro preziosi commenti alla tesi. Un ringraziamento lo devo anche a tutte le persone vicine e lontane con cui ho collaborato: in particolare ringrazio il Dott. Anton Andronic e tutto il gruppo dei “dielectron” per le loro osservazioni ed i loro suggerimenti sempre costruttivi dati durante i meeting di lavoro.*

*Un grazie speciale a tutti i ragazzi del gruppo ALICE di Bari per tutti i pranzi, i “caffè” e le “pause” a cui ho imparato piano piano a non rinunciare.*

*In ultimo ringrazio tutta la mia famiglia che mi ha sostenuto e incoraggiato in questi anni, nei momenti belli e meno belli.*