



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
FIRENZE

Scuola di
Scienze Matematiche
Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Triennale
in Fisica e Astrofisica

Studio delle risonanze di stati
di *charmonium* nei decadimenti
 $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ e $B^+ \rightarrow p\bar{p}\gamma K^+$
con l'esperimento LHCb al CERN

Study of the *charmonium* resonances in
 $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ and $B^+ \rightarrow p\bar{p}\gamma K^+$ decays
with the LHCb experiment at CERN

Relatore:
Dott. Lucio Anderlini

Correlatore:
Prof. Giuseppe Latino

Candidato:
Matteo Barbetti

Anno Accademico: 2016/2017

Indice

1	Elementi del Modello Standard	1
1.1	Particelle elementari	1
1.2	Le simmetrie in fisica	2
1.2.1	Simmetria P	2
1.2.2	Simmetria C	3
1.2.3	Simmetria T	4
1.2.4	Simmetrie CP e CPT	4
1.3	Stati legati in QCD	5
1.3.1	Il <i>positronium</i> ed il <i>quarkonium</i>	7
1.3.2	Il <i>charmonium</i>	7
1.4	Stati esotici in QCD	10
1.4.1	Multiquark: tetraquark e pentaquark	11
2	Il <i>Large Hadron Collider</i> e l'esperimento LHCb	12
2.1	Il <i>Large Hadron Collider</i>	12
2.1.1	Luminosità ed energia	12
2.1.2	Gli esperimenti a LHC	14
2.2	L'esperimento LHCb	15
2.2.1	Il sistema di tracciatura	16
2.2.2	Il sistema d'identificazione delle particelle	17
2.2.3	Il <i>trigger</i>	17
2.2.4	Presa dati	18
3	Studio del decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$	20
3.1	Introduzione	20
3.2	Selezione degli eventi	23
3.3	Sottrazione del fondo combinatorio	24
3.4	Massa invariante del sistema $p\bar{p}$	26
3.5	Risultati	30
4	Studi preliminari per la ricerca del decadimento $B^+ \rightarrow h_c K^+$	35
4.1	Introduzione	35
4.2	Simulazione dei decadimenti	37
4.3	Selezione degli eventi	40
4.4	Studio del canale di controllo	42
4.5	Prospettive future	42

Introduzione

Il lavoro di tesi svolto è un approfondimento di fisica adronica incentrato sullo studio degli stati di *charmonium* e delle relative tecniche sperimentali di rivelazione e analisi. Grazie ad un finanziamento bandito dall'Università di Firenze, ottenuto tramite concorso pubblico, ho trascorso parte del periodo di tesi presso l'esperimento LHCb al CERN occupandomi, oltre che dell'analisi dati, della caratterizzazione di sistemi di reti rilevanti per l'*upgrade* di LHCb che sarà installato a partire dal 2019. L'attività di analisi dati è stata favorita dalle risorse informatiche offerte dal CERN e si è conclusa con una presentazione al *physics working group* dedicato allo studio degli stati di *quarkonium*. In quel contesto, ho richiesto ed ottenuto l'approvazione per la produzione di campioni di dati simulati necessari a completare l'analisi.

Nel corso del lavoro di tesi, ho avuto l'opportunità di familiarizzare con pacchetti *software* ampiamente utilizzati in ambito scientifico, quali git, ROOT e Python; ho trascorso alcune giornate nella sala di controllo dell'esperimento durante la presa-dati, oltre ad aver presentato e discusso lo stato del mio lavoro con esperti italiani e stranieri.

La presente tesi è incentrata sull'attività di analisi dei canali di decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ e $B^+ \rightarrow p\bar{p}\gamma K^+$ che presentano contributi risonanti dovuti a diversi stati di *charmonium*. Nel capitolo 1 è riportata una breve introduzione al Modello Standard con particolare attenzione alle sue simmetrie e alle implicazioni delle regole di conservazione che ne derivano nel contesto della teoria del *quarkonium*. Il capitolo 2 è invece dedicato alla descrizione di LHC e dell'apparato sperimentale di LHCb. Nel capitolo 3 è sviluppata l'analisi del decadimento $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$ con $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$, effettuata per la prima volta sui dati raccolti a partire dal 2015, confermando alcuni dei risultati dell'analisi di *Run 1* recentemente pubblicata. Infine, nel capitolo 4 sono descritti gli studi preliminari del canale di decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}\gamma K^+$ per la ricerca del canale $B^+ \rightarrow h_c K^+$. La strategia di analisi e la sua implementazione sono contributi originali di questo lavoro di tesi. Il capitolo conclusivo è inoltre dedicato alle prospettive future per lo studio degli stati di *charmonium* ricostruiti in stati finali $p\bar{p}$ e $p\bar{p}\gamma$.

Capitolo 1

Elementi del Modello Standard

1.1 Particelle elementari

Teorie e scoperte a partire dagli anni '30 evidenziarono, con rimarchevole successo, la struttura interna fondamentale della materia: ogni oggetto dell'Universo è così composto da una manciata di costituenti ultimi, detti particelle elementari, a loro volta governati da quattro forze fondamentali [1]. La nostra comprensione delle caratteristiche di queste particelle e delle modalità con cui esse interagiscono è contenuta nel Modello Standard (MS), una teoria quantistica dei campi sviluppata negli anni '70 che, ad oggi, rappresenta la miglior descrizione di tre delle quattro forze fondamentali note in natura. Secondo il MS la materia è costituita da 12 *fermioni*, ovvero particelle a *spin* semintero soggette alla statistica di Fermi-Dirac, a loro volta suddivisi in leptoni e quark, entrambi con spin $\frac{1}{2}$ (tabella 1.1).

I *leptoni* comprendono l'elettrone e , il muone μ e il tauone τ : particelle di carica negativa $-|e|$. A ciascuna di esse è quindi associata una particella neutra più leggera che prende il nome di neutrino ν : si hanno allora ν_e , ν_μ e ν_τ . Anche i *quark* si presentano in 6 diversi sapori: *up* (u) e *down* (d), *charm* (c) e *strange* (s), *top* (t) e *bottom* (b); sono dotati di carica elettrica frazionaria ($+\frac{2}{3}|e|$ o $-\frac{1}{3}|e|$) e di carica di colore.

Ad ogni particella f è associata, per coniugazione di carica, un'antiparticella generalmente indicata con \bar{f} .

I fermioni interagiscono attraverso quattro forze fondamentali: la forza forte (responsabile dell'interazione tra i quark), la forza elettromagnetica (alla base di tutti i fenomeni atomici e chimici), la forza debole (causa di alcuni processi di decadimento come il decadimento β) e la forza di gravità (attualmente non inclusa nel MS). All'interno della teoria dei campi queste interazioni vengono descritte tramite lo scambio di *bosoni*, particelle a spin intero che seguono la statistica di Bose-Einstein. I bosoni mediatori sono il *gluone* per la forza forte, il fotone per la forza elettromagnetica, W^\pm e Z^0 per la forza debole, mentre si teorizza il *gravitone* per la forza di gravità. Un breve riassunto delle caratteristiche di questi mediatori è contenuto nella

Particella	Sapore			Carica	Spin
Leptoni	e	μ	τ	$- e $	$\frac{1}{2}$
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	
Quark	u	c	t	$+\frac{2}{3} e $	$\frac{1}{2}$
	d	s	b	$-\frac{1}{3} e $	

Tabella 1.1: 12 fermioni (6 leptoni e 6 quark).

Forza	Mediatore	Massa	Range	Intensità relativa
Forte	g (gluone)	0	1 fm	1
Elettromagnetica	γ (fotone)	0	∞	10^{-2}
Debole	W^\pm Z^0	80 GeV/ c^2 91 GeV/ c^2	10^{-3} fm	10^{-7}
Gravità	gravitone	0	∞	10^{-37}

Tabella 1.2: Le quattro interazioni fondamentali. Il *range* della forza forte riportato in tabella si riferisce all'interazione tra due nucleoni, mentre nel caso dell'interazione tra quark il *range* è infinito.

tabella 1.2: da questa si può ricavare, ragionando sulla base degli ordini di grandezza delle varie intensità, la ragione per la quale gli effetti dovuti alla gravità sono del tutto trascurati in fisica delle particelle.

Conseguentemente alle modalità con cui i bosoni responsabili delle interazioni fondamentali si accoppiano con i fermioni, se da una parte i leptoni possono trovarsi in stati liberi, lo stesso non vale per i quark che sono invece vincolati, dalla stessa forza forte, a presentarsi sempre in stati legati detti *adroni*.

1.2 Le simmetrie in fisica

Un concetto molto importante in fisica è quello della simmetria, cioè l'invarianza delle equazioni che descrivono un sistema fisico sotto l'azione di una trasformazione (come possono essere la traslazione o la rotazione): è infatti possibile trovare un'intima connessione tra questa invarianza e le leggi di conservazione [2]. Il Teorema di Noether garantisce, per ogni simmetria continua del sistema di coordinate, l'esistenza di un integrale primo del moto, vale a dire di una quantità conservata nell'evoluzione temporale del sistema.

Le simmetrie del Modello Standard vengono classificate in simmetrie continue e discrete. Le prime implicano l'esistenza di integrali primi in campo reale come la simmetria per rotazione che implica, ad esempio, la conservazione del momento angolare; le simmetrie discrete sono invece associate ad integrali primi discreti, tipicamente interi. Le simmetrie discrete P, C e T sono approfondite nel seguito.

1.2.1 Simmetria P

La simmetria P è legata all'inversione delle coordinate spaziali $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ($x, y, z \rightarrow -x, -y, -z$) e si può per questo parlare di simmetria d'inversione spaziale: essa costituisce una trasformazione discreta ed è descritta dall'operatore di parità P , per cui vale

$$P\psi(\vec{r}) \rightarrow \psi(-\vec{r}). \quad (1.1)$$

Chiaramente applicare di nuovo questo operatore deve lasciare invariata la funzione di partenza da cui segue che $P^2 = \mathbb{I}$ e che quindi P è un operatore unitario con autovalori ± 1 : un'autostato con $P = +1$ si dice quindi pari, mentre uno con $P = -1$ è dispari¹.

Sia $V(\vec{r})$ un potenziale a simmetria sferica, cioè tale che $V(\vec{r}) = V(r)$, allora si può dimostrare che, dato uno stato legato di cui V è il potenziale centrale, gli autostati del sistema hanno parità

¹Questo non preclude la possibilità di avere funzioni a parità non definita.

definita, così come nel caso delle soluzioni dell'atomo di idrogeno. La funzione d'onda, in questo caso, può essere descritta dal prodotto di una funzione radiale e di una funzione angolare, con quest'ultima che compare in forma di armoniche sferiche $Y_l^m(\theta, \phi)$:

$$\psi(r, \theta, \phi) = \chi(r)Y_l^m(\theta, \phi). \quad (1.2)$$

Osservando che l'inversione spaziale $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ è equivalente a

$$\theta \rightarrow \pi - \theta \quad \text{e} \quad \phi \rightarrow \pi + \phi, \quad (1.3)$$

si ricava

$$Y_l^m(\theta, \phi) \rightarrow Y_l^m(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \phi). \quad (1.4)$$

In altre parole, la parità delle armoniche sferiche dipende dal momento angolare della funzione d'onda ed è pari a $(-1)^l$.

La simmetria sferica del potenziale garantisce l'esistenza di una quantità conservata che si identifica nell'autovalore dell'operatore P . Osservando la relazione (1.4) è chiaro come la parità sia un numero quantico moltiplicativo, cioè, dato un sistema di più particelle $\psi = \phi_a \phi_b \dots$, il suo valore totale è dato dal prodotto dei singoli termini. Accanto a questo, ha quindi senso introdurre la nozione di *parità intrinseca*, una proprietà caratteristica delle singole particelle del tutto simile alla carica o alla massa. Si è scelto per convenzione che i barioni nello stato fondamentale siano caratterizzati da una parità P positiva ($P_{qq} = +1$). D'altra parte, la conservazione della parità in alcuni fenomeni naturali impone un vincolo stringente all'autovalore associato ai mesoni con $L = 0$ che sono quindi caratterizzati da una parità P negativa ($P_{q\bar{q}} = -1$).

1.2.2 Simmetria C

La simmetria C è associata alla coniugazione di carica, una trasformazione che inverte il segno della carica lasciando le coordinate invariate. In fisica classica la validità della simmetria C si evince dall'invarianza delle equazioni di Maxwell sotto il cambio di segno di carica e di densità di corrente e sotto il cambio di segno di \vec{E} e \vec{B} [2]. In meccanica quantistica relativistica, d'altra parte, tale trasformazione è anche associata allo scambio tra particella e corrispondente antiparticella, come nel caso, ad esempio, $e^- \rightarrow e^+$. Nel quadro dei barioni e dei leptoni ciò determina quindi un cambio del segno del numero barionico e leptonico associato alle particelle.

Tralasciando i sistemi di più particelle e concentrando l'attenzione su particelle singole, solo alcuni bosoni neutri possono essere autostati dell'operatore C (coniugatore di carica) essendo questi equivalenti alla loro stessa antiparticella. Si consideri, ad esempio, un pione carico $|\pi^+\rangle$, per cui

$$C|\pi^+\rangle \rightarrow |\pi^-\rangle \neq \pm|\pi^+\rangle. \quad (1.5)$$

Chiaramente il $|\pi^+\rangle$ e il $|\pi^-\rangle$ non possono essere autostati dell'operatore C . Un discorso diverso si può fare invece per il $|\pi^0\rangle$ dato che

$$C|\pi^0\rangle = \eta|\pi^0\rangle, \quad (1.6)$$

con η una costante che si può determinare ripetendo l'applicazione di C ed assumendo $C^2 = \mathbb{I}$. Da $\eta^2 = 1$ segue

$$C|\pi^0\rangle = \pm|\pi^0\rangle. \quad (1.7)$$

Per determinarne il segno, occorre notare che il campo elettromagnetico è prodotto da un moto di cariche che cambia segno sotto C : da questo si può ricavare che il fotone ha $C_\gamma = -1$. Notando inoltre che anche la coniugazione di carica è un numero quantico moltiplicativo, segue che un sistema di n fotoni ha $(-1)^n$ come autovalore di C . Il pione neutro decade secondo

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma, \quad (1.8)$$

da cui segue, conservandosi C nel decadimento, che

$$C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle. \quad (1.9)$$

Si può dunque concludere che il $|\pi^0\rangle$ è caratterizzato da una parità C positiva ($C_{\pi^0} = +1$).

1.2.3 Simmetria T

Così come la simmetria P e la simmetria C sono legate rispettivamente agli operatori P e C , la simmetria T è associata all'operatore d'inversione temporale T , per cui si ha $t \rightarrow -t$. Parlare quindi di simmetria T equivale ad affermare l'invarianza sotto inversione temporale delle leggi della fisica che descrivono un dato fenomeno. Questa definizione pone però un limite diretto alla determinazione sperimentale degli autovalori di T e quindi anche ad una verifica della sua conservazione, a causa dell'assenza di un vero e proprio osservabile associato a tale operatore [3].

1.2.4 Simmetrie CP e CPT

Oltre alle simmetrie fin qui introdotte, anche una loro combinazione costituisce una simmetria definita dall'applicazione multipla degli operatori C , P e T in un qualsiasi ordine. Si hanno così la simmetria CP , associata all'operatore CP , e la simmetria CPT , descritta invece dall'operatore CPT .

Se l'autovalore di un dato operatore viene modificato in un processo fisico, si può dedurre che quell'operatore non rappresenta una buona simmetria dell'hamiltoniana che descrive l'interazione: si parla allora di *violazione* di simmetria. Mentre per l'interazione forte e per quella elettromagnetica non si hanno ad oggi segnali sperimentali che facciano pensare a possibili violazioni di C e P separatamente (né quindi di CP), già dagli anni '60 si era a conoscenza della violazione di C e P nelle interazioni deboli, ma si riteneva che la simmetria CP dovesse essere conservata.

A dimostrare la violazione di CP fu un esperimento del 1964 ad opera di James Cronin e Val Fitch² basato sul decadimento del kaone neutro³ [4]. Per esso si osservavano infatti due tipi di decadimento: uno nel quale venivano prodotti due pioni ed uno in cui se ne producevano tre. Si identificavano perciò due combinazioni lineari degli autostati di sapore K^0 e \bar{K}^0 a seconda del decadimento in due (K_1) o in tre pioni (K_2):

$$K_1 \rightarrow 2\pi \quad \text{e} \quad K_2 \rightarrow 3\pi. \quad (1.10)$$

Si può dimostrare che K_1 è l'autostato di CP ad autovalore positivo, mentre K_2 è quello corrispondente all'autovalore negativo. Nell'esperimento si osservarono però decadimenti a due corpi anche per K_2 (figura 1.1) dimostrando così la mancata conservazione di CP nelle interazioni deboli con una violazione dell'ordine di 10^{-3} .

Teorema CPT

Basato solo sulle assunzioni più generali quali l'invarianza di Lorentz, i postulati della meccanica quantistica e l'idea che le interazioni sono mediate da campi, il *Teorema CPT* afferma che una combinazione di parità P , coniugazione di carica C ed inversione temporale T (in qualsiasi ordine) è una simmetria esatta per qualsiasi interazione. È semplicemente impossibile costruire una teoria quantistica dei campi che veda violato il prodotto CPT [3].

²La scoperta della violazione di CP valse loro il conseguimento del Premio Nobel per la fisica nel 1980.

³Il kaone è un mesone *strange* che può essere carico o neutro: K^+ ($u\bar{s}$), K^- ($s\bar{u}$), K^0 ($d\bar{s}$) e \bar{K}^0 ($s\bar{d}$).

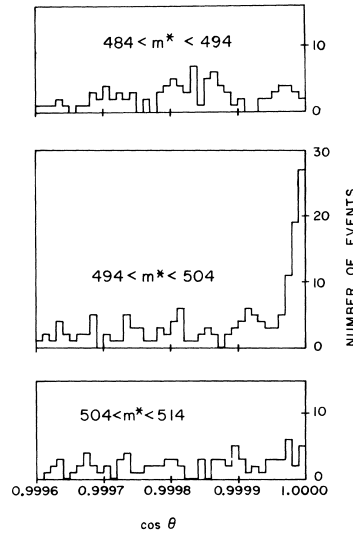


Figura 1.1: L'esperimento di Cronin e Fitch consisteva in un fascio collimato di K_2 i cui decadimenti venivano misurati grazie a due spettrometri mobili costituiti da camere a scintillazione. Sia θ l'angolo compreso tra il fascio collimato e l'impulso totale dei pioni, quella riportata in figura è la distribuzione angolare di eventi con $\cos \theta > 0.9995$ per tre diversi *range* di massa invariante m^* . Osservare un eccesso di eventi in corrispondenza di $\theta = 0$ per valori di m^* compatibili con la massa di un kaone, corrisponde ad osservare un decadimento a due corpi di K_2 . Si possono escludere effetti di efficienze perché la struttura non è presente per valori di m^* incompatibili con la massa del kaone.

La validità del Teorema CPT e la violazione o meno di CP nelle interazioni fondamentali implicano vincoli stringenti sulla simmetria T: se infatti per la forza forte e per quella elettromagnetica è necessario che T si conservi, per la forza debole occorre accettare la presenza di violazione di T cosicché il prodotto CPT resti conservato.

Un riassunto di quanto affermato fin qui è contenuto nella tabella 1.3.

1.3 Stati legati in QCD

Come anticipato a inizio capitolo, l'interazione tra i quark avviene per mezzo dello scambio di un appropriato bosone mediatore chiamato gluone, una particella elettricamente neutra e priva di massa che costituisce l'analogo, per la forza forte, del fotone dell'elettrodinamica quantistica (QED). In QED esistono solo due tipi di cariche, storicamente denotate dai simboli $+$ e $-$. D'altra parte, la teoria delle interazioni tra i quark, la *cromodinamica quantistica* (QCD), necessita che esistano sei cariche forti dette *cariche di colore* (blu b, verde v e rosso r, antiblu \bar{b} , antiverde \bar{v} e antirosso \bar{r}), dove il termine "colore" costituisce solo un nome con cui riferirsi ai gradi di libertà interni del sistema [2]. La necessità del colore è ben esemplificata dallo stato Δ^{++} , un barione costituito da tre quark *up* con i tre spin allineati a dare spin totale $\frac{3}{2}$: i quark costituenti, in quanto fermioni, obbediscono al *Principio di esclusione di Pauli* che proibisce funzioni d'onda globalmente simmetriche per scambio di particelle. Nel caso del barione Δ^{++} però, i tre quark sono indistinguibili, sia per sapore che per spin, così che la funzione d'onda non può essere simmetrizzata per scambio. Il tutto è reso coerente introducendo un terzo numero quantico la cui funzione d'onda sia antisimmetrica per scambio, in modo da permettere l'antisimmetrizzazione della funzione d'onda globale e così che il Principio di esclusione Pauli risulti rispettato [5].

Quantità conservata	Interazione		
	Forte	Elettromagnetica	Debole
Energia/impulso	✓	✓	✓
Carica			
Numero barionico			
Numero leptonico			
CPT	✓	✓	✓
P (parità)	✓	✓	✗
C (coniugazione di carica)	✓	✓	✗
CP (o T)	✓	✓	10^{-3}

Tabella 1.3: Quantità conservate nelle tre interazioni ammesse dal Modello Standard.

È bene introdurre anche il concetto di *confinamento di colore*, un principio della QCD secondo cui si possono osservare solo stati di singoletto di colore, vale a dire o terne ($b\bar{v}r$) e ($\bar{b}v\bar{r}$), o coppie colore-anticolore⁴. È dunque chiaro che né q , né \bar{q} costituiscono un singoletto di colore e ciò giustifica perché sia impossibile osservare quark liberi in natura, dato che ciò implicherebbe la violazione del confinamento di colore. D'altra parte, il sistema $q\bar{q}$ può essere uno stato di singoletto (colore-anticolore) e può dunque essere osservato: una tale particella è denominata mesone. Ne sono un esempio i pioni, i kaoni e i mesoni D e B per i quali le regole di addizione dei momenti angolari⁵ assicurano spin intero. Allo stesso modo $3q$ può presentarsi in una configurazione a singoletto di colore e si parla, in questo caso, di barioni. Questi sono invece caratterizzati da uno spin semintero ed un tipico esempio è quello fornito dai protoni (uud) e dai neutroni (udd) dove occorre osservare come, una tale composizione di particelle, assicuri rispettivamente carica positiva $+|e|$ e neutra.

Decadimenti e vita media

Una delle proprietà generali più suggestive delle particelle elementari e dei loro stati legati è la tendenza a decadere; si potrebbe addirittura associare tale proprietà ad un *principio universale* secondo cui ogni particella tende a decadere in particelle più leggere, a meno che non gli sia impedito da una qualche legge di conservazione [3]. È dunque chiara la necessità di associare ad ogni particella un *tasso di decadimento* Γ/\hbar (dove Γ prende il nome di *larghezza di decadimento*), vale a dire una probabilità di decadimento per unità di tempo. Questa è data da

$$\frac{dN}{N} = -\frac{\Gamma}{\hbar} dt, \quad (1.11)$$

dove N è il numero di particelle, mentre dN è la variazione di queste in un tempo dt . Segue dunque che

$$N(t) = N(0) e^{-t\Gamma/\hbar}, \quad (1.12)$$

cioè il numero di particelle diminuisce esponenzialmente nel tempo. A questo punto la *vita media* τ non è nient'altro che il reciproco del tasso di decadimento:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (1.13)$$

⁴Coppie colore-anticolore formano un singoletto di colore se la combinazione dei due colori restanti coincide con l'anticolore della coppia. In questo modo la scrittura di terne o coppie risulta equivalente.

⁵Dato un sistema di due particelle, l'autovalore del momento angolare totale $\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$ può assumere i valori $|j_1 - j_2| < j < j_1 + j_2$ (cioè $j = |j_1 - j_2|, |j_1 - j_2| + 1, \dots, j_1 + j_2 - 1, j_1 + j_2$). Quindi, se si ha un sistema a tre particelle con $j_1 = j_2 = j_3 = \frac{1}{2}$ allora $\frac{1}{2} < j < \frac{3}{2}$, mentre per una coppia con $j_1 = j_2 = \frac{1}{2}$ si ha $0 < j < 1$.

Ogni particella instabile è caratterizzata da una propria vita media: per il muone, ad esempio, è circa 2.2×10^{-6} s, per il pione π^+ è circa 2.6×10^{-8} s, mentre per il pione π^0 è circa 8.3×10^{-17} s. La maggior parte delle particelle ha però numerose modalità di decadimento, il che rende necessaria l'introduzione del *branching ratio*. Sia quindi Γ_i la *larghezza parziale* del modo di decadimento i -esimo, la frazione di particelle che decadono attraverso tale canale in dt è data da

$$\frac{dN_{dec}^i}{N} = \frac{\Gamma_i}{\hbar} dt. \quad (1.14)$$

Assumendo che il decadimento sia l'unico processo che sottrae particelle dallo stato iniziale, la variazione sul numero di particelle non decadute è pari a

$$dN = -dN_{dec} = -\sum_i dN_{dec}^i \quad (1.15)$$

con l'indice i che corre su tutti i possibili modi di decadimento. Combinando le relazioni (1.11) e (1.15) si può definire la *larghezza totale* Γ_{tot} come

$$\Gamma_{tot} = \sum_i \Gamma_i = \frac{\hbar}{\tau}. \quad (1.16)$$

Il *branching ratio* per l' i -esimo modo di decadimento è dato dal rapporto tra le larghezze Γ_i/Γ_{tot} .

1.3.1 Il *positronium* ed il *quarkonium*

Così come il protone e l'elettrone formano uno stato legato caratterizzato dai diversi livelli energetici dell'atomo di idrogeno, in maniera del tutto analoga anche particelle e le rispettive antiparticelle formano stati legati: in questi casi si parla allora di uno stato di *onium*, come ne sono esempio il *positronium* ($\ell^+\ell^-$) e il *quarkonium* ($q\bar{q}$).

Il *positronium* è uno dei cosiddetti *atomi esotici*, cioè un atomo di idrogeno in cui il protone viene sostituito da un positrone. L'atomo così formato è del tutto simile all'idrogeno, tanto da essere descritto dai medesimi livelli energetici con poche modifiche: infatti, se da una parte la massa ridotta del sistema e^+e^- è circa la metà di quella del sistema protone-elettrone, dall'altra l'accoppiamento spin-orbita causa una correzione per il termine di struttura fine quattro volte più elevata.

Prende il nome di *quarkonium* un generico stato legato formato dalla combinazione quark-antiquark pesanti⁶, come lo sono c , b e t : si distinguono perciò il *charmonium* ($c\bar{c}$), il *bottomonium* ($b\bar{b}$) e il *topponium* ($t\bar{t}$). Si tende però a trascurare l'esistenza del sistema $t\bar{t}$ per considerazioni legate alla sua vita media: se infatti il *top* è caratterizzato da una vita media dell'ordine di 10^{-25} s, difficilmente si osservano stati legati con vite medie minori di 10^{-24} s, fattore che rende praticamente nulla la probabilità che si formi un suo stato legato.

1.3.2 Il *charmonium*

Come affermato in precedenza, il *charmonium* è uno stato legato e può essere caratterizzato formalmente mediante una trattazione del tutto analoga a quella dell'atomo di idrogeno: sfruttando cioè l'equazione di Schrödinger. Mentre per l'idrogeno e per il *positronium* le forze in gioco sono di natura elettromagnetica e $V(\vec{r})$ rappresenta il potenziale coulombiano⁷

$$V(r) = -\frac{\alpha\hbar c}{r}, \quad (1.17)$$

⁶I quark leggeri (u , d , s) sono stati intrinsecamente relativistici, dunque ogni trattazione basata sull'equazione di Schrödinger è fuori questione. Ciò impedisce di sviluppare un metodo analogo a quanto fatto per l'idrogeno e per il *positronium*, escludendo così la possibilità di stati legati composti da quark leggeri [3].

⁷ α è la *costante di struttura fine* e vale circa $\frac{1}{137}$.

S_1	S_2	L	S	J	P	C	J^{PC}	Stato	Nome
1/2	1/2	0	0	0	-1	+1	0^{-+}	1S_0	η_c
1/2	1/2	0	1	1	-1	-1	1^{--}	3S_1	J/ψ
1/2	1/2	1	0	1	+1	-1	1^{+-}	1P_1	h_c
1/2	1/2	1	1	0	+1	+1	0^{++}	3P_0	χ_{c0}
1/2	1/2	1	1	1	+1	+1	1^{++}	3P_1	χ_{c1}
1/2	1/2	1	1	2	+1	+1	2^{++}	3P_2	χ_{c2}

Tabella 1.4: Combinazione dei momenti angolari di stati $c\bar{c}$.

nel caso di $c\bar{c}$ l'interazione è di tipo forte e la forma del potenziale è dettata dalla cromodinamica quantistica (QCD):

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + F_0 r, \quad (1.18)$$

dove α_s è l'analogo cromodinamico della costante di struttura fine, mentre $\frac{4}{3}$ è un fattore di colore. Per piccoli r a dominare è il termine analogo a quello coulombiano ($V \sim 1/r$) che descrive l'interazione dovuta allo scambio di un singolo gluone così come, nel caso elettromagnetico, l'interazione è causata dallo scambio di un singolo fotone; il termine lineare, d'altra parte, è una rappresentazione efficace del confinamento dei quark e descrive la regione in cui la QCD non può essere trattata in modo perturbativo.

I diversi stati di $c\bar{c}$ si possono classificare considerando il momento angolare totale J , la parità $P = (-1)^{L+1}$ e la coniugazione di carica $C = (-1)^{L+S}$, dove L è il numero quantico associato al momento angolare orbitale del sistema, mentre S è quello associato allo spin. Sfruttando le regole di addizione dei momenti angolari si possono ricavare le diverse combinazioni del momento angolare riportate in tabella 1.4. Questa, insieme con la scrittura del potenziale (1.18), permette di calcolare lo spettro energetico del *charmonium* e poterlo quindi confrontare con quanto ottenuto sperimentalmente (figura 1.2).

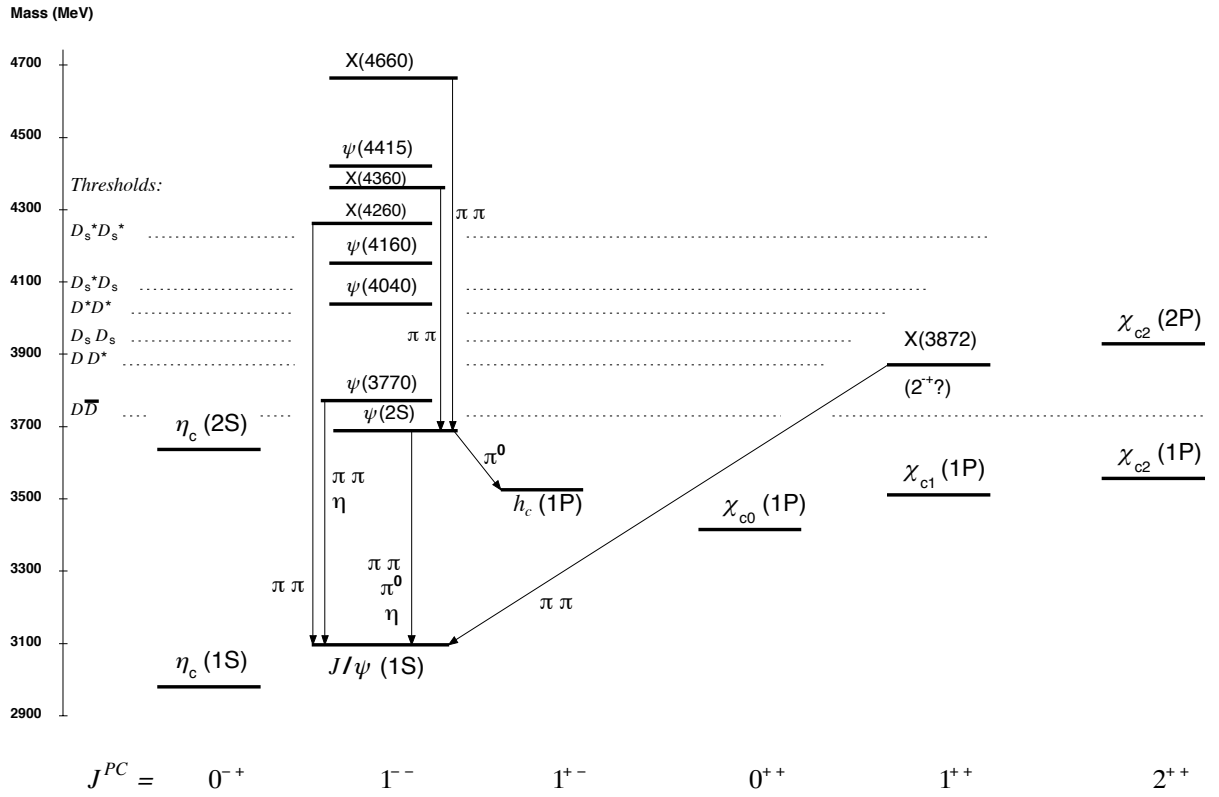
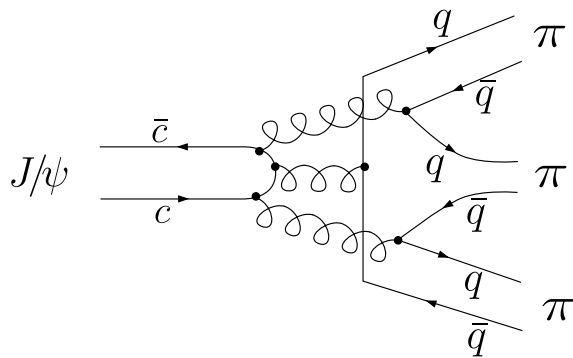
La prima particella ad essere identificata fu la J/ψ che si misurò avere $J^{PC} = 1^{--}$ [6, 7]: rapidamente la si identificò come lo stato 1^3S_1 di $c\bar{c}$, seguendo la notazione $(n+1)^{2S+1}L_J$ con n numero quantico principale. Le osservazioni sperimentali hanno quindi riprodotto lo spettro di valori riportato nella tabella 1.4. Lo stato 0^{-+} viene indicato con η_c , per $J^{PC} = 1^{--}$ si ha la ψ (storicamente ci si riferisce allo stato più leggero con J/ψ), lo stato 1^{+-} si chiama h_c , mentre gli stati 0^{++} , 1^{++} e 2^{++} formano un tripletto detto χ_c .

Regole di selezione

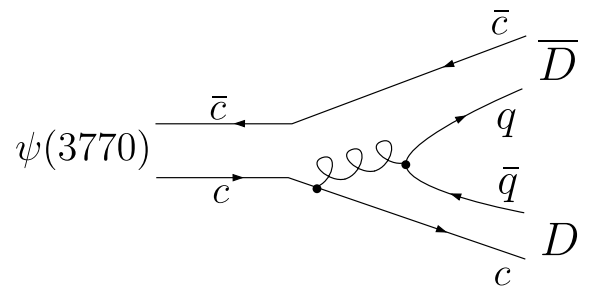
Chiarita la nomenclatura del *charmonium*, occorre discuterne i decadimenti. Ruolo fondamentale gioca la soglia di $2M_D$ (con $M_{D^0} \simeq 1865 \text{ MeV}/c^2$ e $M_{D^+} \simeq 1870 \text{ MeV}/c^2$)⁸, superata la quale si apre un canale di decadimento privilegiato rispetto a quelli in cui la corrente fermionica tra stato iniziale e finale viene interrotta, che sono invece soppressi dalla *Regola di OZI*⁹ (figura 1.3). A causa di ciò, ogni stato di $c\bar{c}$ con massa $M_{c\bar{c}} > 2M_D$ ha un'altissima probabilità di decadere in $D\bar{D}$ determinando così un allargamento delle Γ_i rispetto agli stati al di sotto della soglia cinematica: se infatti si considera la $\psi(2S)$, sotto-soglia, questa è caratterizzata da una larghezza totale $\Gamma \simeq 300 \text{ keV}/c^2$, mentre la $\psi(3770)$, con una massa superiore di appena $87 \text{ MeV}/c^2$, essendo sopra-soglia, ha $\Gamma \simeq 27 \text{ MeV}/c^2$.

⁸ D è un mesone *charm* che può essere carico o neutro: D^+ ($c\bar{d}$), D^- ($d\bar{c}$), D^0 ($c\bar{u}$) e \bar{D}^0 ($u\bar{c}$).

⁹La *Regola di OZI* è una conseguenza della QCD e venne proposta, in modo indipendente, dai fisici Susumu Okubo, George Zweig e Jigoro Iizuka negli anni '60.


 Figura 1.2: Spettro del *charmonium*.


(a) Canale di decadimento caratterizzato da una corrente fermionica a linea interrotta.



(b) Canale di decadimento privilegiato dalla Regola di Ozi per la continuità della corrente fermionica.

 Figura 1.3: Esempi di diagrammi di Feynman relativi al decadimento di J/ψ e di $\psi(3770)$.

Canale di decadimento	<i>Branching ratio</i>
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$(5.961 \pm 0.033) \%$
$h_c \rightarrow \eta_c \gamma$	$(51 \pm 6) \%$
$\psi(2S) \rightarrow \chi_{c0} \gamma$	$(9.99 \pm 0.27) \%$
$\psi(2S) \rightarrow \chi_{c1} \gamma$	$(9.55 \pm 0.31) \%$
$\psi(2S) \rightarrow \chi_{c2} \gamma$	$(9.11 \pm 0.31) \%$

Tabella 1.5: Alcuni modi di decadimento degli stati di *charmonium* sotto-soglia e relativi *branching ratio*, come riportati in letteratura [8].

Ovviamente, al di sotto di $2M_D$ gli stati di $c\bar{c}$ non hanno accesso al canale privilegiato e possono dunque decadere solo attraverso canali in cui si interrompono le linee fermioniche o in altri stati di *charmonium*. Il passaggio da uno stato di $c\bar{c}$ all'altro è governato dalle regole di selezione imposte dalla conservazione di C e P nelle interazioni elettromagnetiche e forti. Se ne possono fare alcuni esempi considerando, per semplicità, solo decadimenti a due corpi: lo stato η_c (0^{-+}) è, per esempio, impossibilitato a decadere in una coppia di leptoni $\ell^+ \ell^-$ dato che il decadimento sarebbe mediato da un fotone virtuale caratterizzato dai numeri quantici $J^{PC} = 1^{--}$; può invece farlo la ψ avendo anch'essa numeri quantici 1^{--} . D'altra parte h_c può decadere in η_c e γ (con un *branching ratio* di circa il 50%), così come la $\psi(2S)$ può decadere in χ_c e γ (con un *branching ratio* di circa il 10% per ogni stato del tripletto).

Un riassunto dei decadimenti appena menzionati è riportato nella tabella 1.5.

1.4 Stati esotici in QCD

Uno dei concetti alla base della QCD è il confinamento di colore secondo cui è impossibile osservare stati che non costituiscono un singoletto di colore. Ciò, come già visto, non permette ai quark di trovarsi in stati liberi e dà vincoli stringenti alle loro possibili combinazioni in natura. Dal fatto che differenze di colore non implicano differenze di altre proprietà, segue che esiste un'invarianza delle leggi fisiche sotto permutazione di colore. In realtà, la simmetria offerta dalla carica di colore amplia tale invarianza come suggerito da un'analogia di natura spaziale: dato un punto nello spazio cartesiano, esso è caratterizzato dalle sue componenti (x, y, z) ; le leggi della fisica risultano dunque invarianti non solo sotto permutazione, ma anche sotto le rotazioni $SO(3)$. Per le componenti della carica di colore (b, v, r) si può fare un discorso del tutto analogo: si ha così invarianza sia per permutazioni che per rotazioni nello spazio dei colori (le trasformazioni del gruppo $SU(3)$ di colore) [5]. Il singoletto di colore corrisponde dunque ad un sistema invariante sotto "rotazione di colore".

Anche per lo spazio degli spin $SU(2)$ si può definire uno stato di singoletto che si combina ad altri stati con modalità analoghe a quello di colore. Se infatti la somma di singoletti di spin è ancora un singoletto, allo stesso modo anche in $SU(3)$ la combinazione di più singoletti di colore costituisce uno stato di singoletto. Sulla base di ciò si può introdurre una formula generale che definisce la struttura interna delle particelle osservabili:

$$(3q)^p (q\bar{q})^n \quad \text{con } p, n \in \mathbb{N}. \quad (1.19)$$

Ponendo $p = 1$ e $n = 0$ si ottengono i barioni, mentre per $p = 0$ e $n = 1$ si trovano i mesoni. La relazione (1.19) ammette però anche altre configurazioni che prendono il nome di *stati esotici*: si definiscono, in particolare, il *tetraquark* ($p = 0$ e $n = 2$) ed il *pentaquark* ($p = 1$ e $n = 1$).

1.4.1 Multiquark: tetraquark e pentaquark

L'elevata massa dei quark pesanti Q rende il processo di produzione di coppie $g \rightarrow Q\bar{Q}$ molto soppresso. Osservare quindi coppie $Q\bar{Q}$ tra gli stati finali di un decadimento forte è probabilmente dovuto al fatto che Q e \bar{Q} fossero già presenti prima del decadimento come costituenti dell'adrone decaduto. Qualora le caratteristiche di quest'ultimo, dedotte dallo stato finale, non lo posizionassero in nessuno dei livelli teoricamente attesi per gli stati di *quarkonium*, allora la risonanza non può che essere associata ad una struttura interna più complessa del semplice $Q\bar{Q}$ e non assimilabile ad un adrone convenzionale [9], ma ad uno stato esotico tra quelli previsti dalla relazione (1.19).

Per il *charmonium* tali considerazioni sono semplificate dal ridotto numero di stati predetti ma non assegnati al di sotto della massa $4.5 \text{ GeV}/c^2$ e dalle proprietà attese per questi ultimi. Essi sono infatti caratterizzati da larghezze relativamente piccole che ne limitano la sovrapposizione, rendendo così meno ambigua l'evidenza di stati esotici rispetto al caso di adroni leggeri.

Per le medesime ragioni, barioni che decadono in stati finali di Q e \bar{Q} devono necessariamente contenere coppie $Q\bar{Q}$ tra i costituenti, che dunque vincolano la risonanza a configurazioni composte da almeno cinque quark così da formare singoletti di colore [9].

Le configurazioni più semplici per gli stati esotici sono quindi il tetraquark ed il pentaquark di cui la QCD prevedeva l'esistenza già a partire dagli anni '60¹⁰. Per osservare questi stati si è dovuto però attendere la costruzione di grandi acceleratori capaci di raggiungere le energie sufficienti per la produzione di quark pesanti come b e c . Le recenti ricerche di stati esotici contenenti coppie di quark pesanti come $c\bar{c}$ hanno portato alla scoperta di un considerevole numero di risonanze. Il primo stato esotico osservato è stato la $X(3872)$, inconsistente con gli stati predetti per lo spettro del *charmonium* convenzionale [10, 11, 12]. Oltre ad aver determinato per la prima volta senza ambiguità i numeri quantici della $X(3872)$ ($J^{PC} = 1^{++}$), l'esperimento LHCb ha dimostrato che l'eccesso di eventi osservato da Belle nella massa invariante $\psi(2S)\pi^\pm$ [13], noto come $Z_c(4430)$, è compatibile con una risonanza [14]. La $Z_c(4430)$ è diventata così il primo candidato tetraquark con carica elettrica, una caratteristica ovviamente irriproducibile per stati di *charmonium* convenzionale. Più recentemente, l'esperimento LHCb ha osservato anche due risonanze nella massa invariante $J/\psi p$ interpretate come i primi candidati pentaquark [15]: $P_c(4380)$ e $P_c(4450)$. A questi si aggiungono circa altri venti candidati per stati esotici contenenti coppie $c\bar{c}$, scoperti e studiati dagli esperimenti BES-III, Belle e BaBar presso le b e c *factory*, dagli esperimenti CDF e D0 del Tevatron, e da LHCb, ATLAS e CMS a LHC. Belle ha inoltre osservato due mesoni non standard costituiti da coppie $b\bar{b}$.

¹⁰Il modello a quark fu proposto in maniera indipendente da Murray Gell-Mann e George Zweig nel 1964 ed è considerato il modello ad oggi più valido per la classificazione degli adroni. È parte integrante del MS e permise a Gell-Mann di conseguire il Premio Nobel per la fisica nel 1969.

Capitolo 2

Il *Large Hadron Collider* e l'esperimento LHCb

2.1 Il *Large Hadron Collider*

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è il più grande e più potente acceleratore di particelle al mondo: acceso per la prima volta alla fine del 2008, costituisce l'ultima aggiunta al complesso degli acceleratori del CERN¹. LHC è costituito da un anello di 27 km di magneti superconduttori con una serie di strutture acceleranti che incrementano l'energia delle particelle lungo il percorso [16]. All'interno dell'acceleratore, due fasci di particelle ad alta energia viaggiano vicini alla velocità della luce procedendo parallelamente ed in direzioni opposte fino ai punti in cui questi vengono fatti incrociare: se ne possono contare quattro lungo l'anello (figura 2.1), dove sono situati i quattro esperimenti principali (ALICE, ATLAS, CMS e LHCb).

2.1.1 Luminosità ed energia

In entrambi i tubi a *vuoto spinto* corrono fasci di protoni² che vengono fatti collidere alla maggior energia possibile (se ne parlerà più nel dettaglio nel seguito). La scelta di usare collisioni protone-protone permette a LHC di raggiungere alti valori di luminosità, contrariamente al caso di collisioni protone-antiprotone in cui le difficoltà legate alla produzione degli antiprotoni stessi determinano un limite stringente alla luminosità, come dimostrato dalle precedenti esperienze di acceleratori adronici ad alta energia, quali il Tevatron.

Per gli acceleratori, la *luminosità istantanea* \mathcal{L}_{ist} costituisce infatti un parametro macchina di estrema importanza. Essa è legata al rateo R al quale avviene un dato processo di sezione d'urto σ dalla seguente relazione:

$$R = \mathcal{L}_{ist} \sigma. \quad (2.1)$$

Ai collisori, si può calcolare la luminosità in funzione dei parametri del fascio come:

$$\mathcal{L}_{ist} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (2.2)$$

dove f è la frequenza con cui si incrociano i pacchetti di particelle³, n_1 e n_2 sono il numero di protoni per pacchetto, mentre σ_x e σ_y rappresentano le dimensioni trasversali dei fasci. Le collisioni determinano però una variazione di n_1 e n_2 a causa dell'espulsione di alcuni protoni

¹Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare, comunemente conosciuta con la sigla CERN (in francese *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*).

²In opportune configurazioni è anche possibile realizzare collisioni protone-ione o ione-ione.

³A LHC, i fasci sono suddivisi fino a 2808 pacchetti, o *bunch*, ognuno contenente fino a 10^{11} protoni.

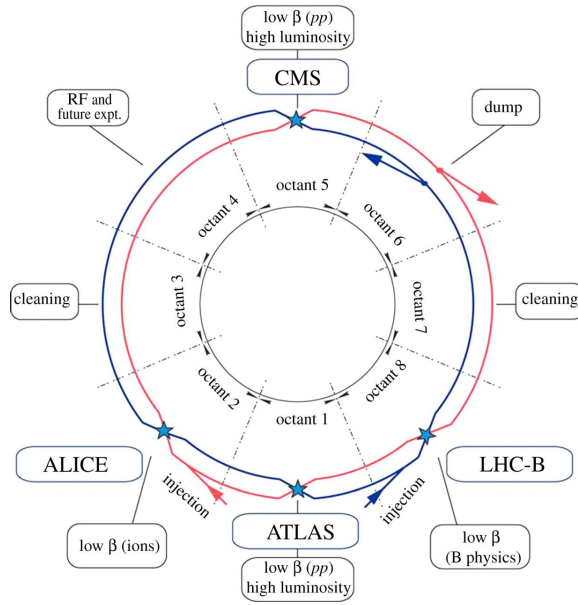


Figura 2.1: Schema di massima di LHC e dei suoi punti di collisione.

dai fasci, mentre il surriscaldamento dello stesso ne modifica le caratteristiche geometriche provocando un incremento di σ_x e σ_y : ciò fa cambiare \mathcal{L}_{ist} nel periodo di acquisizione. Per tale ragione, al fine di stimare il numero di eventi d'interesse aspettati da un campione di dati, si preferisce introdurre la *luminosità integrata* definita da

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L}_{ist} dt, \quad (2.3)$$

con cui si può ricavare facilmente il numero totale N di eventi prodotti nel periodo di presa dati corrispondente a:

$$N = \mathcal{L}_{int} \sigma. \quad (2.4)$$

Per rendere ancora più semplice la moltiplicazione della luminosità con la sezione d'urto σ , \mathcal{L}_{int} viene di solito espressa in picobarn⁴ inversi (pb^{-1}).

Oltre alla luminosità, un altro parametro di fondamentale importanza per un acceleratore è l'energia disponibile nel sistema del centro di massa. Alla base della scelta di un collisore c'è la volontà di massimizzare l'energia nel centro di massa e permettere quindi la produzione di particelle a massa sempre più elevata. Acceleratori a singolo fascio su bersaglio fisso, seppur tecnologicamente più semplici, sono limitati dal punto di vista dell'energia.

Si consideri la conservazione del quadrimpulso $p^\mu = (E/c, \vec{p})$: data una singola particella, il suo modulo $\sqrt{s} \equiv c\sqrt{p^\mu p_\mu}$ coincide con la massa della stessa e viene perciò detto *massa invariante*. Questa è indipendentemente dal sistema di riferimento infatti

$$s = E^2 - |\vec{p}|^2 c^2 = |\vec{p}|^2 c^2 + m^2 c^4 - |\vec{p}|^2 c^2 = m^2 c^4. \quad (2.5)$$

Sfruttando questa notazione, risulta evidente come in un urto tra particelle elementari sia possibile produrre solo particelle con una massa minore o uguale a quella invariante \sqrt{s} . Per calcolare la massima energia a cui si ha accesso basta considerare la conservazione del quadrimpulso che, nel caso di due particelle, si scrive:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2 c^2}. \quad (2.6)$$

⁴Dove un barn è pari a $1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$.

Per collisioni frontali costituite dalle stesse particelle nel limite *ultrarelativistico* (per cui vale $E \gg m$) la relazione (2.6) si riduce a

$$\sqrt{s} = 2E. \quad (2.7)$$

Nel caso di collisioni a bersaglio fisso invece, considerando ad esempio $\vec{p}_2 = 0$ da cui $E_2 = m_2 c^2$, la (2.6) diventa

$$\sqrt{s} = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 - p_1^2 c^2} \approx \sqrt{2E_1 E_2} = c\sqrt{2E_1 m_2}, \quad (2.8)$$

da cui segue

$$\sqrt{s} \sim \sqrt{E}. \quad (2.9)$$

Ciò permette dunque l'accesso a valori di masse considerevolmente inferiori rispetto a quanto raggiunto da un collisore con fasci alle medesime energie.

I fasci di LHC raggiungono un valore massimo di progetto di 7 TeV: ciò garantisce all'acceleratore il record mondiale per la massima energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 14$ TeV.

2.1.2 Gli esperimenti a LHC

Come affermato in precedenza, lungo l'anello di 27 km di circonferenza corrono fasci di protoni accelerati fin quasi alla velocità della luce. Questi vengono fatti incrociare in quattro punti lungo LHC dove sorgono altrettanti rivelatori, gli esperimenti principali dell'acceleratore [17]:

- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) è un rivelatore per collisioni di ioni pesanti progettato per lo studio della materia fortemente interagente in un regime di alta densità di energia, condizione che permette la formazione di uno stato della materia detto *plasma di quark e gluoni* (QGP).
- ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) è un esperimento *general-purpose* con un ampio programma di fisica che va dallo studio del Modello Standard (incluso il bosone di Higgs), fino alla ricerca di dimensioni extra o particelle che potrebbero essere i costituenti della materia oscura.
- CMS (*Compact Muon Solenoid*) è il secondo esperimento *general-purpose* e condivide con ATLAS gli stessi obiettivi scientifici usando però diverse soluzioni tecniche ed un differente sistema di magneti.
- LHCb (*LHC beauty*) è un esperimento specializzato nell'approfondire le sottili differenze tra la materia e l'antimateria anche attraverso lo studio del quark *beauty*. Una descrizione più dettagliata del suddetto rivelatore è contenuta nel paragrafo successivo.

Sono degni di nota anche altri due esperimenti minori [17]:

- LHCf (*LHC forward*) è un esperimento che studia le particelle prodotte in avanti nelle collisioni a LHC per simulare l'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera in condizioni di laboratorio. Lo studio di come questi producano cascate di particelle può aiutare a calibrare rivelatori di raggi cosmici a grandi scale che possono arrivare a coprire anche migliaia di chilometri.
- TOTEM è un esperimento specializzato in particolare nella misura dei protoni che emergono dalle collisioni a piccoli angoli, in una regione inaccessibile agli altri esperimenti di LHC.

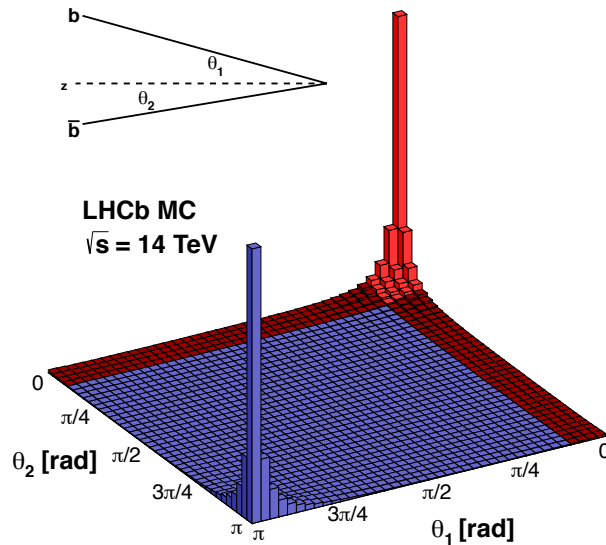


Figura 2.2: Angolo polare di produzione dei quark b e \bar{b} alle energie di collisione di LHC.

2.2 L'esperimento LHCb

L'esperimento LHCb [18] è dedicato alla fisica del sapore pesante (anche detta *heavy flavour physics*) e ha come obiettivo primario la ricerca di evidenze di nuova fisica nelle violazioni di CP e nei decadimenti rari dei quark b e c .

LHCb è un rivelatore a singolo braccio, fattore che lo differenzia sin da subito dagli altri tre esperimenti principali di LHC: questi sono infatti caratterizzati da una struttura di rivelazione di forma cilindrica *attorno* al punto di collisione che quindi permette loro di coprire un angolo solido di quasi 4π . D'altra parte, lo scopo scientifico di LHCb richiede parametri geometrici ben diversi basati sulla ottimizzazione dello studio del mesone B e degli adroni che contengono quark pesanti: è perciò resa necessaria una regione di *pseudorapidità*⁵ data da $2 < \eta < 5$, pari ad un angolo polare θ appartenente all'intervallo $15 \div 250$ mrad. Tale caratteristica rende LHCb uno spettrometro di massa *in avanti* specializzato nella rivelazione di particelle a piccoli angoli. Ciò permette all'esperimento, nonostante il suo singolo braccio, di raggiungere un valore di *accettanza geometrica* pari al 27% per la produzione di coppie $b\bar{b}$ [19]; incrementare tale risultato è estremamente difficile dato che, come evidenziato dalla figura 2.2, gran parte delle particelle sono prodotte ad angoli ancora più piccoli, in una regione inaccessibile al rivelatore.

Le caratteristiche peculiari di LHCb includono:

- Un eccellente rivelatore di vertice ed un'ottima risoluzione dei tempi di volo e di decadimento;
- Un'identificazione di particelle precisa, specialmente nella separazione π - K ;
- Una buona risoluzione degli impulsi che garantisce una ricostruzione precisa della massa invariante, necessaria per l'eliminazione efficiente del rumore dovuto a combinazioni casuali di tracce (fondo combinatorio) e per l'aumento della significanza del risultato;
- Un *trigger* versatile, la cui alta efficienza è il punto di partenza per massimizzare il campione statistico a disposizione e poter quindi studiare diversi canali di decadimento di adroni- b anche con *branching ratio* molto piccoli.

⁵La *pseudorapidità* η è definita come $\eta = -\ln[\tan(\frac{\theta}{2})]$, dove θ è l'angolo compreso tra l'impulso \vec{p} della particella e l'asse del fascio.

I componenti di LHCb possono essere concettualmente divisi in due sottosistemi rappresentati dal sistema di tracciatura e dal sistema d'identificazione delle particelle (figura 2.3). Del primo fanno parte un localizzatore di vertice (VELO) e cinque stazioni di tracciatura a monte e a valle del magnete dipolare. Appartengono al secondo invece, due rivelatori Čerenkov ad immagine anulare (RICH), un sistema di calorimetri e cinque stazioni di tracciatura dei muoni.

2.2.1 Il sistema di tracciatura

VELO

Il VELO (*Vertex Locator*) è la componente a più alta risoluzione di tutto LHCb. Il suo compito è quello di fornire una misura precisa delle tracce delle particelle cariche in vicinanza della regione di interazione pp in modo da ricostruire i vertici primari e secondari dei decadimenti. Questo localizzatore è composto da una prima parte, detta PILE UP VELO, posta a monte della regione di collisione e costituita da due dischi seguiti a valle della stessa da altri venticinque. Tutti i dischi montano rivelatori a microstrisce al silicio segmentate radialmente e circolarmente così da poter individuare, con estrema precisione, il settore di passaggio della particella. Caratteristica peculiare del VELO è la sua capacità di aprirsi a metà rispetto al piano verticale nelle prime fasi di accensione di LHC: ciò permette ai suoi delicati rivelatori di trovarsi ad una distanza di sicurezza finché non viene assicurata la corretta focalizzazione dei fasci principali.

Magnete dipolare e stazioni di tracciatura

Poco dopo il VELO è presente un magnete dipolare la cui funzione è quella di deflettere le particelle cariche fornendo un campo magnetico di 1.1 T, invertito periodicamente per minimizzare gli effetti dovuti ad eventuali errori sistematici nelle misure. Il magnete è preceduto da una stazione

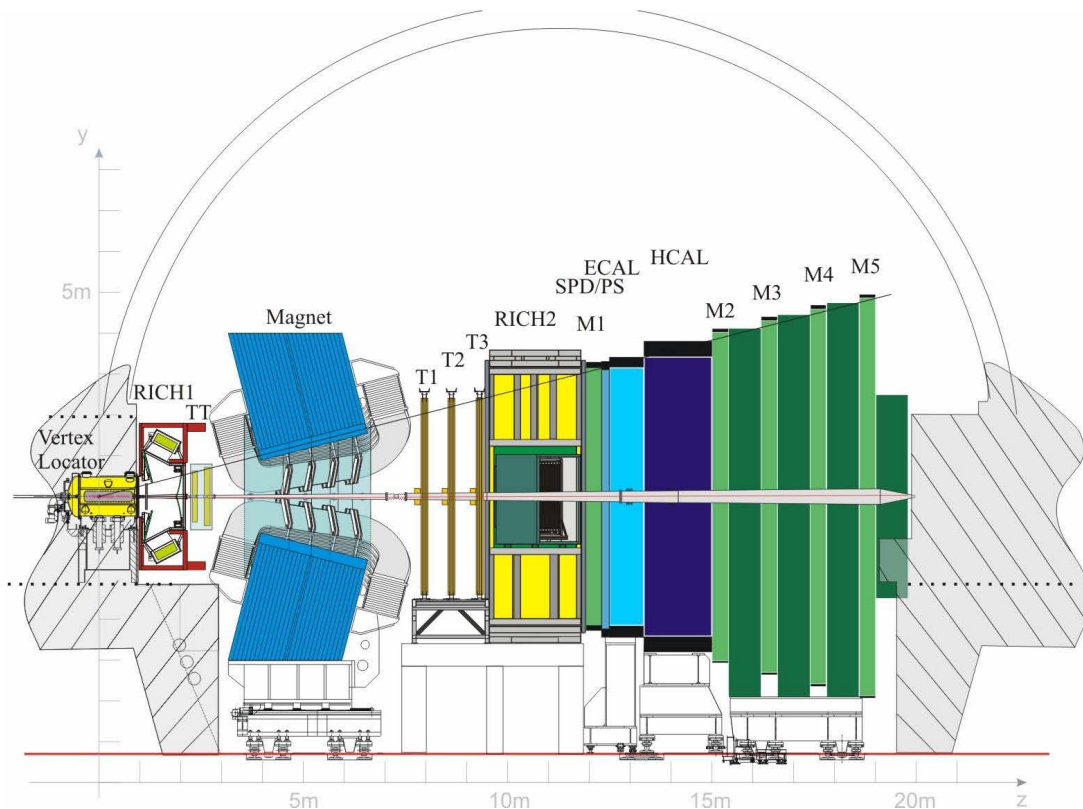


Figura 2.3: Schema dei rivelatori di LHCb.

di tracciatura (TT) che, insieme con le tre a seguire (T1, T2 e T3), ha anch'essa il compito di ricostruire le tracce delle particelle: come per il VELO, anche queste stazioni montano delle microstrisce al silicio nella regione interna, mentre sono munite di tubi *straw* (rivelatori a gas) in quella più esterna.

2.2.2 Il sistema d'identificazione delle particelle

I rivelatori RICH

Contrariamente agli esperimenti *general-purpose* di LHC, LHCb è equipaggiato con un efficiente sistema d'identificazione di particelle basato sull'effetto Čerenkov⁶ capace di discriminare tra elettroni, muoni, pioni, kaoni e protoni, tutti abbondantemente prodotti nel decadimento di adroni-*b* o adroni-*c*. I due rivelatori RICH (*Ring Imaging CHerenkov*) sfruttano l'effetto Čerenkov per misurare la velocità delle particelle e dunque la loro massa una volta misurata la quantità di moto dalla deflessione in campo magnetico.

I calorimetri

I calorimetri si occupano della misura dell'energia e della posizione delle particelle grazie all'assorbimento totale dell'energia. LHCb ha a disposizione due calorimetri: uno elettromagnetico (ECAL) che permette la rivelazione di elettroni, positroni e fotoni e uno adronico (HCAL) che invece permette di rivelare adroni carichi e neutri. Per migliorare la misura dei fotoni, i due calorimetri sono preceduti da un sistema di scintillatori finemente segmentati (SPD e PS).

Sistema per muoni

Il sistema di rivelazione dei muoni fornisce una loro veloce identificazione ed una stima della loro quantità di moto: ciò è permesso grazie all'impiego di rivelatori a camere proporzionali multi-filo (*Multi-Wire Proportional Chamber*, MWPC) e di tipo *Electron Multiplier* (GEM) in grado di segnalare, con sufficiente precisione, i punti di passaggio dei muoni.

2.2.3 Il *trigger*

L'ultima componente fondamentale al processo di misura è costituita dal *trigger*: questo permette infatti, per mezzo di un sistema di selezione *hardware* e *software*, di ridurre il flusso di dati rendendone possibile l'immagazzinamento [18]. Il *trigger* di LHCb è strutturato in due livelli, il livello-0 (L0) di tipo *hardware* ed il *trigger* di alto livello (HLT) di tipo *software*:

- Le collisioni *pp* avvengono ad una frequenza di 40 MHz alla luminosità di progetto e, anche se solo il 25% di queste sono effettivamente rivelate dal VELO, esse costituiscono un numero per unità di tempo troppo elevato per permettere la registrazione di tutti i dati raccolti. Sfruttando quindi le informazioni pervenutegli dai calorimetri e dal sistema per muoni, L0 riduce il tasso di collisioni fino a circa 1 MHz.
- Gli eventi selezionati da L0 passano quindi al *trigger* di alto livello dove un *software* ricostruisce il singolo evento sfruttando una grande *computer farm*. Tale processo di riduzione della frequenza può essere a sua volta suddiviso in due fasi: HLT1 provvede alla ricostruzione parziale degli eventi, mentre HLT2 ricostruisce totalmente solo quelli pervenutigli dal processo di selezione precedente. Con l'intervento del *trigger* ad alto livello la frequenza dei dati scende fino a circa 12 kHz, permettendo infine la scrittura su memoria permanente.

⁶Secondo l'effetto Čerenkov, una particella che si muove di moto uniforme in un mezzo con velocità superiore a quella della luce nello stesso mezzo emette radiazione.

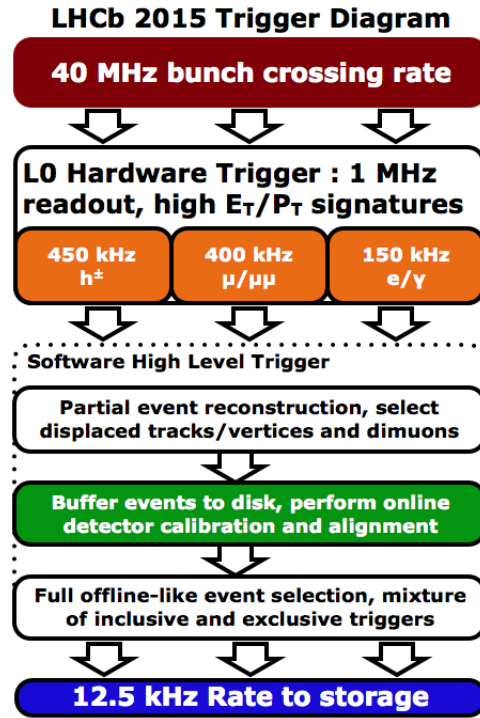


Figura 2.4: Quadro schematico del sistema di *trigger* di LHCb.

Un riassunto dei vari livelli di *trigger* di LHCb è riportato in figura 2.4.

2.2.4 Presa dati

L'esperimento LHCb ha iniziato la sua attività di presa dati nel 2010, quando LHC operava ad una energia nel centro di massa di 7 TeV e con una separazione tra pacchetti di protoni consecutivi di almeno 50 ns.

Oltre al campione del 2010 pari a circa 40 pb^{-1} , nel 2011 sono stati raccolti dati corrispondenti a circa 1.1 fb^{-1} ad un'energia nel centro di massa di 7 TeV. Nel 2012, l'energia di LHC è stata quindi incrementata a 8 TeV, fattore che ha permesso a LHCb di raccogliere un campione di dati pari a circa 2.1 fb^{-1} . La campagna di presa dati compresa tra il 2010 e il 2012 è chiamata *Run 1*.

Durante la lunga interruzione durata dal 2013 al 2015 (*Long Shutdown 1*, LS1), LHC è stato potenziato fino a raggiungere un'energia nel centro di massa di 13 TeV, riuscendo inoltre a ridurre a 25 ns la separazione temporale tra pacchetti di protoni consecutivi. In queste condizioni, LHCb ha dunque raccolto dati corrispondenti a circa 0.3 fb^{-1} nel 2015 e a circa 1.7 fb^{-1} nel 2016. La campagna di presa dati di *Run 2* proseguirà da programma fino alla fine del 2018, con un'energia nel centro massa mantenuta a 13 TeV.

Al momento della scrittura della presente tesi, il campione di dati raccolto nel 2017 corrisponde a circa 0.7 fb^{-1} . È utile ricordare inoltre come l'aumento dell'energia nel centro di massa si traduca in un aumento circa proporzionale della sezione d'urto di produzione di quark pesanti che incrementa, di conseguenza, il numero di eventi d'interesse per LHCb.

I campioni di dati raccolti sono elencati in tabella 2.1 e la luminosità integrata durante l'intero periodo di presa dati è riportata in figura 2.5 [19].

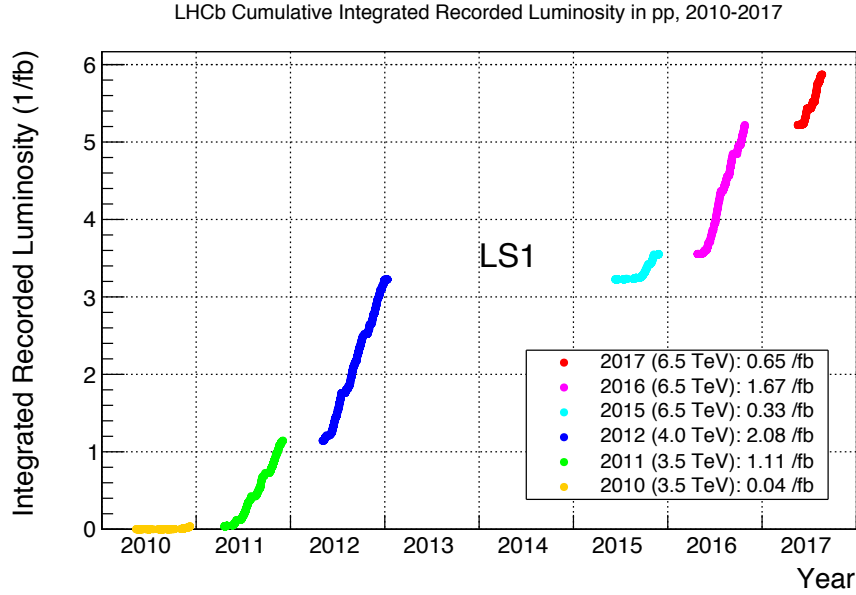


Figura 2.5: Luminosità integrata durante l'intera campagna di presa dati di LHCb.

Anno	Energia fasci	Intervallo tra pacchetti	Luminosità integrata
<i>Run 1</i>			
2010	3.5 TeV	50 ns	40 pb ⁻¹
2011	3.5 TeV	50 ns	1.1 fb ⁻¹
2012	4.0 TeV	50 ns	2.1 fb ⁻¹
<i>Run 2</i>			
2015	6.5 TeV	25 ns	300 pb ⁻¹
2016	6.5 TeV	25 ns	1.7 fb ⁻¹
2017	6.5 TeV	25 ns	0.7 fb ⁻¹

Tabella 2.1: Campioni di dati raccolti da LHCb

Capitolo 3

Studio del decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$

3.1 Introduzione

In questo capitolo sono analizzati dati raccolti in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV da LHCb nel corso del 2015 e del 2016 con $\mathcal{L}_{int} = 2 \text{ fb}^{-1}$. Lo scopo dell'analisi è di studiare lo spettro degli stati di *charmonium* mediante l'analisi del canale di decadimento¹ $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$ con $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$. Per far ciò occorre procedere per punti: per prima cosa è necessaria un'analisi preliminare volta ad ottimizzare l'efficienza di selezione dei decadimenti $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ e scegliere così i migliori criteri di selezione da applicare al campione dei dati; la tecnica *sPlot* permette quindi di sottrarre statisticamente il fondo combinatorio dal segnale usando la massa invariante $p\bar{p}K^+$ come variabile discriminante. Infine, dal campione selezionato si costruisce un modello statistico (*fit*) della massa invariante di $p\bar{p}$ nel quale si vogliono distinguere i vari stati di $c\bar{c}$.

Stato dell'arte

Il canale $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$ è un canale di decadimento adronico già largamente studiato. In letteratura [8], sono ben noti *branching ratio* di questo canale per diversi stati di *charmonium* che decadono secondo tale canale; alcuni dei risultati sono riportati nella tabella 3.1.

Una tecnica semplice, seppur non libera da ambiguità, per la ricerca di stati con brevissima vita media consiste nello studio della massa invariante $p\bar{p}$. La presenza di *risonanze* nel decadimento si manifesta come eccessi nella distribuzione statistica di $m_{p\bar{p}}$. Le risonanze sono caratterizzate da una vita media e una larghezza di decadimento finite [2]. La forma analitica

¹ B è un mesone *bottom* che può essere carico o neutro: B^+ ($u\bar{b}$), B^- ($b\bar{u}$), B^0 ($d\bar{b}$) e \bar{B}^0 ($b\bar{d}$).

Canale di decadimento	<i>Branching ratio</i>
$\eta_c \rightarrow p\bar{p}$	$(1.50 \pm 0.16) \times 10^{-3}$
$J/\psi \rightarrow p\bar{p}$	$(2.120 \pm 0.029) \times 10^{-3}$
$\chi_{c0} \rightarrow p\bar{p}$	$(2.25 \pm 0.09) \times 10^{-4}$
$\chi_{c1} \rightarrow p\bar{p}$	$(7.72 \pm 0.35) \times 10^{-5}$
$h_c \rightarrow p\bar{p}$	$< 1.5 \times 10^{-4}$
$\chi_{c2} \rightarrow p\bar{p}$	$(7.5 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
$\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$	$< 2.0 \times 10^{-3}$
$\psi(2S) \rightarrow p\bar{p}$	$(2.88 \pm 0.09) \times 10^{-4}$

Tabella 3.1: *Branching ratio* dei decadimenti di $c\bar{c} \rightarrow p\bar{p}$ riportati in letteratura [8].

delle strutture osservabili nella massa invariante per stati risonanti si ricava dalla legge esponenziale di decadimento (1.12): sia dunque $\psi(t)$ la funzione d'onda di uno stato di decadimento non stazionario², questa può essere scritta come

$$\psi(t) = \psi(0) e^{-i\omega_R t} e^{-t/2\tau} = \psi(0) e^{-(iE_R + \Gamma/2)t/\hbar}, \quad (3.1)$$

dove $\omega_R = E_R/\hbar$ è la frequenza angolare centrale con E_R energia di risonanza, mentre $\tau = \hbar/\Gamma$ è la vita media. La trasformata di Fourier dell'espressione (3.1) è

$$g(E) = \int_0^\infty \psi(t) e^{iEt/\hbar} dt \quad (3.2)$$

e quindi l'ampiezza di ψ in funzione dell'energia E si può scrivere come

$$g(E) = \int \psi(t) e^{iEt/\hbar} dt = \psi(0) \int e^{-[(\Gamma/2) + i(E_R - E)]t/\hbar} dt = \frac{K}{(E - E_R) - i\Gamma/2}, \quad (3.3)$$

in cui K è una costante, mentre E_R/c^2 rappresenta la massa dello stato risonante. Il modulo dell'ampiezza, $g(E)^*g(E)$, risulta proporzionale alla probabilità di decadimento. Si può dunque introdurre la *distribuzione di Breit-Wigner*, una funzione di densità di probabilità per stati risonanti definita come

$$f(E) = \mathcal{N} \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (3.4)$$

con \mathcal{N} costante di normalizzazione. Esiste inoltre una formulazione relativistica della distribuzione (3.4) largamente usata in spettroscopia adronica:

$$f_{rel}(E) = \frac{k}{(E^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} \quad (3.5)$$

con k costante di proporzionalità pari a

$$k = \frac{2\sqrt{2}M\Gamma\gamma}{\pi\sqrt{M^2 + \gamma}} \quad \text{e} \quad \gamma = \sqrt{M^2(M^2 + \Gamma^2)}$$

Recentemente, la collaborazione LHCb ha analizzato i dati di *Run 1* per studiare la massa invariante $p\bar{p}$ per decadimenti provenienti dal canale $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$ con $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$ osservando lo stato risonante $\eta_c(2S)$ nel canale adronico $p\bar{p}$ per la prima volta [20]. I risultati dell'analisi sono riportati nella figura 3.1 in cui si identifica chiaramente il segnale dovuto al mesone B^+ nella massa invariante $p\bar{p}K^+$ (figura 3.1a) e si distinguono con facilità i diversi stati di *charmonium* nella massa invariante $p\bar{p}$ (figura 3.1b). Tra questi si osserva lo stato $\eta_c(2S)$ con una massa di $(3639.2 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2$ [8].

In questo capitolo si ripercorreranno le fasi iniziali dell'analisi appena menzionata studiando i decadimenti $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ per la prima volta con il campione di dati di *Run 2*. Discussa l'ottimizzazione del segnale del mesone B^+ , sarà descritta la massa invariante della combinazione $p\bar{p}$ includendo il contributo del decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ non risonante e di diversi decadimenti risonanti $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$. Una particolare attenzione sarà inoltre riservata al canale $B^+ \rightarrow \eta_c(2S)K^+$ di cui verrà dimostrata la rilevanza statistica confermando l'osservazione pubblicata con dati di *Run 1*.

²Il modulo $\psi(t)^*\psi(t)$ obbedisce alla legge di decadimento radioattivo (1.12).

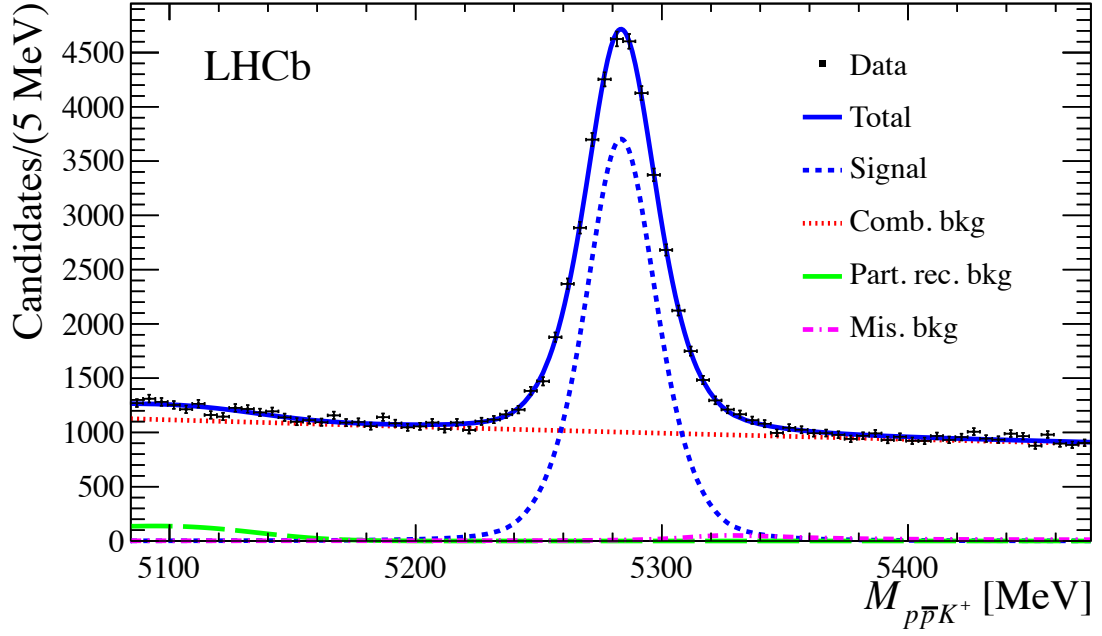
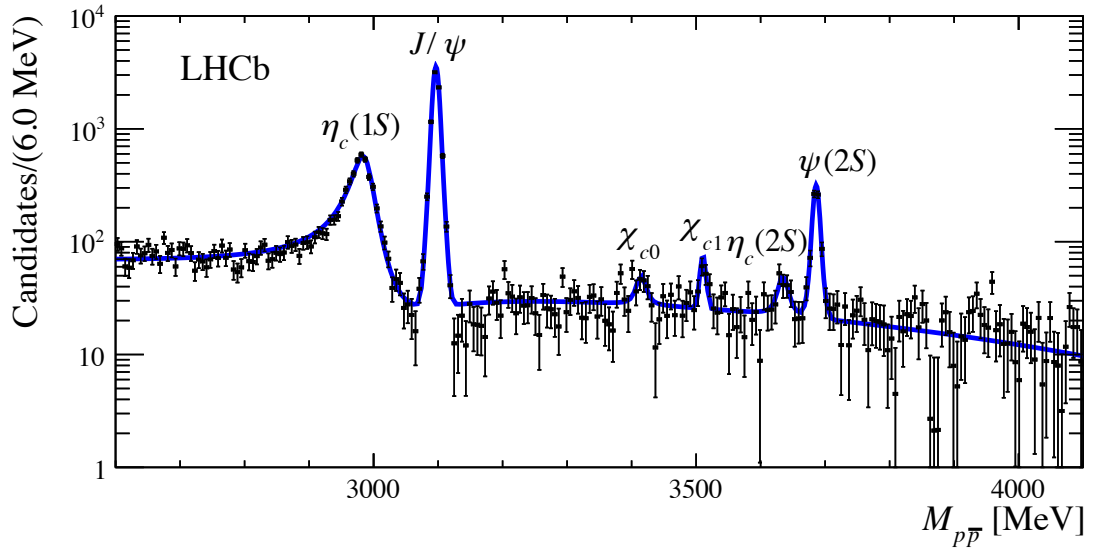

 (a) Spettro della massa invariante di $p\bar{p}K^+$.

 (b) Spettro della massa invariante di $p\bar{p}$.

 Figura 3.1: Grafici riportati nell'articolo della collaborazione LHCb per l'osservazione del decadimento $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$ [20].

3.2 Selezione degli eventi

La selezione dei candidati di B^+ avviene in più passaggi: dopo la selezione del *trigger*, si ha una prima preselezione di combinazioni $p\bar{p}$ centralizzata (o di *stripping*), seguita quindi da una selezione *offline* specifica per il canale di decadimento d'interesse.

La preselezione centralizzata avviene con cadenza annuale e definisce il sottocampione di dati da copiare dai nastri magnetici al disco, unico supporto disponibile per l'analisi. I criteri di selezione sono relativi a: la qualità di ricostruzione delle tracce, la quantità di moto e la quantità di moto trasverso dei protoni, il parametro d'impatto dei protoni rispetto al vertice primario e le variabili associate ad una loro corretta identificazione (PID).

Mentre la selezione a livello di *stripping* è talmente leggera da adattarsi a quasi ogni decadimento di adroni- b in stati finali che includano un protone ed un antiprotone, quella *offline* prevede scelte specifiche per il canale d'interesse così da minimizzare il fondo prodotto da tracce casuali o erroneamente ricostruite (*background*). Così facendo si riesce a massimizzare il segnale ricercato $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$ con $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$. Per prima cosa si selezionano solo gli eventi con un valore di impulso (P) e di impulso trasverso (PT) maggiori di una soglia adeguatamente ottimizzata. L'*impulso trasverso* coincide con la componente dell'impulso perpendicolare ai fasci di protoni ed è molto utile per discriminare tracce provenienti dal decadimento di un adrone pesante da quelle prodotte direttamente nelle collisioni pp , il cui impulso trasverso è tipicamente più limitato. Oltre alle caratteristiche cinematiche, è importante applicare criteri di selezione alla natura della particella che ha prodotto una determinata traccia (PID). Le informazioni provenienti dai due rivelatori RICH, dai calorimetri, dal sistema per muoni ed in parte dal tracciatore sono combinate in una *rete neurale multiclasse* chiamata ProbNN. Verranno quindi rigettati, ad esempio, candidati di protoni con responso per la classe "protoni" (*ProbNN p*) inferiore ad una soglia. A queste si può aggiungere una selezione del *parametro d'impatto* (IP) che corrisponde alla distanza tra l'estrapolazione della traccia lasciata nel rivelatore da una particella ed il *vertice primario* (PV), ovvero il punto in cui è stato prodotto il mesone B^+ . Chiedere un piccolo valore per il parametro d'impatto (minore di una certa soglia) significa richiedere che la particella, ad esempio B^+ , derivi dal vertice primario, cioè che la sua traiettoria sia passante per quel punto; al contrario, per i prodotti di decadimento del B^+ , si richiede un parametro d'impatto maggiore di una soglia. Si può ottenere un'informazione analoga dal *Decay Tree Fitter* (DTF) che applica un criterio di selezione alla qualità del *fit* globale della catena di decadimento una volta imposta la provenienza del mesone B^+ dal vertice primario [21]. Oltre al parametro d'impatto si possono definire ulteriori variabili che permettono di verificare la combinazione delle tracce come l'angolo compreso tra l'impulso del B^+ , ricostruito dagli impulsi delle particelle figlie, e la retta passante per il vertice primario e per quello di decadimento (l'angolo θ); chiaramente, affinché il mesone ricostruito provenga dal vertice primario occorre che il suo impulso sia allineato e si richiede dunque che $\cos\theta$ risulti compatibile con l'unità. Ancora, sapendo che il tempo di volo di B^+ è un valore misurabile, è utile applicare un criterio di selezione che tenga conto della separazione tra il vertice primario e quello di decadimento. A tal fine, si può considerare la differenza tra il χ^2 ottenuto dal *fit* delle tracce dei prodotti di decadimento imponendo un loro passaggio per il vertice primario e il χ^2 ottenuto invece senza vincolo. L'idea è che tanto più questa differenza è grande, maggiore risulta essere la distanza tra i due vertici, permettendo così di selezionare eventi con tempi di volo ragionevolmente diversi da zero. Infine, nota la massa di B^+ , $(5279.32 \pm 0.14) \text{ MeV}/c^2$ [8], si selezionano solo gli eventi per cui la massa ricostruita del mesone è compresa tra 5000 e 5500 MeV/c^2 .

Un riassunto della selezione *offline* è contenuto nella tabella 3.2.

Selezione <i>offline</i>	Breve descrizione
P di p, \bar{p} e $K^+ > 1500 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
Somma dei P di p, \bar{p} e $K^+ > 20000 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $B^+ > 1000 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $c\bar{c} > 2000 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di p, \bar{p} e $K^+ > 100 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
Somma scalare dei PT di p, \bar{p} e $K^+ > 4500 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
$\max\{\text{PT di } K^+, \text{PT di } p, \text{PT di } \bar{p}\} > 1500 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
$(\text{ProbNN } p)$ per $p > 0.2$	PID
$(\text{ProbNN } \bar{p})$ per $\bar{p} > 0.2$	PID
$(\text{ProbNN } K)$ per $K^+ > 0.2$	PID
χ^2 di IP per $B^+ < 10$	Provenienza dal vertice primario
χ^2 di IP per p, \bar{p} e $K^+ > 1$	Traccia non dal vertice primario
χ^2 del DTF per $B^+ < 12$	Provenienza dal vertice primario
$\cos \theta$ di $B^+ > 0.99998$	Giusta direzione impulso (vedi testo)
$ \chi^2 \text{ con PV} - \chi^2 \text{ senza PV} > 500$	Tracce incompatibili con vertice primario
$5000 \text{ MeV}/c^2 < \text{Massa di } B^+ < 5500 \text{ MeV}/c^2$	Giusta massa invariante $p\bar{p}K^+$

Tabella 3.2: Selezione *offline* impiegata per questa analisi.

3.3 Sottrazione del fondo combinatorio

Il campione di eventi selezionato con i criteri descritti e le soglie opportunamente ottimizzate (tabella 3.2) presenta un abbondante segnale compatibile con il canale $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$ con $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$, come mostrato in figura 3.2 dove è riportata la massa invariante $p\bar{p}K^+$ sottratta del contributo dovuto al *fondo combinatorio*³. Ciò è possibile grazie alla tecnica *sPlot* che, dato un campione di dati definito in uno spazio a più variabili e costituito da una miscela di categorie, permette di stimare la distribuzione di ciascuna categoria rispetto ad una (o più) variabili di controllo, una volta nota la distribuzione di ciascuna categoria rispetto ad una o più variabili discriminanti, indipendenti dalle variabili di controllo [22]. Nel caso in analisi, la variabile discriminante è la massa invariante $p\bar{p}K^+$ per cui si conoscono le distribuzioni delle categorie, segnale e fondo, separatamente; la variabile di controllo è invece la massa $p\bar{p}$.

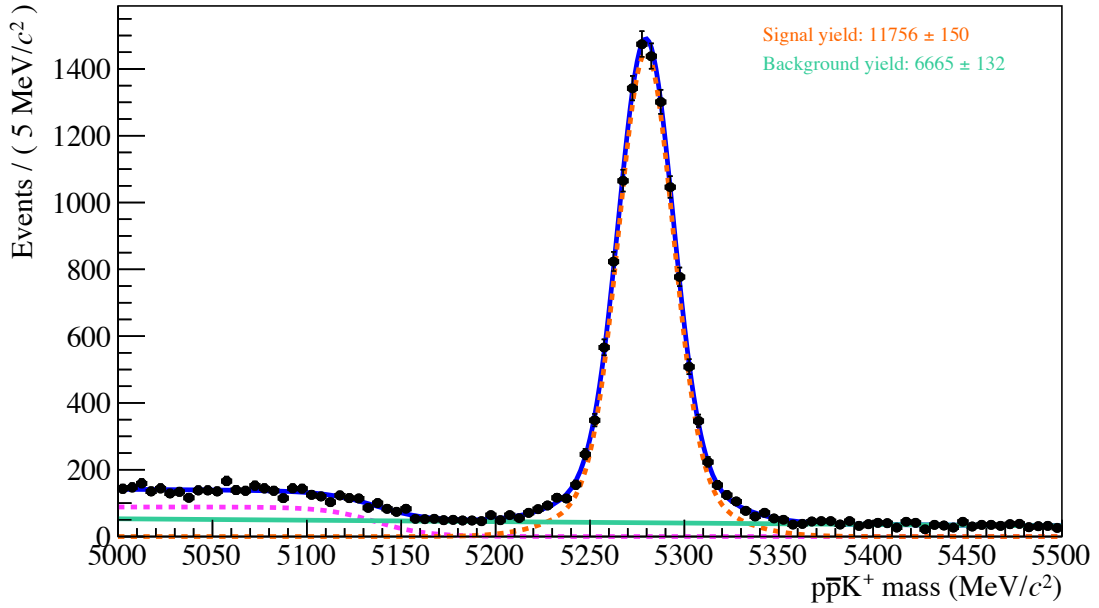
Nell'istogramma in figura 3.2 è possibile osservare inoltre un addensamento di eventi a bassa massa (al di sotto di $5150 \text{ MeV}/c^2$) in aggiunta al segnale dovuto al B^+ e al fondo combinatorio. Tale fenomeno è probabilmente dovuto in parte al canale $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+\pi^0$ che non permette la ricostruzione della massa del B^+ a causa dell'assenza del π^0 nel conteggio della massa invariante ed in parte a decadimenti del B^0 in stati finali che includono p, \bar{p} e K^+ . Entrambe le spiegazioni qui riportate sono le stesse sfruttate per la parametrizzazione del *fondo da eventi parzialmente ricostruiti* nell'articolo della collaborazione LHCb per la scoperta di $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$ [20].

Il modello statistico che descrive la distribuzione di eventi rispetto alla massa invariante $m_{p\bar{p}K^+}$ è sovrapposto all'istogramma discusso in figura 3.2 (linee colorate). Esso è ottenuto massimizzando, al variare dei parametri θ , la *funzione di verosimiglianza* definita dalla

$$\mathcal{L} = \prod_i f(m_{p\bar{p}K^+}^i; \theta), \quad (3.6)$$

dove l'indice i corre su tutti i candidati presenti nell'istogramma ed $f(m_{p\bar{p}K^+}; \theta)$ rappresenta la distribuzione di probabilità (*pdf*) prevista dal modello statistico.

³Il *fondo combinatorio* è composto da eventi prodotti da tracce casuali o erroneamente ricostruite che danno origine ad una distribuzione più o meno omogenea sovrapposta a quella di segnale.

Figura 3.2: Spettro della massa invariante di $p\bar{p}K^+$.

Come già discusso, le categorie di candidati presenti nella distribuzione di $m_{p\bar{p}K^+}$ sono il segnale del B^+ , il fondo combinatorio e il fondo da eventi parzialmente ricostruiti riprodotto a bassa massa. Il contributo del segnale è modellizzato come la somma pesata di due gaussiane aventi stesso valor medio μ e deviazioni standard σ_1 e σ_2 :

$$f_B(m_{p\bar{p}K^+}; \mu, \sigma_1, \sigma_2, c) = \frac{c}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{(m_{p\bar{p}K^+} - \mu)^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{1-c}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left(-\frac{(m_{p\bar{p}K^+} - \mu)^2}{2\sigma_2^2}\right), \quad (3.7)$$

dove il peso relativo c è vincolato all'intervallo $[0, 1]$. Tale parametrizzazione permette di ottenere un valore della massa del mesone B^+ compatibile con quanto riportato in letteratura [8]:

$$\mu = (5279.63 \pm 0.17) \text{ MeV}/c^2 \quad (3.8)$$

Il fondo combinatorio è invece rappresentato da una retta,

$$f_{cmb}(m_{p\bar{p}K^+}; b) = a + b m_{p\bar{p}K^+}, \quad (3.9)$$

con l'intercetta a funzione della pendenza b , la cui scrittura si ottiene richiedendo la normalizzazione della distribuzione nell'intervallo $[m_{\min}, m_{\max}]$, corrispondenti agli estremi riportati nell'istogramma 3.2:

$$a = \frac{1 - \frac{1}{2}b(m_{\max}^2 - m_{\min}^2)}{m_{\max} - m_{\min}} \quad \text{con} \quad \begin{cases} m_{\min} = 5000 \text{ MeV}/c^2 \\ m_{\max} = 5500 \text{ MeV}/c^2 \end{cases} \quad (3.10)$$

Infine, la parametrizzazione scelta per la distribuzione di probabilità della componente del fondo dovuta a eventi parzialmente ricostruiti è data da

$$f_{pc}(m_{p\bar{p}K^+}; m_0, s) = \frac{\mathcal{N}_{pc}}{1 + e^{(m_{p\bar{p}K^+} - m_0)/s}}, \quad (3.11)$$

<i>Decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$</i>			
Numero di eventi di segnale		(11.75 ± 0.15)	$\times 10^3$
Massa del mesone B^+	[MeV/ c^2]	5279.63 ± 0.17	
Peso c gaussiana stretta		0.785 ± 0.029	
Deviazione standard gaussiana stretta σ_1	[MeV/ c^2]	14.23 ± 0.31	
Deviazione standard gaussiana larga σ_2	[MeV/ c^2]	32.4 ± 2.8	
Fondo			
Numero di candidati di fondo		(6.665 ± 0.013)	$\times 10^3$
Frazione fondo da eventi parzialmente ricostruiti w_{pc}		0.638 ± 0.035	
Pendenza b del fondo combinatorio	[c^2 /MeV]	(-0.160 ± 0.007)	$\times 10^{-3}$
Pendenza s	[MeV/ c^2]	13.5 ± 2.6	
Soglia m_0	[MeV/ c^2]	5136.6 ± 2.8	

Tabella 3.3: Risultati del *fit* della distribuzione rispetto alla massa invariante della combinazione $p\bar{p}K^+$.

dove la normalizzazione è garantita dal parametro \mathcal{N}_{pc} , calcolato numericamente ad ogni iterazione del processo che massimizza la funzione di verosimiglianza.

Il modello statistico globale utilizzato è dunque

$$f(m_{p\bar{p}K^+}; \mu, \sigma_1, \sigma_2, c, b, m_0, s, N_{sig}, N_{bkg}, w_{pc}) = N_{sig} f_B(m_{p\bar{p}K^+}; \mu, \sigma_1, \sigma_2, c) + N_{bkg} [w_{pc} f_{pc}(m_{p\bar{p}K^+}; m_0, s) + (1 - w_{pc}) f_{cmb}(m_{p\bar{p}K^+}; b)], \quad (3.12)$$

dove N_{sig} e N_{bkg} sono rispettivamente il numero di eventi di segnale e il numero di eventi di fondo, ripartiti tra fondo da eventi parzialmente ricostruiti e fondo combinatorio secondo w_{pc} . Nella tabella 3.3 sono riportati i valori numerici dei parametri liberi ottenuti dal *fit*.

3.4 Massa invariante del sistema $p\bar{p}$

Una volta selezionato il campione di eventi e sottratto il fondo grazie a $s\mathcal{P}lot$ si può passare allo studio della massa invariante $p\bar{p}$ e al canale $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$ del quale si vogliono individuare i diversi stati di *charmonium* presentati nel primo capitolo. A tal fine occorre costruire un modello statistico che descriva la distribuzione di dati per la massa $p\bar{p}$, divisa tra il contributo risonante dovuto a $c\bar{c}$ e quello non risonante direttamente prodotto da $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$.

Modelli statistici e parametrizzazione

Il contributo non risonante è composto da protoni e antiprotoni direttamente prodotti dal mesone B^+ e dunque non contribuisce a formare alcun eccesso nella distribuzione della massa invariante $p\bar{p}$ ($m_{p\bar{p}}$) compatibile con stati di *charmonium*. Esso riproduce invece un fondo non lineare che può essere parametrizzato da un esponenziale la cui forma è ottenuta empiricamente e data da

$$f_{nr}(m_{p\bar{p}}; a) = \mathcal{N} e^{-m_{p\bar{p}}/a}, \quad (3.13)$$

dove \mathcal{N} è la costante di normalizzazione, mentre a rappresenta un parametro libero del *fit*.

La natura risonante degli stati di $c\bar{c}$, d'altra parte, si manifesta con eccessi di combinazioni $p\bar{p}$ che si aggiungono al fondo appena descritto. Per questi, come già anticipato nel paragrafo introduttivo, la teoria prevede delle distribuzioni relativistiche di Breit-Wigner parametrizzabili

in forma complessa da

$$\xi_{RBW}(m_{p\bar{p}}; m_r, \Gamma) = \frac{\sqrt{k}}{(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)^2 + i m_{p\bar{p}} \Gamma}, \quad (3.14)$$

in cui k è la costante di normalizzazione del modulo quadro $\xi^2(m_{p\bar{p}})$, m_r rappresenta il valore centrale di risonanza, mentre Γ coincide con la larghezza di decadimento del suddetto stato. Accanto alla (3.14) inoltre, esiste una forma approssimata comunemente usata per parametrizzare la distribuzione di Breit-Wigner il cui modulo quadro può essere scritto come la (3.5):

$$\zeta_{RBW}(m_{p\bar{p}}; m_r, \Gamma) = \frac{\sqrt{k'}}{(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)^2 + i m_r \Gamma}, \quad (3.15)$$

con k' pari alla costante di normalizzazione riportata nella (3.5). Le relazioni (3.14) e (3.15) costituiscono dunque due diverse parametrizzazioni della distribuzione relativistica di Breit-Wigner: ai fini dell'analisi qui discussa le due parametrizzazioni sono equivalenti, come dimostrato dal *diagramma di fase* e dai grafici dei moduli quadri riportati in figura 3.3: nelle figure 3.3a e 3.3b si può infatti osservare come le due scritture riproducano sostanzialmente la medesima forma, pur mostrando differenze (figura 3.3c) evidentemente irrilevanti ai fini dell'analisi.

Le strutture presenti nella distribuzione di massa non sono però ottimamente descritte dal solo modello teorico: alle distribuzioni di Breit-Wigner occorre quindi aggiungere una funzione che tenga conto della risoluzione del rivelatore. A questo punto, una miglior descrizione della forma degli eccessi delle combinazioni $p\bar{p}$ è fornita dalla convoluzione tra la distribuzione di Breit-Wigner e la funzione di risoluzione, per semplicità descritta con una gaussiana. In condizioni limite tale modello statistico può essere però semplificato: se infatti la larghezza intrinseca di uno stato risonante è molto minore della risoluzione sperimentale, la forma della Breit-Wigner risulta inapprezzabile e la distribuzione di massa corrisponde alla funzione di risoluzione centrata nella massa di risonanza⁴. Dunque, per parametrizzare strutture di stati di *charmonium* sufficientemente strette ha senso usare delle gaussiane, mentre eccessi con larghezze intrinseche confrontabili con il limite di risoluzione dell'esperimento risultano meglio descritti dalla convoluzione delle due distribuzioni.

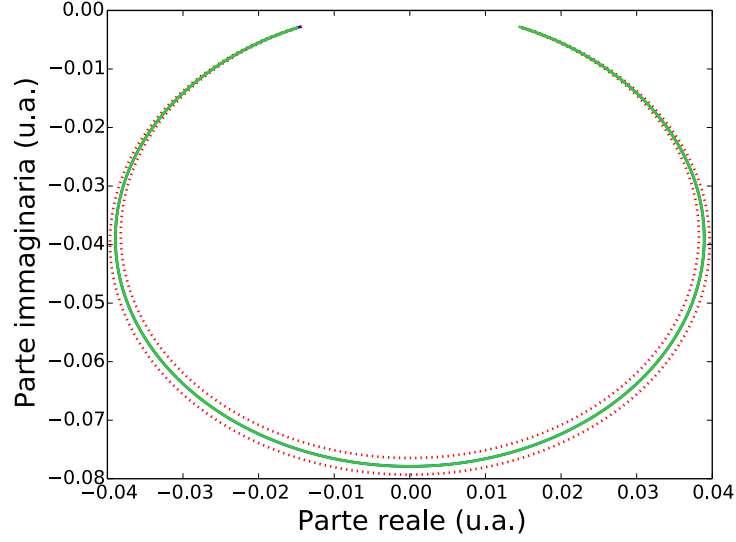
Un ultimo miglioramento che si può apportare al modello statistico di quest'analisi prevede di riconsiderare il contributo non risonante descritto ad inizio paragrafo. Le combinazioni $p\bar{p}$ provenienti direttamente dal canale $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ infatti, possono trovarsi in un autostato del momento angolare e interferire così con stati risonanti corrispondenti allo stesso autovalore. La distribuzione della massa invariante $p\bar{p}$ è quindi dovuta all'interferenza tra coppie di protoni derivanti dal canale risonante $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$ e quelli appartenenti allo spazio delle fasi non risonante con il medesimo autovalore del momento angolare. Chiaramente, la natura del fenomeno permette che si possano avere sia interferenze costruttive che distruttive: per riprodurre dunque tale comportamento, il modello statistico è basato sulla somma complessa tra la distribuzione di Breit-Wigner (3.14) e la parametrizzazione del contributo non risonante da cui deriva la (3.13). La somma è riportata nel seguito e contiene solo variabili già definite:

$$\Upsilon(m_{p\bar{p}}; m_r, \Gamma, a) = \frac{\sqrt{k}}{(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)^2 + i m_{p\bar{p}} \Gamma} + \sqrt{\mathcal{N}} e^{-m_{p\bar{p}}/2a}. \quad (3.16)$$

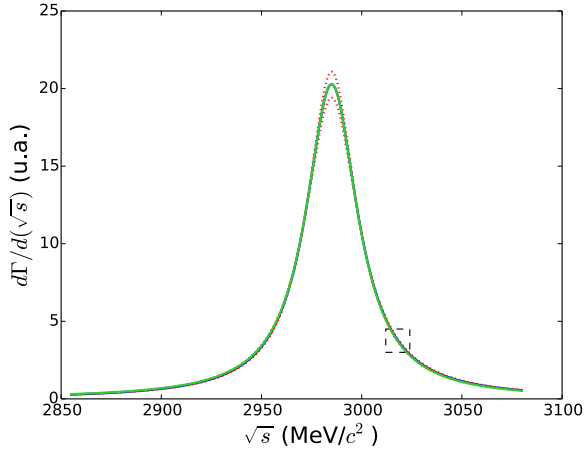
⁴Date due funzioni $f(x)$ e $g(x)$, il loro prodotto di convoluzione $(f * g)(x)$ è definito come

$$(f * g)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y)g(x-y) dy.$$

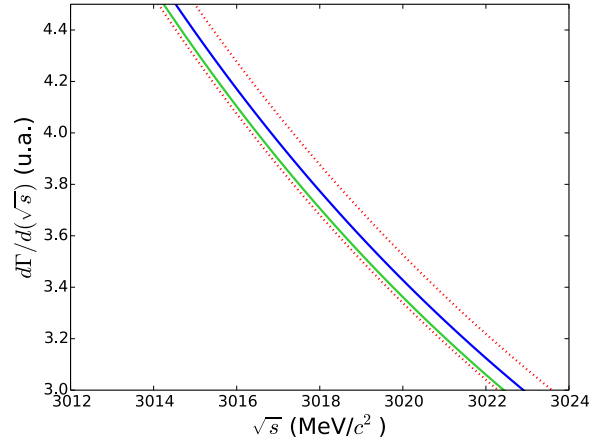
Sia dunque $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{1}{2}(x/\sigma)^2}$ (cioè la funzione di risoluzione dell'esperimento) e $g(x) = \delta(x - x_0)$, è immediato osservare come il loro prodotto di convoluzione sia ancora una gaussiana con valor medio pari a x_0 .



(a) Diagramma di fase relativo alle diverse parametrizzazioni per l'ampiezza della distribuzione di Breit-Wigner.



(b) Forma dei moduli quadri dell'ampiezza di Breit-Wigner per le due diverse parametrizzazioni.



(c) Zoom della sezione tratteggiata del grafico per evidenziare i due diversi andamenti funzionali.

Figura 3.3: Nel diagramma di fase, le linee rosse descrivono l'intervallo di valori entro cui può variare la parametrizzazione (3.14) propagando l'incertezza sulla costante di normalizzazione α (definita nel seguito). La linea blu è quindi ottenuta dalla medesima relazione sfruttando, questa volta, il valor medio; in verde viene invece riportata la parametrizzazione descritta dalla (3.15). Il diagramma descrive una fase che procede in senso antiorario.

Negli altri grafici è riportata la forma funzionale del modulo quadro delle due parametrizzazioni di Breit-Wigner, dove le linee rosse sono ottenute propagando l'incertezza sulla larghezza Γ .

Stato di $c\bar{c}$	Massa m [MeV/ c^2]	Larghezza Γ [MeV/ c^2]	Rif.
η_c	2983.4 ± 0.5	31.8 ± 0.8	[8]
J/ψ	3096.900 ± 0.006	0.0929 ± 0.0028	[8]
χ_{c0}	3414.75 ± 0.31	10.5 ± 0.6	[8]
χ_{c1}	3510.66 ± 0.07	0.84 ± 0.04	[8]
h_c	3525.38 ± 0.11	0.7 ± 0.4	[8, 23]
χ_{c2}	3556.20 ± 0.09	1.93 ± 0.11	[8]
$\eta_c(2S)$	3639.2 ± 1.2	$11.3^{+3.2}_{-2.9}$	[8]
$\psi(2S)$	3686.097 ± 0.025	0.296 ± 0.008	[8]

Tabella 3.4: Masse e larghezze di decadimento degli stati di *charmonium* con massa compresa tra i 2700 e 3700 MeV/ c^2 . La risoluzione sperimentale sulla massa invariante $p\bar{p}$ nel medesimo intervallo è di circa 5 MeV/ c^2 .

L'ampiezza della (3.16) riesce quindi a descrivere adeguatamente la distribuzione di probabilità di $m_{p\bar{p}}$ parametrizzando non solo gli stati risonanti di *charmonium* e il fondo dal quale si sviluppano, ma riuscendo anche a descrivere una loro eventuale interferenza:

$$f(m_{p\bar{p}}; m_r, \Gamma, a, \alpha, \beta) = (1 - \alpha) \frac{k}{(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)^2 + m_r^2 \Gamma^2} + \alpha \mathcal{N} e^{-m_{p\bar{p}}/a} + \beta \sqrt{k\mathcal{N}} \Phi_{int} \quad (3.17)$$

$$\text{con } \Phi_{int} = \frac{2(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)}{(m_{p\bar{p}}^2 - m_r^2)^2 + \Gamma^2 m_{p\bar{p}}^2} e^{-m_{p\bar{p}}/2a},$$

dove Φ_{int} rappresenta il termine d'interferenza, mentre α e β sono parametri liberi del *fit*. Questi ultimi consentono una sorta di normalizzazione degli eventi di risonanza $c\bar{c}$ rispetto a quelli appartenenti allo spazio delle fasi non risonante (con α), oltre ad offrire una descrizione dell'entità dell'interferenza tra i due stati (con β).

Analisi del campione di dati

Una volta esplorati i diversi contributi che caratterizzano la distribuzione di $m_{p\bar{p}}$, si può procedere all'analisi del campione di dati mediante il modello statistico appena descritto. Come prima cosa occorre decidere con quale tipo di distribuzione è meglio parametrizzare il singolo stato di *charmonium*: da quanto detto in precedenza infatti, la forma delle strutture presenti nel campione dipendono dal rapporto tra la larghezza intrinseca dello stato e il limite di risoluzione del rivelatore che rende più o meno apprezzabile la forma della Breit-Wigner. Nell'analisi si è dunque scelto di descrivere con una gaussiana stati sufficientemente stretti (tabella 3.4) come J/ψ , $\psi(2S)$ e χ_{c1} ; a questi si è poi aggiunto χ_{c0} per semplificare i calcoli del *fit*. Per i restanti stati visibili nel campione, η_c e $\eta_c(2S)$, si è invece optato per la convoluzione tra la distribuzione di Breit-Wigner e la rispettiva funzione di risoluzione.

Data la forma ben distinguibile del segnale di J/ψ e di $\psi(2S)$ (figura 3.4a), si è lasciata al *fit* la determinazione dei valori medi delle distribuzioni, ottenendo risultati compatibili con le medie mondiali [8]:

$$m_{J/\psi} = (3096.82 \pm 0.09) \text{ MeV}/c^2 \quad \text{e} \quad \sigma_{J/\psi} = (5.64 \pm 0.07) \text{ MeV}/c^2, \quad (3.18)$$

$$m_{\psi(2S)} = (3686.6 \pm 0.4) \text{ MeV}/c^2 \quad \text{e} \quad \sigma_{\psi(2S)} = (5.8 \pm 0.4) \text{ MeV}/c^2. \quad (3.19)$$

D'altra parte, lo scarso numero di eventi per gli stati χ_{c0} , χ_{c1} e $\eta_c(2S)$ (figura 3.4) preclude la possibilità di determinare liberamente le masse dal *fit* e si è quindi preferito fissarle al valore

nominale riportato nella tabella 3.4. Per lo stato $\eta_c(2S)$, descritto dalla convoluzione tra la distribuzione di Breit-Wigner e la funzione di risoluzione, si è inoltre fissata anche la larghezza di decadimento.

Per il restante stato η_c occorre invece applicare un modello statistico diverso: la distribuzione di massa che lo caratterizza rivela infatti una forma (figura 3.4a) giustificabile solo da un fenomeno d'interferenza come quello tra le combinazioni $p\bar{p}$ derivanti dal canale risonante $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ e il fondo non risonante caratterizzato dal medesimo numero quantico, $J = 0$. La distribuzione di probabilità è dunque descritta dalla relazione (3.16), le cui costanti di normalizzazione, per quest'analisi, diventano

$$\mathcal{N} = \frac{1}{a(e^{-m_{\min}/a} - e^{-m_{\max}/a})} \quad \text{con} \quad \begin{cases} m_{\min} = 2700 \text{ MeV}/c^2 \\ m_{\max} = 3900 \text{ MeV}/c^2 \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\text{e} \quad k = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{m_{p\bar{p}}\gamma\Gamma}{\sqrt{m_{p\bar{p}}^2 + \gamma}} \quad \text{con} \quad \gamma = \sqrt{m_{p\bar{p}}^2(m_{p\bar{p}}^2 + \Gamma^2)}, \quad (3.21)$$

dove m_{\min} e m_{\max} coincidono con i valori estremali della massa invariante $p\bar{p}$ riportata nell'istogramma in figura 3.4a. La *pdf* utilizzata nel modello statistico è ottenuta dalla convoluzione della (3.17) con la funzione di risoluzione del rivelatore.

Per completare il modello statistico di parametrizzazione occorre infine trovare le funzioni di risoluzione necessarie per le due convoluzioni. Una loro buona approssimazione è rappresentata dagli stati di $c\bar{c}$ più stretti: la teoria vuole infatti che le forme attese per J/ψ e per $\psi(2S)$, con larghezze intrinseche inferiori a qualche centinaio di keV, se confrontate alla risoluzione sperimentale coincidono con delle delta di Dirac. Entrambi gli stati risultano quindi ben parametrizzati da una gaussiana che, per quanto affermato nel paragrafo precedente, rappresentano una buona approssimazione della funzione cercata tanto più piccola è la larghezza di decadimento del rispettivo stato. Poiché la risoluzione può cambiare col variare della massa invariante, si sfrutta la forma di J/ψ per stimare la funzione di risoluzione di η_c , mentre quella di $\psi(2S)$ permette di calcolare la convoluzione anche per $\eta_c(2S)$.

Nella figura 3.4 sono riportati i risultati del *fit* qui descritto.

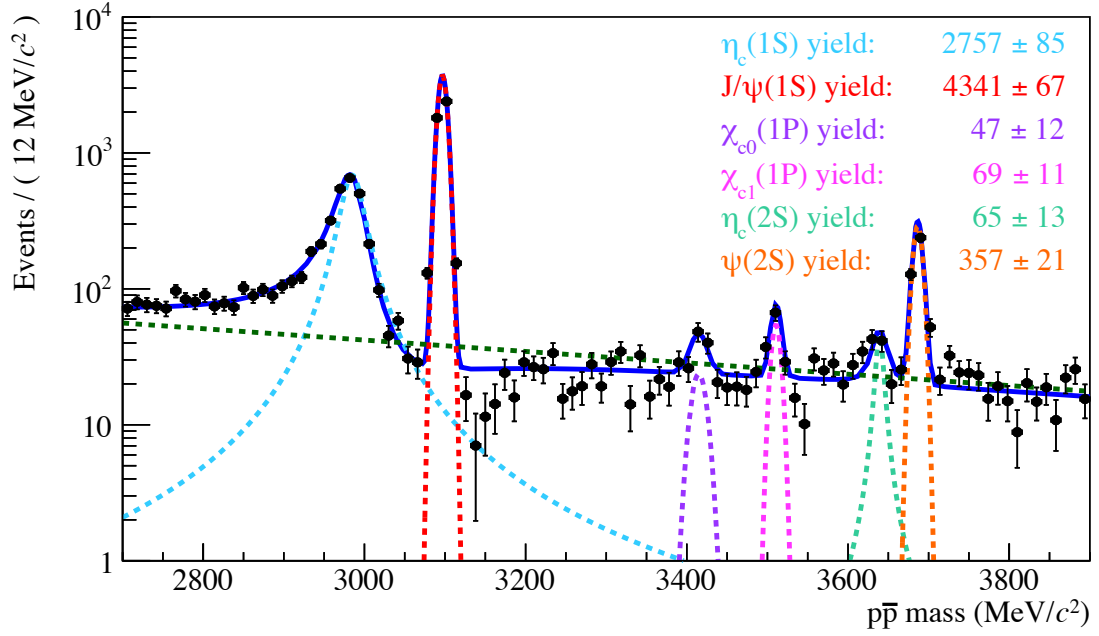
Sempre dagli istogrammi in figura 3.4 è interessante osservare l'efficacia della parametrizzazione fornita dalla (3.16) con le costanti (3.20) e (3.21): occorre infatti notare come l'esponenziale che parametrizza il fondo non risonante (linea verde tratteggiata) sovrasti in più punti il modello statistico complessivo (linea blu continua). Ciò è una diretta conseguenza del fenomeno d'interferenza dato che, in caso di sua assenza, la funzione totale del *fit* coinciderebbe con la semplice somma di distribuzioni di eventi indipendenti, come quelli di segnale e di fondo. D'altra parte, la presenza di un tale fenomeno riesce a giustificare la strana distribuzione di $m_{p\bar{p}}$ intorno allo stato η_c fornendo una prova della bontà del modello statistico scelto. Esso permette inoltre di ottenere valori di massa e di larghezza intrinseca per η_c compatibili con quelli in letteratura [8]:

$$m_{\eta_c} = (2984.9 \pm 0.6) \text{ MeV}/c^2 \quad \text{e} \quad \Gamma_{\eta_c} = (31.4 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2. \quad (3.22)$$

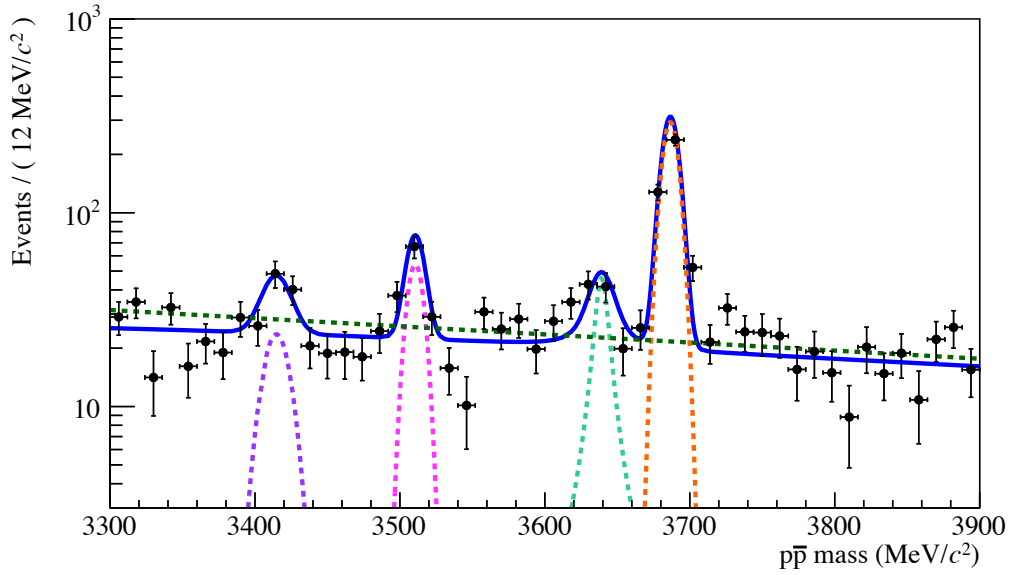
Nella tabella 3.5 sono riportati i valori dei parametri liberi ottenuti dal *fit*.

3.5 Risultati

Come visto nel paragrafo precedente, la selezione degli eventi fatta per il canale $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ e la sottrazione di parte del *background* hanno permesso di discriminare diversi stati di *charmonium* dalla massa invariante $p\bar{p}$ come riportato in figura 3.4: per ciascuno di questi si è infatti scelto il modello statistico che meglio potesse descrivere la distribuzione dei dati in relazione alle caratteristiche fisiche del singolo stato. Per quelli con una larghezza di decadimento sufficientemente



(a) Spettro della massa invariante di $p\bar{p}$.



(b) Zoom allo spettro della massa invariante di $p\bar{p}$.

Figura 3.4: Stati di *charmonium* nella massa invariante $p\bar{p}$.

<i>Decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ non risonante e $B^+ \rightarrow \eta_c(1S)K^+$</i>			
Numero di candidati $\eta_c(1S)$ o $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ non risonante		(6.08 ± 0.08)	$\times 10^3$
α		0.547 ± 0.010	
β		-0.30 ± 0.13	
Massa $\eta_c(1S)$	[MeV/ c^2]	2984.9 ± 0.6	
Larghezza $\eta_c(1S)$	[MeV/ c^2]	31.4 ± 1.2	
Pendenza a del contributo non risonante	[MeV/ c^2]	(1.04 ± 0.07)	$\times 10^3$
<i>Decadimento $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$</i>			
Numero di candidati J/ψ		(4.34 ± 0.07)	$\times 10^3$
Massa J/ψ	[MeV/ c^2]	3096.82 ± 0.9	
Risoluzione J/ψ	[MeV/ c^2]	5.64 ± 0.07	
<i>Decadimento $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$</i>			
Numero di candidati $\psi(2S)$		357 ± 21	
Massa $\psi(2S)$	[MeV/ c^2]	3686.6 ± 0.4	
Risoluzione $\psi(2S)$	[MeV/ c^2]	5.8 ± 0.4	
<i>Decadimento $B^+ \rightarrow \eta_c(2S)K^+$</i>			
Numero di candidati $\eta_c(2S)$		65.5 ± 13.2	
<i>Altri decadimenti</i>			
Numero di candidati χ_{c0}		47.2 ± 0.12	
Numero di candidati χ_{c1}		70 ± 11	
Risoluzione/larghezza χ_{c0}	[MeV/ c^2]	9.6 ± 2.4	
Risoluzione χ_{c1}	[MeV/ c^2]	6.1 ± 0.9	

Tabella 3.5: Risultati del *fit* della distribuzione rispetto alla massa invariante della combinazione $p\bar{p}$.

stretta si è usata una gaussiana corrispondente alla forma attesa per la funzione di risoluzione del rivelatore; gli altri sono stati descritti a partire dalla (3.14) che è stata convoluta con la funzione di risoluzione o a cui è stato aggiunto anche un termine d'interferenza. Quanto fatto ha quindi riprodotto valori di massa e di larghezza di decadimento compatibili con le medie mondiali [8] anche se occorre evidenziare un livello di precisione notevolmente inferiore dato che LHCb non può essere competitivo con esperimenti dedicati al *charmonium* per la misura della massa.

Il decadimento $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$ è stato osservato solo una volta [20] ed è quindi importante valutare l'affidabilità statistica del segnale osservato. Confermare l'osservazione di un certo stato equivale a verificare che il suo segnale non sia in realtà il prodotto di una fluttuazione statistica del fondo non risonante. A tal fine, l'idea è di confrontare i risultati ottenuti da due diverse ipotesi: quella H_0 in cui la distribuzione di dati è costituita da solo fondo ($N_{\eta_c} = 0$), e quella H_1 nella quale sono presenti eventi sia di segnale che di fondo (N_{η_c} è un parametro libero). Chiaramente quanto atteso è che l'ipotesi H_1 descriva in modo migliore il campione di dati e si introduce perciò il *rapporto di verosimiglianza* [24] definito come:

$$\lambda = \frac{\mathcal{L}(N_{\eta_c} = 0, \hat{\boldsymbol{\theta}}(N_{\eta_c} = 0))}{\mathcal{L}(\hat{N}_{\eta_c}, \hat{\boldsymbol{\theta}}(\hat{N}_{\eta_c}))}, \quad (3.23)$$

in cui \mathcal{L} rappresenta la funzione di verosimiglianza (3.6), N_{η_c} è il numero di eventi di segnale per lo stato $\eta_c(2S)$ e $\boldsymbol{\theta}$ è l'insieme di parametri che definiscono il modello statistico senza contribuire direttamente alla determinazione della significanza di $\eta_c(2S)$. Guardando al numeratore della relazione (3.23), la funzione \mathcal{L} è ottenuta fissando il numero di eventi di segnale N_{η_c} a zero e scegliendo, per gli altri parametri $\boldsymbol{\theta}$, i valori $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ in modo da massimizzare la verosimiglianza nel *fit*. D'altra parte, al denominatore tutti i parametri, cioè sia N_{η_c} che $\boldsymbol{\theta}$, sono lasciati liberi nella procedura di massimizzazione della verosimiglianza.

Introdotta il rapporto λ , si può definire la *variabile di test*:

$$q_0 = -2 \ln \lambda \quad (3.24)$$

che per $N_{\eta_c} \geq 0$ trova una scrittura più corretta in

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \lambda(0) & \hat{N}_{\eta_c} \geq 0 \\ 0 & \hat{N}_{\eta_c} < 0 \end{cases}. \quad (3.25)$$

Ciò equivale ad escludere sotto-fluttuazioni del fondo come manifestazione del segnale. La relazione (3.25) permette finalmente di introdurre la *significanza* definita come

$$s_0 = \sqrt{q_0} = \sqrt{2[\ln \mathcal{L}(\hat{N}_{\eta_c}, \hat{\boldsymbol{\theta}}) - \ln \mathcal{L}(0, \hat{\boldsymbol{\theta}}(0))]} \quad (3.26)$$

Con la definizione (3.26) si riesce dunque a quantificare quanto l'ipotesi H_1 , con N_{η_c} parametro libero, riesca meglio ad adattarsi alla distribuzione di dati rispetto a quella H_0 , nella quale N_{η_c} è fissato a zero; questo permette di confermare l'effettiva presenza di un segnale compatibile con lo stato $\eta_c(2S)$ non prodotto dal fondo. Il valore della significanza (3.26) ottenuto dal *fit* dei dati è di 6.0σ che corrisponde ad una probabilità di circa 10^{-17} che il contributo non risonante (considerato qui come fondo) fluttui fino a rappresentare il segnale. Il *Teorema di Wilks* [25] assicura infatti che un campione di variabile di test (3.24), nelle ipotesi sopra indicate, si deve distribuire come un χ^2 e, conseguentemente, che un set di significanze calcolate su un campione di solo fondo deve riprodurre una distribuzione gaussiana centrata in 0 e con deviazione standard unitaria.

Per concludere quest'analisi si è dunque calcolata la significanza s_0 da un campione di 24000 pseudo-esperimenti generati per l'ipotesi H_0 ($N_{\eta_c} = 0$). Il *fit* statistico è stato quindi svolto sia

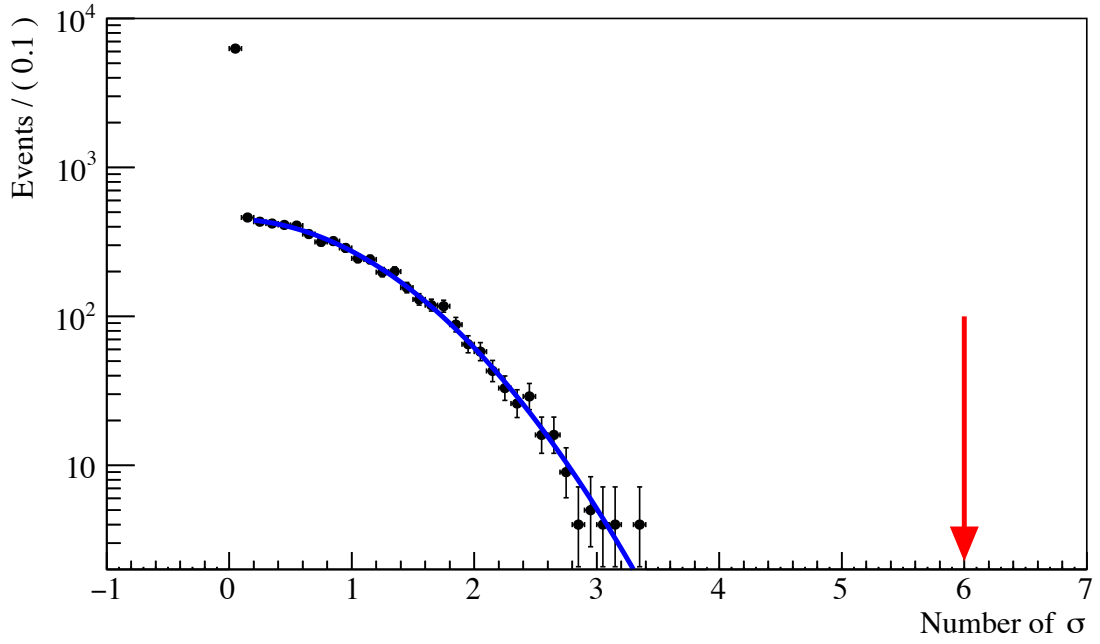


Figura 3.5: Distribuzione della significanza risultante da pseudo-esperimenti.

in ipotesi di presenza del segnale dello stato $\eta_c(2S)$ (ipotesi H_1), sia in sua assenza (ipotesi H_0), calcolando s_0 per ciascun pseudo-esperimento. Quanto ottenuto è riportato nell'istogramma in figura 3.5 i cui dati possono essere descritti dalla somma tra una delta di Dirac centrata in 0 ed una gaussiana con valor medio nullo e deviazione standard pari a

$$\sigma = (1.00 \pm 0.01). \quad (3.27)$$

Come atteso, la distribuzione di Gauss trovata dal *fit* ha deviazione standard unitaria, confermando l'interpretazione della (3.26) come significanza statistica e permettendo quindi di constatare l'osservazione di $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$ nel campione di dati studiato, confermando quanto già riportato dalla collaborazione LHCb [20].

Capitolo 4

Studi preliminari per la ricerca del decadimento $B^+ \rightarrow h_c K^+$

4.1 Introduzione

In questo capitolo è riportata un'analisi preliminare dei dati raccolti in collisioni pp a $\sqrt{s} = 13$ TeV da LHCb nel corso del 2015 e del 2016 con $\mathcal{L}_{int} = 2 \text{ fb}^{-1}$. Lo scopo è di proporre uno studio del canale di decadimento $B^+ \rightarrow h_c K^+$ con $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ e $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ per riuscire ad osservare la produzione di decadimenti di adroni- b nello stato h_c . L'obiettivo preposto rende però necessaria l'identificazione di un canale di controllo responsabile di verificare la bontà della selezione utilizzata per il campione di dati: si è dunque scelto $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$ con $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ e $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$. Per lo studio, occorre quindi conoscere l'efficienza di selezione e ricostruzione dei canali di segnale e di controllo, che può essere calcolata da un campione simulato di eventi.

Stato dell'arte

Ad oggi, nessun esperimento ha ancora osservato alcun decadimento esclusivo di adroni- b in stati h_c nonostante se ne abbiano alcuni indizi. All'interno della collaborazione sono infatti presenti più gruppi con lavori finalizzati all'identificazione di questo stato, sia da decadimenti inclusivi che esclusivi: lo studio proposto in questa tesi si vuole aggiungere a questi ultimi.

Una delle maggiori difficoltà nella ricerca dello stato h_c è dovuta alla piccola differenza tra la sua massa e quella dello stato χ_{c1} , pari a solo $15 \text{ MeV}/c^2$ (tabella 3.4). Anche il momento angolare degli stati h_c e χ_{c1} , pari a un'unità per entrambi, non consente di distinguere i due contributi. L'idea alla base di questa analisi è dunque quella di separare i diversi stati in base all'autovalore della parità C, -1 per h_c e $+1$ per χ_{c1} : ciò è possibile scegliendo opportuni canali di decadimento. Si definisce così un *canale di segnale*, costituito da $B^+ \rightarrow h_c K^+$ con $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ e $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$, mentre $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$ con $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ e $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ rappresenta il *canale di controllo* che permette un'ottimizzazione del campione di eventi scelto. Lo studio della distribuzione della massa invariante $p\bar{p}$ per le due catene di decadimento permette così una separazione netta dei due stati dato che la parità C proibisce i decadimenti $h_c \rightarrow J/\psi \gamma$ e $\chi_{c1} \rightarrow \eta_c \gamma$.

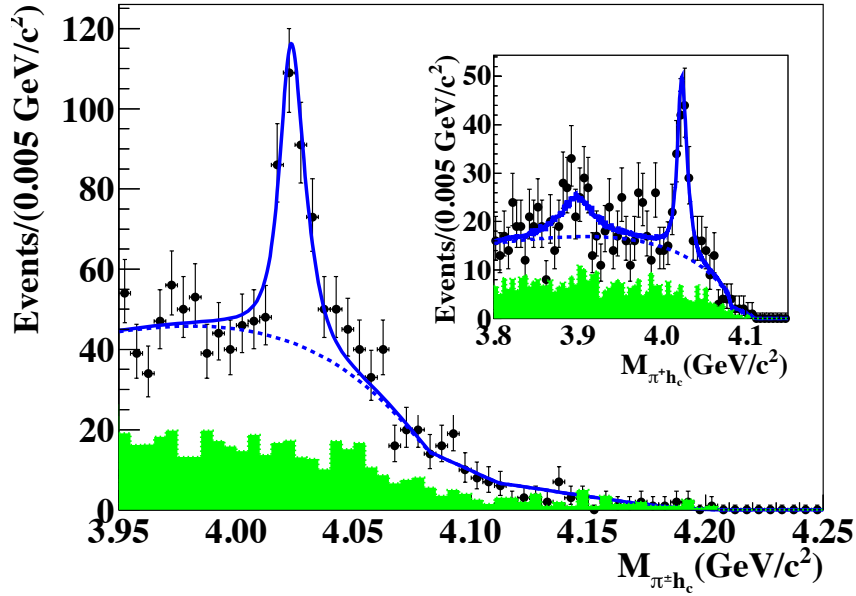
Un riassunto dei *branching ratio* dei due canali di decadimento è riportato nella tabella 4.1. Tra questi spicca la significativa differenza tra $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+)$ e $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+)$ che è in contrasto con i modelli teorici: questi, pur con grandi incertezze, predicono [8]

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+) \approx \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c0} K^+) = (1.50_{-0.14}^{+0.15}) \times 10^{-4}, \quad (4.1)$$

da cui segue

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+)} \approx 0.3. \quad (4.2)$$

Canale	<i>Branching ratio</i>	Rif.
Segnale	$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+) < 3.8 \times 10^{-5}$	[26]
	$\mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma) = (51 \pm 6)\%$	[8]
	$\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow p\bar{p}) = (1.50 \pm 0.16) \times 10^{-3}$	[8]
Controllo	$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+) = (4.79 \pm 0.23) \times 10^{-4}$	[8]
	$\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma) = (33.9 \pm 1.2)\%$	[8]
	$\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow p\bar{p}) = (2.120 \pm 0.029) \times 10^{-3}$	[8]

Tabella 4.1: *Branching ratio* dei canali di segnale e di controllo.Figura 4.1: Spettro della massa invariante $\pi^\pm h_c$ riportato nell'articolo della collaborazione BES-III [27]. In esso si osserva una struttura distinta a $4.02 \text{ MeV}/c^2$ a cui ci si riferisce con $Z_c(4020)$.

Motivazione scientifica

L'importanza dello stato h_c è data da un quadro teorico tutt'altro che chiaro per quanto riguarda i decadimenti di adroni- b in h_c . Se infatti da un lato la differenza tra i *branching ratio* appena citati (tabella 4.1) trova difficili spiegazioni teoriche, dall'altro h_c può essere associato a risonanze dovute a stati esotici presenti in altri decadimenti di adroni- b . Un esempio è fornito dallo studio della massa invariante $\pi^\pm h_c$ riportato in un articolo della collaborazione BES-III [27] in cui si annuncia l'osservazione di una struttura ben distinguibile a $4.02 \text{ MeV}/c^2$ nella distribuzione di massa invariante dei prodotti di decadimento (figura 4.1): lo stato, denominato $Z_c(4020)$, risulta infatti compatibile con un tetraquark.

Alla luce di ciò, lo studio di h_c è avvalorato dal ruolo che potrebbe giocare nello sviluppo della teoria del multiquark. In questa tesi sono quindi riportati gli studi preliminari dell'analisi proposta il cui obiettivo sarà la misura del rapporto dei *branching ratio*:

$$\mathcal{R} = \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+) \times \mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma) \times \mathcal{B}(\eta_c \rightarrow p\bar{p})}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+) \times \mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma) \times \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow p\bar{p})} \quad (4.3)$$

che può agevolmente essere convertito in $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+)$ utilizzando le misure di $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+)$ di Belle e BaBar e le medie mondiali riportate in tabella 4.1 per $\mathcal{B}(h_c \rightarrow \eta_c \gamma)$, $\mathcal{B}(\chi_{c1} \rightarrow$

$J/\psi\gamma$), $\mathcal{B}(\eta_c \rightarrow p\bar{p})$ e $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow p\bar{p})$. Sperimentalmente la relazione (4.3) si ottiene da

$$\mathcal{R} = \frac{N_{h_c}}{N_{\chi_{c1}}} \frac{\epsilon_{\chi_{c1}}}{\epsilon_{h_c}}, \quad (4.4)$$

dove N_{h_c} e $N_{\chi_{c1}}$ sono il numero di eventi di segnale rispettivamente per i decadimenti $B^+ \rightarrow h_c K^+$ e $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$, mentre $\epsilon_{\chi_{c1}}/\epsilon_{h_c}$ rappresenta l'efficienza relativa di selezione e ricostruzione.

Il lavoro della presente tesi si è quindi focalizzato sullo studio del campione simulato di eventi Monte Carlo e su un'analisi preliminare del canale di controllo.

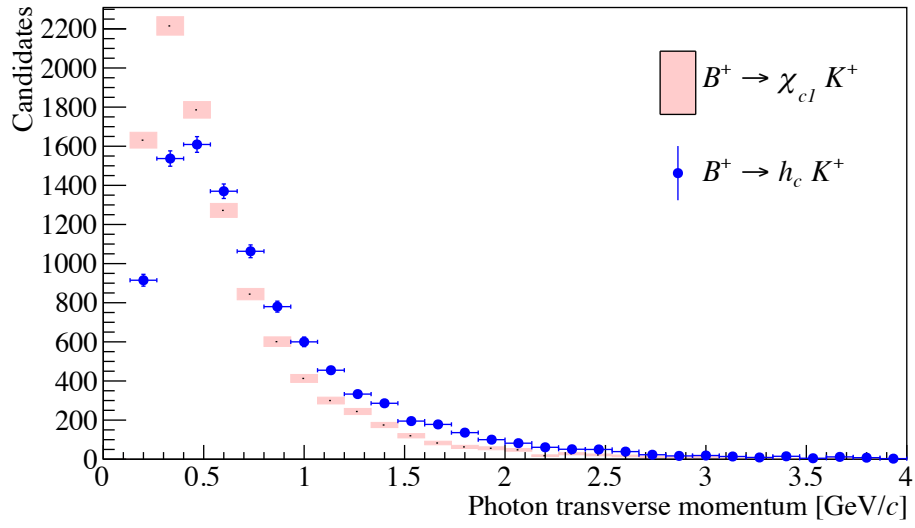
4.2 Simulazione dei decadimenti

Lo studio del canale $B^+ \rightarrow h_c K^+$ con $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ e $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$, noto quello $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$ con $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ e $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$, richiede la conoscenza dell'efficienza di selezione e di ricostruzione per entrambe le catene di decadimento. Data la perfetta analogia tra le due catene di decadimento e data l'estrema vicinanza delle masse dei due stati h_c e χ_{c1} , ci si aspetta di trovare due efficienze del tutto compatibili, ma è importante confermare quanto atteso. Una prima valutazione delle efficienze è quindi basata sulla simulazione Monte Carlo senza il contributo di rivelatore e ricostruzione, cioè a livello di generatore. Negli istogrammi in figura 4.2 sono quindi riportate le diverse distribuzioni di impulso trasverso per il fotone, il protone ed il kaone provenienti dai canali di segnale e di controllo. Per il protone (figura 4.2b) e per il kaone (figura 4.2c) le distribuzioni relative ai diversi canali mostrano un ottimo accordo ed è così garantito che la selezione di eventi riproduca la medesima efficienza. D'altra parte, la distribuzione di PT del fotone nel decadimento $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ (canale di segnale) ha valor medio maggiore di quella relativa a $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ (canale di controllo) come mostrato dalla figura 4.2a. Sapendo che il fondo in $m_{p\bar{p}\gamma}$ viene ridotto da una selezione severa sull'impulso trasverso del fotone, ne consegue che l'efficienza di rivelazione del canale di segnale è mediamente maggiore di quella del canale di controllo.

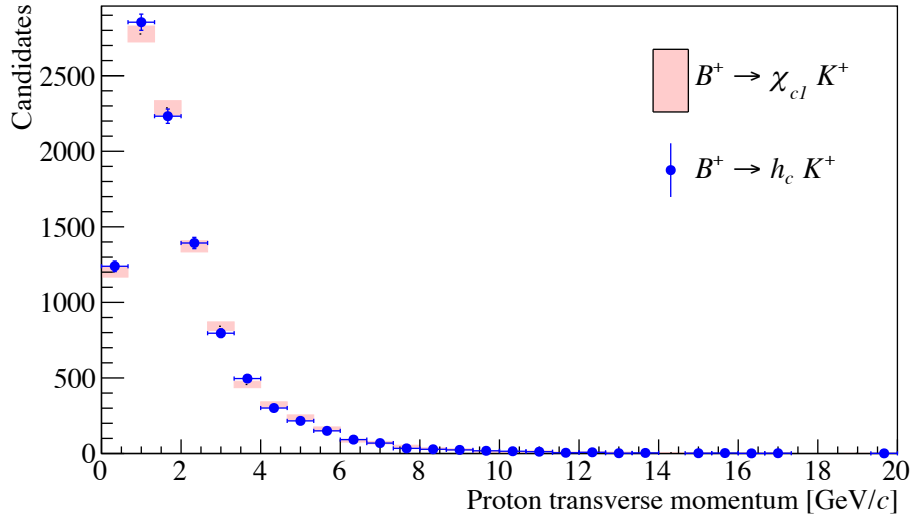
Della produzione del campione simulato per gli eventi di segnale e di fondo sono responsabili tre programmi, quali PYTHIA, EvtGen e Geant4:

- PYTHIA è un generatore di eventi di fisica ad alte energie. Riesce infatti a riprodurre, con molta precisione, le collisioni tra particelle e^+e^- o pp grazie ad una modellizzazione specifica per il processo di adronizzazione [28]. Nel Monte Carlo qui riportato si occupa della produzione del B^+ dalle collisioni pp .
- EvtGen è un simulatore di eventi specializzato nel decadimento di adroni- b e adroni- c . Esso permette una simulazione accurata del decadimento non solo nei casi a due corpi. Ciò è possibile grazie ad un'analisi della cinematica dello spazio delle fasi a cui si aggiunge un'attenta conservazione del momento angolare totale ed una corretta descrizione dell'elemento di matrice del decadimento [29]. In questa tesi sono quindi riportate le caratteristiche della configurazione necessaria alla produzione di eventi per i canali di segnale e di controllo: essa è contenuta nel cosiddetto *DecFile*.
- Geant4 è un programma ideato per simulare il passaggio delle particelle attraverso la materia. Esso permette infatti di ottenere le tracce, la geometria e i modelli fisici di un dato processo d'interazione [30]. In questo Monte Carlo si occupa di simulare la risposta del rivelatore al passaggio degli eventi generati da EvtGen.

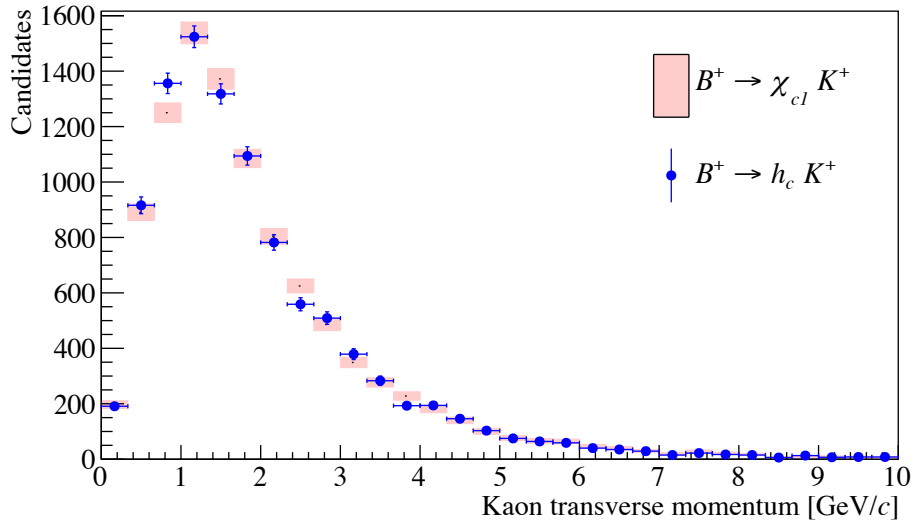
Il campione di dati così prodotto è del tutto analogo ad un campione di dati reali e può quindi essere passato ai *software* di ricostruzione a partire dal *trigger* di alto livello.



(a) Distribuzione dell'impulso trasverso del fotone.



(b) Distribuzione dell'impulso trasverso del protone.



(c) Distribuzione dell'impulso trasverso del kaone.

Figura 4.2: Distribuzione degli impulsi trasversi di fotone, protone e kaone nei canali di segnale (punti blu) e di controllo (rettangoli rosa).

Canale di segnale	J	Canale di controllo	J
h_c	1	χ_{c1}	1
K^+	0	K^+	0
η_c	0	J/ψ	1
γ	1	γ	1
p, \bar{p}	1/2	p, \bar{p}	1/2

Tabella 4.2: Spin delle particelle riprodotte dagli eventi simulati.

Selezione <i>offline</i>	Breve descrizione
PT di $p > 250$ MeV/ c	Impulso minimo del protone
$5 \text{ mrad} < \theta$ di $p < 400$ mrad	Protone in accettazione
PT di $K^+ > 150$ MeV/ c	Impulso minimo del kaone
$5 \text{ mrad} < \theta$ di $K^+ < 400$ mrad	Kaone in accettazione
PT di $\gamma > 150$ MeV/ c	Impulso minimo del fotone
$5 \text{ mrad} < \theta$ di $\gamma < 400$ mrad	Fotone in accettazione
$\left \frac{P_x \text{ di } \gamma}{P_z \text{ di } \gamma} \right < 0.36$	Fotone in accettazione x di ECAL
$\left \frac{P_y \text{ di } \gamma}{P_z \text{ di } \gamma} \right < 0.28$	Fotone in accettazione y di ECAL
$\tau \text{ di } B^+ > 10^{-4}$ ns	Sufficiente tempo di volo

Tabella 4.3: Selezione a livello di generatore riportata nel *DecFile*.

Preparazione del *DecFile*

Il *DecFile* è il *file* di configurazione di EvtGen per la simulazione dei canali d'interesse. Qui si richiede che il mesone B^+ prodotto da PYTHIA decada con *branching ratio* del 100% in $h_c K^+$ per gli eventi di segnale e che invece decada in $\chi_{c1} K^+$ per quelli di controllo. Sempre nel *DecFile* sono riportati inoltre i comandi per forzare il decadimento dei vari stati di *charmonium* secondo le catene in analisi: $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ e $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ per il canale di segnale, $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ e $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ per quello di controllo. La presenza di una particella nel codice corrisponde ad uno stato specifico con massa, larghezza e spin ben definiti (tabella 4.2): queste sono dunque le informazioni sfruttate per la produzione di canali di decadimento coerenti.

La generazione di un vasto Monte Carlo comporta delle notevoli spese di CPU e si preferisce aggiungere per questo una *selezione a livello di generatore* nella simulazione. Passano quindi a Geant4 solo gli eventi che soddisfano criteri ottimizzati per escludere tutti quegli eventi destinati ad essere eliminati a livello di selezione *offline*. Simulare l'interazione dei suddetti eventi con il rivelatore comporterebbe infatti solo uno spreco di tempo macchina. D'altra parte, la selezione a livello di generatore non deve escludere alcun evento in accordo con i tagli *offline* in modo da garantire una corretta ricostruzione dell'efficienza dei due canali.

Un riassunto della selezione a livello di generatore è riportato nella tabella 4.3.

Il corretto funzionamento del *DecFile* è stato verificato mediante la simulazione di diecimila eventi a cui si è poi applicata la ricostruzione e la selezione *offline* (descritta nel prossimo paragrafo). Quanto ottenuto è riportato in figura 4.3: nell'istogramma 4.3a, dove è riportata la massa invariante $p\bar{p}$ versus $p\bar{p}\gamma$, è immediato osservare due contributi ben separati corrispondenti al canale di segnale (in rosso) e al canale di controllo (in blu). Negli istogrammi 4.3c e 4.3d è presentata invece la massa del B^+ vincolando $m_{p\bar{p}\gamma}$ a quella dello stato h_c : per le medesime ragioni del capitolo precedente infatti, un'efficace ricostruzione del segnale del mesone permette

Selezione <i>offline</i>	Breve descrizione
P di $p, \bar{p} > 10 \text{ GeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $B^+ > 5.5 \text{ GeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $c\bar{c} > 3.5 \text{ GeV}/c$	Particelle in accettazione
PT di $\gamma > 800 \text{ MeV}/c$	Particelle in accettazione
γ non proveniente da π^0	Masse invarianti $\gamma\gamma$ (vedi testo)
CL di $\gamma > 0.2$	Corretta ricostruzione del fotone
(<i>ProbNN K</i>) per $K^+ > 0.2$	PID
χ^2 di IP per $K^+ > 9$	Traccia non dal vertice primario
DTF a convergenza	Provenienza dal vertice primario
χ^2 del DTF per $B^+ < 3.5$	Provenienza dal vertice primario
$5200 \text{ MeV}/c^2 < \text{Massa DTF di } B^+ < 5350 \text{ MeV}/c^2$	Giusta massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$
Massa DTF di $p\bar{p}$ e $p\bar{p}\gamma < 4000 \text{ MeV}/c^2$	Giusta massa invariante $p\bar{p}$ e $p\bar{p}\gamma$
τ di $B^+ > 3 \times 10^{-4} \text{ ns}$	Sufficiente tempo di volo

Tabella 4.4: Selezione *offline* impiegata per questa analisi.

di verificare l'effettiva presenza dei canali di decadimento d'interesse o, in questo caso, la loro corretta simulazione. Infine, guardando all'istogramma 4.3b, si può constatare la mancata correlazione tra la massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$ e la medesima massa con il vincolo della massa di h_c che sottolinea l'importanza del vincolo anche nell'analisi sui dati reali.

4.3 Selezione degli eventi

La selezione dei candidati di B^+ avviene in modo del tutto analogo a quanto descritto nel capitolo 3: è quindi presente la medesima preselezione centralizzata, seguita da una selezione *offline* specifica per lo studio dei canali di segnale e di controllo.

Come prima, si selezionano solo gli eventi con valori di impulso e di impulso trasverso superiori a soglie adeguatamente ottimizzate: queste permettono quindi di escludere le particelle direttamente prodotte nelle collisioni pp . Diversamente da quanto fatto nell'analisi precedente però, i tagli scelti per la selezione risultano più severi, specialmente sul fotone. Essendo infatti γ una particella neutra, essa non è associata ad alcuna traccia, rendendo così più difficile verificarne la provenienza dai canali d'interesse. Si richiede dunque che anche il fotone abbia un valore di impulso trasverso superiore ad una soglia, oltre ad eliminare i candidati con fotoni compatibili con il decadimento di π^0 . A questi si può aggiungere una misura della corretta ricostruzione del fotone stesso (CL) basata sulla distanza delle tracce dal rilascio energetico nel calorimetro. Altri criteri di selezione si basano, di nuovo, sull'uso della rete neurale *ProbNN*, questa volta impiegata per il solo kaone (*ProbNN K*) le cui tracce devono inoltre risultare incompatibili con il passaggio per il vertice primario (parametro d'impatto superiore ad una soglia). D'altra parte, il B^+ deve ovviamente provenire dal vertice primario, requisito aggiunto al campione scelto tramite il *Decay Tree Fitter* (DTF) [21]. Infine, dalla conoscenza della massa di B^+ e dei suoi prodotti di decadimento, si selezionano solo gli eventi corrispondenti ad una massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$ compresa tra 5.2 e $5.35 \text{ GeV}/c^2$ e che riproducono una massa invariante in $p\bar{p}$ e $p\bar{p}\gamma$ inferiore a $4 \text{ GeV}/c^2$; la massa qui presa in considerazione è quella riprodotta dal *fit* del *Decay Tree Fitter*. Concludendo, un ultimo criterio di selezione è rappresentato dal tempo di volo del B^+ , per cui si rigettano candidati con tempi $\tau < 0.3 \text{ ps}$, soglia da confrontare con la vita media del mesone, pari a $(1.638 \pm 0.004) \text{ ps}$ [8].

Nella tabella 4.4 è quindi riportato il riassunto di questa selezione *offline*.

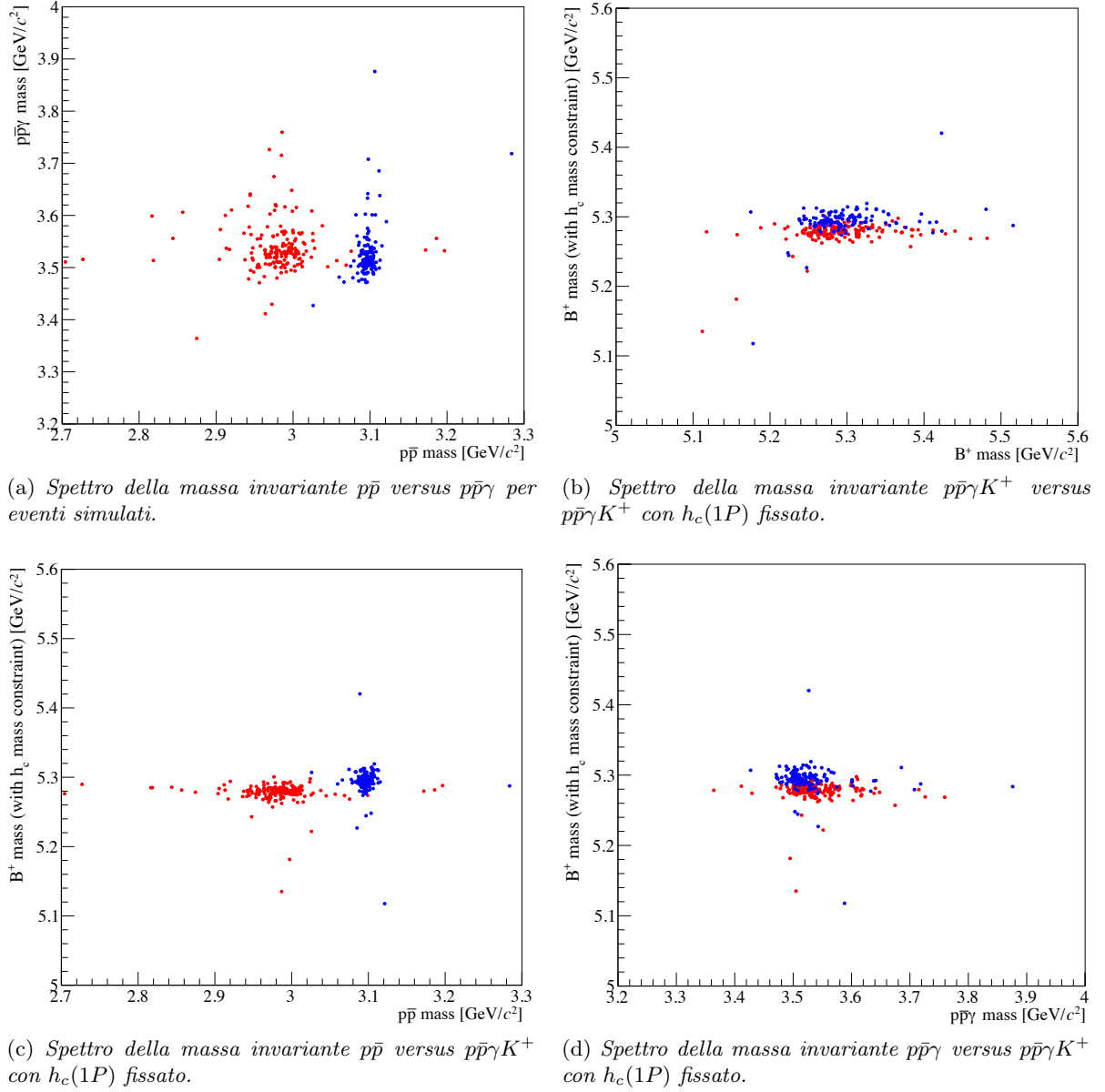


Figura 4.3: Spettri di diverse masse invarianti per eventi simulati: in rosso sono rappresentati gli eventi di segnale, mentre in blu quelli di controllo.

4.4 Studio del canale di controllo

Come anticipato nel paragrafo introduttivo, data la simmetria delle due catene di decadimento studiate, ci si aspetta che la selezione di eventi che massimizza il contributo dovuto al canale di controllo produca il medesimo risultato anche per il canale di segnale. È quindi necessario guardare alla catena $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$ con $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ e $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ e ai diversi segnali attesi nei rispettivi istogrammi delle masse invarianti.

Nella distribuzione di massa $p\bar{p}$ ci si aspetta di osservare con facilità il segnale di J/ψ a causa della presenza di numerosi candidati con una tale massa rispetto al fondo combinatorio (figura 4.4a). Nonostante la selezione del campione però, questi eventi non sono tutti prodotti dal canale di controllo, ma contengono anche J/ψ provenienti da altri canali di decadimento di adroni- b , come ad esempio quello studiato nel capitolo precedente: $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$ con $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$.

Un metodo per verificare che gli stati χ_{c1} ricostruiti in $m_{p\bar{p}\gamma}$ (figura 4.4b) corrispondano proprio a quelli del canale di controllo, decadendo come $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ con $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$, è riportare entrambe le masse invarianti in un unico istogramma, come mostrato in figura 4.5. Nell'istogramma 4.5a si può infatti notare un addensamento di dati per $p\bar{p}$ in corrispondenza della massa di J/ψ per un ampio intervallo di $m_{p\bar{p}\gamma}$ che dunque conferma quanto già affermato sulla molteplice provenienza degli eventi di segnale riportati in figura 4.4a. Lungo la striscia di eventi associati ad una J/ψ reale occorre però osservare un ulteriore addensamento (ben visibile in figura 4.5b), questa volta in corrispondenza della massa di χ_{c1} : alcuni di questi sono i candidati provenienti dal canale di controllo. Infatti, anche per la massa invariante $p\bar{p}\gamma$ il segnale dovuto a χ_{c1} (figura 4.4b) non è il prodotto del solo canale di controllo.

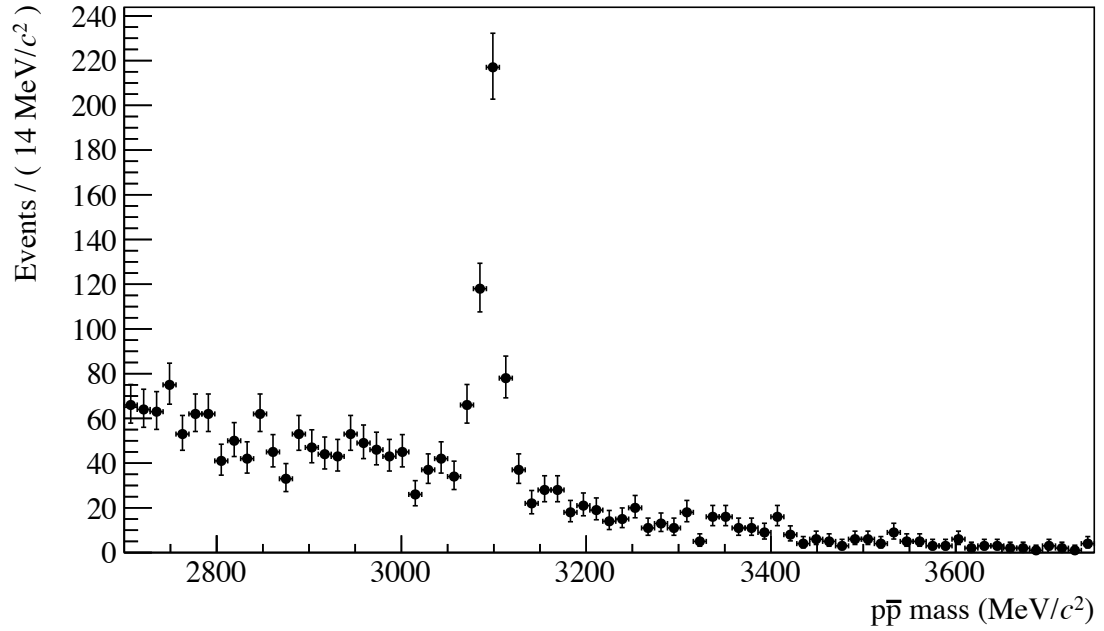
A questo punto, per verificare l'effettiva ricostruzione del canale di controllo non resta che evidenziare il segnale di B^+ nella massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$, dato che stati di *charmonium* non provenienti dal canale d'interesse non permettono di ricostruire correttamente la massa del mesone. Per correggere gli effetti di risoluzione nella misura della quantità di moto del fotone, i valori della massa invariante $m_{p\bar{p}\gamma K^+}$ sono ottenuti vincolando la massa $p\bar{p}$ alla quella di J/ψ e la massa di $p\bar{p}\gamma$ a quella di χ_{c1} (figura 4.6a). Si nota però un intenso fondo combinatorio giustificato dalla presenza di più canali di decadimento a portare contributi a $p\bar{p}\gamma K^+$: questo può essere ridotto aggiungendo un taglio che selezioni il canale di controllo. Con lo scopo di ottimizzare il segnale del B^+ , nell'istogramma 4.6b vengono riportati solo i candidati con una massa invariante $p\bar{p}$ distante al più 50 MeV/ c^2 da quella di J/ψ . Così facendo l'istogramma 4.6b riproduce il solo canale di controllo che rimane ben separato da quello di segnale grazie alla selezione fatta nella massa invariante $p\bar{p}$: scegliendo infatti la massa di J/ψ si esclude il segnale dovuto a η_c che non dà così contributo alla ricostruzione della massa di B^+ .

Per il canale di segnale si può procedere in modo del tutto analogo, vincolando la massa invariante $p\bar{p}$ a quella di η_c e la massa $p\bar{p}\gamma$ alla quella dello stato ricercato h_c . Selezionando quindi solo i candidati di $m_{p\bar{p}}$ che distano al più 100 MeV/ c^2 dalla massa di η_c , non si ha alcuna evidenza per B^+ (figura 4.6c) e quindi del canale di segnale $B^+ \rightarrow h_c K^+$.

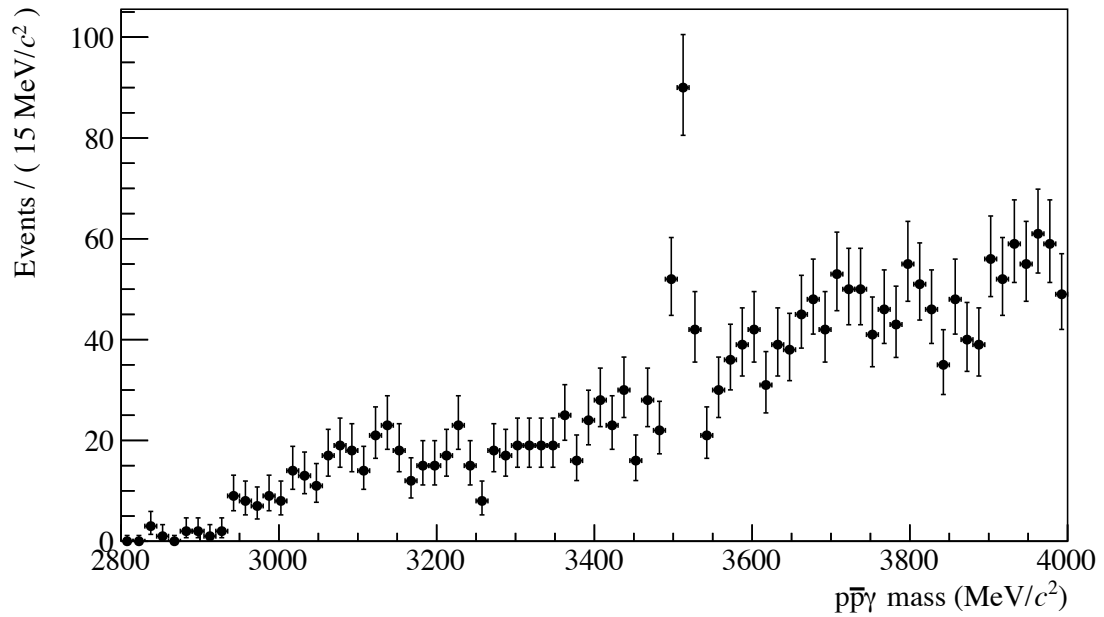
Quanto ottenuto dimostra dunque la presenza di candidati per il canale di controllo che ha permesso di osservare, per la prima volta a LHCb, la catena di decadimenti $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ con $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$.

4.5 Prospettive future

La strategia di analisi descritta definisce un canale di decadimento che possa mettere in evidenza lo stato h_c ed un canale di controllo molto simile. La conservazione della parità C permette di distinguere il canale di segnale $B^+ \rightarrow h_c K^+$ con $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ ed il canale di controllo $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$

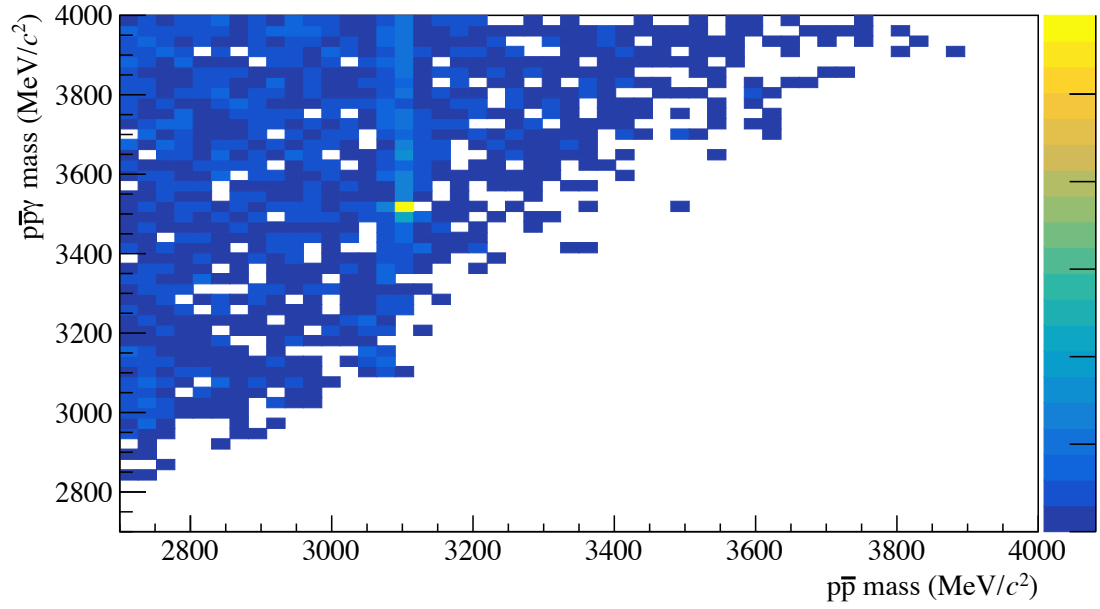


(a) *Spettro della massa invariante $p\bar{p}$.*

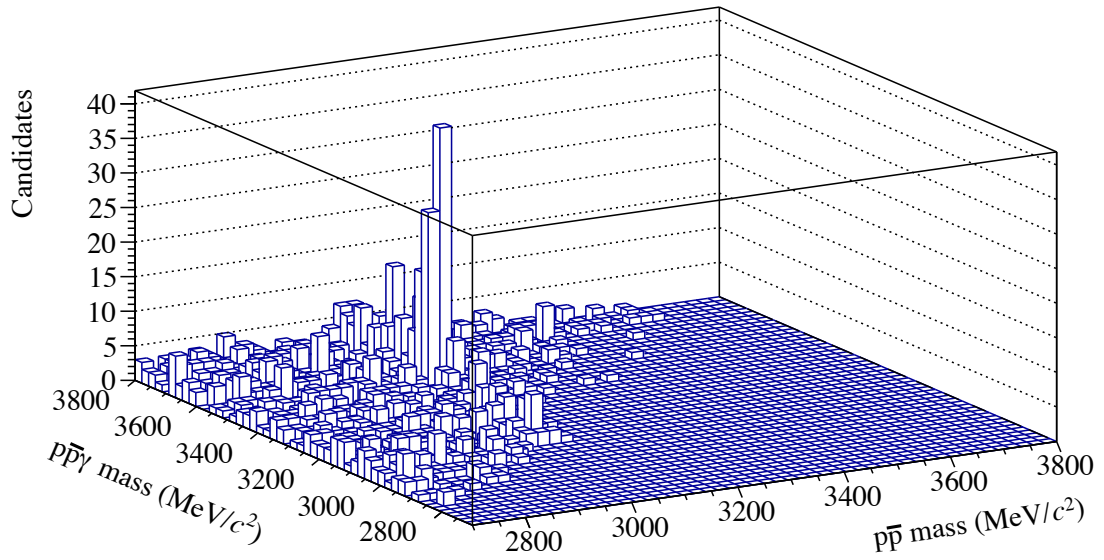


(b) *Spettro della massa invariante $p\bar{p}\gamma$.*

Figura 4.4: Istogrammi della massa invariante $p\bar{p}$ e $p\bar{p}\gamma$ per gli eventi selezionati come riportato nella tabella 4.4.

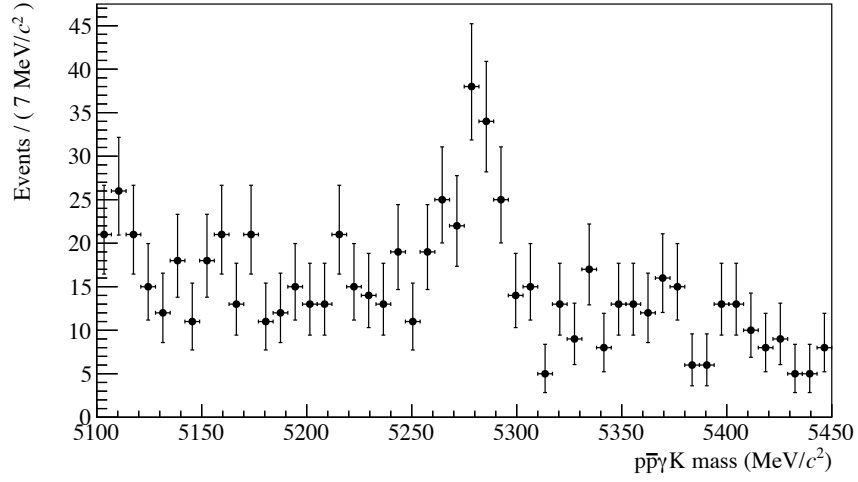


(a)

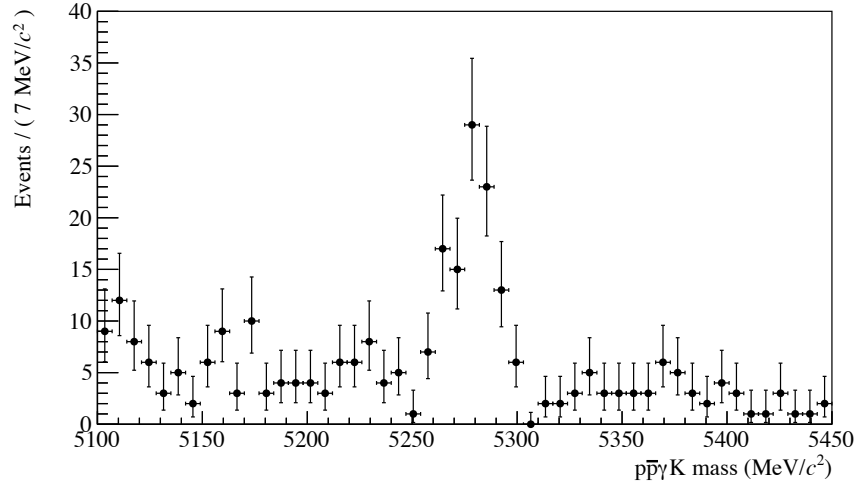


(b)

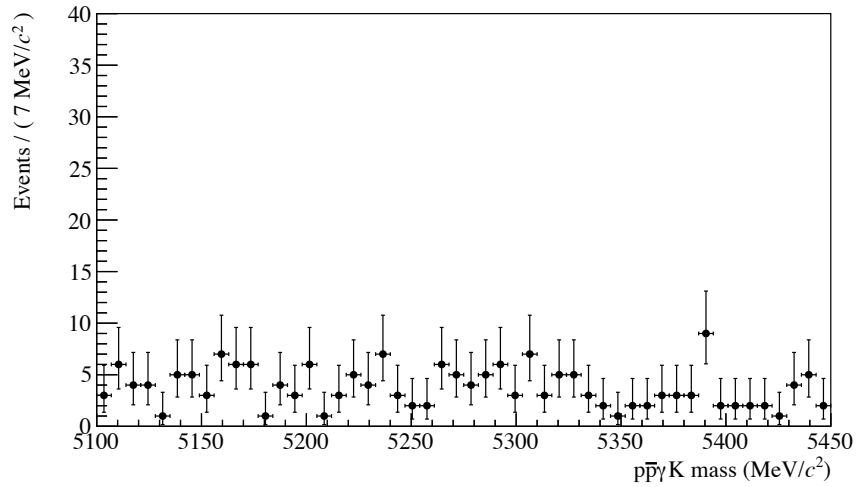
Figura 4.5: Istogrammi bidimensionali in cui sono riportate le masse invarianti $p\bar{p}$ versus $p\bar{p}\gamma$.



(a) Distribuzione della massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$ in cui la massa $p\bar{p}$ è vincolata a quella di J/ψ e la massa $p\bar{p}\gamma$ è vincolata a quella di χ_{c1} .



(b) Distribuzione della massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$ in cui la massa $p\bar{p}$ è vincolata a quella di J/ψ e la massa $p\bar{p}\gamma$ è vincolata a quella di χ_{c1} , per i soli eventi tali che $|m_{p\bar{p}} - m_{J/\psi}| < 50 \text{ MeV}/c^2$.



(c) Distribuzione della massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$ in cui la massa $p\bar{p}$ è vincolata a quella di η_c e la massa $p\bar{p}\gamma$ è vincolata a quella di h_c , per i soli eventi tali che $|m_{p\bar{p}} - m_{\eta_c}| < 100 \text{ MeV}/c^2$.

Figura 4.6: Spettri della massa invariante $p\bar{p}\gamma K^+$.

con $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$ separando gli stati h_c e χ_{c1} altrimenti sovrapposti nello spettro di massa. In questa tesi sono state quindi discusse e preparate le simulazioni Monte Carlo che, previste per novembre 2017, saranno necessarie in vista di un'analisi più approfondita. D'altra parte, anche il canale di controllo fornisce materiale di studio: la struttura presente nell'istogramma in figura 4.4b è infatti compatibile con una risonanza di $\chi_{c1} \rightarrow p\bar{p}\gamma$, combinazione studiata per la prima volta in LHCb.

Lo stesso campione Monte Carlo può essere inoltre sfruttato per migliorare la selezione di eventi riportata nella tabella 4.4. Ciò avviene mediante l'impiego di un'analisi multivariata: se infatti quanto fatto nel paragrafo 4.3 coincide con selezioni rettangolari ottimizzate per un singolo parametro, l'analisi multivariata offre invece un criterio di selezione basato su una loro combinazione. Quest'ultima è finalizzata a massimizzare il segnale grazie alla capacità di un algoritmo di analisi di distinguerlo dal contributo di fondo su base statistica. Una tale abilità deve però essere "imparata" e vengono perciò sfruttate le simulazioni Monte Carlo come modello di apprendimento.

I buoni risultati ottenuti per il canale di controllo danno ragioni per implementare l'analisi qui proposta anche dal punto di vista statistico: l'apporto dei dati del 2017 e di quelli relativi a *Run 1*, dovrebbero infatti permettere di osservare lo stato ricercato h_c o, in caso contrario, di porre un *upper limit* inferiore rispetto a quello posto da Belle [26]:

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow h_c K^+) < 3.8 \times 10^{-5}. \quad (4.5)$$

Conclusioni

Il lavoro descritto nella presente tesi è incentrato sullo studio e la caratterizzazione di stati di *charmonium* mediante l'analisi dei canali di decadimento $B^+ \rightarrow (c\bar{c})K^+$ con $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}$ e $(c\bar{c}) \rightarrow p\bar{p}\gamma$. Per far questo, è stato necessario scegliere un campione di eventi che ottimizzasse il contributo del segnale di B^+ nella massa invariante $p\bar{p}K^+$ a cui è stato poi sottratto il contributo dovuto al fondo combinatorio grazie alla tecnica *sPlot*. La selezione così ottenuta ha permesso di individuare strutture nella distribuzione in $m_{p\bar{p}}$ riconducibili alle risonanze attese per il *charmonium*. La distribuzione di massa è stata quindi descritta da un modello statistico che tenesse conto non solo della natura risonante degli stati e dell'allargamento dovuto alla risoluzione sperimentale, ma anche di eventuali fenomeni di interferenza con il decadimento $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ non risonante. Ciò ha permesso di descrivere efficacemente il campione di eventi, oltre a riprodurre valori di massa compatibili con quanto riportato in letteratura [8]. Sfruttando il medesimo canale si è inoltre voluto confermare, con i dati relativi al *Run 2*, l'osservazione di $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$ riportata dalla collaborazione LHCb [20]. La significanza ottenuta con il teorema di Wilks, confermato dallo studio di 24000 pseudo-esperimenti, è di 6.0σ .

Lo spettro ottenuto dall'analisi del canale $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ non include lo stato h_c di cui è attesa l'assenza dato che il decadimento $h_c \rightarrow p\bar{p}$ è caratterizzato da $\mathcal{B}(h_c \rightarrow p\bar{p}) < 1.5 \times 10^{-4}$ [8]. Lo stato h_c non è mai stato osservato in decadimenti di adroni-*b*, motivo per il quale, in questa tesi, sono riportati gli studi preliminari finalizzati ad una sua ricerca nel canale $B^+ \rightarrow p\bar{p}\gamma K^+$. Le maggiori difficoltà nell'osservare h_c sono legate all'estrema vicinanza della sua massa a quella dello stato χ_{c1} che produce un fondo difficile da rimuovere. Per questo, sono qui proposti canali capaci di distinguere i due stati: il canale di segnale costituito da $B^+ \rightarrow h_c K^+$ con $h_c \rightarrow \eta_c \gamma$ e $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ da confrontare con il canale di controllo $B^+ \rightarrow \chi_{c1} K^+$ con $\chi_{c1} \rightarrow J/\psi \gamma$ e $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$. Nell'analisi fatta si è dunque selezionato un campione di eventi per verificare l'effettiva presenza di contributi dovuti al canale di controllo, mentre la statistica non è sufficiente a mostrare evidenze del canale di segnale. Un'analisi multivariata permetterà di ottimizzare la selezione migliorando la purezza del canale di controllo ed evidenziando, potenzialmente, quello di segnale. Per tale ragione è stata inoltrata una richiesta ufficiale di produzione Monte Carlo necessaria non solo al calcolo delle efficienze, ma anche all'addestramento di un'analisi multivariata. Nella tesi è stata quindi riportata la configurazione per la simulazione degli eventi di segnale e di controllo, verificando che riproducessero quanto atteso.

Concludendo, la ricerca di h_c è motivata dal ruolo che questo sembra assumere nella teoria del multiquark. Lo stato h_c è infatti compatibile con alcuni decadimenti di adroni-*b* in stati esotici, come la $Z_c(4020)$ (figura 4.1), struttura individuata dalla collaborazione BES-III nello studio della massa invariante $\pi^\pm h_c$ [27]. Ciò giustifica l'analisi qui riportata che sarà estesa con l'apporto di ulteriore statistica (usando i dati del 2017 e di *Run 1*), con un'ottimizzazione del campione di eventi mediante un'analisi multivariata, nonché con un'estensione ai canali $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^+\pi^-$.

Bibliografia

- [1] *CERN website: Physics*, visitato il 20 giugno 2017, <https://home.cern/about/physics/standard-model>
- [2] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000
- [3] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, Wiley-VCH, Weinheim, 2008
- [4] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138
- [5] P. Nason, *A tinte forti: dal colore alla QCD*, Asimmetrie **16** (2014) 05
- [6] Collaborazione E598, J. J. Aubert *et al.*, *Experimental observation of a heavy particle J* , Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404
- [7] Collaborazione SLAC-SP-017, J. E. Augustin *et al.*, *Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406
- [8] Particle Data Group, C. Patrignani *et al.*, *Review of particle physics*, Chin. Phys. **C40** (2016) 100001
- [9] S. L. Olsen, T. Skwarnicki and D. Zieminska, *Non-standard heavy mesons and baryons, an experimental review*, arXiv:1708.04012
- [10] Collaborazione Belle, S. K. Choi *et al.*, *Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 262001, hep-ex/0309032
- [11] Collaborazione CDF, D. Acosta *et al.*, *Observation of the narrow state $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 07200, arXiv:hep-ex/0312021
- [12] Collaborazione LHCb, R. Aaij *et al.*, *Determination of the $X(3872)$ meson quantum numbers*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 222001, arXiv:1302.6269
- [13] Collaborazione Belle, S. K. Choi *et al.*, *Observation of a resonance-like structure in the $\pi^\pm \psi'$ mass distribution in exclusive $B \rightarrow K \pi^\pm \psi'$ decays*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 142001, arXiv:0708.1790
- [14] Collaborazione LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state*, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 222002, arXiv:1404.1903
- [15] Collaborazione LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ decays*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 072001, arXiv:1507.03414

- [16] *CERN website: Topics*, visitato il 30 giugno 2017, <https://home.cern/topics/large-hadron-collider>
- [17] *CERN website: Experiments*, visitato il 2 luglio 2017, <https://home.cern/about/experiments>
- [18] Collaborazione LHCb, A. A. Alves, Jr. *et al.*, *The LHCb detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005
- [19] *LHCb website*, visitato il 29 agosto 2017, <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>
- [20] Collaborazione LHCb, R. Aaij *et al.*, *Observation of $\eta_c(2S) \rightarrow p\bar{p}$ and search for $X(3872) \rightarrow p\bar{p}$ decays*, Phys. Lett. **B769** (2017) 305, [arXiv:1607.06446](#)
- [21] W. D. Hulsbergen, *Decay chain fitting with a Kalman filter*, Nucl. Instrum. Meth. A **552** (2005) 566, [arXiv:physics/0503191](#)
- [22] M. Pivk e F. R. Le Diberder, *sPlot: a statistical tool to unfold data distributions*, Nucl. Instrum. Meth. A **555** (2005) 356, [arXiv:physics/0402083](#)
- [23] Collaborazione BES-III, M. Ablikim *et al.*, *Study of $\psi(3686) \rightarrow \pi^0 h_c$, $h_c \rightarrow \gamma \eta_c$ via η_c exclusive decays*, Phys. Rev. D **86** (2012) 092009, [arXiv:1209.4963](#)
- [24] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1554, Erratum: [Eur. Phys. J. **C73** (2013) 2501], [arXiv:1007.1727](#)
- [25] S. S. Wilks, *The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses*, Annals Math. Statist. **9** (1938) 60
- [26] Collaborazione Belle, F. Fang *et al.*, *Search for the h_c meson in $B^\pm \rightarrow h_c K^\pm$* , Phys. Rev. D **74** (2006) 012007, [arXiv:hep-ex/0605007](#)
- [27] Collaborazione BES-III, M. Ablikim *et al.*, *Observation of a charged charmoniumlike structure $Z_c(4020)$ and search for the $Z_c(3900)$ in $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-h_c$* , Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 242001, [arXiv:1309.1896](#)
- [28] *LHC@home: Test4Theory*, visitato il 24 agosto 2017, <http://lhcatheory.web.cern.ch/articles/test4theory/virtual-collider-programs-we-run>
- [29] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. A **462** (2001) 152
- [30] Collaborazione GEANT4, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: a simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A **506** (2003) 250