

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e
Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Studio del decadimento $B_s \rightarrow \mu\tau$
nell'esperimento LHCb

Relatore:
Prof. Biagio Saitta

Tesi di Laurea di:
Andrea Contu

Anno Accademico
2006-2007

Indice

Introduzione	1
1 Decadimenti dei mesoni $B_{s,d}^0$ e violazione del numero leptonic	5
1.1 Modelli supersimmetrici <i>seesaw</i>	6
2 L'esperimento LHCb	11
2.1 Il collider LHC	11
2.2 L'esperimento LHCb	13
2.2.1 Il VELO	15
2.2.2 I RICH	16
2.2.3 Il magnete	16
2.2.4 Il sistema di tracciamento	16
2.2.5 I calorimetri	19
2.2.6 Il rivelatore di muoni	20
3 Identificazione del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$.	23
3.1 Fit del vertice del B_s^0	27
3.1.1 Costruzione dell'algoritmo di fit	30
4 Effetti del trigger e della ricostruzione	37
4.1 Difficoltà introdotte dalle collisioni pp e dall'efficienza di ricostruzione	38
4.2 Effetti dell'accettanza geometrica e del trigger	39
4.3 Effetti della ricostruzione sulla misure dei vertici	45

5	Selezione degli eventi tramite criteri standard	51
5.1	Variabili di tipo geometrico	51
5.2	Variabili di tipo dinamico	56
5.3	Scelta dei tagli e risultati	58
6	Selezione degli eventi tramite fit cinematico	65
6.1	Risultati del fit applicato a quantità vere	65
6.2	Effetti strumentali	67
6.3	Risultati	74
7	Conclusioni	81
	Bibliografia	83

Elenco delle figure

1.1	Diagramma di Feynman per il termine dominante del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ mediato da bosoni di Higgs.	7
1.2	Diagramma di Feynman per il termine dominante del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ mediato da bosoni di Higgs.	8
1.3	Diagramma di Feynman per il termine dominante del decadimento $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ mediato da bosoni di Higgs.	8
2.1	Complesso degli acceleratori del CERN.	12
2.2	Il rivelatore LHCb.	14
2.3	Distribuzione dell'angolo polare per le direzioni degli adroni del b e del \bar{b}	14
2.4	Efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso per i muoni.	18
2.5	Efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso per i pioni.	19
2.6	Vista laterale del rivelatore di μ nel piano $y - z$	21
3.1	Schema del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$	24
3.2	Massa invariante dei tre pioni.	25
3.3	Massa invariante dei tre pioni e del muone.	25
3.4	Schema di decadimento a due corpi del tipo $M_0 \rightarrow M_1M_2$ e successivamente $M_1 \rightarrow m_3m_4$. Non si ha informazione sulla direzione di provenienza di M_0	26
3.5	Schema di decadimento a due corpi del tipo $M_0 \rightarrow M_1M_2$ e successivamente $M_1 \rightarrow m_3m_4$	27
3.6	Cinque curve relative ai valori di γ del B_s al variare del punto sulla traccia del muone (in mm), il punto 0 in ascissa corrisponde al vero vertice di decadimento	31
3.7	Rapporto tra l'impulso dei pioni e il piano di decadimento.	32

3.8	Determinazione degli estremi di scansione sulla traccia del μ . . .	33
3.9	Schema della procedura di spostamento del vertice del τ	34
3.10	Convergenza delle funzioni γ al corretto valore di t	35
3.11	Convergenza delle funzioni γ a un valore di t non corretto. . .	35
4.1	Pseudorapidità dei μ dal B_s^0	40
4.2	Efficienza di ricostruzione del μ in funzione della pseudorapidità.	41
4.3	Impulsi trasversi del muone per il segnale e per il fondo. . . .	42
4.4	Efficienza in funzione della pseudorapidità per i pioni del de- cadimento del τ	44
4.5	Correlazione fra le pseudorapidità dei pioni provenienti dal decadimento del τ	45
4.6	Effetti del trigger sulla distribuzione dell'impulso del B_s^0	46
4.7	Effetti del trigger sulla distribuzione della distanza tra il ver- tice primario e il vertice del τ	46
4.8	Differenza tra le coordinate ricostruite e le coordinate Monte Carlo per il vertice primario.	48
4.9	Differenza tra le coordinate ricostruite e le coordinate Monte Carlo per il vertice del τ	49
5.1	Significanza della distanza tra vertice primario e vertice dei pioni.	53
5.2	χ^2 del vertice formato da tre pioni.	54
5.3	Angolo fra i piani per diversi ranghi di combinazioni.	55
5.4	Distribuzione della massa invariante dei tre pioni in funzione della massa invariante dei tre pioni più il muone per combina- zioni di segnale.	57
5.5	Distribuzione della massa invariante dei tre pioni in funzione della massa invariante dei tre pioni più il muone per combina- zioni di fondo.	58
5.6	Impulso trasverso dei tre pioni rispetto al fascio.	59
5.7	Correlazione tra l'impulso trasverso dei tre pioni e la signifi- canza del loro vertice per il segnale.	62
5.8	Correlazione tra l'impulso trasverso dei tre pioni e la signifi- canza del loro vertice per il fondo.	63

6.1	Risoluzione sulla posizione del vertice del B_s^0 sulla coordinata X.	66
6.2	Risoluzione sulla posizione del vertice del B_s^0 sulla coordinata Y.	67
6.3	Risoluzione sulla posizione del vertice del B_s^0 sulla coordinata Z.	67
6.4	Risoluzione percentuale sull'impulso del B_s^0 dopo l'applicazione del fit a quantità vere.	68
6.5	Risoluzione del fit sull'impulso del B_s^0 con diverse quantità ricostruite sostituite a quelle vere.	69
6.6	χ^2 del piano per le combinazioni di rango 0.	70
6.7	Rifittaggio delle quantità ricostruite sul piano di decadimento.	70
6.8	Differenza angolare tra piano fittato e piano vero per combinazioni di rango 0.	71
6.9	Parametro d'impatto del μ rispetto al vertice primario per quantità vere.	72
6.10	Angolo di apertura tra il μ e il τ per quantità vere.	73
6.11	Distribuzione della distanza tra i vertici primario e del τ	75
6.12	Impulso trasverso dei pioni rispetto alla direzione del fascio.	76
6.13	Correlazione tra la massa invariante del B_s^0 e σ_γ^2	78
6.14	Impulso trasverso del μ rispetto alla direzione del B_s^0	79

Elenco delle tabelle

4.1	Effetti del trigger sulla selezione degli eventi	39
4.2	Trigger considerato per il $B_s \rightarrow \mu\tau$	41
4.3	Organizzazione per rango degli eventi in seguito all'applicazione di vari criteri di trigger.	43
4.4	Ripartizione degli eventi secondo la loro "ricostruibilità" in termini di accettazione e l'effettiva ricostruzione.	44
5.1	Ripartizione per rango delle combinazioni e degli eventi.	52
5.2	Variazione del numero di eventi per l'applicazione in successione dei tagli.	61
5.3	Variazione del numero di combinazioni per l'applicazione in successione dei tagli.	61
5.4	Risultati dei tagli applicati per il segnale	63
5.5	Selezione sul segnale per vari tipi di trigger.	64
6.1	Prestazioni del fit. Alle quantità vere viene sostituita una quantità ricostruita corrispondente. L'ultima colonna corrisponde a l'impiego di tutte le quantità ricostruite.	68
6.2	Eventi e combinazioni dopo l'applicazione del fit.	74
6.3	Rango dell'evento iniziale (RE) in funzione della differenza tra lo stesso e il rango della combinazione selezionata (RC)	77

Introduzione

Il Modello Standard ha ricevuto negli ultimi decenni una serie di conferme sperimentali ad opera soprattutto di esperimenti agli acceleratori che ne hanno mostrato l'attendibilità in un vasto intervallo di energie. Esso consiste in una teoria di campo quantistica basata su una invarianza di gauge di tipo $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)_c$ atta a descrivere le interazioni elettrodeboli e forti. Tuttavia questo costrutto teorico postula la presenza di particolari particelle, i bosoni di Higgs, non ancora osservate e necessarie a spiegare l'esistenza di particelle massive come i fermioni e i bosoni W^\pm e Z^0 .

Uno degli obiettivi principali degli esperimenti compiuti finora, in particolare ai collisori LEP del CERN e Tevatron del Fermilab, è stata la ricerca di questi bosoni. Con la futura messa in funzione di LHC, il grande collisionatore adronico del CERN, si vuole dare una risposta definitiva sulla loro esistenza e quindi sulla validità del Modello Standard. L'effettiva esistenza dell'Higgs non basterebbe tuttavia a frenare gli sforzi per integrare tale modello in una teoria di unificazione più vasta, infatti se si vuole costruire una teoria che spieghi le interazioni fondamentali essa deve necessariamente includere anche una descrizione dell'interazione gravitazionale (verosimilmente in termini di teoria di campo quantistica), che il Modello non considera affatto.

Appare quindi chiaro che il Modello Standard, già a priori, non può candidarsi come una descrizione completa delle interazioni fondamentali, ma semplicemente come una sua modellizzazione valida alle attuali scale di energie e limitatamente alle interazioni considerate. Se comunque si trascura la gravitazione, in quanto si stima che i suoi effetti nel mondo delle particelle elementari diventino significativi a scale di energia ben lontane da quelle raggiungibili attualmente, esistono in ogni caso dei *sintomi* di fisica oltre il

Modello Standard, come la ormai comprovata massa non nulla dei neutrini e l'entità della violazione della simmetria CP, superiore al previsto.

In quest'ambito si collocano le ricerche sulla violazione del numero leptonico (LFV). Infatti, sebbene l'oscillazione di famiglia dei neutrini possa essere integrata nel Modello Standard, in quest'ambito i *branching ratio* previsti per processi con violazione del numero leptonico non sono assolutamente osservabili sperimentalmente (es. $Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 10^{-50}$).

Modelli di tipo supersimmetrico che postulano simmetrie della natura aggiuntive a quelle del Modello Standard, del quale sono un'estensione, necessitano dell'esistenza di ulteriori particelle. La presenza di nuove particelle produce delle ulteriori sorgenti di LFV che portano le stime dei *branching ratio* a valori che, seppur ancora molto piccoli e quindi di difficile rivelazione, acquistano importanza anche dal punto di vista sperimentale.

Risultano interessanti in particolare i decadimenti dei mesoni B in quanto le previsioni di alcune classi di modelli supersimmetrici prevedono la possibilità di stati finali a due leptoni non della stessa famiglia.

L'esperimento LHCb, con una produzione annua di 2×10^{12} mesoni B_s^0 , può ragionevolmente proporsi come ambiente in cui studiare questi processi, in quanto è in grado di generare una statistica sufficiente a osservare frazioni di decadimento abbastanza piccole per dare delle conferme alle previsioni di tali modelli o quantomeno a porre dei limiti superiori ai *branching ratio* teorici.

Questo lavoro di tesi si inserisce in quest'ambito e in particolare è incentrato sul decadimento LFV $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ e sulla sua possibile rivelazione a LHCb. Modelli supersimmetrici prevedono un limite superiore alla frazione di decadimento di 4×10^{-9} che è abbastanza piccolo da introdurre notevoli difficoltà sperimentali. Una difficoltà ulteriore è dovuta alla rivelazione del leptone τ , possibile soltanto indirettamente attraverso i suoi prodotti di decadimento e in ogni caso con la perdita dell'informazione relativa al neutrino, tuttavia un canale del tipo $B_s^0 \rightarrow e\mu$, anch'esso LFV, pur essendo sulla carta più semplice da rivelare, ha una frazione di decadimento significativamente più bassa per motivi di elicità. Attualmente il limite più stringente sul *branching ratio*, che tuttavia si riferisce al decadimento del B_d^0 , è posto dall'esperimento CLEO[1]

ed è $Br(B^0 \rightarrow \mu\tau) < 3.8 \times 10^{-5}$.

L'organizzazione di questo lavoro è la seguente. Il primo capitolo descrive le ragioni fisiche che portano alla violazione del numero leptonico nell'ambito dei modelli supersimmetrici e le quantità importanti che compaiono nell'espressione dei *branching ratio* di questi canali. Nel secondo capitolo si descrive brevemente l'esperimento LHCb nel suo complesso concentrandosi soprattutto sulle componenti significative per il decadimento studiato, come il rivelatore di muoni e il sistema di tracciamento. Nel terzo capitolo si evidenziano le peculiarità del decadimento studiato e si illustra il nuovo metodo proposto per la rivelazione che si intende confrontare con le selezioni più tradizionali. Il quarto capitolo studia gli effetti del trigger e della ricostruzione sul campione di eventi simulato. Nel quinto capitolo si opera una selezione di tipo tradizionale degli eventi, effettuando cioè tagli e imponendo condizioni su variabili discriminanti sia sul segnale che su un possibile canale di fondo; si calcolano le efficienze di selezione sul segnale e il fattore di reiezione del fondo. Nel sesto capitolo si effettua infine la selezione degli eventi applicando il nuovo algoritmo di fit proposto mostrandone la correttezza, includendo gli effetti di ricostruzione e calcolando le efficienze confrontandole criticamente con quelle ottenute con la selezione tradizionale. Nel settimo capitolo si traggono le conclusioni sull'efficacia dei metodi proposti e in generale sulle possibilità di rivelazione del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ in LHCb e si dà infine un limite sul *branching ratio* rivelabile.

Capitolo 1

Decadimenti dei mesoni $B_{s,d}^0$ e violazione del numero leptonico

I decadimenti dei mesoni B^0 con violazione del numero leptonico risultano di particolare interesse in quanto la loro esistenza porterebbe all'evidenza interazioni non descritte dal Modello Standard. I *branching ratio* previsti sono tuttavia molto piccoli e questo ovviamente ne rende difficile la rivelazione.

Particolarmente utili per ottenere indizi di “nuova fisica” risultano anche decadimenti come il $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ e $B_s^0 \rightarrow \tau\tau$ (già previsti dal Modello Standard) con *branching ratio* stimati dell'ordine di 10^{-7} e 10^{-6} rispettivamente. Pur essendo permessi essi sono fortemente soppressi per ragioni di elicità, in quanto i due leptoni nello stato finale devono necessariamente avere elicità uguali, e anche perché si tratta di decadimenti mediati da corrente neutra con *flavour changing*, che nel Modello Standard sono fortemente soppressi come diagrammi ad albero ed hanno il primo contributo solo in un diagramma con un loop.

Se invece si considerano estensioni supersimmetriche del Modello Standard, nei quali esistono nuove particelle dotate del numero quantico leptonico, allora alcuni *branching ratio*, come quelli per il $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ e $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$, possono aumentare di svariati ordini di grandezza.

1.1 Modelli supersimmetrici *seesaw*

I modelli supersimmetrici si basano sull'assunto che ogni particella del Modello possieda un partner supersimmetrico. A ogni fermione del modello standard corrisponde quindi un bosone scalare supersimmetrico mentre, al contrario, a un bosone vettore corrisponde un partner fermionico supersimmetrico. In quest'ambito si definisce un nuovo numero quantico, la *R-Parità*, che è uguale a 1 per le particelle del modello standard e a -1 per i loro partner supersimmetrici. In particolare si distingue tra modelli che conservano la R-Parità da modelli che non la conservano. La conservazione di questo numero quantico implica, fra le altre cose, che le particelle supersimmetriche non possono avere decadimenti in cui lo stato finale sia composto solamente da particelle del modello standard e pertanto la particella supersimmetrica più leggera, detta LSP¹, risulta stabile e si candida al ruolo di materia oscura.

Nella trattazione di questi modelli si introducono tipicamente, per rendere conto delle masse, due doppietti di Higgs complessi²[2], \mathbf{H}_1 e \mathbf{H}_2 , ognuno dei quali presenta un valore di aspettazione del vuoto, rispettivamente v_1 e v_2 , che sono sostanzialmente dei parametri dipendenti dal termine di massa negativo che compare nella lagrangiana del campo di Higgs e pertanto sono dei parametri liberi della teoria, anche se il loro intervallo di variabilità può essere ristretto da misure sperimentali.

Una quantità significativa che comparirà nell'espressione dei *branching ratio* per i canali d'interesse è:

$$\tan \beta = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.1)$$

Si può notare come sia uguale al rapporto fra i valori di aspettazione del vuoto per i due Higgs, pertanto il suo valore non è attualmente fissato.

Una classe particolare di modelli supersimmetrici, detti *seesaw*, risultano interessanti in quanto, sotto certe ipotesi, forniscono previsioni significative per il *branching ratio* del canale studiato. In questi modelli vengono introdotti dei neutrini *right-handed* con masse molto grandi, questo permette di

¹Lightest Supersymmetric Particle

²Come avviene esempio nei modelli MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model).

spiegare le masse molto piccole nei neutrini *left-handed* del modello standard grazie a un meccanismo simile a quello di un'altalena (*seesaw* appunto). Si può introdurre ora una sorgente di violazione del numero leptonico sotto forma di termini non diagonali nella matrice di Yukawa per l'interazione dei leptoni con i bosoni di Higgs, in altre parole si definisce una matrice simile a quella di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) nel settore dei quark. La presenza di termini non diagonali nell'accoppiamento di Yukawa genera un mixing delle famiglie leptoniche che porta a una violazione del numero quantico leptonico di famiglia.

In questi modelli il decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ continua a non essere permesso all'ordine ad albero ma lo è all'ordine ad 1 loop. Tuttavia si può mostrare come, per grandi valori di $\tan\beta$, questo contributo diventi comparabile con quelli del primo ordine [3]. Si ottiene quindi un'interazione efficace per il canale studiato, all'ordine dominante, del tipo mostrato in Figura 1.1, essa è mediata da particelle di Higgs. Diagrammi analoghi si ottengono per il $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$, in Figura 1.2, e per $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$, in Figura 1.3, quest'ultimo strettamente legato al decadimento $\tau \rightarrow \mu\gamma$.

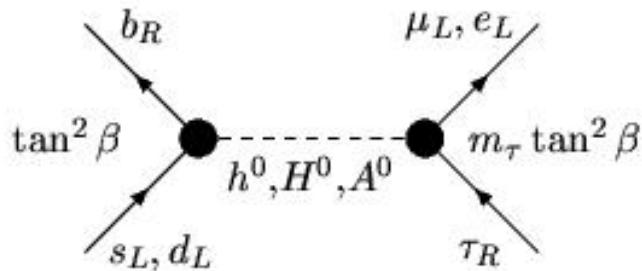


Figura 1.1: Diagramma di Feynman per il termine dominante del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ mediato da bosoni di Higgs.

Dai diagrammi si nota appunto come le ampiezze siano proporzionali a $\tan\beta$ e, nel limite di grandi valori di questo parametro, si può scrivere

8 Decadimenti dei mesoni $B_{s,d}^0$ e violazione del numero leptonico

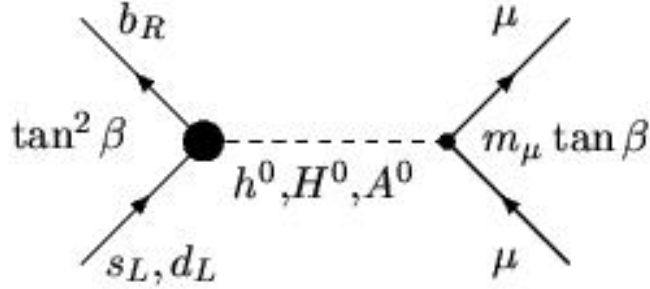


Figura 1.2: Diagramma di Feynman per il termine dominante del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ mediato da bosoni di Higgs.

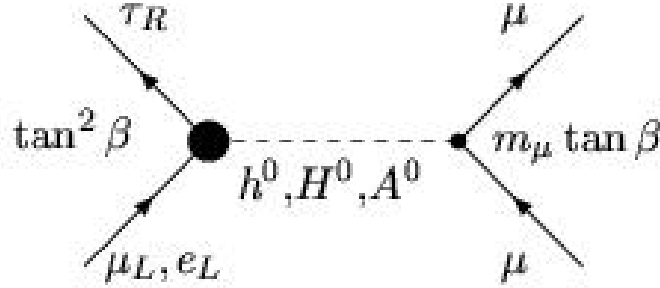


Figura 1.3: Diagramma di Feynman per il termine dominante del decadimento $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ mediato da bosoni di Higgs.

un'espressione approssimata dei *branching ratio* per il termine dominante:

$$Br(B_s^0 \rightarrow \mu\tau) \simeq 3.6 \times 10^{-7} \left[\frac{\tan\beta}{60} \right]^8 \left[\frac{100 \text{ GeV}}{M_A} \right]^4 \quad (1.2)$$

$$Br(B_s^0 \rightarrow \mu\mu) \simeq 1.9 \times 10^{-5} \left[\frac{\tan\beta}{60} \right]^6 \left[\frac{100 \text{ GeV}}{M_A} \right]^4 \quad (1.3)$$

$$Br(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) \simeq 3.0 \times 10^{-6} \left[\frac{\tan\beta}{60} \right]^2 \left[\frac{100 \text{ GeV}}{M_S} \right]^4 \quad (1.4)$$

Si può notare come la frazione di decadimento di $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ possa risultare maggiore di quella di $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$. Inoltre, i risultati mostrati possono essere estesi al caso dei mesoni B_d semplicemente introducendo un fattore moltiplicativo pari a $|V_{td}/V_{ts}|^2 \simeq 0.05$.

Muovendosi nello spazio dei parametri individuato dai valori di M_A , M_S e $\tan\beta$, compatibilmente ai vincoli sperimentali, si può trarre una stima del

limite superiore delle ampiezze di decadimento previste[3]:

$$Br(B_s^0 \rightarrow \mu\tau) \lesssim 4 \times 10^{-9} \quad (1.5)$$

$$Br(B_s^0 \rightarrow \mu\mu) < 2 \times 10^{-6} \quad (1.6)$$

$$Br(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) \lesssim 4 \times 10^{-10} \quad (1.7)$$

Si può evidenziare, come già detto, un aumento del rate di decadimento del $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ che dimostra come indizi di nuova fisica possano arrivare non soltanto dall'osservazione diretta della violazione del numero leptonico ma anche da effetti visibili in decadimenti già previsti dal Modello Standard.

10 Decadimenti dei mesoni $B_{s,d}^0$ e violazione del numero leptonico

Capitolo 2

L'esperimento LHCb

2.1 Il collider LHC

LHC è il collider adronico attualmente in fase di ultimazione al CERN di Ginevra. L'acceleratore ha una circonferenza di circa 27 Km e produrrà collisioni protone-protone e tra ioni pesanti (Pb-Pb), con energie nel centro di massa rispettivamente di 14 TeV e 2.8 TeV.

LHC è un sincrotrone con due tubi di fascio distinti in cui vengono accelerati i protoni, o gli ioni, in direzioni opposte. La curvatura delle particelle si ottiene grazie all'utilizzo di magneti superconduttori, tenuti a temperatura criogenica di 1.9 K, che generano un campo magnetico di 8.4 T. La forma dell'acceleratore non è perfettamente circolare ma presenta dei tratti rettilinei in corrispondenza dei punti di interazione, nei quali sono installati gli esperimenti, e nei punti in cui sono presenti installazioni utili al preservamento del fascio.

LHC si avvale dell'SPS come iniettore e pertanto ne sfrutta tutta la catena di accelerazione sistematicamente illustrata in Figura 2.1. Il fascio di protoni è accelerato inizialmente da un acceleratore lineare (LINAC) a energie superiori ai 50 MeV, successivamente un acceleratore circolare, detto *booster*, porta l'energia a 1 GeV. I protoni sono quindi iniettati nel PS dove raggiungono un'energia di 26 GeV, a questo punto entrano nell'SPS nel quale sono accelerati fino a 450 GeV e quindi vengono iniettati in LHC per l'accelerazione finale a 7 TeV.

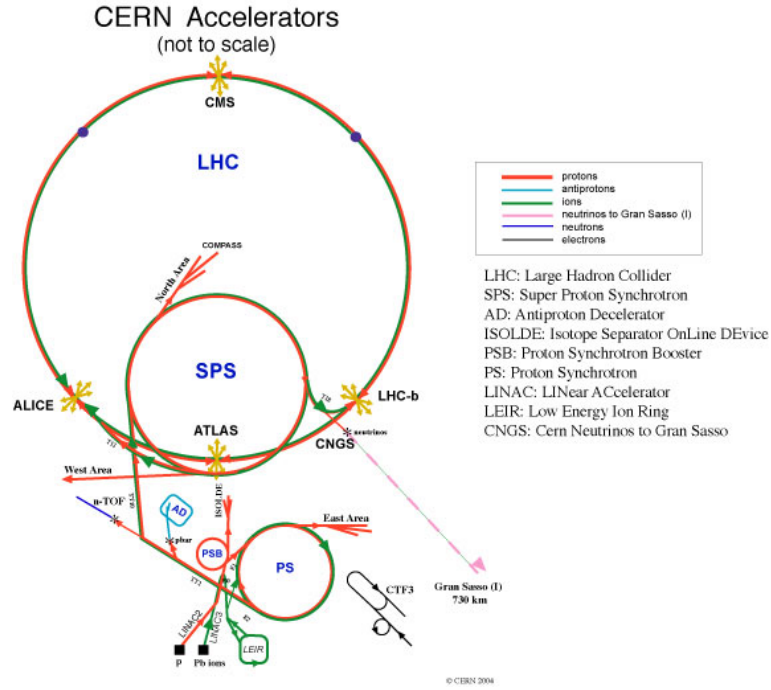


Figura 2.1: Complesso degli acceleratori del CERN.

All'interno del tubo di fascio i protoni sono strutturati in gruppi, detti *bunches*, equamente spaziatati tra loro spazialmente e temporalmente. Nei punti di collisione due bunches provenienti da direzioni opposte si scontrano con una certa frequenza, detta di *bunch crossing*, che nel caso di LHC è pari a 40MHz. Inoltre, una caratteristica che distingue questo collider da quelli precedenti è la luminosità \mathcal{L} che risulta particolarmente elevata e pari a

$$\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

Introducendo la sezione d'urto totale anelastica per collisioni pp si può ottenere l'espressione del numero di interazioni per bunch crossing R :

$$R = \frac{\mathcal{L} \sigma_{anel}}{f_{bc}}$$

dove f_{bc} è la frequenza di bunch crossing e σ_{anel} la sezione d'urto anelastica, che alle energie di LHC è stimata essere di $\sim 55 \text{ mb}$. Alla luminosità massima si hanno quindi circa 14 interazioni per bunch crossing.

Gli esperimenti che utilizzeranno LHC sono cinque: ATLAS e CMS che sono esperimenti *multi-purpose* con lo scopo principale della ricerca del bosone di Higgs; ALICE che si occuperà della fisica degli ioni pesanti ed in particolare dello studio del *Quark Gluon Plasma*; TOTEM, un esperimento relativamente piccolo per la misura della sezione d'urto totale a LHC; LHCb è dedicato alla fisica del *quark b* e poiché si lavora nell'ambito di quest'esperimento esso verrà descritto in maggior dettaglio in seguito.

La scelta di un collider adronico invece di uno leptonic, come per esempio LEP, è conseguenza della perdita di energia per radiazione di sincrotrone molto più bassa rispetto a un collisore e^+e^- , infatti la potenza dissipata è inversamente proporzionale alla quarta potenza della massa della particella accelerata. Inoltre, sebbene le macchine protone-antiprotone consentano di far viaggiare le particelle e le antiparticelle sullo stesso tubo, la bassa efficienza di produzione di antiprotoni non consente il raggiungimento di luminosità molto alte, pertanto è stato preferito costruire un collisore protone-protone.

2.2 L'esperimento LHCb

L'esperimento LHCb è stato concepito essenzialmente per studiare la violazione della simmetria CP¹ nei decadimenti dei mesoni B e i loro decadimenti rari. Lo scopo è una più profonda conoscenza della fisica dei quark nell'ambito del Modello Standard ma anche la rivelazione di possibili indizi di *nuova fisica*.

Le caratteristiche principali del rivelatore sono la alta efficienza di identificazione di particelle (tipicamente K , π , μ), una grande risoluzione temporale e un alta efficienza di trigger sia per canali leptonic che adronici.

Il rivelatore opererà a una luminosità di $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, inferiore a quella degli altri esperimenti, ma in ogni caso, grazie all'alta sezione d'urto per la produzione di coppie $b\bar{b}$ (stimata essere circa $500 \mu\text{b}$) per le collisioni pp, la produzione totale di mesoni B risulta la più grande fra gli esperimenti

¹Charge Conjugation Parity.

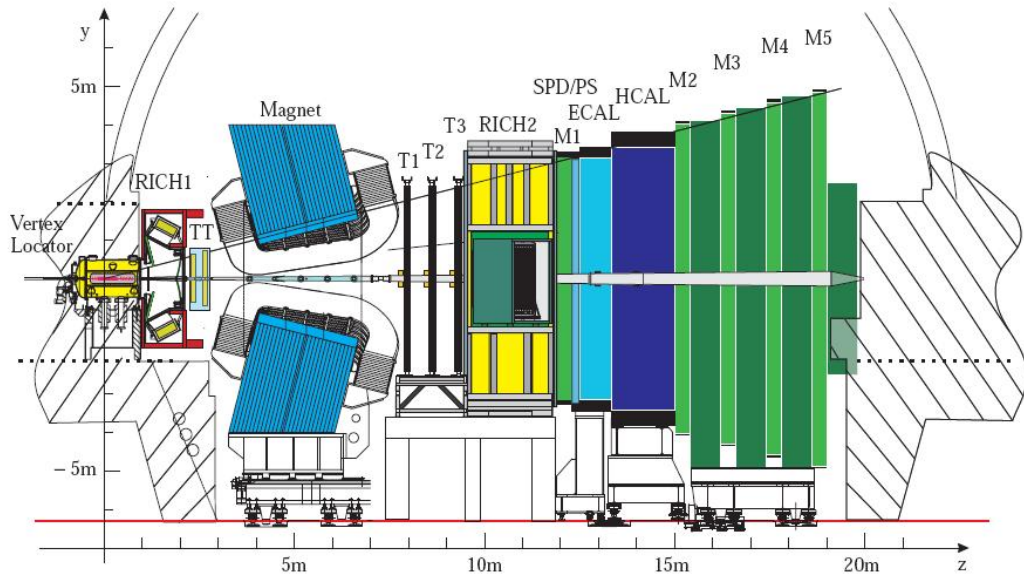


Figura 2.2: Il rivelatore LHCb.

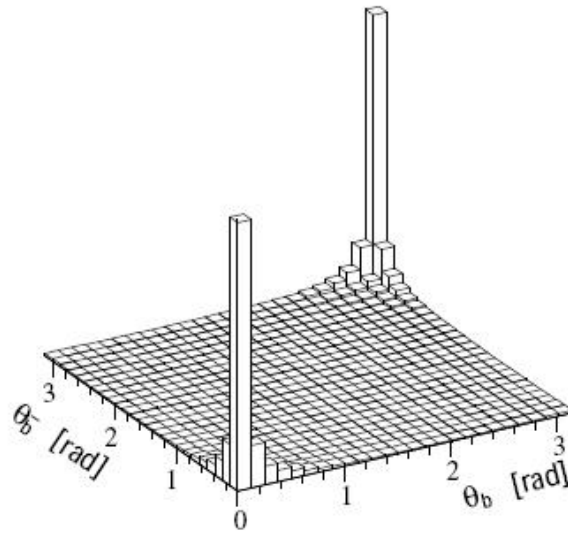


Figura 2.3: Distribuzione dell'angolo polare per le direzioni degli adroni del b e del \bar{b} .

oggi disponibili. Verranno prodotte 10^{12} coppie $b\bar{b}$ e quindi 10^{11} B_s^0 per anno, essendo 10% la frazione di adronizzazione del b in B_s^0 .

La struttura geometrica dell'esperimento, visibile in Figura 2.2, è molto

simile a quella di un esperimento a bersaglio fisso. Essa è proiettata in avanti in conseguenza della distribuzione angolare dei B prodotti, mostrata in Figura 2.3, con una copertura angolare che va da 100 mrad a 300 mrad nel piano x-z, il piano in cui il magnete curva le particelle cariche, e da 10 mrad a 250 mrad nel piano y-z lungo il quale il magnete non produce deflessione.

Nella Figura 2.2, possono essere individuate alcuni componenti fondamentali dell'apparato:

- il rivelatore di vertice (VELO);
- i rivelatori ad effetto Cherenkov RICH1 e RICH2;
- il magnete;
- il sistema di tracciamento (T1,T2,T3);
- i calorimetri elettromagnetico (ECAL) e adronico (HCAL);
- il rivelatore di muoni (M1,M2,M3,M4,M5).

Nell'economia di questo lavoro di tesi rivestono particolare importanza il sistema di tracciamento e il rivelatore di muoni e pertanto essi saranno descritti in maniera più dettagliata.

2.2.1 Il VELO

Il rivelatore di vertice è posto attorno alla regione di collisione tra i due fasci e ha il compito di una precisa ricostruzione del vertice primario e dei vertici secondari dovuti al decadimento dei mesoni B.

Il VELO è composto sostanzialmente da due metà identiche poste attorno al fascio; ciascuna metà è costituita da 25 stazioni formate da una coppia di rivelatori al silicio di forma emicircolare, una a strip circolari e una a strip radiali; il sistema è in comunicazione diretta col vuoto del tubo di fascio.

La simmetria del sistema è cilindrica attorno al fascio e le due metà possono muoversi in direzione radiale rispetto al fascio. Questo è richiesto per non danneggiare il rivelatore, infatti la distanza dal fascio alla quale staranno le strip in regime di lavoro è inferiore all'apertura richiesta da LHC

per collimare il fascio in fase di iniezione e pertanto le due metà saranno allontanate finché il fascio non avrà raggiunto condizioni di stabilità.

2.2.2 I RICH

La presenza di due rivelatori RICH a effetto Cherenkov è richiesta principalmente per la distinzione tra mesoni π e K nell'intervallo di energie richiesti da LHCb, 1-150 GeV. Per poter ottenere questi risultati è necessario disporre di più mezzi radianti e pertanto i RICH in LHCb sono due. In entrambi i RICH esiste un sistema di specchi che convoglia i fotoni emessi per effetto Cherenkov dalle tracce cariche verso un piano formato da particolari fototubi detti HPD sensibili al singolo fotone. La loro presenza porta all'impiego di una schermatura da campi magnetici, soprattutto nel caso del RICH1.

Il RICH1 utilizza due radiatori: un aerogel di silicio e un gas, il C_4F_{10} . Esso si occupa dell'identificazione delle particelle nella regione di bassi impulsi che va da 1 a 60 GeV, con un'accettanza angolare di 25-300 mrad.

Il materiale radiante nel RICH2 è invece il gas CF_4 . Esso è dedicato all'identificazione di particelle con alto impulso (fino a 150 GeV) e piccolo angolo di uscita (10-120mrad).

2.2.3 Il magnete

Si tratta di un magnete dipolare, orientato in modo tale da curvare le particelle cariche nel piano $x - z$. L'intensità massima del campo magnetico è di 1.1T mentre il campo integrato sul cammino medio compiuto da una particella che ha avuto origine nel vertice primario è di $\sim 4Tm$. L'apertura del magnete definisce anche una regione di accettanza pari 300 mrad sul piano $x - z$ e 250 mrad sul piano $y - z$.

2.2.4 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento, costituito dalle stazioni T1, T2 e T3 e posizionato immediatamente dopo il magnete dipolare, ha il compito di fornire informazioni di posizione relativamente al passaggio di particelle cariche tra il rivelatore di vertice e i calorimetri.

Ogni stazione misura la coordinata x , lungo il piano di curvatura, e due coordinate *stereo* spostate angularmente rispetto alla prima di un angolo $\theta = \pm 5$ in modo da avere una qualche informazione lungo la direzione y e risolvere le ambiguità.

Poiché la densità di tracce in un tipico evento è maggiore nella regione in prossimità dell'asse fascio e decresce approssimativamente come l'inverso del quadrato della distanza da tale asse ciascuna stazione è divisa in due parti:

- *Inner Tracker*: è la regione vicino al fascio, costituita da rivelatori al silicio, ha una risoluzione spaziale di $\sim 75\mu\text{m}$;
- *Outer Tracker*: posto più esternamente, è investito da una luminosità più bassa ed è costituito da due strati di *straw tubes* sfalsati tra loro. La risoluzione è di $\sim 200\mu\text{m}$.

Le stazioni di tracciamento, unitamente al VELO e al TT (Trigger Tracker), consentono la ricostruzione dell'impulso e delle tracce delle particelle cariche. Non sempre gli hit di una particella sono presenti in tutte le stazioni e pertanto si definiscono tracce di classe *long* quelle tracce che presentano degli hit nel VELO e in tutte le stazioni T. Esistono altri tipi di tracce, la cui ricostruzione è maggiormente affetta da errori, ma tipicamente solo le tracce *long* sono utilizzate per la ricostruzione dei decadimenti del B, in quanto si richiede una precisione elevata nella ricostruzione dei vertici secondari.

La strategia di ricostruzione si divide in due fasi: nella prima vengono ricercati i cosiddetti "semi" di traccia, separatamente nel VELO e nelle stazioni, pertanto si parlerà di *VELO seeds* e di *T seeds*; nella seconda fase si ricostruisce la traccia vera e propria.

- **VELO seeds**: sono segmenti di tracce rettilinei, ricostruiti utilizzando le coordinate radiali e angolari dei cluster di energia depositata in VELO. Ovviamente non è ancora presente nessuna informazione sull'impulso.
- **T seeds**: sono ricostruiti usando i cluster nei tracker, si tratta di parametrizzazioni paraboliche, in quanto il valore del campo magnetico,

sebbene ridotto in questa zona, non è ancora trascurabile. Può essere effettuata una stima dell'impulso assumendo che la traccia abbia origine dalla posizione nominale del vertice di interazione.

- **Ricerca di tracce lunghe.** Si sceglie un VELO seed e gli si assegna a turno uno degli hit su una singola stazione T. A questo punto è possibile definire un impulso e quindi la traiettoria della particella. Per questa traiettoria si cercano quindi degli hit nelle altre stazioni, includendo la TT. Se un numero sufficiente di hit è ritenuto compatibile con la traiettoria la traccia è ricostruita, o quantomeno è ritenuta tale. In questo modo viene ricostruito all'incirca il 90% delle tracce lunghe. La procedura viene ripetuta per tutti i VELO seeds. A questo punto, scartando tutti gli hit nelle stazioni che sono stati già assegnati a una traccia, si può ricostruire un ulteriore 5% di tracce lunghe sfruttando i T seeds ed estrapolandone una traccia e richiedendo che la stessa sia compatibile con un VELO seed.

La risoluzione in impulso è dipendente dall'impulso stesso della particella e va dallo 0.35% per bassi impulsi allo 0.55% per grandi impulsi.

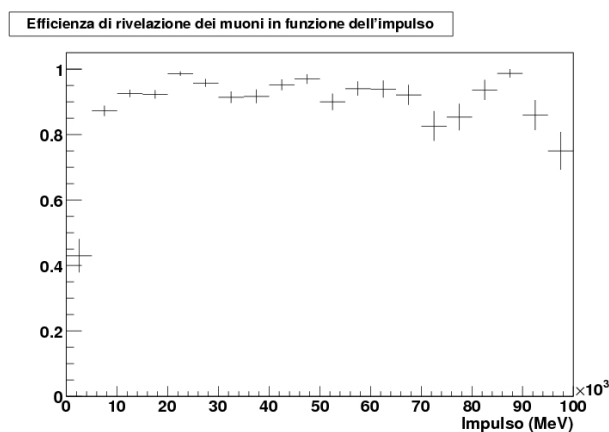


Figura 2.4: Efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso per i muoni.

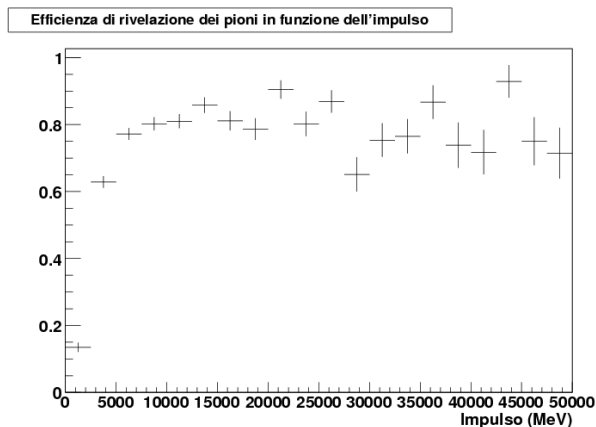


Figura 2.5: Efficienza di ricostruzione in funzione dell'impulso per i pioni.

L'efficienza di ricostruzione, nel caso di tracce lunghe, è anch'essa funzione dell'impulso. La Figura 2.4 mostra il valore l'efficienza di ricostruzione al variare dell'impulso per i μ del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$, l'efficienza media è di circa il 90%. La Figura 2.5 mostra invece lo stesso grafico ma per i pioni dal decadimento del τ , qui l'efficienza media è di circa il 70%.

2.2.5 I calorimetri

I calorimetri consentono l'identificazione di elettroni, fotoni (ECAL) e adroni (HCAL).

ECAL è un calorimetro elettromagnetico di tipo segmentato, costituito da strati di piombo dello spessore di 2mm alternati a piani di scintillatore di 4mm; il suo spessore in z è pari a 25 lunghezze di radiazione. Esso è preceduto da un *preshower*, ossia uno strato di piombo di 12mm seguito da 15mm di scintillatore. Il *preshower* permette una rapida distinzione tra fotoni ed elettroni e pioni che può essere usata nel trigger.

HCAL, il calorimetro adronico, è del tipo a campionamento ed è costituito da piastrelle di ferro dello spessore di 16mm, che fungono da materiale passivo, e da piastrelle di scintillatore di 4mm come materiale attivo. La sua lunghezza è pari a 1.6m per un totale di $5.6\lambda_I$.

2.2.6 Il rivelatore di muoni

Il rivelatore di muoni è il rivelatore più lontano dal vertice di interazione. Questo è possibile poichè i muoni possono attraversare grandi spessori di materiale, come per esempio i calorimetri, senza interagire significativamente. I dati forniti si rivelano utili, oltre che per l'analisi offline, anche per il trigger. Le specifiche del rivelatore sono poste strettamente in relazione all'utilizzo come trigger, infatti è in grado di rivelare muoni con un grande impulso trasverso con un'efficienza del 95% con una frequenza di eventi fino a 10MHz alla luminosità di LHCb. Quasi tutti i muoni rivelati, il 99%, sono risolti temporalmente a 20ns, in modo tale che sia possibile assegnare gli hits al bunch crossing corrispondente. L'intero sistema è composto da cinque stazioni (M1-M5) posizionate tutte oltre il calorimetro adronico, ad eccezione della prima, M1 che è posta davanti al calorimetro elettromagnetico. A partire da M2, dopo ogni stazione è posto uno schermo di ferro dello spessore di 80cm atto ad attenuare particelle diverse dai muoni e provenienti dal calorimetro. Ogni stazione è divisa in quattro regioni, R1-R4, che hanno dimensioni che aumentano al crescere della distanza dal fascio. La rivelazione degli hits è affidata a camere proporzionali multifilo ad eccezione della regione R1 di M1 che è equipaggiata con rivelatori a tripla GEM, che hanno risposte migliori in regimi di flusso come quelli presenti nella regione antistante i calorimetri.

Una caratteristica costruttiva notevole di questo rivelatore è la proiettività. Infatti il posizionamento delle camere di ogni stazione nel piano $x - y$, così come le dimensioni delle regioni, sono tali da preservare al massimo la proiettività del sistema rispetto al punto di interazione nominale. Questo è fondamentale per ottimizzare le prestazioni del trigger L0 e per minimizzare le inefficienze ai bordi delle camere.

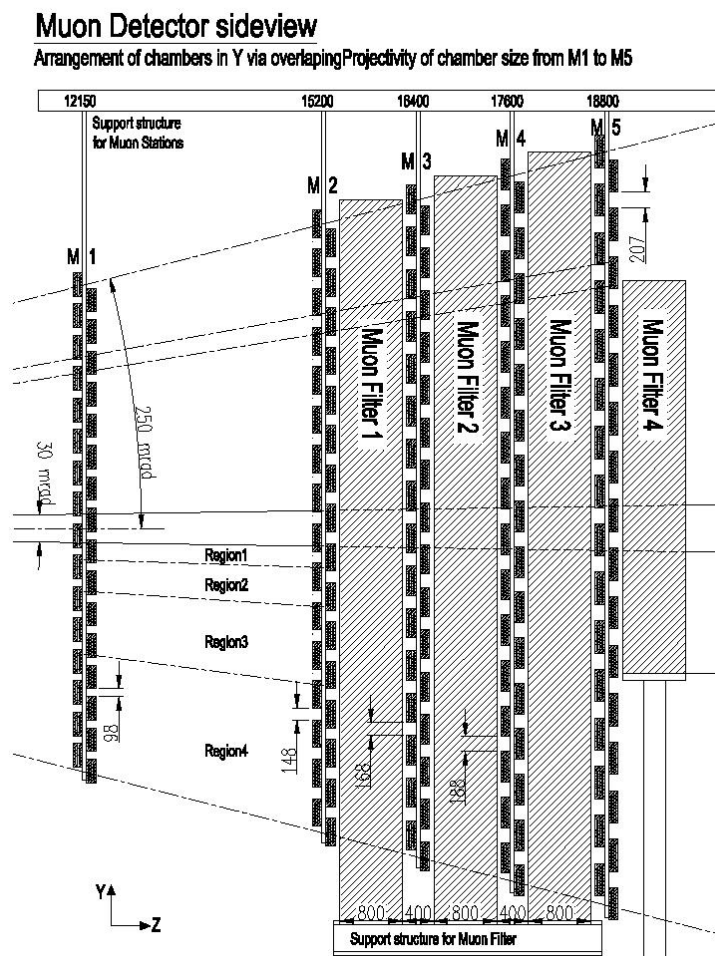


Figura 2.6: Vista laterale del rivelatore di μ nel piano $y - z$.

Capitolo 3

Identificazione del decadimento

$$B_s^0 \rightarrow \mu\tau.$$

La difficoltà principale nell'identificazione di questo decadimento è l'impossibilità di rivelare il neutrino del decadimento del τ . Tuttavia, come verrà mostrato in seguito, a questo si può ovviare scegliendo un decadimento del leptone che permetta di identificarne il vertice di decadimento. Nel nostro caso è stato scelto quello in cui sono presenti tre pioni carichi: $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^- \nu$. La frazione di τ che decade in questo modo è circa il 10% e tale sarà pertanto la frazione di segnale su cui si basa l'analisi proposta. La presenza di tre particelle cariche, i pioni, permette una ricostruzione delle loro tracce e quindi di conoscere il vertice dal quale le particelle sono state generate.

Dall'osservazione della Figura 3.1 è possibile individuare alcune importanti proprietà del decadimento. Si tratta di un decadimento a due corpi pertanto, per la conservazione dell'energia e dell'impulso, le direzioni del B_s^0 e dei due leptoni giacciono sullo stesso piano. Equivalentemente si può affermare che su tale piano devono trovarsi il vertice primario, il vertice dei tre π e la traccia del μ . Anche in conseguenza di questo deve accadere che il prolungamento ideale della traccia del muone deve passare tra i due vertici.

Il vertice del B_s^0 deve necessariamente giacere lungo la traccia del μ e la sua posizione, per ragioni geometriche, deve trovarsi tra gli estremi definiti dall'intersezione della traccia del μ con la congiungente i vertici primario e del τ e dal punto in cui il vertice del B_s^0 inizia a trovarsi più a valle del vertice del τ .

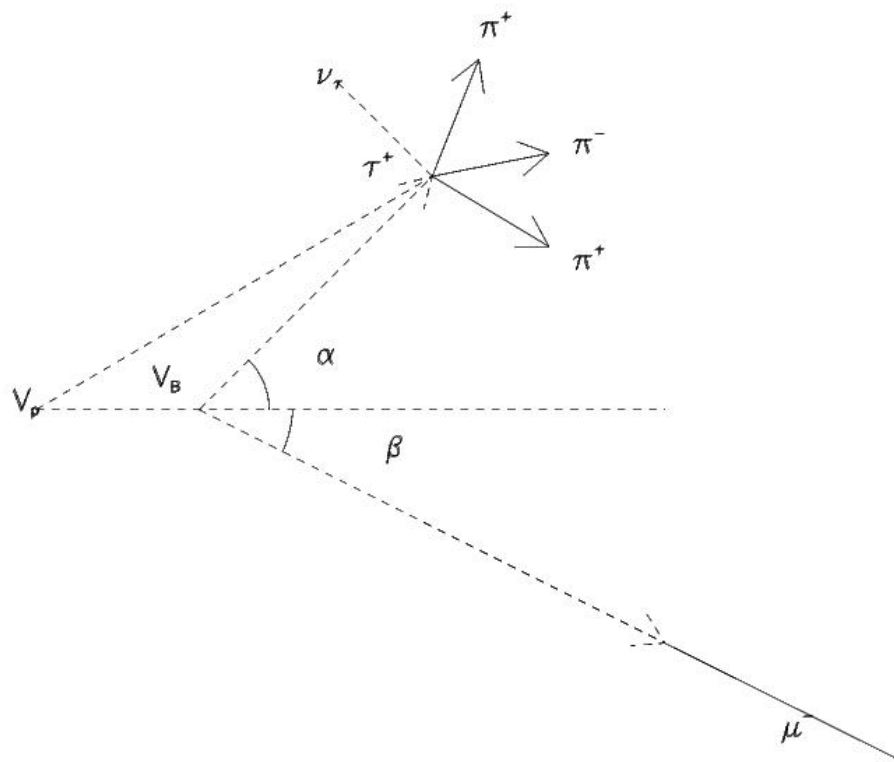


Figura 3.1: Schema del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$

Inoltre gli impulsi delle particelle rivelabili, i pioni e il muone, devono soddisfare a delle condizioni infatti, sebbene la mancanza del neutrino renda impossibile il calcolo diretto della masse invarianti del B e del τ , si possono ottenere degli spettri di massa invariante senza considerare l'impulso del neutrino. Costruendo una massa invariante con solo i tre pioni si otterrà pertanto uno spettro di valori che ha come massimo la massa del τ , in Figura

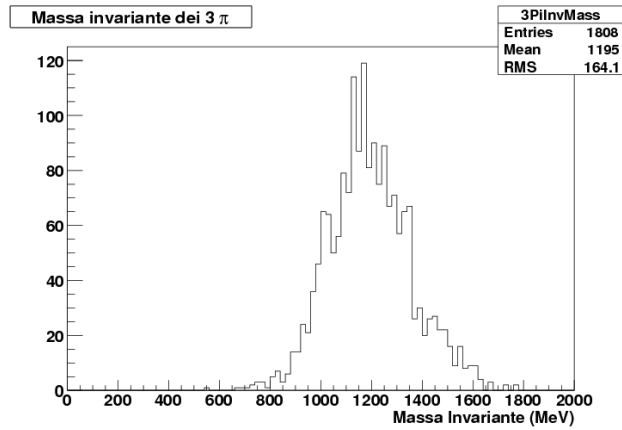


Figura 3.2: Massa invariante dei tre pioni.

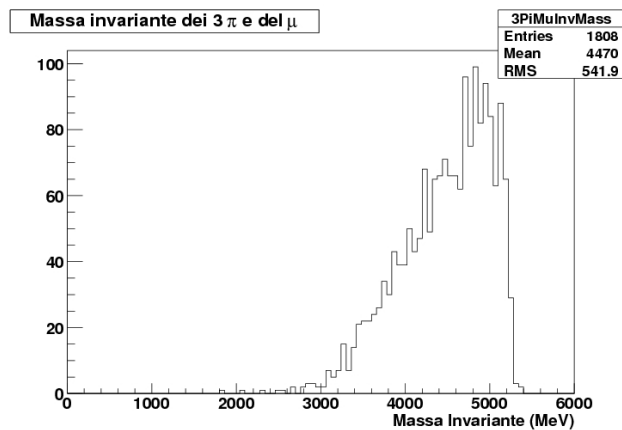


Figura 3.3: Massa invariante dei tre pioni e del muone.

3.2, aggiungendo a essi l'informazione sull'impulso del μ si ottiene uno spettro analogo con valore massimo alla massa del B_s^0 , come mostrato in Figura 3.3.

Partendo da queste quantità è possibile operare una selezione di tipo “tradizionale” ossia sfruttando le caratteristiche che differenziano le quantità misurate per il segnale e per vari canali di fondo. Vogliamo tuttavia mostrare come, a partire dalle quantità ricostruibili, ossia dal vertice primario, il verti-

ce del τ , gli impulsi dei pioni, la traccia e l'impulso del μ , si possa effettuare una selezione del decadimento simile ad un fit cinematico. Si consideri la

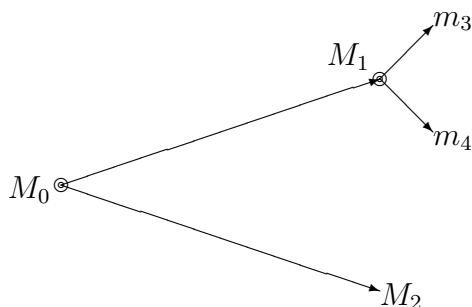


Figura 3.4: Schema di decadimento a due corpi del tipo $M_0 \rightarrow M_1 M_2$ e successivamente $M_1 \rightarrow m_3 m_4$. Non si ha informazione sulla direzione di provenienza di M_0 .

Figura 3.4, essa schematizza un decadimento a due corpi, $M_0 \rightarrow M_1 M_2$; si supponga di conoscere le masse delle particelle, il vettore dell'impulso e la traccia di M_2 , la posizione del vertice di decadimento di M_1 . Le incognite del sistema sono dunque cinque: il vettore dell'impulso di M_0 , \vec{p}_0 , il suo punto di decadimento che può essere individuato semplicemente da un parametro, che chiameremo t , sulla traccia di M_2 t ed il modulo dell'impulso di M_1 poichè fissato il vertice di decadimento di M_0 la direzione di volo di M_1 è determinata. La conservazione del quadrimpulso introduce quattro equazioni e pertanto il sistema ammette un numero infinito di soluzioni.

Se ora si introduce la conoscenza del vertice primario si arriva al decadimento mostrato in Figura 3.5. Si è quindi recuperata parte dell'informazione relativa alla direzione di moto di M_0 . Pertanto le incognite si riducono a p_0 , p_1 e t . Essendo rimasto immutato il numero di equazioni si arriva a un sistema con più equazioni che incognite e il sistema diventa pertanto *vincolato*. Se ora ci si pone in condizioni equivalenti a quelle del decadimento studiato, introducendo il vettore dell'impulso di una delle due particelle tra m_3 ed m_4 , che si può assimilare a quello complessivo dei tre pioni, si può dimostrare, e verrà fatto in seguito, che la conoscenza della direzione di moto di M_1 e del

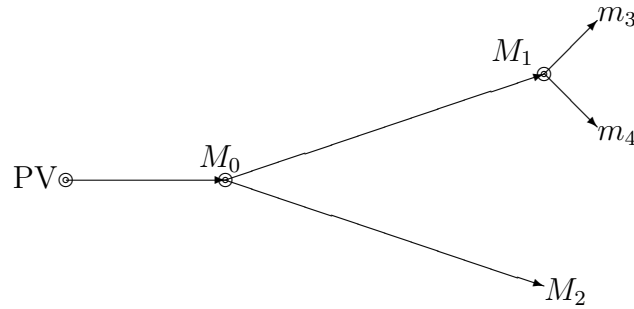


Figura 3.5: Schema di decadimento a due corpi del tipo $M_0 \rightarrow M_1 M_2$ e successivamente $M_1 \rightarrow m_3 m_4$.

quadrimpulso di m_3 o m_4 permette di determinare \vec{p}_1 . Questo porta a 2 il numero di *constraints* che vincolano il sistema (4 equazioni, 2 incognite). Si rende quindi possibile una procedura di fit del decadimento.

3.1 Fit del vertice del B_s^0

Si ricerca ora un metodo per la ricostruzione del vertice di decadimento del mesone B basato su una procedura di fit del decadimento. La procedura si basa sostanzialmente sul calcolo del boost del B al variare di un parametro che individua un punto sulla retta del μ e quindi un possibile vertice di decadimento. Il valore del boost in funzione del parametro può essere calcolato in vari modi sfruttando le quantità misurabili. Tuttavia, poiché per una data configurazione del decadimento la soluzione deve essere unica, esiste un solo valore del parametro per il quale tutti i metodi si trovano in accordo.

Se si sceglie un punto sulla traccia del μ in modo da individuare una direzione di volo del τ come la congiungente il suo vertice di decadimento con questo punto, si può sfruttare la conoscenza dell'impulso dei π e ricavare un valore dell'impulso del leptone, seppure con un'ambiguità quadratica. Assumendo che il decadimento sia del tipo $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ infatti, nel sistema di riferimento in cui il τ è a riposo, l'espressione dell'energia dei pioni è:

$$E_{3\pi}^* = \frac{M_\tau^2 + M_{3\pi}^2}{2M_\tau} \quad (3.1)$$

dove M_τ è la massa del τ e $M_{3\pi}$ la massa invariante dei tre pioni¹. Si può trovare facilmente l'espressione analoga per l'impulso nel riferimento del centro di massa.

Si scrivono ora le trasformazioni di Lorentz per il passaggio dal sistema di riferimento col leptone a riposo a quello del laboratorio, tali trasformazioni coinvolgono solo le componenti longitudinali, lungo la direzione del boost, mentre le componenti trasverse rimangono invariate:

$$p_L = \gamma_\tau p_L^* + \beta\gamma_\tau E_{3\pi}^* \quad (3.2)$$

$$E_{3\pi} = \gamma_\tau E^* + \beta\gamma_\tau p_L^* \quad (3.3)$$

$$p_T = p_T^* \quad (3.4)$$

Moltiplicando la [3.2] per p_L^* e la [3.3] per $E_{3\pi}^*$ si ottiene un'espressione per il boost del leptone, indicato con γ_τ :

$$\gamma_\tau^{1,2} = \frac{E_{3\pi}^* E_{3\pi} \pm p_L^* p_L}{M_{3\pi}^2 + p_T^2} \quad (3.5)$$

L'ambiguità quadratica deriva dal fatto che, nel riferimento in cui il τ è a riposo, l'impulso longitudinale dei pioni può essere in avanti o all'indietro rispetto alla direzione del leptone nel laboratorio e questo può cambiare il segno di p_L^* , ma non il suo valore assoluto che è fissato dall'impulso trasverso a sua volta determinato dall'aver scelto una direzione di moto del τ .

A questo punto è semplice risalire al boost del B_s :

$$\gamma_{B_s, \tau}^{1,2} = \frac{\gamma_\tau^{1,2} M_\tau + E_\mu}{M_{B_s}} \quad (3.6)$$

Ovviamente solo uno di questi valori del boost è quello esatto, ma esistono altre condizioni che permetteranno di scartare uno dei due valori.

Un ragionamento analogo a quello fatto per il τ può essere fatto per il B_s . Infatti, fissando la posizione del vertice di decadimento, si fissa la direzione di propagazione del mesone e sfruttando la conoscenza dell'impulso del μ si

¹Non ci si riferisce quindi a una massa pari a $3 M_\pi$ ma al modulo del quadrimpulso dato dalla somma dei singoli quadrimpulsi dei pioni.

può scrivere:

$$E_\mu^* = \frac{M_{B_s}^{*2} + M_\mu^2 - M_\tau^2}{2M_{B_s}} \quad (3.7)$$

$$\gamma_{B_s, \mu}^{1,2} = \frac{E_\mu^* E_\mu \pm p_{L\mu}^* p_{L\mu}}{M_\mu^2 + p_{T\mu}^2} \quad (3.8)$$

Come nel caso precedente rimane sempre un'ambiguità quadratica. Infine, sempre per un punto fissato sulla traccia del muone, sfruttando il vertice del τ , può essere individuato un angolo di apertura definito dalle direzioni dei due leptoni, e imponendo il decadimento del B_s , tramite la conservazione del quadrimpulso, si può trovare un'espressione per l'energia del τ e quindi risalire nuovamente al boost del B_s . Definito

$$A^2 = M_{B_s}^2 - M_\tau^2 - M_\mu^2 \quad (3.9)$$

si ottiene

$$E_\tau = \frac{A^2 E_\mu \pm \sqrt{A^4 E_\mu^2 - (E_\mu^2 - p_\mu^2 \cos^2 \theta_{\mu\tau}) (4p_\mu^2 \cos^2 \theta_{\mu\tau} M_\tau^2 + A^4)}}{2(E_\mu^2 - p_\mu^2 \cos^2 \theta_{\mu\tau})} \quad (3.10)$$

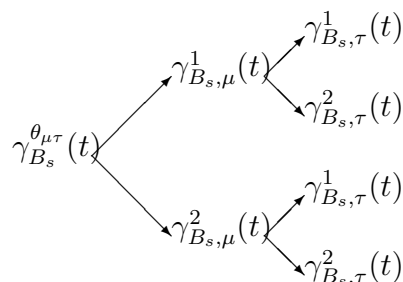
$$\gamma_{B_s}^{\theta_{\mu\tau}} = \frac{E_\tau + E_\mu}{M_{B_s}} \quad (3.11)$$

Anche qui l'energia del τ presenta un'ambiguità quadratica ma l'unica soluzione fisicamente possibile è quella col segno positivo in quanto l'altra, la più piccola, corrisponde a una direzione del τ che forma un angolo di $\pi - \theta_{\mu\tau}$ con la traiettoria del muone, ed evidentemente questo non è possibile, se non per eventi in cui l'impulso del B_s^0 è sufficientemente piccolo, tuttavia verrà mostrato in seguito come il trigger porti a uno spostamento dello spettro in impulso del mesone ad alti valori escludendo questo tipo di soluzione.

Fino ad ora si è fissato il punto di decadimento del B_s pertanto i cinque valori di γ ricavati sono ancora funzioni di tale punto. Poiché esso può essere identificato semplicemente dal parametro t che individua una posizione sulla retta del μ , si dispone di cinque curve che sono funzioni dello stesso parametro.

Tuttavia il valore di γ_{B_s} può essere uno solo, ed inoltre, nei casi di ambiguità quadratica, solo una delle due funzioni può essere considerata.

Si individuano quindi quattro terne di funzioni che rappresentano le quattro configurazioni² possibili del decadimento e possono essere così individuate:



Ovviamente solo una terna corrisponde al vero decadimento e pertanto al variare del parametro t le $\gamma(t)$ relative a tale terna devono convergere, in corrispondenza dell'effettivo punto di decadimento nel punto t^* , a un medesimo valore $\gamma(t^*)$, come mostrato a titolo di esempio in Figura 3.6. In generale non si può dire nulla sul comportamento delle altre terne per altri valori di t e della posizione del vertice del τ e questo si rivelerà un problema in seguito.

3.1.1 Costruzione dell'algoritmo di fit

Da questo punto in poi si indicano come *quantità vere* le quantità non affette da errore strumentale e come *quantità misurate* quelle che tengono conto di questo errore. L'implementazione del fit e la verifica del suo funzionamento utilizzando quantità vere, ossia senza effetti di ricostruzione, deve tenere conto della futura applicazione a dati ricostruiti. La procedura scelta può essere schematizzata come segue:

- si determina il piano in cui giace il decadimento;
- si varia la posizione del vertice del τ ;
- per ogni spostamento del vertice del τ si ricerca il punto di decadimento del B_s^0 effettuando una scansione sulla traccia del μ ;

²Bisogna considerare tutte le combinazioni possibili tra μ e π emessi in avanti o all'indietro nel riferimento in cui rispettivamente il B_s e il τ sono a riposo

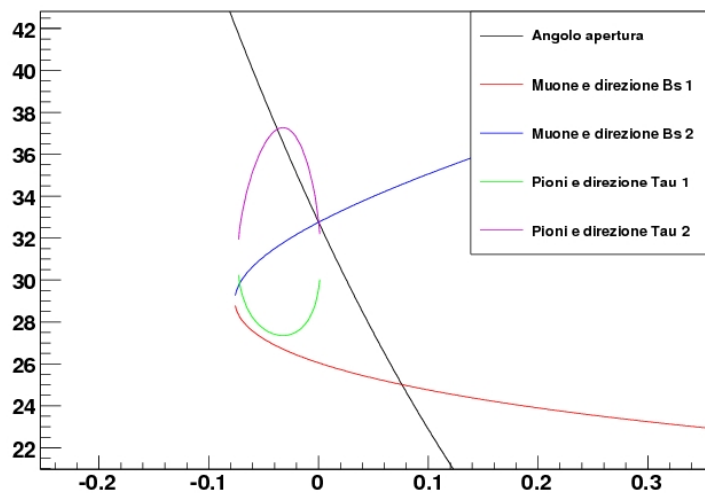


Figura 3.6: Cinque curve relative ai valori di γ del B_s al variare del punto sulla traccia del muone (in mm), il punto 0 in ascissa corrisponde al vero vertice di decadimento

- si valutano a ogni passo lo spostamento del vertice del τ e il comportamento delle terne di funzioni γ .

In conseguenza di quanto appena detto, le precedenti funzioni $\gamma_{B_s}(t)$ diventano ora delle $\gamma_{B_s}(t, \vec{x}_\tau)$. Tuttavia esse sono funzioni solamente di due

parametri in quanto la loro dipendenza non è tanto nella posizione assoluta nel piano del vertice del τ (individuabile da due coordinate), quanto dalla direzione del leptone che essa individua per un t fissato (individuabile da un angolo, per esempio rispetto alla direzione del muone).

Poiché l'implementazione del fit consiste nella scelta della miglior coppia di parametri, il primo passo è definire una regione fisica e ragionevole su cui effettuare una scansione in modo da velocizzare e ottimizzare l'algoritmo, successivamente si valuta passo passo il comportamento delle tre terne in modo da trovarne il punto di convergenza, come mostrato in Figura 3.6.

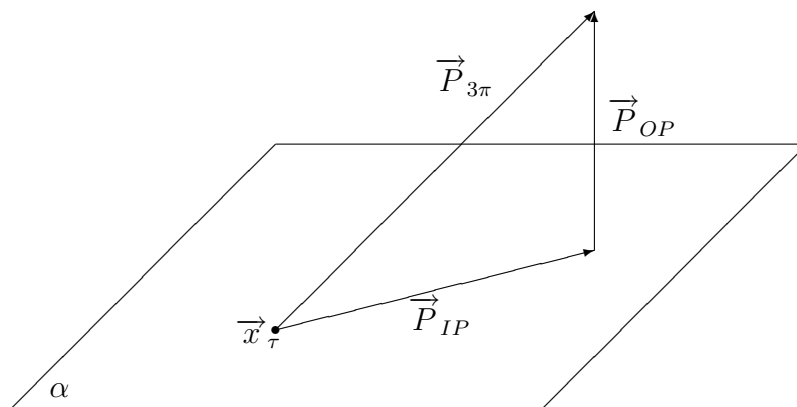


Figura 3.7: Rapporto tra l'impulso dei pioni e il piano di decadimento.

In precedenza si è mostrato come l'impulso trasverso massimo dei pioni rispetto alla direzione di volo del τ abbia un valore fissato da quello della loro massa invariante; chiameremo questo valore P_T^{max} . Dalla Figura 3.7 si può notare come sia possibile separare l'impulso dei pioni $\vec{P}_{3\pi}$ in due componenti: una perpendicolare al piano, \vec{P}_{OP} , e una parallela al piano, \vec{P}_{IP} . Poiché nella procedura di fit la modifica della direzione di volo del τ avviene solo sul piano, per un dato evento, \vec{P}_{OP} è fissato e pertanto è fissato anche \vec{P}_{IP} . Per una posizione del vertice del τ fissata, questo permette la determinazione di due estremi per la scansione lungo t . Infatti al variare di t cambia la direzione di volo del leptone e pertanto anche il suo impulso trasverso, che tuttavia non può superare il suo valore massimo, restringendo l'intervallo. Tuttavia poichè l'impulso trasverso fuori dal piano rimane fissato si può definire un

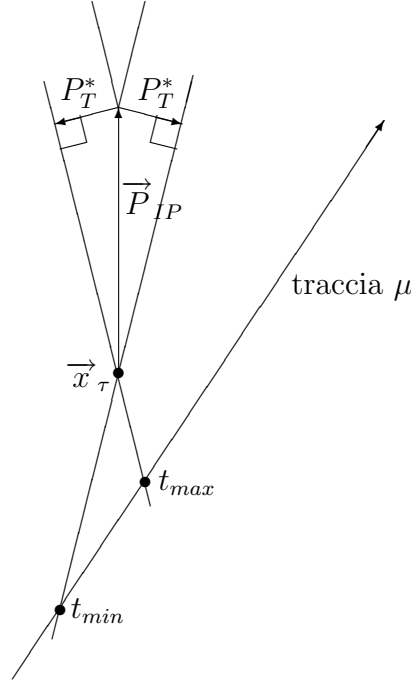


Figura 3.8: Determinazione degli estremi di scansione sulla traccia del μ .

massimo impulso trasverso all'interno del piano nel seguente modo:

$$P_T^* = \sqrt{(P_T^{max})^2 - |\vec{P}_{OP}|^2} \quad (3.12)$$

La Figura 3.8 mostra come esistano due valori di t , t_{min} e t_{max} , relativi al valore P_T^* dell'impulso nel piano che corrispondono a due differenti direzioni del leptone. La regione sulla traccia del μ entro questi valori corrisponde pertanto alla regione *fisica* entro la quale ha senso effettuare una scansione. Questa regione cambia chiaramente per ogni posizione del vertice del τ .

Come già detto, la dipendenza delle funzioni γ_{B_s} dalla posizione del τ può essere ridotta semplicemente a una dipendenza angolare e pertanto, riferendosi alla Figura 3.9, lo spostamento del vertice viene effettuato agli inizi parallelamente alla direzione del muone fino alla posizione \vec{x}'_τ . Successivamente, sulla congiungente questo punto con il punto individuato da t^* si sceglie il punto \vec{x}^*_τ in quanto esso risulta più vicino alla posizione iniziale del vertice \vec{x}_τ . Quest'ultimo passaggio non ha alcun effetto sul calcolo delle fun-

zioni γ_{B_s} , tuttavia produce una stima più corretta dell'effettivo spostamento del vertice del τ , che altrimenti risulterebbe sovrastimato.

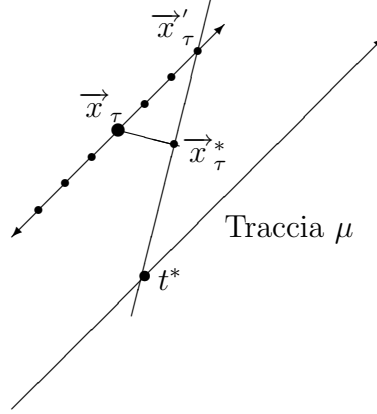


Figura 3.9: Schema della procedura di spostamento del vertice del τ .

A questo punto si procede col calcolo delle funzioni gamma al variare del parametro di t e della posizione del vertice del τ . Le quantità prese in considerazione per la scelta della terna sono lo spostamento del vertice e la distanza tra le curve di ciascuna terna, quest'ultima definita come segue:

$$\sigma_\gamma^2 = (\gamma_1 - \langle \gamma \rangle)^2 + (\gamma_2 - \langle \gamma \rangle)^2 + (\gamma_3 - \langle \gamma \rangle)^2 \quad (3.13)$$

dove $\gamma_{1,2,3}$ rappresentano le tre funzioni di una terna e $\langle \gamma \rangle$ è il valor medio delle stesse. Per ciascuna terna sono scelti quei parametri che minimizzano la seguente quantità:

$$\Delta^2 = \sigma_\gamma^2 + |\vec{x}_\tau - \vec{x}_\tau^*|^2 \quad (3.14)$$

Infine tra le quattro terne viene scelta quella col minimo Δ^2 .

Vale la pena ora spiegare le ragioni per le quali si è inserito un termine dipendente dallo spostamento del vertice del τ nell'espressione di Δ^2 . Infatti, sebbene una semplice minimizzazione in σ_γ^2 possa sembrare sufficiente, la presenza di ambiguità sul punto di convergenza delle funzioni per alcune configurazioni del sistema rende necessario questo termine.

Innanzitutto notiamo che $\gamma_{B_s}^{\theta_{\mu\tau}}(t)$ e la coppia $\gamma_{B_s,\tau}^1(t) - \gamma_{B_s,\tau}^2(t)$ non dipendono dalla posizione del vertice primario, pertanto una variazione di t può essere compensata da un corrispondente spostamento del vertice formato dai pioni, e il valore di γ al quale le due curve si incrociano è invariante per traslazioni. L'utilizzo dell'informazione proveniente da $\gamma_{B_s,\mu}^1(t)$ e $\gamma_{B_s,\mu}^2(t)$, risolve il problema facendo uso del vertice primario e non possiedono dunque tale invarianza per traslazione. Tuttavia rimane ancora un'ambiguità di tipo discreto quando le curve $\gamma_{B_s}^{\theta_{\mu\tau}}(t)$ e $\gamma_{B_s,\tau}^{1,2}(t)$ si incrociano in due punti.

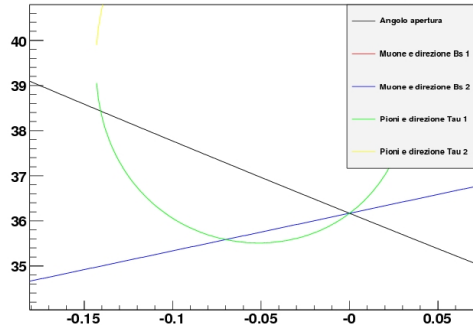


Figura 3.10: Convergenza delle funzioni γ al corretto valore di t .

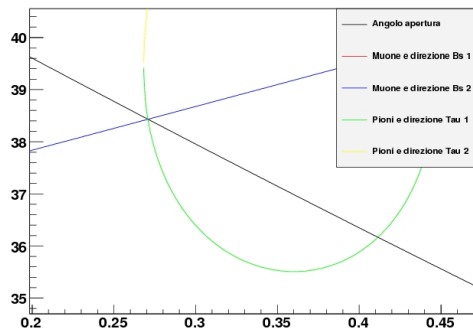


Figura 3.11: Convergenza delle funzioni γ a un valore di t non corretto.

A titolo di esempio si osservi la Figura 3.10. Essa mostra un caso particolare in cui $\gamma_{B_s}^{\theta\mu\tau}(t)$ e $\gamma_{B_s,\tau}^1(t)$ si incrociano in due punti, qui il vertice del τ non è stato spostato e si ottiene una convergenza della terna al valore corretto $t = 0$. Nella Figura 3.11 si mostra lo stesso evento in cui invece è stato spostato il vertice in maniera tale da produrre un corrispondente spostamento in t tale da far coincidere l'altro punto di incrocio tra le due curve con un altro punto sulla funzione $\gamma_{B_s,\mu}^2(t)$. In questa operazione accade sostanzialmente che, nello spazio del parametro t , $\gamma_{B_s,\mu}^2(t)$ non cambia, mentre trasla la coppia $\gamma_{B_s}^{\theta\mu\tau}(t) - \gamma_{B_s,\tau}^1(t)$ a valori di t più grandi.

L'unica differenza tra le due situazioni è appunto che in una si è spostato il vertice del τ . Una selezione su questo spostamento permette quindi di scartarla anche se ha σ_γ^2 nullo.

Si noti tuttavia che il caso sopra citato corrisponde a uno spostamento in t molto evidente. Tipicamente però le ambiguità analizzate producono spostamenti più piccoli, pertanto non è detto che tale effetto sia significativo nel caso di quantità ricostruite, in cui, mediamente, l'errore sulla determinazione del punto di decadimento del τ è di almeno un ordine di grandezza maggiore di errori dovuti ad ambiguità di questo tipo.

Capitolo 4

Effetti del trigger e della ricostruzione

Il campione di eventi studiato è stato generato nell'ambito del framework di LHCb quindi gli eventi simulati sono organizzati in modo da poter essere processati col software di analisi ROOT. La generazione si sviluppa a partire dalla simulazione completa (nel vuoto) dell'interazione pp e pertanto in ogni evento ci sarà un certo numero di particelle primarie prodotte tra le quali le coppie $B\bar{B}$. Uno dei mesoni B è forzato a decadere in μ e τ , a sua volta il τ è forzato a decadere in tre pioni più neutrino. In tutti gli eventi il B_s^0 è generato in un intervallo angolare di ± 200 mrad intorno alla direzione del fascio di protoni. Questo però non implica che anche i prodotti di decadimento siano nell'accettanza del rivelatore LHCb.

Successivamente viene simulata la risposta del rivelatore dalle particelle prodotte e si estraggono le osservabili richieste per l'analisi. Allo stesso modo è stato generato un campione di eventi di un possibile canale di fondo, $B_s \rightarrow D_s \mu \nu$, con $D_s \rightarrow KK\pi$. La scelta di questo canale fornisce uno spettro realistico dell'impulso del μ proveniente da decadimenti del B_s^0 diversi da $\mu\tau$. Lo spettro di massa invariante degli adroni del vertice secondario (quello del D_s) è tuttavia diverso da quello degli adroni provenienti dal τ .

La luminosità di LHC è tale che nei 25 ns di *bunch crossing* possa aver luogo più di una interazione pp. Per il segnale e il canale di fondo discussi in questa tesi ci si è limitati a studiare eventi in cui era presente un solo vertice di interazione primaria.

4.1 Difficoltà introdotte dalle collisioni pp e dall'efficienza di ricostruzione

L'acceleratore LHC produrrà collisioni pp ad alta energia ($\sqrt{s} = 14$ TeV). Tipicamente in questo tipo di reazioni sono prodotti un certo numero di pioni che possono causare una ambiguità nella identificazione di quelli provenienti dal decadimento del τ . Infatti poiché viene richiesto che vi sia un vertice secondario formato dalla convergenza nello spazio di tre traiettorie ricostruite, corrispondenti a tre pioni, la presenza di un numero elevato di pioni “primari” (~ 20 per evento in media) fa sì che il numero di combinazioni a tre pioni che formano un vertice può diventare enorme. Negli eventi studiati tale numero è dell'ordine del migliaio, se non si effettua alcuna selezione.

Per premettere una analisi dettagliata, gli eventi corrispondenti al segnale sono stati organizzati assegnando un *rango* a ciascuna delle combinazioni di tre pioni. Purché il μ provenga dal B_s^0 la combinazione (μ - vertice secondario) viene definita di rango n (con $n = 0, 1, 2, 3$) a seconda che il numero di pioni provenienti effettivamente dal decadimento del τ che formano il vertice secondario selezionato sia 3, 2, 1 o zero. Se il μ selezionato non proviene dal B_s^0 alla combinazione è assegnato rango 4.

In base a quanto sopra affermato relativamente alla generazione degli eventi, può accadere che non tutti i prodotti di decadimento del B_s^0 saranno all'interno dell'accettanza di LHCb e quindi “ricostruibili” pertanto non sempre tutte le particelle che identificano il segnale sono ricostruite. Questo può accadere sia perché esse non ricadono nell'accettanza del rivelatore sia perché il rivelatore presenta un'intrinseca efficienza di rivelazione che non è unitaria. Questo fatto è importante soprattutto nel caso dei pioni. Pertanto anche gli eventi sono stati organizzati in base a un rango sfruttando la definizione data per il rango delle combinazioni; il rango assegnato all'evento è quello della combinazione di rango minimo presente nell'evento stesso. In tutta l'analisi saranno considerati **segnale** solo eventi di rango 0.

4.2 Effetti dell'accettanza geometrica e del trigger

Parte dell'analisi si è rivolta allo studio degli effetti del trigger di LHCb sia sul segnale che sul fondo. L'elevata frequenza di *bunch crossing* rende impossibile una memorizzazione completa della mole di dati proveniente dal rivelatore ad ogni interazione. Pertanto è necessario preselezionare gli eventi in modo da ridursi a una frequenza accettabile, questo viene fatto introducendo un *trigger*. Grazie al trigger soltanto eventi che soddisfano certi requisiti, e sono quindi considerati significativi nell'ambito dell'esperimento, vengono scritti fisicamente su nastro e sono disponibili per l'analisi.

Il trigger di LHCb è composto da due stadi ed essi devono essere superati entrambi affinché l'evento venga memorizzato. Il primo trigger, detto di livello 0 (L0), è un trigger di tipo hardware e compie una prima scrematura degli eventi riducendone la frequenza da 4 MHz a qualche centinaio di kHz; il secondo stadio, detto High Level Trigger (HLT), è di tipo software e processa eventi che hanno superato in precedenza L0 e porta la frequenza a valori dell'ordine del kHz, ossia la frequenza di scrittura su nastro.

Data la diversità dei possibili canali di decadimento studiati a LHCb esistono differenti criteri di discriminazione sia per L0 che per l'HLT. Questa analisi è limitata agli eventi che soddisfano le condizioni imposte dal trigger detto L0(μ), ossia che nell'evento sia presente almeno un μ con impulso trasverso > 1.1 GeV. Nella Tabella 4.1 è mostrata la variazione del numero di eventi via via che sono applicate le condizioni di trigger sia per il segnale che per il fondo. La diminuzione del numero di eventi è dovuta essenzialmente al

	Eventi di segnale	Eventi di fondo
Eventi iniziali	6567	4489
Eventi con μ in accettanza	4139 (63%)	2874 (64%)
Eventi L0	3412 (82%)	1764(61%)

Tabella 4.1: Effetti del trigger sulla selezione degli eventi

fatto che i muoni non sempre si trovano nell'accettanza geometrica del rive-

latore e inoltre sono presenti delle inefficienze nella sua ricostruzione. Infatti dalla distribuzione di pseudorapidità dei μ dal B_s^0 , mostrata in Figura 4.1, si può verificare come una frazione significativa di essi ricada fuori dall'accettazione nominale di LHCb, compresa nell'intervallo di pseudorapidità 1.9-4.9. Pertanto gli eventi con un muone dal B_s^0 "rivelabile" costituiscono, sia nel caso del fondo che in quello del segnale, il 64-65% del totale.

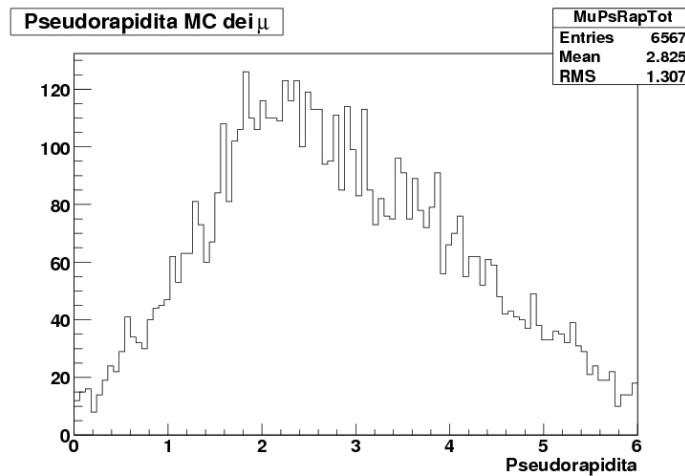


Figura 4.1: Pseudorapidità dei μ dal B_s^0 .

Riferendosi alla Figura 4.2 si nota inoltre come l'efficienza di ricostruzione non sia unitaria (in media $\sim 88\%$) e non sia uniforme all'interno dell'accettazione del rivelatore, questo porta ad un'ulteriore perdita di eventi. L'applicazione di L0 naturalmente riduce ancora il numero di eventi, tuttavia questa diminuzione è più importante nel caso del fondo. La causa di questo, visibile in Figura 4.3, è uno spettro differente per l'impulso trasverso del μ , che nel caso del fondo risulta mediamente più piccolo rendendo più difficile il superamento della soglia di trigger.

I criteri relativi all'HLT considerati in questa analisi, riassunti nella Tabella 4.2, sono di due tipi. Il primo si basa sui muoni e viene superato se nell'evento è presente un μ con un'impulso trasverso > 3 GeV e una significanza del parametro d'impatto rispetto al vertice primario > 3 . Il secondo è

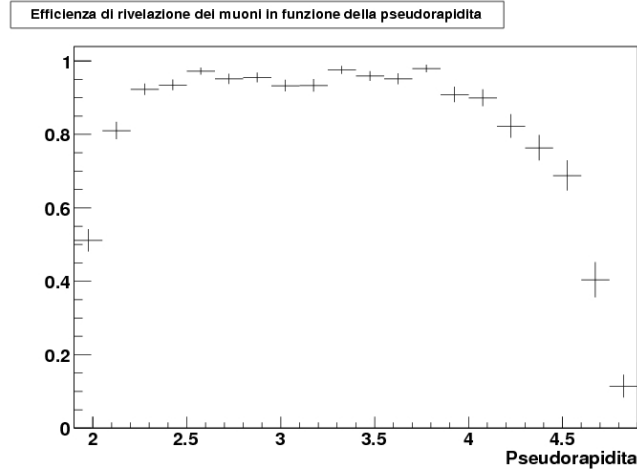


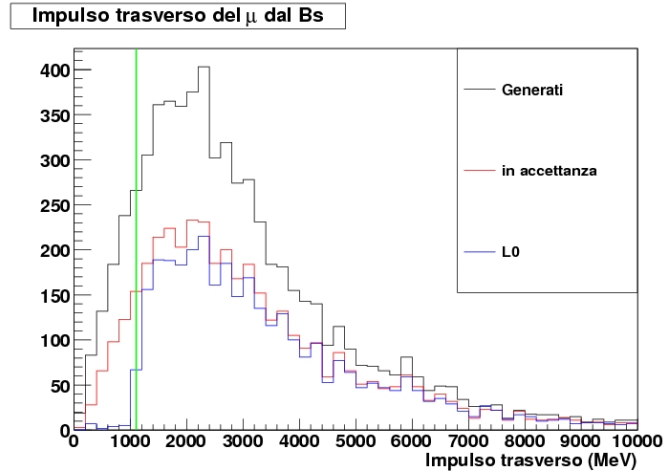
Figura 4.2: Efficienza di ricostruzione del μ in funzione della pseudorapidità.

di tipo adronico, ma si tratta in realtà di un pre-trigger in quanto il rate di eventi che produce è di circa 30kHz. Esso è a sua volta composto da due criteri distinti: uno a singolo adrone e uno a doppio adrone. Pertanto, affinché l'evento venga accettato, si richiede la presenza di almeno un adrone con impulso trasverso > 2.5 GeV e parametro d'impatto rispetto al vertice primario $> 150\mu\text{m}$ oppure la presenza di due adroni che abbiano entrambi parametro d'impatto $> 150\mu\text{m}$ e rispettivamente un impulso trasverso > 0.9 GeV e > 1.1 GeV.

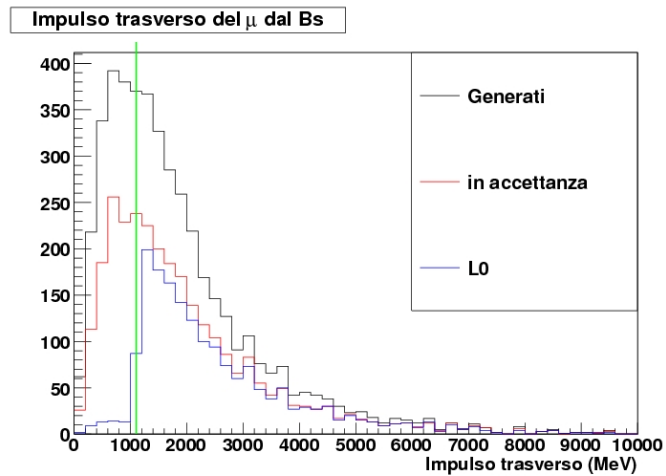
Tipo	Soglia
L0 μ	$P_t > 1.1$ GeV
HLT μ Alley	$P_t > 3$ GeV, $IPS > 3$
HLT Single hadron (pre-trigger)	$P_t > 2.5$ GeV, $IP > 150\mu\text{m}$
HLT Double hadron (pre-trigger)	$P_{t1} > 1.1$ GeV, $P_{t2} > 0.9$ GeV, $IP > 150\mu\text{m}$

Tabella 4.2: Trigger considerato per il $B_s \rightarrow \mu\tau$

L'applicazione del trigger porta a una modifica delle distribuzioni del rango degli eventi, come mostrato in Tabella 4.3. La tabella mostra varie



(a) Impulso trasverso monte carlo per i muoni del decadimento $B_s \rightarrow \mu\tau$.



(b) Impulso trasverso monte carlo per i muoni del decadimento $B_s \rightarrow D_s(D_s^*)\mu\nu$.

Figura 4.3: Impulsi trasversi del muone per il segnale e per il fondo.

composizioni fra i criteri di HLT e a ognuna corrisponde una differente popolazione di eventi e una differente distribuzione dei ranghi. Poiché lo scopo

ultimo dell'analisi è isolare eventi di segnale, ossia di rango 0, appare evidente come di fatto criteri di trigger che coinvolgano una selezione di tipo adronico abbiano caratteristiche migliori rispetto al solo criterio muonico. Infatti in quest'ultimo la percentuale di eventi di rango superiore allo zero è sensibilmente più alta degli altri. Questo è dovuto al fatto che il criterio è insensibile agli adroni e quindi anche ai pioni provenienti dal decadimento del τ e al rango dell'evento. A livello di trigger adronico infatti un evento di rango 0 ha maggiori possibilità di triggerare rispetto a un evento di rango superiore perché i pioni provenienti dal decadimento del τ hanno mediamente un grande impulso trasverso. Questa possibilità si riduce via via che il rango dell'evento aumenta. Nella'analisi successiva verrà utilizzato un HLT che accetti sia eventi di tipo muonico che di tipo adronico.

Eventi	L0(μ)	HLT μ	HLT had	HLT μ or had	HLT μ and had
Totali	3412	1398	807	1808	397
Rango 0	654	283	284	430	137
Rango 1	1011	465	287	604	148
Rango 2	843	389	154	454	89
Rango 3	756	228	61	269	20
Rango 4	148	33	21	51	3

Tabella 4.3: Organizzazione per rango degli eventi in seguito all'applicazione di vari criteri di trigger.

Oltre al muone, per la ricostruzione completa del decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ è essenziale identificare anche tutti i pioni provenienti dal decadimento del τ . E' ragionevole dunque chiedersi quali siano gli effetti dell'accettazione limitata del rivelatore e degli algoritmi di ricostruzione su queste particelle. Nella Tabella 4.4 è mostrato il numero di eventi per il quale il muone e tre, due, uno o nessuno dei pioni è in accettazione (e quindi "ricostruibile") è di fatto ricostruito. Si osserva come il 36% di eventi che "potenzialmente" sono ricostruibili come rango 0 venga poi effettivamente ricostruito come tale. Si vuole far notare che, poiché l'efficienza media di ricostruzione sul singolo π è circa il 70% (Figura 4.5) e quella sul μ è vicina al 90%, si potrebbe stimare a priori un'efficienza di ricostruzione totale dell'evento (i tre pioni e il muone)

	Ricostruibile	Ricostruiti				
		Rango 0	Rango 1	Rango 2	Rango 3	Rango 4
Rango 0	1178	430	482	241	37	14
Rango 1	298	0	122	122	49	6
Rango 2	161	0	0	91	79	5
Rango 3	99	0	0	0	104	4
Rango 4	72	0	0	0	0	22

Tabella 4.4: Ripartizione degli eventi secondo la loro “ricostruibilità” in termini di accettazione e l’effettiva ricostruzione.

come il prodotto delle singole efficienze. Una stima di questo tipo prevede un’efficienza del 30% ma tuttavia non è concettualmente corretta in quanto presuppone che le particelle siano tra loro indipendenti. La correlazione tra le direzioni delle particelle dello stato finale del decadimento, come per esempio quella tra i tre pioni mostrata in Figura 4.5, fa in modo che questa efficienza sia leggermente superiore.

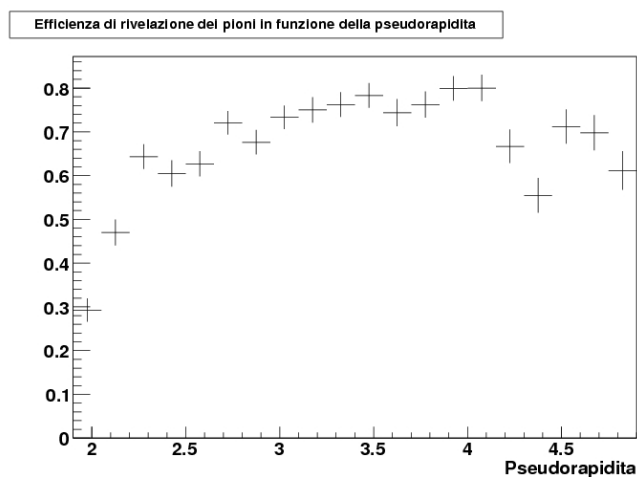


Figura 4.4: Efficienza in funzione della pseudorapidità per i pioni del decadimento del τ .

L’effetto combinato del trigger e della ricostruzione ha l’effetto di modificare le distribuzioni delle variabili e in particolare di spostare l’impulso medio

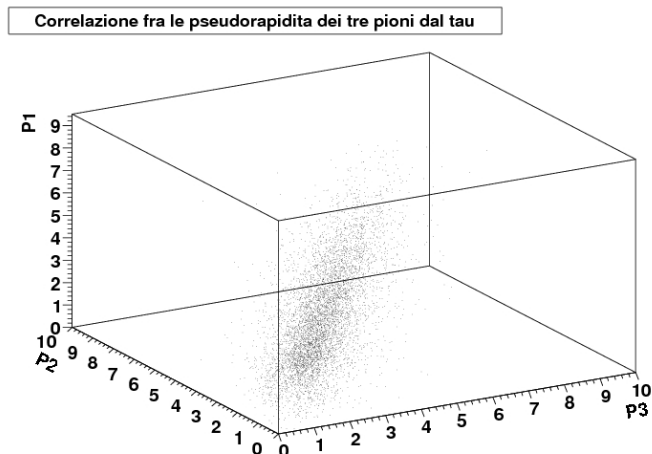


Figura 4.5: Correlazione fra le pseudorapidità dei pioni provenienti dal decadimento del τ .

del B_s^0 verso valori maggiori, come mostrato in Figura 4.2. Questo accade a causa dell'imposizione di una soglia sull'impulso trasverso del muone che porta alla selezione di eventi con impulsi più grandi, ed essendo l'impulso del muone strettamente dipendente da quello del B_s si avrà, in media, uno spostamento di quest'ultimo a valori maggiori. Impulsi maggiori significano anche maggiori distanze percorse dal τ e dal B_s^0 . Come conseguenza di questo fatto accade che tutte le distanze relative tra il vertice primario, il vertice del B_s^0 e il vertice del τ diventano in media maggiori. In particolare questo succede anche per una quantità osservabile dal rivelatore come la distanza tra il vertice primario e il vertice del τ , mostrata in Figura 4.2.

4.3 Effetti della ricostruzione sulla misure dei vertici

In questa analisi, soprattutto per quanto riguarderà la procedura di fit, risulta di cruciale importanza la ricostruzione dei vertici. Nella Figura 4.8 è mostrata la differenza tra le coordinate misurate del vertice primario e quelle

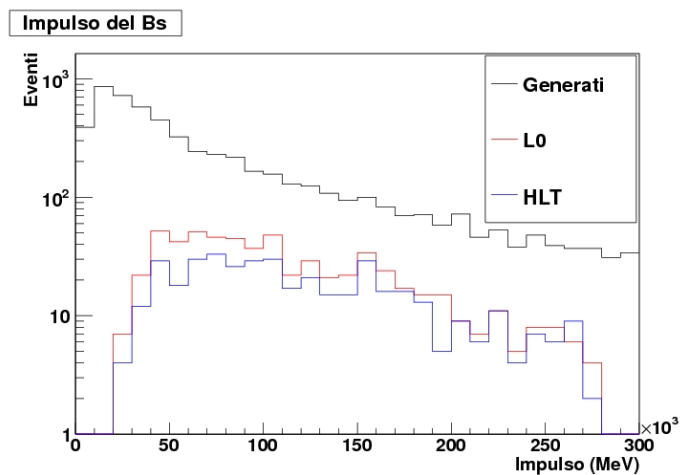


Figura 4.6: Effetti del trigger sulla distribuzione dell'impulso del B_s^0 .

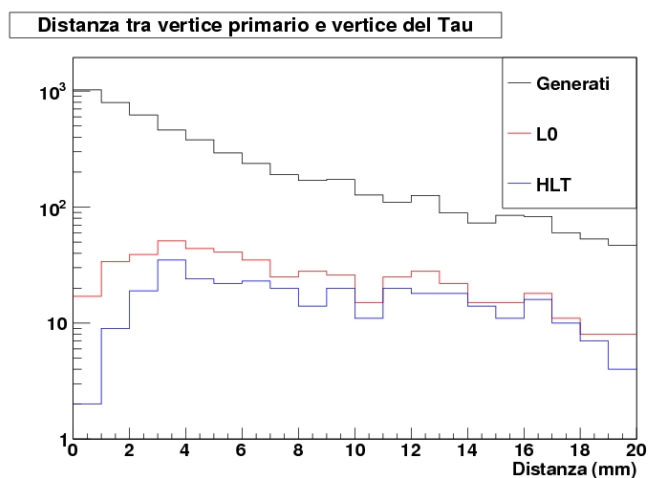


Figura 4.7: Effetti del trigger sulla distribuzione della distanza tra il vertice primario e il vertice del τ .

del Monte Carlo. Come si può notare la risoluzione è migliore sulle coordinate trasverse, circa $10\mu\text{m}$, mentre peggiora nella direzione longitudinale arrivando a $\sim 60\mu\text{m}$.

Poiché la posizione del vertice viene stimata effettuando un fit sulle tracce, appare chiaro che la determinazione del vertice del τ , essendo il risultato di un fit su solamente tre tracce, deve essere affetta da errori maggiori. Questo è evidente dalla Figura 4.9, che mostra la differenza tra il vertice Monte Carlo e quello ricostruito nelle combinazioni di rango 0, in cui si nota una risoluzione trasversa media di $\sim 60\mu\text{m}$ mentre quella longitudinale è dell'ordine del millimetro.

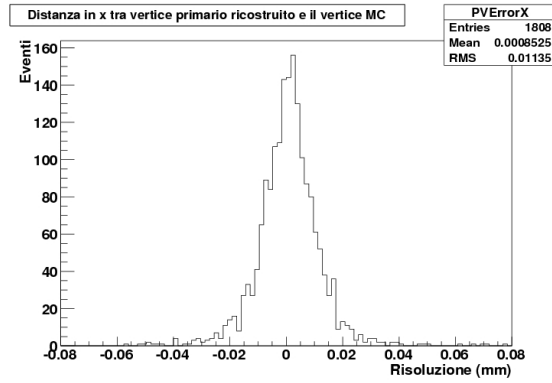
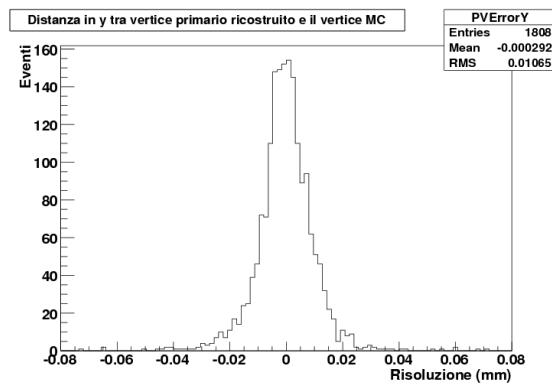
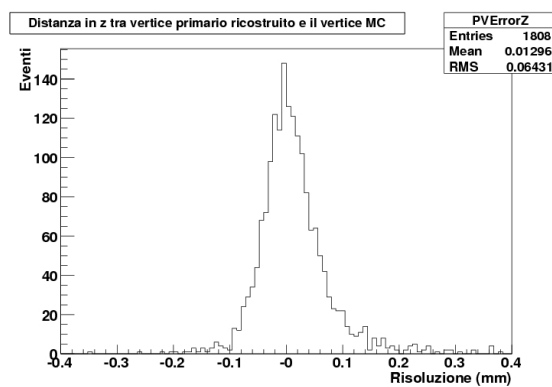
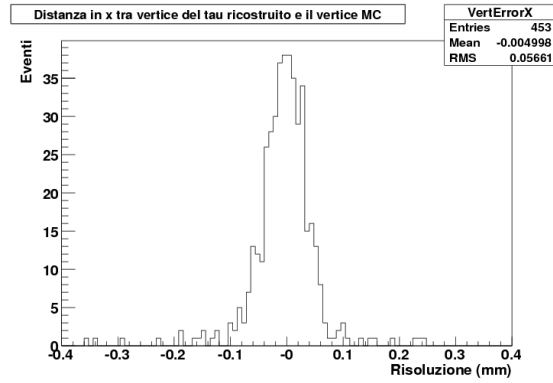
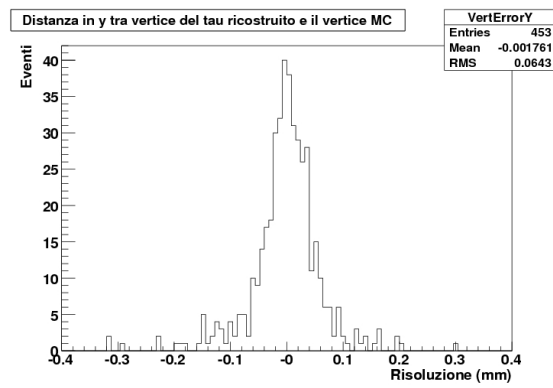
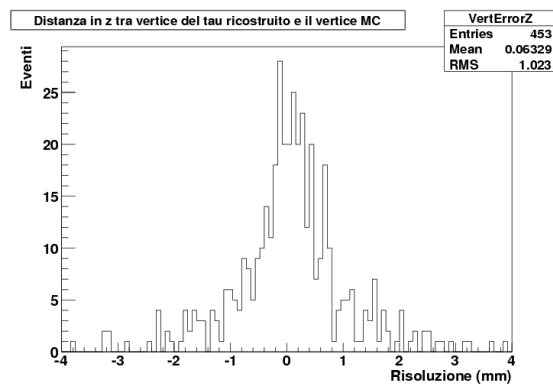
(a) Risoluzione nella direzione x .(b) Risoluzione nella direzione y .(c) Risoluzione nella direzione z .

Figura 4.8: Differenza tra le coordinate ricostruite e le coordinate Monte Carlo per il vertice primario.

(a) Risoluzione nella direzione x .(b) Risoluzione nella direzione y .(c) Risoluzione nella direzione z .Figura 4.9: Differenza tra le coordinate ricostruite e le coordinate Monte Carlo per il vertice del τ .

Capitolo 5

Selezione degli eventi tramite criteri standard

Ci siamo riproposti un confronto fra la selezione effettuata con il metodo del fit vincolato descritto nel Capitolo 3 e quella “standard”, ossia determinata da tagli su variabili che differenziano il segnale dal fondo. In questo capitolo ci occupiamo di questa seconda selezione identificando per prima cosa le variabili di interesse. Queste sono distinte in variabili di tipo geometrico e variabili di tipo dinamico. Le prime rendono conto di proprietà generali e non sono proprie soltanto del decadimento studiato, mentre le seconde riguardano proprietà più strettamente legate al particolare decadimento $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$. La situazione è resa più complessa dal grande numero di combinazioni che si ottengono, esse sono organizzate nella Tabella 5.1. Si nota come in eventi di un dato rango esistano un certo numero di combinazioni di rango inferiore che hanno ovviamente una molteplicità maggiore rispetto a quelle di rango più basso.

5.1 Variabili di tipo geometrico

Le grandezze di tipo geometrico ritenute significative nell’ambito del decadimento studiato sono le seguenti:

- Significanza della distanza tra vertice primario e vertice del τ ;
- χ^2 del vertice corrispondente a tre tracce di pioni;

Combinazioni	Eventi				
	Rango 0	Rango 1	Rango 2	Rango 3	Rango 4
Rango 0	430	0	0	0	0
Rango 1	13348	6128	0	0	0
Rango 2	137084	127742	44196	0	0
Rango 3	387300	557945	423710	262511	0
Rango 4	205209	255763	153455	117435	107787

Tabella 5.1: Ripartizione per rango delle combinazioni e degli eventi.

- Angolo fra due piani definibili dalle osservabili del segnale;
- Parametro d'impatto del μ rispetto al vertice dei pioni e al vertice primario.

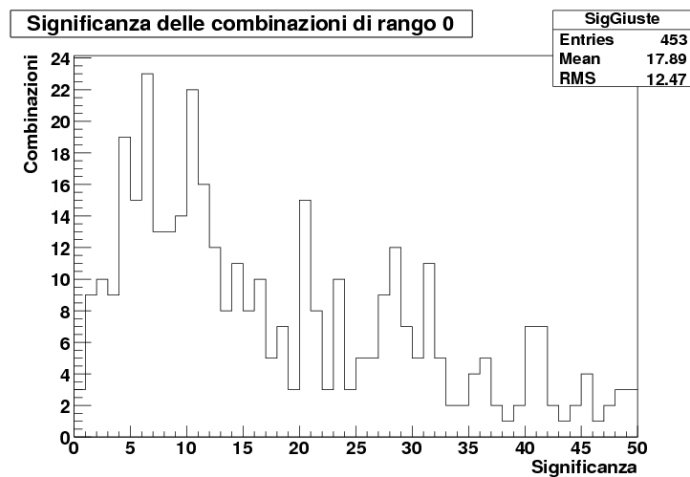
La significanza della distanza tra i vertici, è definita come:

$$s = \frac{|\vec{x}_{pv} - \vec{x}_{\tau v}|}{\sigma_{pv-\tau v}} \quad (5.1)$$

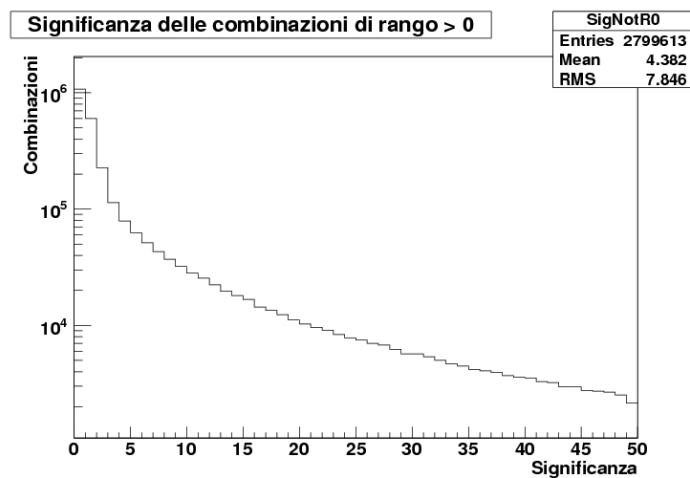
dove s è appunto la significanza, al secondo membro si ha invece al numeratore il modulo della distanza tra i vertici e al denominatore l'errore sulla sua misura. Un alto valore di s è indice di una buona risoluzione angolare nella determinazione della congiungente i vertici, infatti è sintomo o di una grande distanza tra i vertici e/o di un piccolo errore sulla distanza.

Facendo riferimento agli effetti del trigger sugli eventi (Capitolo4), si intuisce come, effettuando un taglio ad alti valori della significanza, si ha la possibilità di eliminare gran parte dei pioni provenienti dal vertice primario, infatti le combinazioni di questi pioni avranno una piccola distanza da esso mentre mediamente l'errore di ricostruzione dei vertici rimane lo stesso. La Figura 5.1 mostra infatti come le distribuzioni di significanza per le combinazioni di rango 0 e per le altre siano nettamente differenti, e i valori medi nei due casi, di ~ 18 e di ~ 4.4 rispettivamente, confermano quanto si detto in precedenza.

Il vertice assegnato a ciascuna combinazione di pioni è il risultato di una procedura di fit sulle tracce degli stessi pertanto a ognuno di essi corrisponderà un χ^2 che da un'indice di quanto effettivamente le tre tracce formino



(a) Significanza delle combinazioni di rango 0.

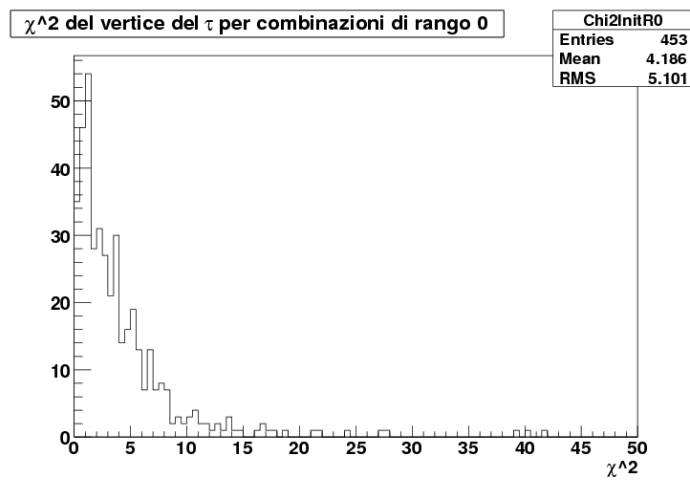


(b) Significanza delle combinazioni di rango > 0.

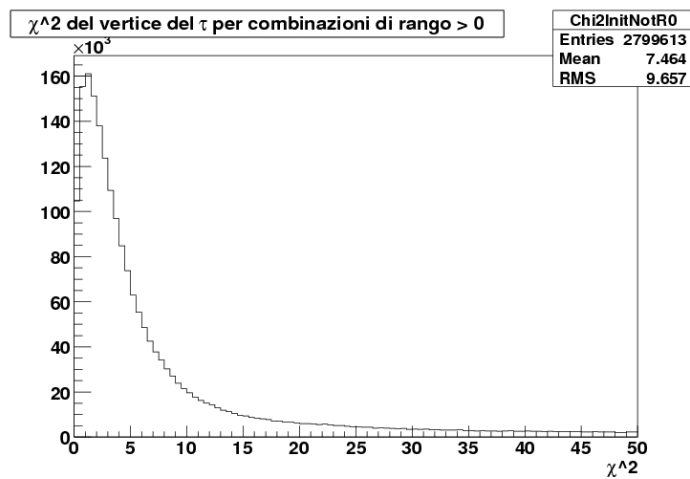
Figura 5.1: Significanza della distanza tra vertice primario e vertice dei pioni.

un vertice. Purtroppo non è un criterio molto efficace in quanto anche tre pioni provenienti dal vertice primario possono avere un χ^2 buono, provenendo di fatto dallo stesso vertice. Verrà preso in considerazione seppure il

suo ruolo nella selezione degli eventi sia marginale. La sua distribuzione per combinazioni di rango 0 è mostrata in Figura 5.2.



(a) χ^2 per combinazioni di rango 0.



(b) χ^2 per combinazioni di rango > 0.

Figura 5.2: χ^2 del vertice formato da tre pioni.

Un criterio più efficace è invece la stima della planarità dell'evento, infatti, poichè il decadimento è a due corpi, deve succedere che, almeno idealmente la traccia del muone e i vertici primario e del τ devono giacere sullo stesso vertice. Date le grandezze ricostruibili dal rivelatore è possibile definire almeno due piani distinti. La scelta di essi può essere fatta in più modi, tuttavia si è studiato che quella che garantisce una maggior distinzione tra le combinazioni di rango 0 e il resto è la seguente:

- Piano 1: definito dall'impulso del μ e dal vettore che va dal vertice primario a quello dei tre pioni;
- Piano 2: definito dall'impulso del μ e dal vettore che va dal vertice primario a un punto sulla traccia del muone.

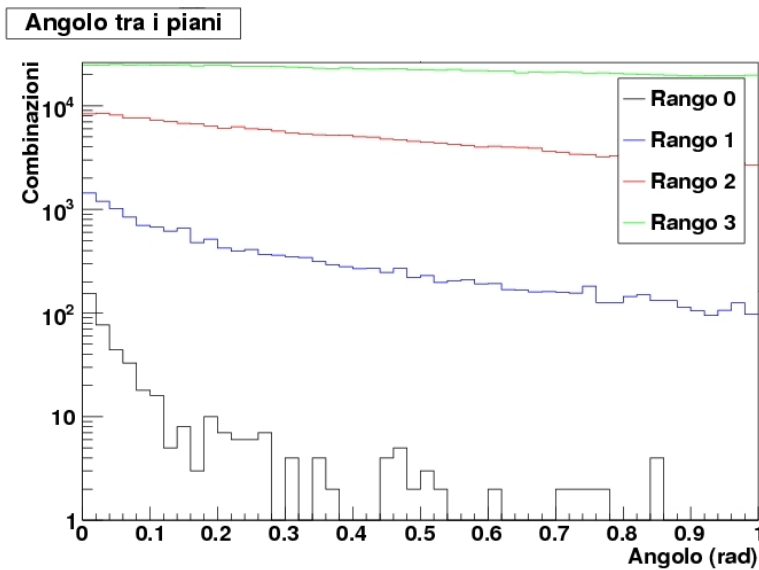


Figura 5.3: Angolo fra i piani per diversi ranghi di combinazioni.

Nella Figura 5.3 si può notare come le combinazioni di rango 0 abbiano valori dell'angolo più piccoli delle altre, inoltre risulta evidente come all'aumentare del rango della combinazione la distribuzione diventi sempre meno piccata a

zero. Questo accade perchè più diminuisce il numero di pioni provenienti dal τ più si perde l'informazione relativa al vertice vero e quindi viene meno la planarità.

L'ultimo criterio geometrico utilizzato è il parametro d'impatto del μ rispetto al vertice primario e al vertice del τ . L'unica richiesta che verrà fatta è che il prolungamento ideale della traccia del muone passi tra i due vertici.

5.2 Variabili di tipo dinamico

Le variabili di tipo dinamico ritenute significative per la selezione sono:

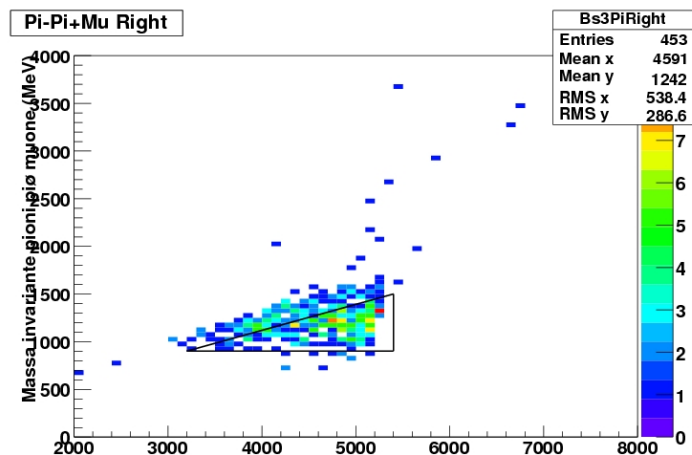
- Massa invariante dei tre pioni, $M_{3\pi}$;
- Massa invariante dei tre pioni e del μ , $M_{3\pi,\mu}$;
- Impulso trasverso dei tre pioni rispetto all'asse del fascio.

In assenza dell'informazione proveniente dal neutrino non si può ottenere una distribuzione di massa invariante per il τ e per il B_s che sia piccata ai rispettivi valori delle masse, tuttavia è possibile ottenere comunque uno spettro di masse compatibili con l'ipotesi di tali particelle. Pertanto si è studiata la distribuzione di massa invariante dei tre pioni e quella dei tre pioni e del muone per il segnale e per il fondo. Come mostra la Figura 5.4 le combinazioni di rango 0 sono concentrate prevalentemente in una zona individuata approssimativamente dagli estremi:

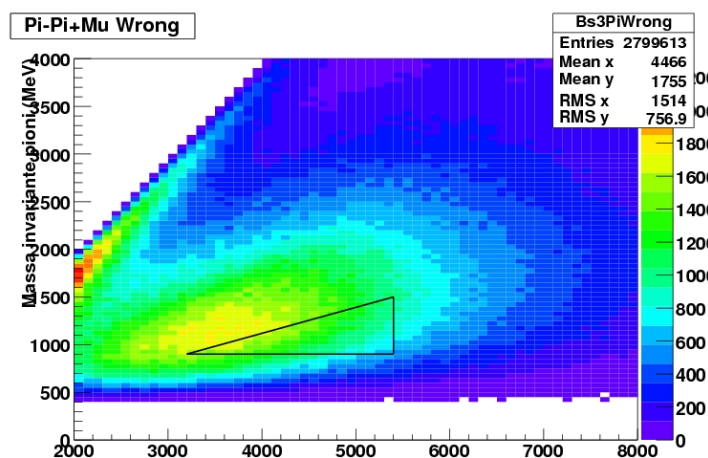
$$\begin{aligned} 3200 \text{ MeV} &< M_{3\pi,\mu} < 5400 \text{ MeV} \\ 900 \text{ MeV} &< M_{3\pi} < 1500 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Le altre combinazioni, diversamente distribuite, occupano una zona più vasta, come mostrato nella stessa figura. La Figura 5.5 mostra come nel caso del fondo la distribuzione delle masse invarianti sia molto simile a quella delle combinazioni di rango > 0 .

L'impulso trasverso dei tre pioni, oltre che essere una variabile importante per la selezione degli eventi, è importante anche per il trigger adronico.



(a) Combinazioni di rango 0.



(b) Combinazioni di rango > 0.

Figura 5.4: Distribuzione della massa invariante dei tre pioni in funzione della massa invariante dei tre pioni più il muone per combinazioni di segnale.

Infatti dalla Tabella 4.1 si nota come buona parte delle combinazioni di rango 0 (453 in totale) superino tale trigger. La ragione per la quale il loro impulso trasverso è mediamente più grande di quello dei pioni dal primario

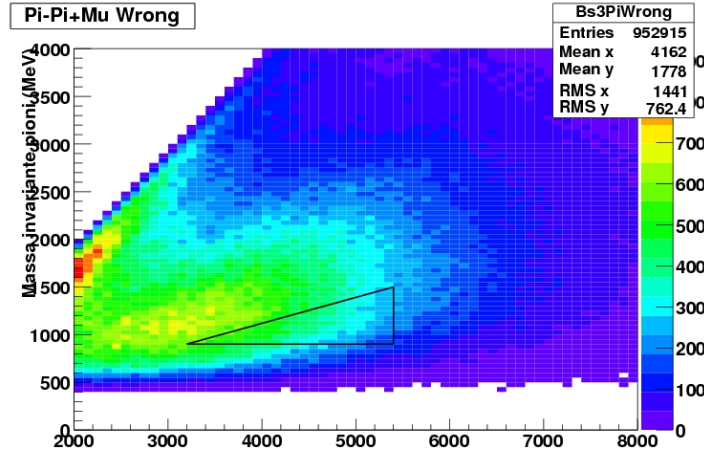
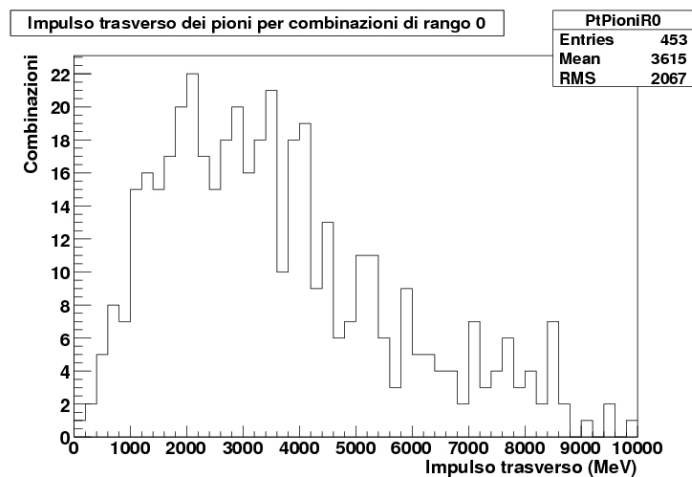


Figura 5.5: Distribuzione della massa invariante dei tre pioni in funzione della massa invariante dei tre pioni più il muone per combinazioni di fondo.

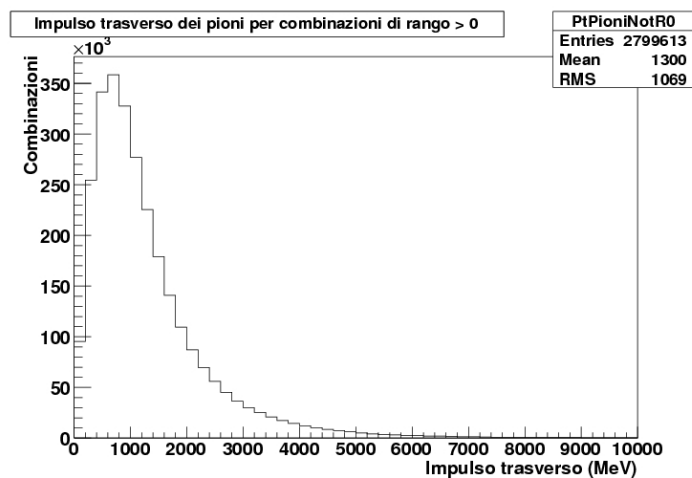
e facilmente intuibile, se si tiene conto che questi pioni derivano dal decadimento di un B_s . Infatti, sebbene nel sistema di riferimento in cui il B_s è a riposo l'impulso del τ sia fissato (~ 2.4 GeV) e la distribuzione angolare sia uniforme, quest'ultima affermazione non è più vera nel sistema di riferimento del laboratorio dove la distribuzione dell'impulso trasverso diventa piccata al valore massimo di tale impulso. A questo punto si avrà che mediamente i pioni provenienti dal τ avranno una componente di impulso trasverso maggiore rispetto a quelli provenienti dal primario. In Figura 5.6 è mostrata la distribuzione degli impulsi trasversi per le combinazioni di rango 0 e per le restanti.

5.3 Scelta dei tagli e risultati

Viste le distribuzioni delle variabili sopra esposte si sono operati dei tagli su di esse in modo da ridurre il numero medio di combinazioni per evento. Chiaramente, operare un taglio sulle combinazioni significa anche operare un taglio sugli eventi, in quanto può succedere che in un dato evento nessuna



(a) Impulso trasverso per le combinazioni di rango 0.



(b) Impulso trasverso per le combinazioni di rango > 0.

Figura 5.6: Impulso trasverso dei tre pioni rispetto al fascio.

combinazione di tre pioni e un muone soddisfi i criteri imposti, pertanto l'evento viene escluso. Lo scopo principale è selezionare solamente eventi di rango 0, in cui è presente il segnale, tuttavia all'interno di questi stessi eventi

sono presenti combinazioni di rango inferiore, che si vogliono egualmente eliminare.

I tagli geometrici scelti sono i seguenti:

- Significanza della distanza vertice primario-vertice dei pioni > 3 ;
- χ^2 vertice dei pioni < 20 ;
- Angolo fra i piani < 0.1 rad;
- Parametro d'impatto del muone positivo rispetto al vertice primario e negativo rispetto al vertice dei pioni.

L'unico taglio puramente dinamico è operato sulle masse invarianti, con le seguenti richieste:

- $M_{3\pi}$ compresa nell'intervallo 900-1500 MeV;
- $M_{3\pi,\mu}$ compresa nell'intervallo 3200-5400 MeV;
- $M_{3\pi} < [900 + 0.36 * (M_{3\pi,\mu} - 3200)]$ MeV.

I primi due tagli definiscono una regione rettangolare nello spazio delle masse invarianti, il terzo rappresenta geometricamente la diagonale di questo rettangolo che va dal punto di coordinate ($M_{3\pi} = 900$ MeV, $M_{3\pi,\mu} = 3200$ MeV) al punto ($M_{3\pi} = 1500$ MeV, $M_{3\pi,\mu} = 5400$ MeV). Quindi sono selezionate solamente le combinazioni al di sotto di tale diagonale. Le combinazioni selezionate con questo criterio sono quelle racchiuse dal triangolo in Figura 5.4.

L'applicazione di questi tagli in successione ha portato a una diminuzione del numero di eventi, mostrata in Tabella 5.2, e delle combinazioni in Tabella 5.3.

Va osservato che questa selezione arricchisce il campione in eventi da rango 0. Infatti la frazione di eventi di rango zero/totali passa da 23.8% del campione iniziale a 52.3% dopo la selezione appena descritta. Nella ricostruzione il rango iniziale degli eventi è mantenuto in circa il 78% dei casi. Una drastica riduzione di circa un fattore 1000 viene operata sulle combinazioni indipendentemente dal rango.

Tagli	TOT	Rango Evento				
		0	1	2	3	4
Iniziali	1808	430	604	454	269	51
Masse Invarianti	1675	424	561	416	245	29
χ^2 vertice τ	1586	410	516	396	236	28
Significanza	1138	378	390	256	98	16
Angolo piani	589	297	186	89	15	2
IP	537	281	167	74	13	2

Tabella 5.2: Variazione del numero di eventi per l'applicazione in successione dei tagli.

Tagli	TOT	Rango Combinazione				
		0	1	2	3	4
Iniziali	2800043	430	19476	309022	1631466	839649
Masse Invarianti	203883	329	2810	25218	164625	10901
χ^2 vertice τ	134429	308	1108	8670	116390	7953
Significanza	9576	291	758	2535	5636	356
Angolo piani	1827	231	433	626	505	32
IP	1536	218	368	517	401	32

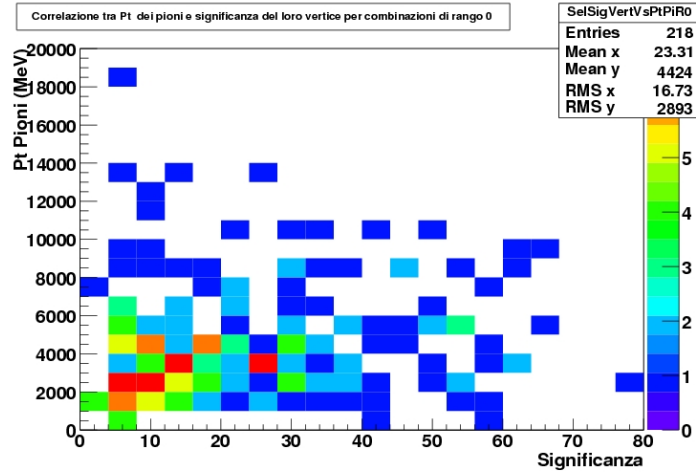
Tabella 5.3: Variazione del numero di combinazioni per l'applicazione in successione dei tagli.

Infine si è operato un taglio combinato sulla significanza e l'impulso trasverso di questo tipo:

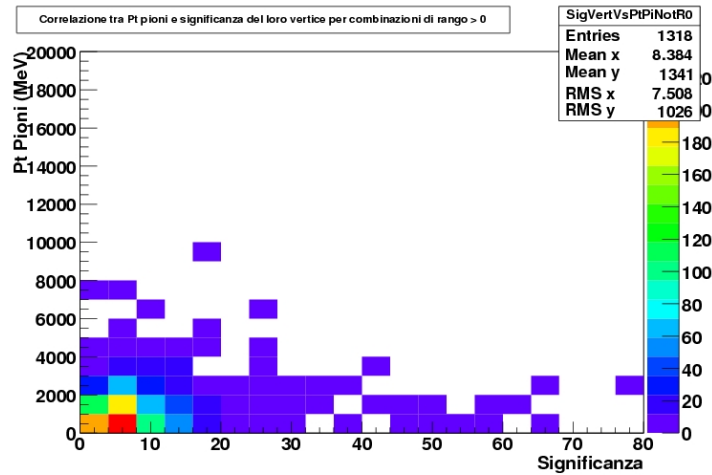
- Significanza della distanza tra i vertici primario e del $\tau > 30$ e impulso trasverso dalla somma vettoriale degli impulsi dei tre pioni > 2 GeV;
- Significanza della distanza tra i vertici primario e del $\tau < 30$ e impulso trasverso dei tre pioni > 4 GeV.

Se infatti si confrontano la Figura 5.7 e la Figura 5.8, che mostrano la correlazione tra l'impulso trasverso dei pioni e la significanza del loro vertice per le combinazioni sopravvissute ai tagli precedenti, si nota come in questo modo si eliminino completamente le combinazioni, e quindi gli eventi, di fondo.

L'applicazione di tutti i tagli porta ai risultati mostrati in Tabella 5.4.



(a) Combinazioni di rango 0.



(b) Combinazioni di rango > 0.

Figura 5.7: Correlazione tra l'impulso trasverso dei tre pioni e la significanza del loro vertice per il segnale.

L'efficienza della selezione nel caso del segnale è di circa il 32% con una purezza dell'90%. L'efficienza totale sul segnale, usando il numero iniziale di eventi dato in Tabella 4.2 è $\sim 1.9\%$; qualora si considerino segnale anche

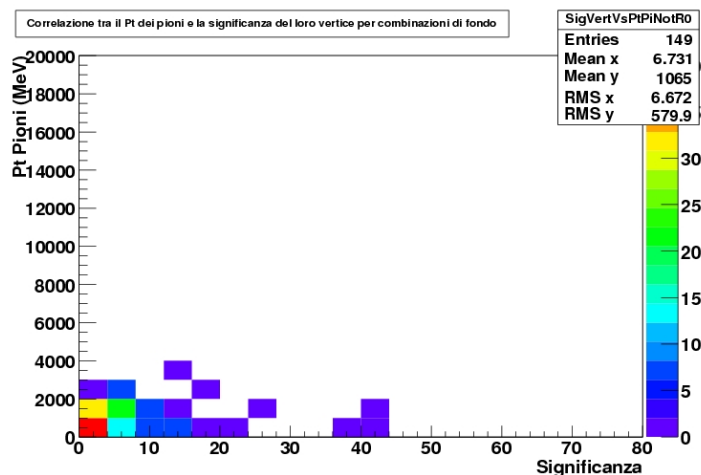


Figura 5.8: Correlazione tra l'impulso trasverso dei tre pioni e la significanza del loro vertice per il fondo.

	Segnale	Fondo
Eventi L0	3192	1746
Eventi rango 0 iniziali	430	-
Eventi selezionati	138	0
Combinazioni selezionate	161	0
Combinazioni per evento	1.2	0
Eventi rango 0 selezionati	126	-
Eventi rango 1 selezionati	12	-
Eventi rango 2 selezionati	0	-
Eventi rango 3 selezionati	0	-

Tabella 5.4: Risultati dei tagli applicati per il segnale

eventi in cui non tutti i pioni siano stati ricostruiti tale efficienza sale al $\sim 2.1\%$.

Nella selezione del segnale sono anche state considerate varie composizioni di HLT. Un confronto tra esse può essere fatto osservando la Tabella 5.5. Essa riporta per ogni criterio di trigger la distribuzione del rango iniziale degli eventi (I), delle combinazioni (C) e il rango “finale” dell'evento (F),

Trigger		TOT	Rango				
			0	1	2	3	4
HLT μ or had	F	138	124	12	2	0	0
	I	138	126	12	0	0	0
	C	161	125	33	3	0	0
HLT μ	F	79	68	9	2	0	0
	I	79	70	9	0	0	0
	C	90	69	18	3	0	0
HLT had	F	119	107	10	2	0	0
	I	119	108	11	0	0	0
	C	136	108	28	2	0	0
HLT μ and had	F	60	51	7	2	0	0
	I	60	52	8	0	0	0
	C	67	52	13	2	0	0
HLT μ only	F	19	17	2	0	0	0
	I	19	18	1	0	0	0
	C	23	17	5	1	0	0
HLT had only	F	59	56	3	0	0	0
	I	59	56	3	0	0	0
	C	71	56	15	0	0	0

Tabella 5.5: Selezione sul segnale per vari tipi di trigger.

ossia quello della combinazione di rango minore presente dopo la selezione. Si osservi che 68 eventi sono selezionati utilizzando il trigger muonico con una efficienza quindi di circa l'1%. Questo può essere utile qualora non fosse possibile usare l'HLT adronico a causa dell'alto trigger rate.

Capitolo 6

Selezione degli eventi tramite fit cinematico

Nel Capitolo 5 si è mostrato come si possa effettuare una selezione degli eventi in maniera “tradizionale”, attraverso tagli su variabili caratteristiche dell’evento. In questo capitolo ci proponiamo di implementare la procedura di fit cinematico descritto nel capitolo terzo, mostrarne il corretto funzionamento e verificarne la sua efficacia sul campione di eventi (sia di segnale che di fondo) che hanno superato le condizioni di consenso all’acquisizione (HLT).

6.1 Risultati del fit applicato a quantità vere

L’algoritmo che si intende utilizzare è stato descritto nel Capitolo 3 ed essenzialmente consiste nella determinazione di $\gamma_{B_s^0}$, scelto tramite la convergenza ad un unico valore di tre diverse stime ottenute mediante le variabili geometriche e dinamiche dell’evento: posizioni dei vertici primario e del decadimento del τ e \vec{p}_μ e $\vec{p}_{3\pi}$.

Per mostrarne il corretto funzionamento, l’algoritmo è stato applicato a quantità vere. In questo caso la sua applicazione dovrebbe portare in maniera unambigua alla determinazione del vertice di decadimento del B_s^0 , dell’impulso del $\vec{p}_{B_s^0}$ e dell’impulso del τ , ossia le quantità ignote nel fit. La procedura è stata applicata a tutti i 1808 eventi che superano il trigger HLT. Bisogna tuttavia osservare che non tutti questi eventi saranno ricostruibili

o ricostruiti. Per il caso in esame tuttavia, poiché si usano solo quantità “vere”, è giustificata l’applicazione ad essi della procedura di fit. I risultati sono mostrati nelle Figure 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4. Da un punto di vista tecnico, è da notare che per circa il 3% degli eventi il fit non raggiunge la convergenza¹. Questo dipende strettamente dal passo con cui si eseguono la scansione in t e quella sul vertice del τ , che per questi eventi non è sufficientemente fine. D’altra parte, a causa di esigenze dovute al tempo di elaborazione, è poco pratico effettuare scansioni con passo arbitrariamente piccolo. Tuttavia alcuni eventi non fittati correttamente sono stati analizzati singolarmente con uno step più fine in modo da confermare quanto detto sopra. Si può notare l’ottimo funzionamento dell’algoritmo nella ricostruzione del vertice del B_s^0 . La risoluzione è leggermente peggiore lungo la coordinata z di quanto non lo sia per x e y , come peraltro prevedibile vista la geometria in avanti propria di tutti i processi studiati in LHCb.

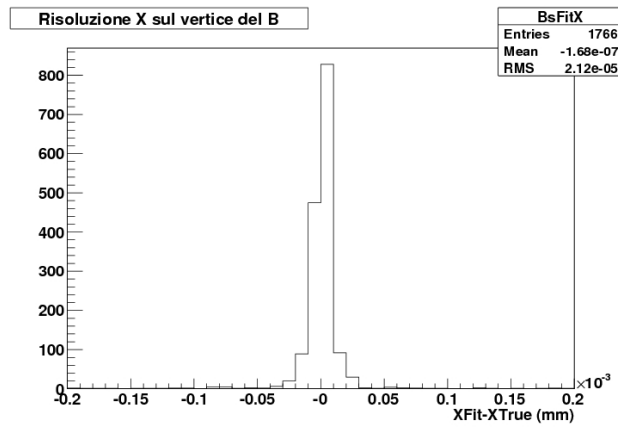


Figura 6.1: Risoluzione sulla posizione del vertice del B_s^0 sulla coordinata X.

L’impulso del B_s^0 è stato ricavato da γ calcolato come la media aritmetica dei tre valori della terna di funzioni scelta. In tutti i casi si ritrova la posizione originaria nel vertice del τ .

¹Questo accade quando almeno una delle funzioni della terna non si trova mai nel suo dominio fisico, ossia non viene soddisfatta la condizione $\gamma \in \mathcal{R}^+$.

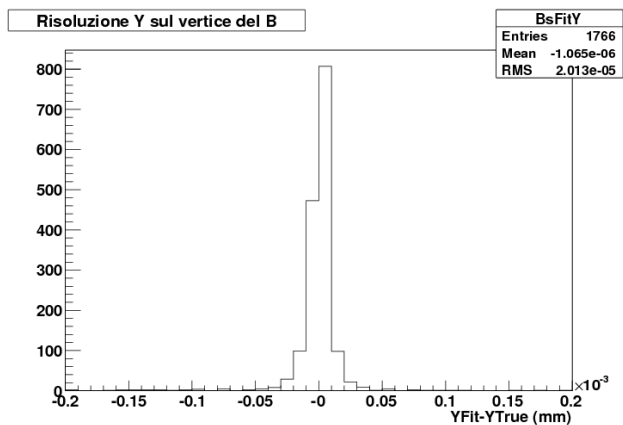


Figura 6.2: Risoluzione sulla posizione del vertice del B_s^0 sulla coordinata Y.

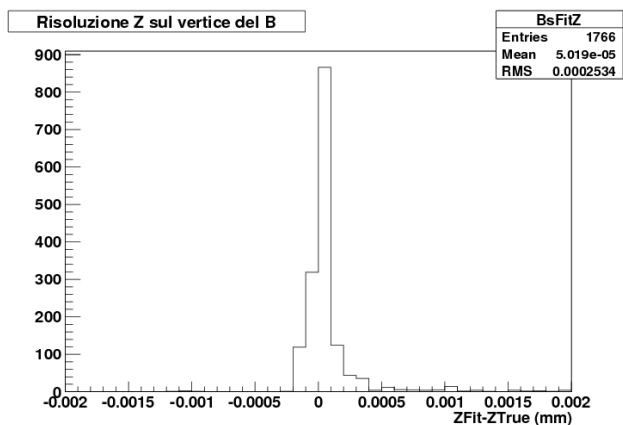


Figura 6.3: Risoluzione sulla posizione del vertice del B_s^0 sulla coordinata Z.

6.2 Effetti strumentali

È ragionevole attendersi che gli effetti strumentali peggiorino le prestazioni dell'algoritmo di fit. Per valutare gli effetti delle singole grandezze coinvolte, per il campione di eventi HLT e ricostruito come rango zero, alle quantità vere sono state sostituite via via le quantità misurate. I risultati ottenuti

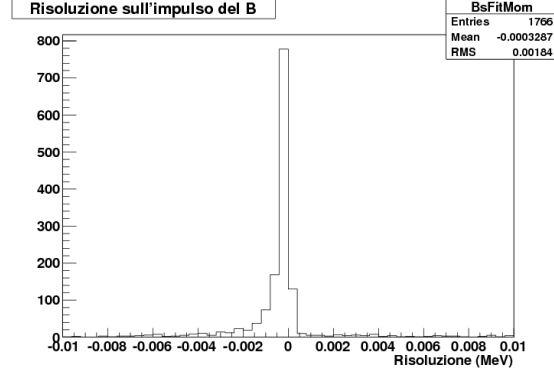


Figura 6.4: Risoluzione percentuale sull'impulso del B_s^0 dopo l'applicazione del fit a quantità vere.

	Vere	\vec{p}_μ	PV	\vec{x}_τ	All
% ricostruiti	$\sim 100\%$	63%	60%	58%	44%
σz_B (mm)	$4 \cdot 10^{-4}$	0.014	0.06	0.016	0.33
$\sigma p_B/p_B$	0.1%	9%	2%	3.2%	14%
$\sigma p_\tau/p_\tau$	0.06%	17%	4%	3.5%	20%

Tabella 6.1: Prestazioni del fit. Alle quantità vere viene sostituita una quantità ricostruita corrispondente. L'ultima colonna corrisponde a l'impiego di tutte le quantità ricostruite.

relativamente alla frazione di eventi che danno un fit accettabile e alla risoluzione del fit su posizione del vertice e impulso del B_s^0 e del τ sono mostrati nella Tabella 6.1 dove l'ultima colonna è quella corrispondente alla situazione finale. Le risoluzioni sull'impulso del B_s^0 sono confrontate tra loro nella Figura 6.5.

In questo contesto è opportuno precisare che mentre le quantità vere soddisfano per costruzione al requisito di planarità, questo non è più valido nel caso si considerino effetti di ricostruzione. In questo caso la definizione del piano di decadimento è più complessa e la sua determinazione è stata fatta nella maniera di seguito descritta.

Errori di misura, per quanto piccoli, provocano uno spostamento dei punti

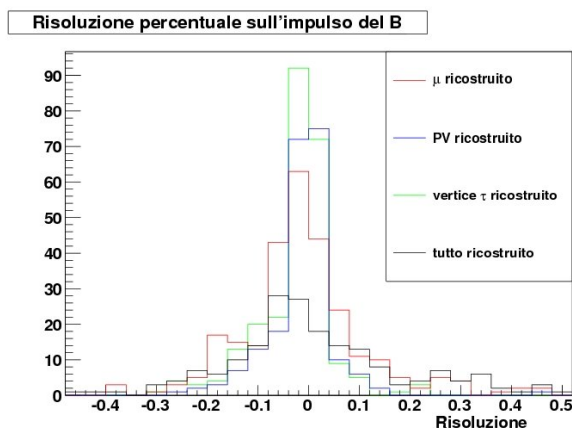


Figura 6.5: Risoluzione del fit sull'impulso del B_s^0 con diverse quantità ricostruite sostituite a quelle vere.

dal piano originario che si vuole ricostruire. Lo spostamento di ciascun punto dipende strettamente dall'incertezza strumentale sulla sua determinazione, pertanto la procedura scelta per la sua ricostruzione è basata su un fit delle quantità coinvolte, ossia vertici primario e del τ e traccia del μ . Il problema diviene quindi puramente geometrico ed è equivalente alla ricerca del miglior piano passante per quattro punti nello spazio. Poiché l'individuazione di un piano nello spazio necessita di almeno tre punti, il sistema ha un solo grado di libertà. Il metodo utilizzato ricorre alla minimizzazione di un χ^2 costruito a partire dalla distanza di ciascun punto dal piano che si vuole ricostruire, quindi si tratta in sostanza del metodo dei minimi quadrati.

La Figura 6.6 mostra effettivamente che la distribuzione del χ^2 è quella relativa a un grado di libertà, come ci si aspettava.

Inoltre per una coerente applicazione dell'algoritmo di fit del decadimento ci si deve assicurare che le quantità ricostruite coinvolte nella determinazione del piano giacciono su di esso. La Figura 6.7 schematizza appunto questo passaggio, dove le nuove posizioni dei punti sul piano sono calcolate come quelle che minimizzano il χ^2 per lo spostamento di ogni punto. Esse sono quelle che infine verranno passate all'algoritmo di fit.

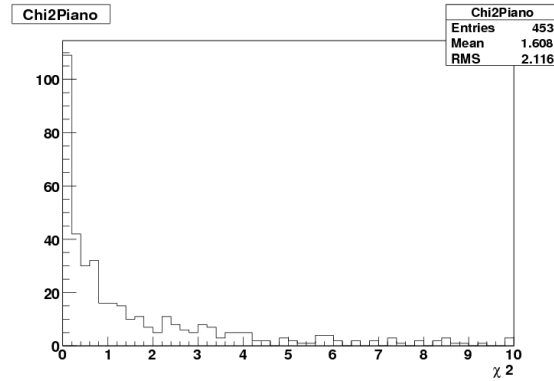


Figura 6.6: χ^2 del piano per le combinazioni di rango 0.

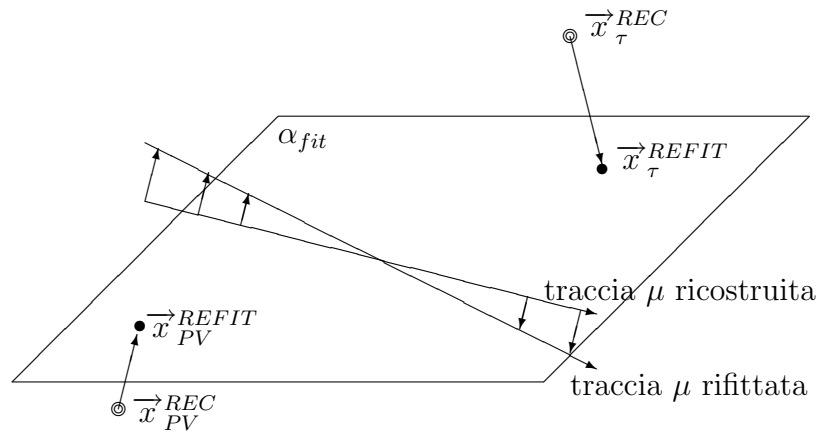
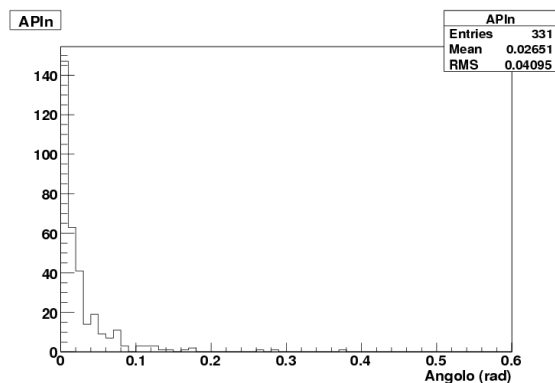


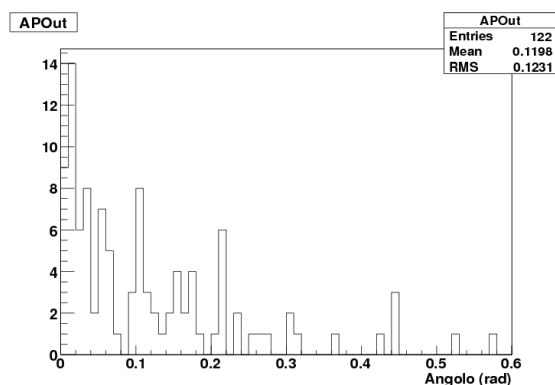
Figura 6.7: Rifittaggio delle quantità ricostruite sul piano di decadimento.

La ricostruzione del piano non è tuttavia sempre precisa e questo ha un effetto notevole sul fit. Infatti qualora il piano fittato e quello reale siano molto diversi fra loro l'impulso trasverso dei pioni fuori dal piano può essere maggiore di quello massimo permesso, invalidando a priori tutta la procedura: questo accade in circa il 27% delle combinazioni di rango 0. Nella Figura 6.8 è mostrato l'angolo fra il piano reale e quello determinato per gli eventi che hanno un impulso trasverso inferiore o superiore a quello massimo permesso. Si può osservare come nel secondo caso l'angolo sia in media maggiore.

Tuttavia una precisa ricostruzione del piano non implica necessariamente



(a) Caso di impulso trasverso dei pioni rispetto al piano minore dell'impulso massimo permesso.



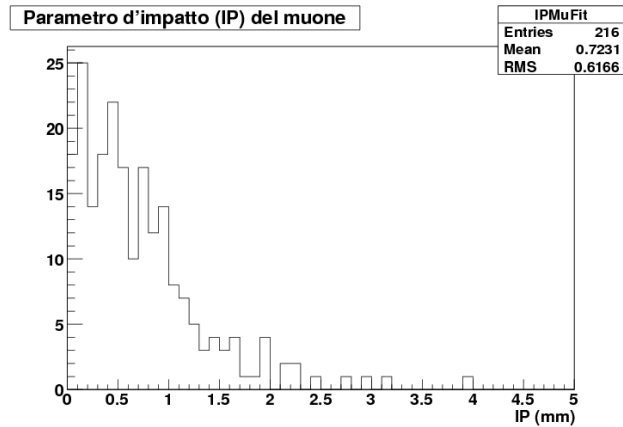
(b) Caso di impulso trasverso dei pioni rispetto al piano maggiore dell'impulso massimo permesso.

Figura 6.8: Differenza angolare tra piano fittato e piano vero per combinazioni di rango 0.

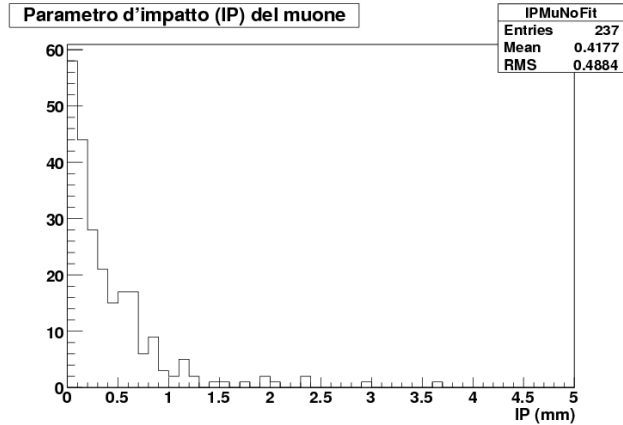
una riuscita della procedura di fit². Infatti per questo occorre anche una buona risoluzione angolare e pertanto eventi in cui già a livello di quantità vere, gli angoli sono molto piccoli, risultano critici. Particolarmente significative in questo senso sono alcune grandezze come il parametro d'impatto

²In questo contesto, per procedura non riuscita, si intende quella in cui non si trova alcuna convergenza in nessuna delle terne in quanto almeno una delle funzioni γ non fornisce un valore fisico nell'intervallo in cui viene effettuata la scansione sui parametri.

del μ , mostrato in Figura 6.9, o l'angolo di apertura tra le direzioni del μ e del τ , in Figura 6.10. Valori non piccolissimi del parametro d'impatto sono



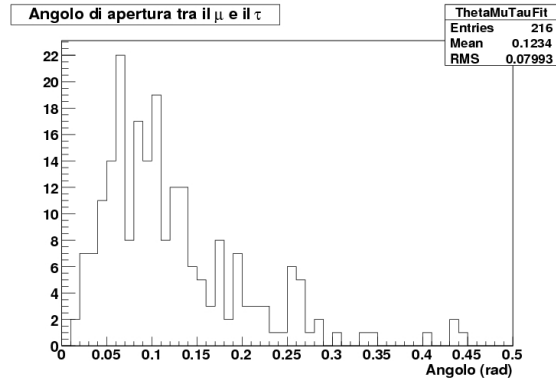
(a) Caso di procedura di fit riuscita.



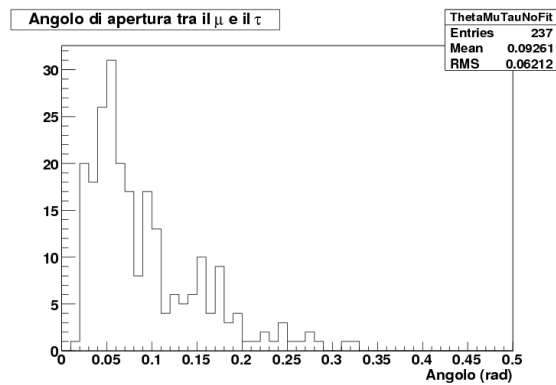
(b) Caso di procedura di fit non riuscita.

Figura 6.9: Parametro d'impatto del μ rispetto al vertice primario per quantità vere.

essenziali nella determinazione del piano di decadimento. Infatti, nel limite di parametro d'impatto nullo il vertice primario si trova vicinissimo alla traccia del μ (o eventualmente al suo prolungamento), in questo caso la ricerca



(a) Caso di procedura di fit riuscita.



(b) Caso di procedura di fit non riuscita.

Figura 6.10: Angolo di apertura tra il μ e il τ per quantità vere.

del piano diventa degenerare poiché è come se da quattro i punti si riducessero semplicemente a tre. In questa configurazione è l'errore sulla posizione del vertice del τ diventare dominante. In caso contrario, esso può essere in qualche misura corretto dalla migliore ricostruzione del vertice primario e del μ . Inoltre piccoli parametri d'impatto inducono una imprecisa determinazione della direzione del B_s^0 in quanto l'angolo che essa forma con la direzione del μ è molto piccolo. La Figura 6.9 supporta queste affermazioni poiché eventi per i quali la procedura di fit non ha avuto successo hanno una distribuzione

del parametro d'impatto con un picco a valori $< 0.1\text{mm}$.

Considerazioni analoghe possono essere fatte dall'osservazione dell'angolo di apertura fra il μ e il τ . La distribuzione di questo angolo è diversa per gli eventi per i quali la procedura di fit ha raggiunto la convergenza e quelli in cui questo non accada. Anche in quest'ultimo caso la distribuzione è spostata a valori più piccoli dell'angolo.

6.3 Risultati

La procedura è stata applicata a tutte le combinazioni (indipendentemente dal rango poiché sperimentalmente non saremo mai in grado di conoscerlo) che soddisfacessero ad un taglio in significanza della distanza tra i vertici primario e del $\tau > 3$. Questo fornisce per il segnale e per il fondo i risultati mostrati nella Tabella 6.2 sia come numero di eventi che di combinazioni. Qui si intende che il fit ha avuto successo se si è trovata una terna di valori possibili di γ .

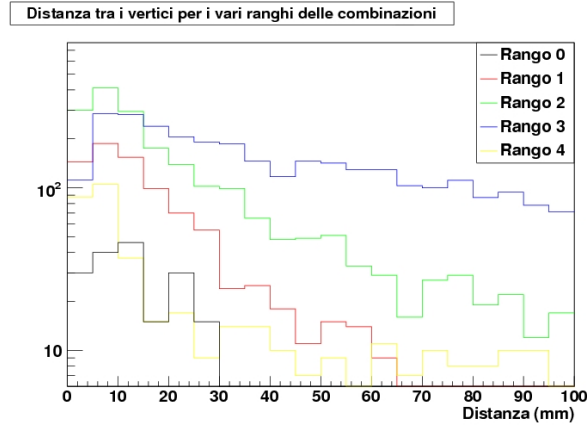
	Segnale TOT	Segnale per rango					Fondo TOT
		0	1	2	3	4	
Eventi	834	292	303	146	88	5	229
Combinazioni	10302	204	891	2518	5990	699	3052

Tabella 6.2: Eventi e combinazioni dopo l'applicazione del fit.

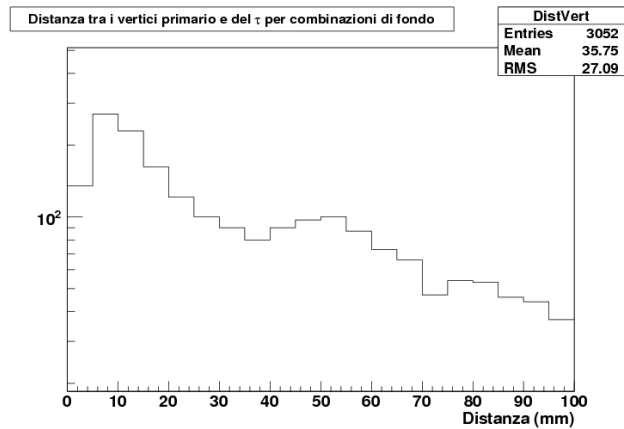
Come già affermato, idealmente, è desiderabile che l'algoritmo di fit ricostruisca soltanto combinazioni (ed eventi) di rango zero per il segnale escludendo completamente il resto.

Sorge dunque il problema della selezione della combinazione da scegliere qualora ve ne sia più di una e soprattutto di operare la scelta corretta.

Basandosi sui valori degli impulsi e delle vite medie in gioco è richiesto che la distanza tra il vertice primario e quello del τ sia minore di 4cm. La distribuzione delle distanze è mostrata per i vari ranghi e per il fondo nella Figura 6.11.



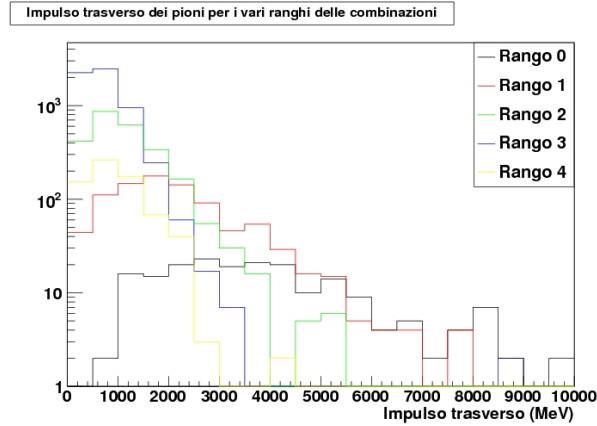
(a) Combinazioni di segnale.



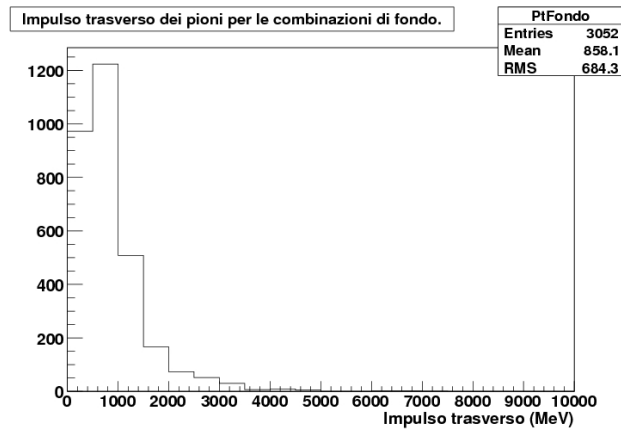
(b) Combinazioni di fondo.

Figura 6.11: Distribuzione della distanza tra i vertici primario e del τ .

Dalla distribuzione del p_t dei π per combinazioni di rango diverso, mostrate in Figura 6.12, si nota che il valor medio è tanto più piccolo quanto più alto è il rango della combinazione. Appare dunque ragionevole operare una selezione su tale variabile. Analogamente ha senso operare sulla massa invariante dei pioni similmente a quanto eseguito nel Capitolo 5. La coincidenza ad un unico valore di γ delle tre determinazioni effettuate è un indice



(a) Combinazioni di segnale.



(b) Combinazioni di fondo.

Figura 6.12: Impulso trasverso dei pioni rispetto alla direzione del fascio.

di correttezza della procedura. Pertanto, per ogni evento, fra le combinazioni sopravvissute alla selezione sopra descritta viene scelta quella che ha σ_γ^2 minore. Quindi ci si riduce al massimo ad una combinazione per evento.

Il rango delle combinazioni così scelto è confrontato con quello iniziale dell'evento nella Tabella 6.3. La Figura 6.13 mostra una correlazione σ_γ^2 e la massa invariante del B_s^0 ottenuta dall'utilizzo delle quantità fornite dal

RE=4	2	0	0	0	0
RE=3	2	0	0	0	0
RE=2	8	4	0	0	0
RE=1	44	18	5	2	0
RE=0	99	59	10	2	1
	0	1	2	3	4
	RE-RC				

Tabella 6.3: Rango dell'evento iniziale (RE) in funzione della differenza tra lo stesso e il rango della combinazione selezionata (RC)

fit. Si può notare come a un σ_γ^2 piccolo, indice di una buona convergenza del fit, corrisponda una massa invariante vicino a quella effettiva del mesone. Inoltre la distribuzione dell'impulso trasverso del μ rispetto alla direzione del B_s^0 , mostrata in Figura 6.14 per il segnale e per il fondo, mostra il classico picco jacobiano, più evidente nel caso di combinazioni di rango zero.

A questo punto sono stati scelti dei tagli sulle variabili discusse in precedenza in modo da operare una selezione del segnale. I tagli scelti sono i seguenti:

- $\sigma_\gamma^2 < 0.5$;
- Massa invariante del B_s^0 compresa nella finestra 5200-5600 MeV;
- Impulso trasverso del μ rispetto alla direzione del $B_s^0 < 1800$ MeV/c.

L'applicazione dei tagli porta infine il numero di eventi di segnale a 40 e quelli di fondo a 1.

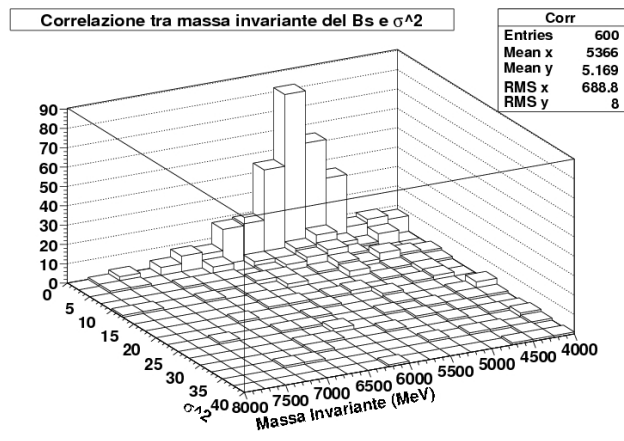
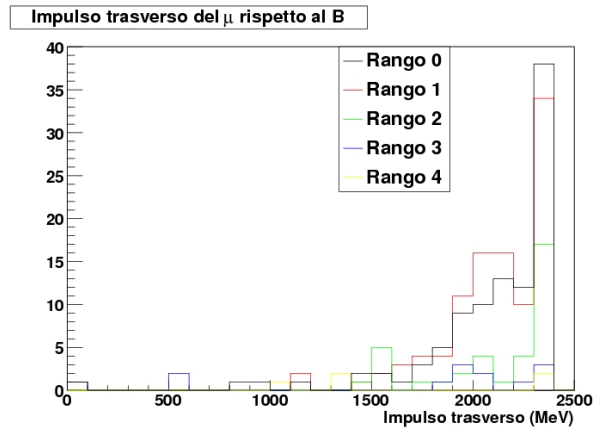
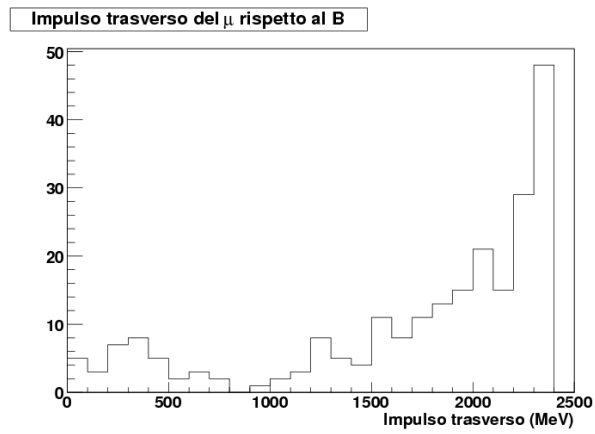


Figura 6.13: Correlazione tra la massa invariante del B_s^0 e σ_γ^2 .



(a) Combinazioni di segnale.



(b) Combinazioni di fondo.

Figura 6.14: Impulso trasverso del μ rispetto alla direzione di B_s^0 .

Capitolo 7

Conclusioni

Da risultati preliminari ottenuti usando la selezione di tipo tradizionale possiamo porre un limite inferiore al $Br(B^0 \rightarrow \mu\tau)$ nell'ipotesi che la reiezione del fondo da canali qui non studiati sia simile a quella del canale $B_s^0 \rightarrow \mu\nu D_s$.

Il numero di eventi $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ osservabili in un anno sarà pertanto:

$$N_{B_s^0} \times Br(B_s^0 \rightarrow \mu\tau) \times \epsilon_{sig} \times \epsilon_{\tau \rightarrow 3\pi\nu}$$

dove $N_{B_s^0} = 2 \times 10^{11}$ è il numero di B_s^0 prodotti per anno, $\epsilon_{sig} = 0.02$ l'efficienza sul segnale e $\epsilon_{\tau \rightarrow 3\pi\nu} = 0.1$ la frazione di τ che decade in $3\pi + \nu$. Il numero di eventi di fondo sarà

$$N_{bkg} < N_{B_s^0} \times \epsilon_{bkg} = 2 \cdot 10^{11} \times 5 \cdot 10^{-4} = 10^8$$

poiché

$$\epsilon_{bkg} < \frac{2.3}{4489} \quad \text{al } 90\%C.L.$$

Pertanto il limite che si può porre sul branching ratio sarà:

$$Br(B_s^0 \rightarrow \mu\tau) > \frac{\sqrt{N_{bkg}}}{N_{B_s^0} \times \epsilon_{sig} \times \epsilon_{\tau \rightarrow 3\pi\nu}} = 2.5 \times 10^{-5}$$

Questo limite diviene 5×10^{-5} qualora si utilizzassero solo gli eventi con trigger HLT da μ .

Più complesso è il discorso quando si considera la procedura di fit. La situazione migliore ottenuta finora è di 40 eventi di segnale con 1 di fondo

e questo comporta un limite peggiore ($Br(B_s^0 \rightarrow \mu\tau) > 5.8 \times 10^{-5}$). Tuttavia alla luce delle riserve menzionate sulla procedura di fit, questo risultato verosimilmente è suscettibile di miglioramento.

In conclusione in questa tesi è stato studiato il canale $B_s^0 \rightarrow \mu\tau$ e si è proposto un nuovo metodo per la selezione. Questo metodo, nonostante le promesse si è rivelato meno efficace del previsto, tuttavia alcuni aspetti tecnici sono ancora da migliorare.

Con una selezione di tipo tradizionale, nell'ipotesi che non vi siano altri canali dominanti di fondo, si è mostrato che in un anno di presa dati sarà possibile porre un limite per il branching ratio del B_s^0 , cosa comunque interessante non essendovi altri risultati sperimentali.

Bibliografia

- [1] J.E. Duboscq. Search for the Lepton Flavor Violating B Decays $B^0 \rightarrow \mu\tau$ and $B^0 \rightarrow e\tau$ at CLEO2. 2004. [arXiv:hep-ex/0412022v1].
- [2] M. Kuroda. Complete Lagrangian of MSSM. *KEK CP-080*, 2005. [arXiv:hep-ph/9902340 v3].
- [3] D. Athanasios, J. Ellis, and M. Raidal. Higgs-Mediated $B_{s,d}^0 \rightarrow \mu\tau, e\tau$ and $\tau \rightarrow 3\mu, e\mu\mu$ Decays in Supersymmetric Seesaw Models. *CERN-TH/2002-239*, 2002. [arXiv:hep-ph/0209207v1].