UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BARI

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea Triennale

Ricostruzione del mesone charmato D^0 con i primi dati dell'esperimento CMS ad LHC

Relatori:
Dr. Alexis Pompili
Prof. Mauro De Palma

Laureando:
Luigi Paparella

Sessione Estiva
Anno Accademico 2009/2010

Indice

Introduzione

Nella primavera del 2010 il collisionatore Large Hadron Collider (LHC) presso i laboratori del CERN di Ginevra ha ripreso a funzionare all'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 7\ TeV$. Con la partenza di LHC é iniziata una nuova era per la Fisica delle Alte Energie. Con l'apparato di rivelazione Compact Muon Solenoid (CMS) sará possibile confermare le conoscenze della Fisica delle Particelle Elementari già acquisite nonché soprattutto ampliarle esplorando anche segnali di cosiddetta Nuova Fisica. Il collisionatore LHC e gli apparati di rivelazione ATLAS e CMS sono stati infatti progettati per verificare la consistenza della teoria del Modello Standard (MS) delle particelle elementari ad energie superiori al TeV e risolvere il puzzle della rottura spontanea della simmetria elettrodebole descritta dal meccanismo di Higgs con la scoperta del bosone di Higgs, la particella prevista dal MS ma non ancora osservata sperimentalmente; tuttavia il vasto programma di ricerca, entro ed oltre quanto previsto dal MS, che potrá essere eseguito con i dati sperimentali che verranno raccolti, comprende fra l'altro anche la ricerca dei partner supersimmetrici delle particelle note predetti da diversi modelli teorici di Supersimmetria estensioni del MS, e la ricerca di eventuali nuovi bosoni vettori massivi.

Questo programma di ricerca richiede, nella maggior parte dei casi, la raccolta di una grande quantitá di dati all'energia e alla luminositá di progetto della macchina acceleratrice, su un periodo di diversi anni. Nella prima fase della presa dati diventa importante ritrovare, alle nuove energie disponibili, quanto previsto dal MS, ma soprattutto nella primissima fase diventa cruciale un esteso programma di verifica di funzionamento, di calibrazione ed ottimizzazione dell'apparato di rivelazione e degli strumenti software di ricostruzione ed elaborazione degli eventi fisici. In quest'ultimo si inserisce la ricostruzione di un tipico segnale di produzione di quark pesanti quale il mesone charmato D^0, ricostruito attraverso il suo decadimento adronico $D^0 \to K\pi$. Fra i diversi altri test possibili, questo é un metodo per verificare il corretto funzionamento della ricostruzione delle tracce a basso impulso e della ricostruzione dei vertici secondari di decadimento che, a sua volta, é cruciale per il funzionamento di alcuni fra i principali algoritmi di *b-tagging*, cioé di identificazione dei jet provenienti dalla frammentazione di un quark beauty, utile per la caratterizzazione dei fondi nella ricerca del bosone di Higgs e delle particelle supersimmetriche.

L'osservazione del segnale del mesone D^0 annegato nel sovrastante fondo tipico degli eventi di *minimum bias* prodotti nelle collisioni protone-protone costituisce di per sé un impegnativo esercizio di estrazione del segnale dal fondo.

Nel capitolo 1 vengono brevemente richiamate le principali caratteristiche del collisionatore LHC e dell'apparato di rivelazione CMS, fornendo qualche dettaglio in piú nel caso del tracciatore di CMS, cioé della parte di apparato coinvolta nella ricostruzione del decadimento $D^0 \to K\pi$.

Nel capitolo 2 vengono discussi il contesto, l'interesse e le motivazioni per la ricostruzione del decadimento; vengono inoltre richiamate le principali proprietá fisiche del mesone D^0.

Nel capitolo 3 viene descritta la preselezione degli eventi e le osservabili contenute nelle root-uple, usate poi nei programmi di estrazione del segnale relativo al mesone D^0. Viene anche discusso il metodo di fit usato nell'analisi che ricorre alle proprietà delle funzioni densità di probabilità.

Nel capitolo 4 vengono discussi i criteri di una selezione di base per la ricostruzione del D^0, individuati su un ampio campione di eventi simulati.

Infine nel capitolo 5 vengono presentati l'analisi che ha fornito l'osservazione del D^0 in eventi reali ottenuta mediante ottimizzazione della selezione di base e i risultati.

Capitolo 1

L'esperimento CMS ad LHC

1.1 Il collisionatore LHC

Il collisionatore LHC (Large Hadron Collider), posizionato nei pressi del CERN di Ginevra al confine fra Svizzera e Francia, é stato disegnato e costruito per accelerare, collimare e far collidere frontalmente due fasci di protoni all'energia del cento di massa $\sqrt{s} = 14\ TeV$ in ben quattro particolari regioni di interazione lungo l'anello, ospitanti quattro esperimenti (ATLAS, CMS, ALICE, LHCB). Attualmente le collisioni protone-protone hanno luogo all'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 7\ TeV$, un valore comunque mai raggiunto finora da alcun altro esperimento di Fisica delle Alte Energie.

LHC é collocato nella lunga galleria sotterranea ($26,7Km$ di circonferenza) che ospitava il collisionatore LEP (Large Electron Positron). I fasci di protoni sono accelerati nell'anello di accumulazione grazie ad un sistema di dipoli magnetici superconduttori e cavità a radiofrequenza. Secondo progetto i fasci sono strutturati in pacchetti che dovrebbero contenere fino a 10^{11} protoni e dovrebbero collidere ad una frequenza di 40 MHz (pari ad un intervallo fra due pacchetti successivi di $25ns$); la massima luminosità istantanea raggiungibile sarebbe di $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$. Attualmente la luminositá di picco raggiunta é pari a $10^{31}cm^{-2}s^{-1}$ (figura 1.1).

La luminosità istantanea dipende da vari parametri della macchina, fra cui la frequenza e l'angolo di incrocio, il numero di pacchetti per fascio, il numero di protoni per pacchetto, il fattore di Lorentz, l'emittanza trasversale dei fasci ed il valore della funzione di betatrone nel punto di interazione. Il numero di eventi per unità di tempo (*event rate R*) che si verificano per un determinato processo fisico si ottiene mediante la relazione

$$\mathrm{R} = \sigma \cdot \mathcal{L}_{ist} \tag{1.1}$$

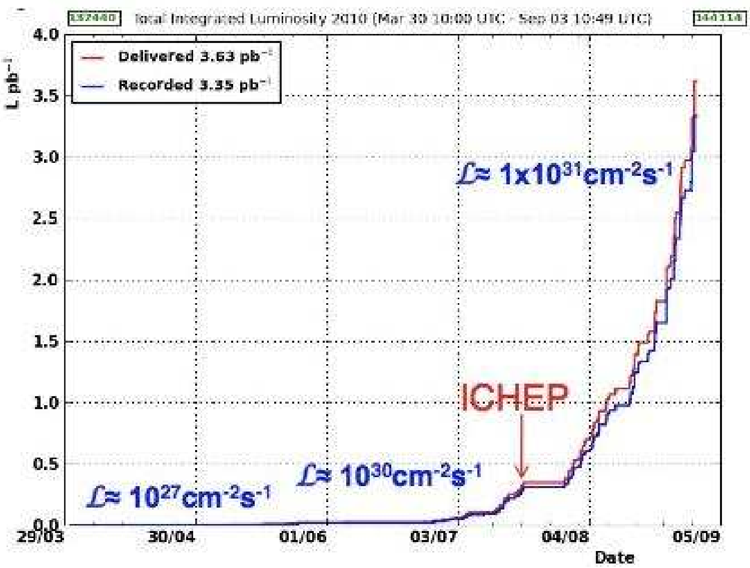


Figura 1.1: Andamento temporale della luminosità integrata fino ad agosto 2010 [1].

dove σ é la sezione d'urto del processo fisico considerato, indipendente dalle caratteristiche dell'acceleratore ma dipendente dall'energia nel centro di massa in gioco. Questa relazione può essere integrata nel tempo (la sezione d'urto é costante) permettendo di calcolare quanti eventi di un certo processo fisico vengono registrati in relazione alla luminositá integrata in un certo periodo di tempo di presa dati:

$$\text{Neventi} = \sigma \cdot \int \mathcal{L}_{ist}\; dt = \sigma \cdot \mathcal{L}_{int} \tag{1.2}$$

Il collisionatore LHC é stato dunque disegnato per operare ad elevata luminositá in modo da compensare la piccola sezione d'urto dei processi fisici d'interesse. Questo peró implica un'elevata frequenza totale di interazioni protone-protone e il cosidetto effetto di *pile-up* per il quale parecchie interazioni si sovrappongono nello stesso *bunch crossing* (una ventina nella configurazione di progetto).

Tenendo conto che si hanno $50 \div 100$ tracce cariche per interazione si intuisce come il *pile-up* ponga diversi non facili problemi sperimentali. La presenza del *pile-up* richiede un'elevata granularitá degli elementi di rivelazione e quindi un grandissimo numero di canali elettronici al fine di evitare la sovrapposizione delle particelle negli stessi sensori. L'altissima frequenza di collisione, insieme al *pile-up*, impone ai rivelatori e all'elettronica di lettura un bassissimo tempo di risposta. I rivelatori sono stati progettati in modo da essere in grado di sopportare le alte dosi di radiazione, cosí come particolarmente resistente alle radiazioni deve essere l'elettronica.

Ulteriori requisiti stringenti riguardano il funzionamento della selezione di trigger in linea, la quale deve poter gestire una frequenza di eventi di fondo maggiore di quella di eventi di segnale d'interesse per diversi ordini di grandezza.

1.2 L'esperimento CMS

L'apparato di rivelazione CMS (*Compact Muon Solenoid*) [2] é stato disegnato con una struttura a cipolla attorno al tubo a vuoto ospitante la linea dei fasci di LHC che comprende vari rivelatori, ciascuno dei quali avente una funzione specifica (figure 1.2 e 1.3). L'apparato comprende un solenoide superconduttore che fornisce un intenso campo magnetico (di 3.8 T) con asse lungo la linea dei fasci. Il volume interno al solenoide é instrumentato con tre rivelatori: il tracciatore, il calorimetro elettromagnetico ed il calorimetro adronico. Il tracciatore a sensori di silicio ha la funzione di ricostruire le traiettorie delle particelle cariche e di misurarne il momento. Trattandosi del rivelatore importante per il tipo di analisi presentata in questa tesi, il tracciatore verrá descritto con sufficiente dettaglio nel prossimo paragrafo.

Tra il tracciatore e il solenoide sono situati i calorimetri elettromagnetico ed adronico. Essi misurano le energie che delle particelle depositano quando sono fermate dal mezzo materiale del calorimetro ed eventualmente originano sciami (rispettivamente elettromagnetici e adronici). Il calorimetro elettromagnetico (ECAL), posizionato a ridosso del tracciatore, é costituito da più di 70000 cristalli scintillatori di tungstenato di piombo ($PbWO_4$), materiale che possiede ottime proprietà scintillanti ed é trasparente alla luce. Con questi rivelatori, ciascuno geometricamente simile ad un tronco di piramide che punta verso la regione di collisione, si misura la componente elettromagnetica dell'energia, cioé l'energia associata a particelle quali gli elettroni ed i fotoni. Il calorimetro adronico (HCAL) é posizionato immediatamente all'esterno di quello elettromagnetico ed é costituito da scintillatori e assorbitori di ottone; quest'ultimo materiale, avente un'elevata densità, ha permesso di costruire un calorimetro adronico compatto e capace di operare in presenza di campo magnetico.

Esternamente al solenoide c'é lo spettrometro per muoni, un sistema tracciante, complesso e di grandi dimensioni, di tutte quelle particelle che riescono ad attraversare la regione dei calorimetri (e nella parte a barile penetrano

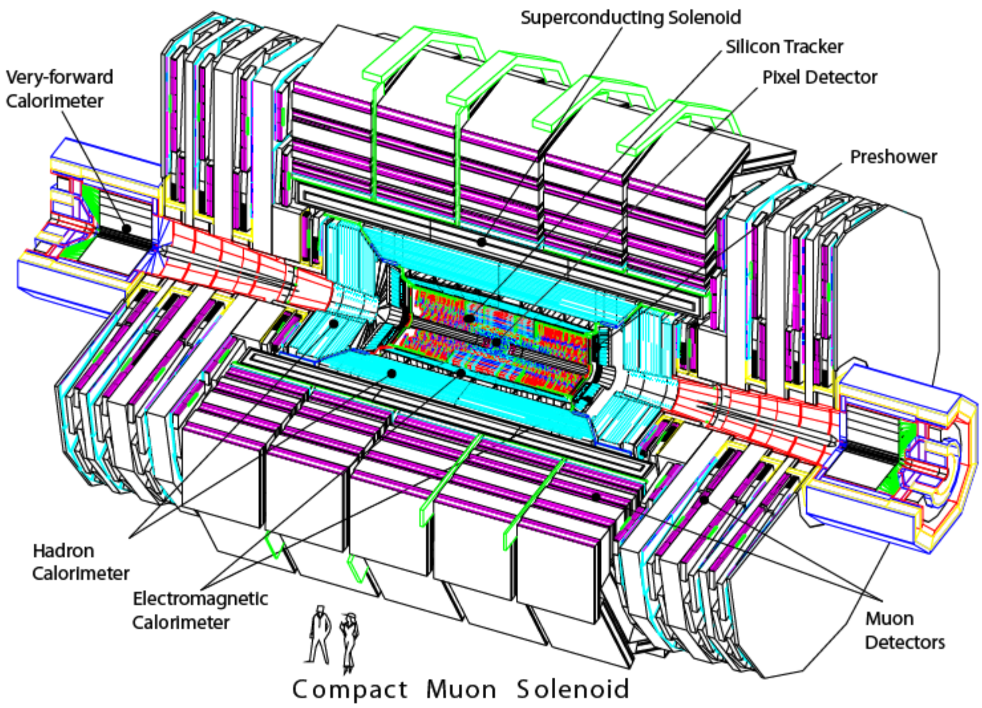


Figura 1.2: Vista aperta dell'apparato di rivelazione CMS

anche il materiale del magnete). Le uniche particelle che possono raggiungere lo spettrometro sono proprio i muoni, per i quali, pertanto, viene misurato l'impulso e la traiettoria oltre che identificati; il calorimetro adronico infatti dovrebbe assorbire efficientemente gli adroni minimizzando la possibilitá che per esempio pioni e kaoni non ancora decaduti in volo possano penetrare nello spettrometro esterno. Il sistema delle camere per il tracciamento dei muoni é costituito da tre tipi di rivelatori a gas (vedi figura 1.3): tubi a deriva (DT), camere cathode strip (CSC) e camere a elettrodi piani resistivi (RPC).

A causa della elevatissima frequenza di collisione e dell'elevatissimo livello del fondo, come giá accennato nel paragrafo precedente, non tutti gli eventi possono essere memorizzati su disco (né sarebbe interessante farlo). Per applicare una selezione sugli eventi viene utilizzato un sistema di trigger a piú livelli. Il rivelatore CMS ha due tipi di meccanismi di trigger: quello hardware, il *Trigger di Livello 1* (L1) e quello software, il *Trigger di Alto Livello* (HLT). Il trigger L1 accetta eventi in cui viene rivelato un muone ad elevato momento trasverso oppure eventi con significativo deposito di energia nei calorimetri, sia ECAL (associabili ad elettroni e fotoni) che HCAL (associabili a leptoni tau, adroni o jet). Tutta l'informazione letta dai rivelatori per quegli eventi che superano il trigger L1 viene immagazzinata e disponibile per il trigger HLT che opera esclusivamente su eventi già accettati dal trigger L1. Il trigger HLT ricostruisce parzialmente le tracce delle particelle per poi analizzare ulteriormente la rilevanza dell'evento. Nella fase iniziale di presa dati a bassa luminositá e allo scopo di accumulare eventi di *minimum bias* per studi di performance dei rivelatori e calibrazioni si usano invece solo specifici trigger tecnici di livello 1 che saranno brevemente illustrati nel par. 3.1.2.

Il sistema di riferimento utilizzato per CMS é un sistema di coordinate ortogonali, centrato nel punto nominale di interazione fra i fasci collidenti, con l'asse z scelto nella direzione dei fasci, l'asse x diretto verso il centro dell'anello di LHC e l'asse y diretto verso l'alto in modo da formare una terna destrorsa. É comunemente utilizzato anche un sistema di riferimento alternativo definito dalle coordinate cilindriche r e ϕ (ccordinate radiale e polare nel piano trasverso xy) e dalla pseudo-rapidità η.

L'introduzione della variabile η si spiega nel modo seguente. Nei collisionatori adronici l'uso di quantitá sperimentali che sono invarianti per boost lungo la direzione dei fasci, quali il momento trasverso e la rapiditá risulta essere alquanto utile. La rapiditá, scelto l'asse z come sopra, é definita come

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \tag{1.3}$$

ed é spesso usata per descrivere distribuzioni angolari. La distribuzione dN/dy (con N numero di tracce di un evento) é invariante per boost lungo la direzione z. Per particelle ultra-relativisiche ($p >> m$) la rapiditá é ben approssimata dalla pseudo-rapiditá definita come:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \tag{1.4}$$

dove θ é l'angolo fra il vettore momento lineare della particella e l'asse z. Questa quantitá é evidentemente molto pratica da usare e viene stimata a partire dalla stima sperimentale di θ.

1.3 Il tracciatore

Il tracciatore di CMS ricostruisce le traiettorie delle particelle cariche misurando il loro passaggio in varie posizioni spaziali, in corrispondenza degli strati di sensori predisposti per la rivelazione di tale passaggio. Queste particelle cariche possono essere muoni, elettroni ed adroni (sia mesoni che ba-

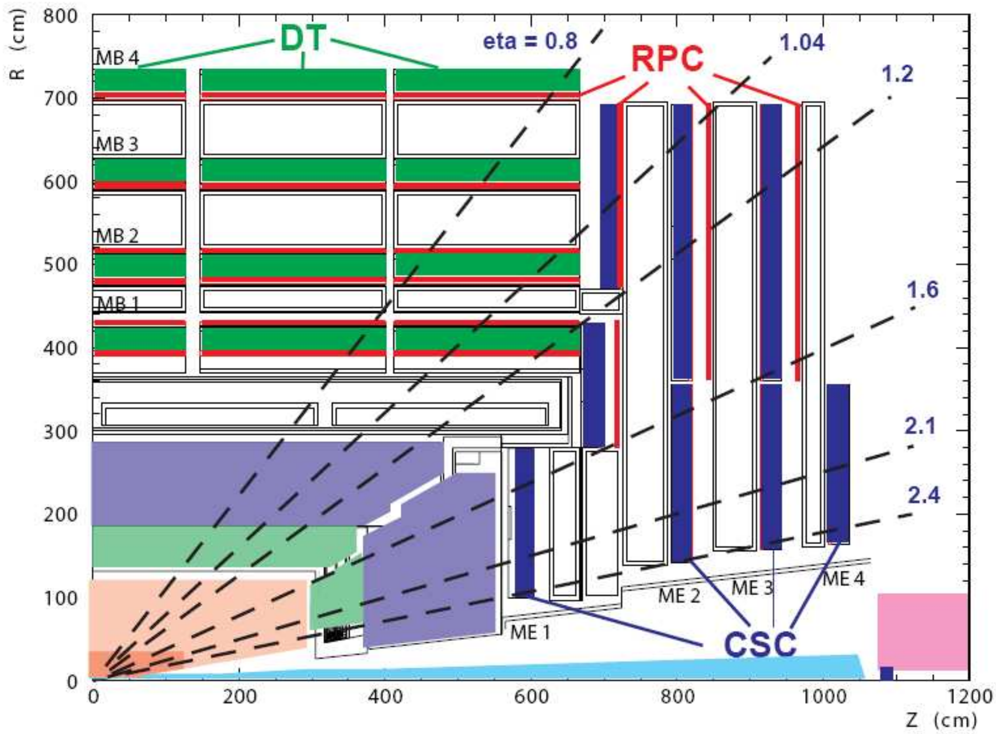


Figura 1.3: Quadrante del rivelatore CMS in sezione.

rioni); gli adroni possono per esempio essere quelli prodotti dal decadimento di un mesone B o piú in generale nel jet derivante dalla frammentazione del quark beauty (come nel caso del K e del π provenienti dal decadimento di un D^0 entro un jet di tal genere).

La misura dell'impulso delle particelle é molto importante ai fini della ricostruzione e riconoscimento degli eventi creati dalle collisioni protone-protone. Un metodo per calcolare l'impulso di una particella carica é quella di ricostruire la traccia all'interno di un campo magnetico. Il campo magnetico fa incurvare la traiettoria di una particella carica: una maggiore curvatura della traccia corrisponde a un minore impulso della particella. La traiettoria che segue una particella carica in campo magnetico uniforme é di tipo elicoidale. Il raggio dell'elica (ovvero il raggio di curvatura della sua proiezione sul piano trasverso) é proporzionale all'impulso trasverso della particella, p_T mediante la relazione derivata dalla classica equazione di Lorentz:

$$r = \frac{p_T}{0.3\left(\frac{GeV/c}{mT}\right) \cdot B} \tag{1.5}$$

dove B é l'intensità del campo magnetico solenoidale con asse longitudinale (asse dei fasci) in unitá Tesla. Misurando il raggio di curvatura della proiezione della traiettoria si é quindi in grado di misurare l'impulso trasverso delle particelle cariche mediante la relazione

$$p_T = 0.3 \cdot r \cdot B \left(\frac{GeV/c}{mT} \right) \tag{1.6}$$

A tal fine é utile disporre di un campo magnetico piuttosto elevato per poter ottenere la misura di impulso anche di particelle molto veloci poiché la stima del momento migliora all'aumentare della curvatura. Per questo CMS é stato dotato di un solenoide superconudttore molto potente, che fornisce un campo approssimativamente uniforme di $3,8\ T$ in un grande volume cilindrico di diametro di 7 m e lunghezza pari a 13 m. Con $B = 3.8\ T$ si ha:

$$p_T = 1.2 \cdot r \left(\frac{GeV/c}{m} \right) \tag{1.7}$$

Nella figura 1.4(a,b) si può apprezzare il buon accordo fra dati reali e simulati per le distribuzioni in p_T ed η [3].

La ricostruzione delle traiettorie elicoidali delle particelle cariche permette anche di misurarne il parametro di impatto. Quest'ultimo rappresenta la minima distanza tridimensionale di un punto sulla traccia ricostruita dalla posizione del vertice primario; questo punto viene chiamato "punto di minimo approccio" (*point of closest approach*). Proiettando sul piano trasverso si ha una minima distanza bidimensionale e si parla di "distanza di massimo avvicinamento" (*distance of closest appraoch*) (figura 1.4(c)). Un parametro di impatto significativamente diverso da zero (in particolare nel caso trasverso) indica che la traccia non proviene dal vertice primario; questo per esempio caratterizza le particelle cariche provenienti dal decadimento di mesoni con beauty o charmati.

Per ottenere una buona risoluzione nella stima del parametro di impatto é necessario conoscere al meglio la traiettoria della particella nelle immediate vicinanze del vertice di interazione. Ció é possibile se alla traccia ricostruita contribuiscono hit sperimentali negli strati di rivelazione più interni e se gli algoritmi di estrapolazione sono ottimizzati.

Sia per la stima sperimentale dell'impulso che del parametro d'impatto la risoluzione é limitata principalmente dallo *scattering multiplo* che le particelle cariche subiscono nell'attraversamento del materiale (figura 1.4(d)); da qui la necessitá di minimizzare, giá a livello di progetto costruttivo, la quantità di materiale da attraversare compatibilmente con la necessitá di assicurare un sufficiente numero di hit e quindi una buona ricostruzione della traiettoria

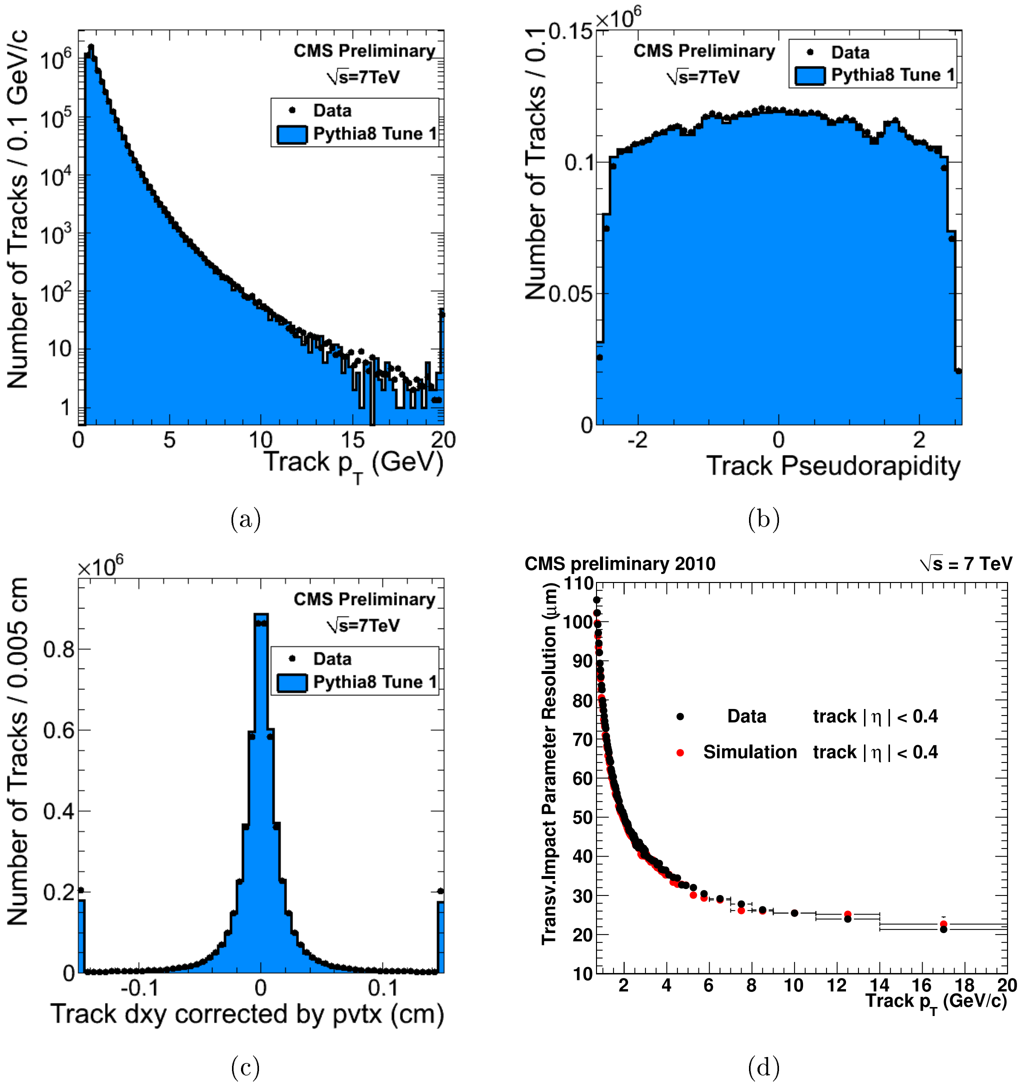


Figura 1.4: [3] (a) distribuzione in p_T per le tracce in eventi di *minimum bias*, nei dati reali e simulati; (b) distribuzione in η per le tracce in eventi di *minimum bias*, nei dati reali e simulati; (c) distribuzione del parametro di impatto trasverso rispetto al vertice primario ricostruito per le tracce in eventi di *minimum bias*, nei dati reali e simulati; (d) risoluzione sul parametro di impatto trasverso in funzione del p_T, nei dati reali e simulati, per tracce centrali ($|\eta| < 0.4$): a bassi valori di p_T prevale l'effetto dello scattering multiplo mentre la saturazione ad alti valori é dominata dalla risoluzione sul piú interno pixel hit associato alla traccia.

entro i volumi attraversati e alle energie tipiche in gioco. La precisione nella stima della posizione del singolo hit é pari a circa $10 \mu m$.

L'accettanza geometrica in pseudo-rapiditá é definita dall'intervallo di valori $[-2.5, +2.5]$ (figura 1.5) per cui una frazione consistente di particelle dall'elevata componente longitudinale dell'impulso non possono essere ricostruite. Questa limitazione é associata alla circostanza che i sensori del tracciatore non possono essere posizionati arbitrariamente vicino al tubo a vuoto dei fasci.

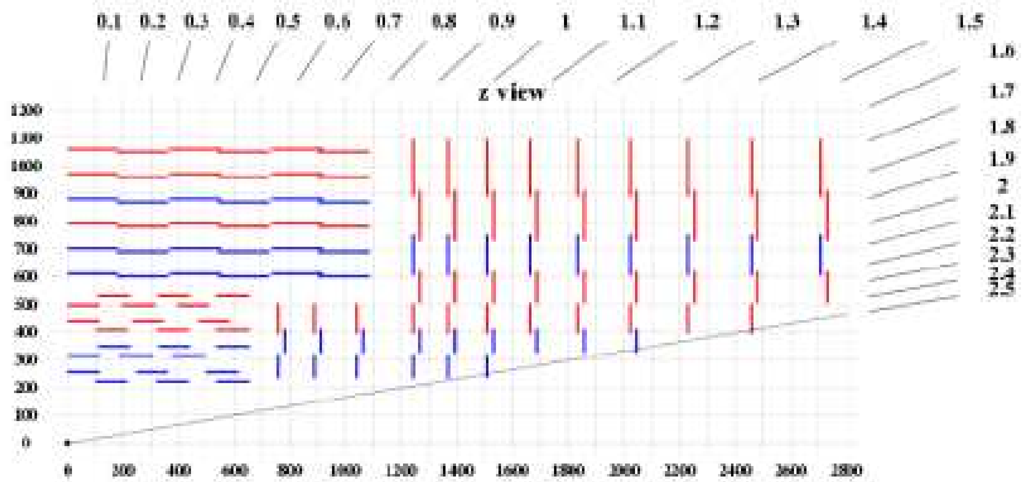


Figura 1.5: Disegno della sezione della parte esterna del tracciatore di CMS e copertura in pseudo-rapidità.

Il tracciatore é composto da due parti distinte: una parte interna, la più vicina alla regione d'interazione, costituita da sensori di silicio a pixel, e una parte esterna che é costituita da rivelatori di silicio a microstrisce.

1.3.1 Il rivelatore a microstrisce di silicio

Il rivelatore a microstrisce di silicio (*Silicon Strip Tracker* o SST) racchiude il rivelatore a pixel ed é anch'esso di forma cilindrica, con un raggio di $110 cm$ ed una lunghezza di $540 cm$ e consiste in una parte centrale *barrel* e due *endcap* laterali (figura 1.6).

L'SST ha una struttura modulare ed é costituito da circa 15000 moduli fatti da sensori al silicio montati su supporti in fibra di carbonio (come in figura 1.7).

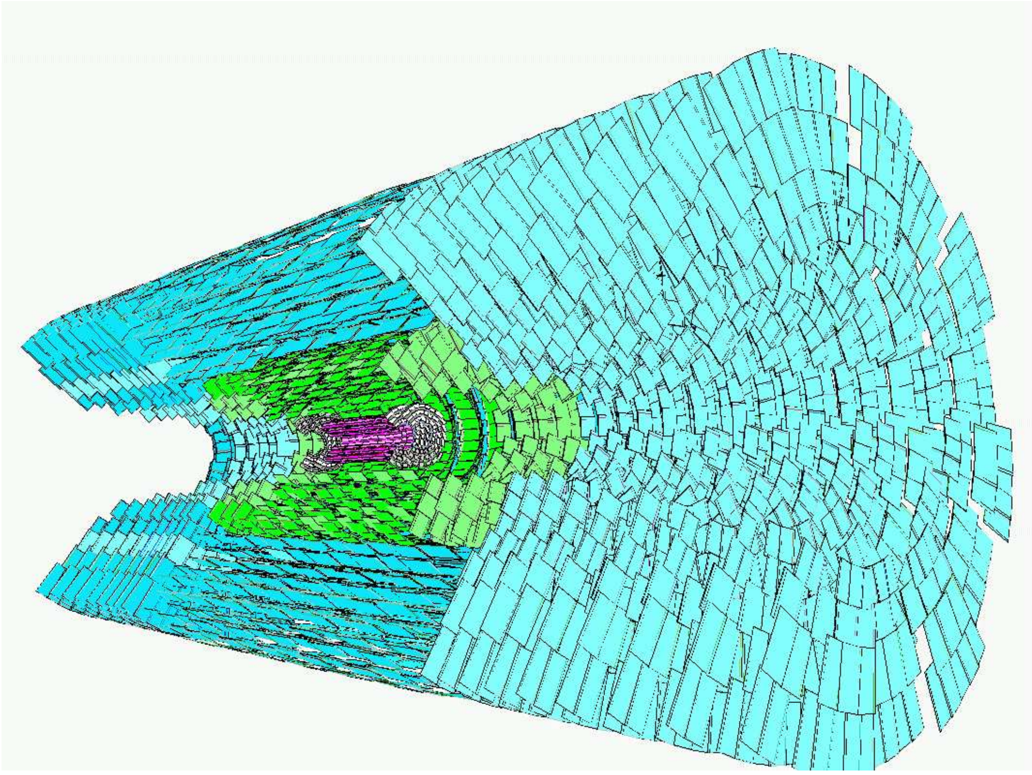


Figura 1.6: Disegno schematico dei moduli dell'SST

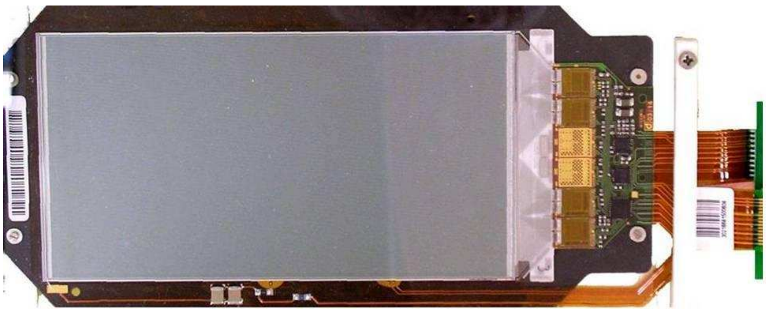


Figura 1.7: Un modulo (TIB) del tracciatore a microstrisce di silicio

Questo materiale é stato scelto per la sua alta rigidità meccanica, per la sua trasparenza e la sua buona conducibilità termica, in quanto sottrae calore al silicio e all'elettronica di lettura con cui ogni modulo é equipaggiato. I moduli sono montati sulla struttura di supporto secondo uno schema che prevede la loro parziale sovrapposizione spaziale. L'insieme di moduli comprende circa 10 milioni di elementi sensibili e ricopre una superficie di circa $200m^2$.

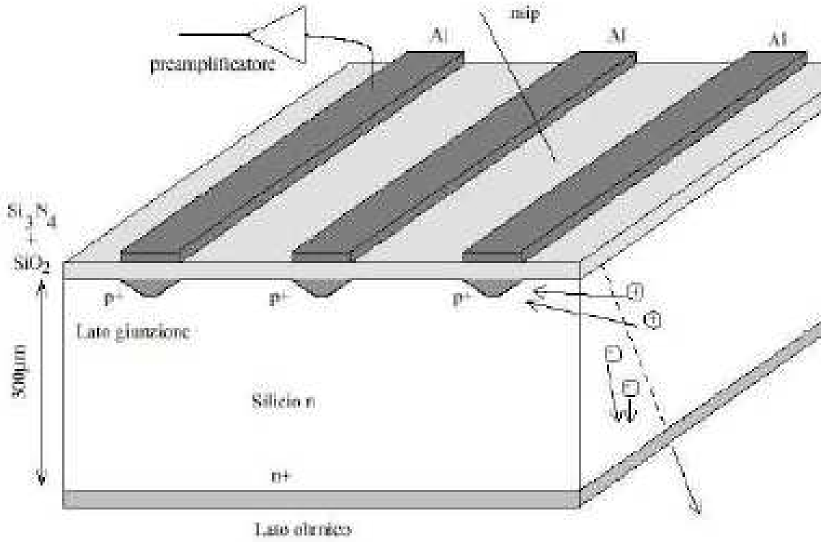


Figura 1.8: Schematizzazione di un rivelatore a microstrisce di silicio e della separazione delle coppie elettrone-lacuna create dall'attraversamento di una particella al minimo di ionizzazione.

Il principio fisico alla base del funzionamento di un sensore sono le proprietà di una giunzione p-n. Sul singolo cristallo di silicio vengono formate per processo di impiantazione ionica diverse centinaia di microstrisce di tipo p^+ poi metallizzate per ricopertura con un sottile striscia di alluminio (figura 1.8). Le microstrisce sono spesse qualche μm, larghe $10 \div 20\mu m$ ed intervallate ad una distanza tipica di $50\mu m$. Il sensore é a tutti gli effetti una giunzione p^+ su n (il tipo di drogaggio del substrato) che opera in regime di polarizzazione inversa e tipicamente alla tensione di completo svuotamento in modo che la regione di carica spaziale si estenda per tutto il substrato spesso $300\mu m$.

Quando una particella carica attraversa il materiale del rivelatore, perde parte della propria energia per ionizzazione. L'energia ceduta consente il passaggio di elettroni dalla banda di valenza alla banda di conduzione del semiconduttore, producendo coppie elettrone-lacuna; queste cariche cosí prodotte migrano verso gli elettrodi sotto l'azione del campo elettrico presente (gli elettroni verso il lato ohmico e le lacune verso le microstrisce). Le cariche in moto in prossimitá degli elettrodi inducono un impulso elettrico della durata tipica di qualche μs.

Il sensore é equipaggiato con l'elettronica di lettura e le relative connessioni elettriche (sia per la polarizzazione del sensore e l'alimentazione dei chip di lettura che per l'estrazione del segnale elettrico). In tutto sono presenti nell'SST circa 75000 chip di lettura e circa $150Km$ tra cavi e fibre ottiche.

La piccola quantità di carica indotta agli elettrodi viene amplificata dai chips APV25. Il segnale prodotto puó interessare più strisce e formare un *cluster* di segnale il cui baricentro viene preso come posizione dell'hit associato al passaggio della particella carica. Le microstrisce sono accoppiate al sistema di lettura da un condensatore che da un lato si collega alla striscia e dall'altro ad un canale di ingresso del chip di lettura APV25. Ogni chip é in grado di leggere 128 microstrisce per cui ogni modulo del tracciatore, composto da 512 o 768 microstrisce, necessita di quattro o sei chip di lettura.

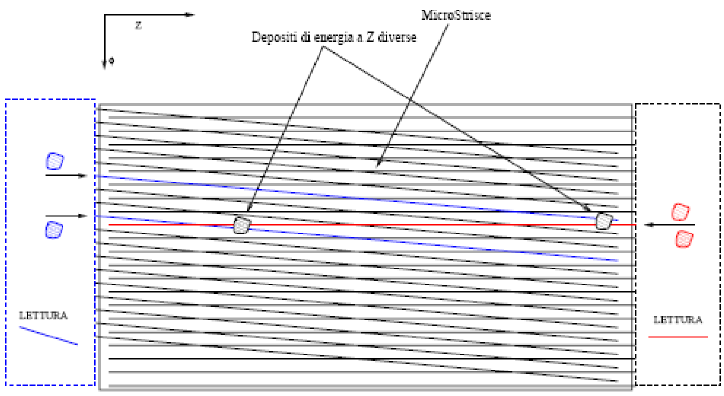


Figura 1.9: Disegno schematico di un modulo *stereo*. La doppia lettura, mediante le strisce inclinate o meno, permette di ricavare una coppia di coordinate spaziali.

Per ottenere un'informazione bidimensionale sulla posizione di un hit si utilizzano particolari moduli *stereo* (figura 1.9). I moduli stereo sono composti in realtà da due moduli attaccati insieme *back-to-back*; uno dei due ha le strisce inclinate di $100mrad$ rispetto all'altro. Se una particella fa "accendere" una striscia su un modulo, é possibile conoscere l'altra coordinata guardando quale striscia risulta "accesa" sul secondo modulo e cercando l'intersezione tra le due strisce.

L'intero SST é progettato per resistere all'elevato "bombardamento" di particelle cui é sottoposto (alla frequenza di collisioni a $40MHz$). Esso é mantenuto alla temperatura di $-20°$C per minimizzare e mitigare nel tempo l'effetto del danneggiamento da radiazioni.

L'SST é diviso in quattro parti (figura 1.10):

- *Tracker Inner Barrel* (TIB), la parte cilindrica più interna;
- *Tracker Outer Barrel* (TOB), la struttura cilindrica esterna;
- *Tracker Inner Discs* (TID), le corone circolari poste all'estremità del TIB;
- *Tracker Endcaps* (TEC), le corone circolari più esterne.

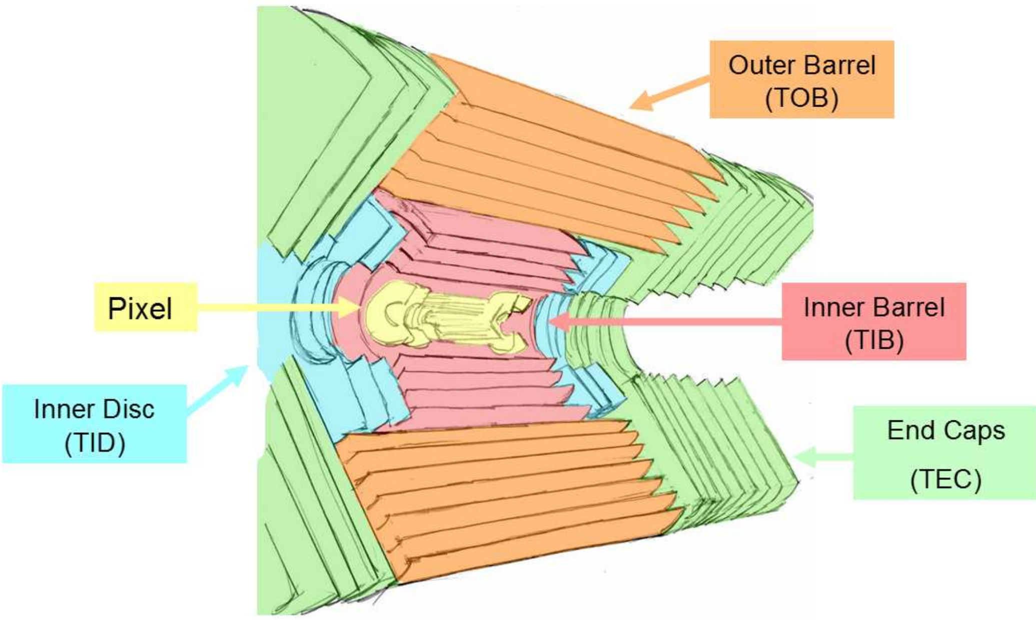


Figura 1.10: Disegno raffigurante le parti che costituiscono il tracciatore di CMS.

Il TIB é composto da quattro strati (*layers*) cilindrici coassiali (figura 1.11) collocati ad un raggio dall'asse dei fasci variabile tra 239 mm e 515 mm, per un totale di 2808 moduli. Ciascuno di questi strati é suddiviso in varie *string* e quest'ultima unità consiste in un insieme di singoli moduli. I moduli dei due strati più interni sono doppi (con due rivelatori sulle due facce, disposti back-to-back in modo da misurare una coppia di coordinate per l'hit di segnale associato al passaggio particella come precedentemente discusso), mentre i moduli dei due strati più esterni sono a singola vista.

Su ciascuno dei due lati del TIB sono posizionati tre dischi del TID (figura 1.10), ciascuno formato da tre anelli concentrici; i due anelli più interni sono

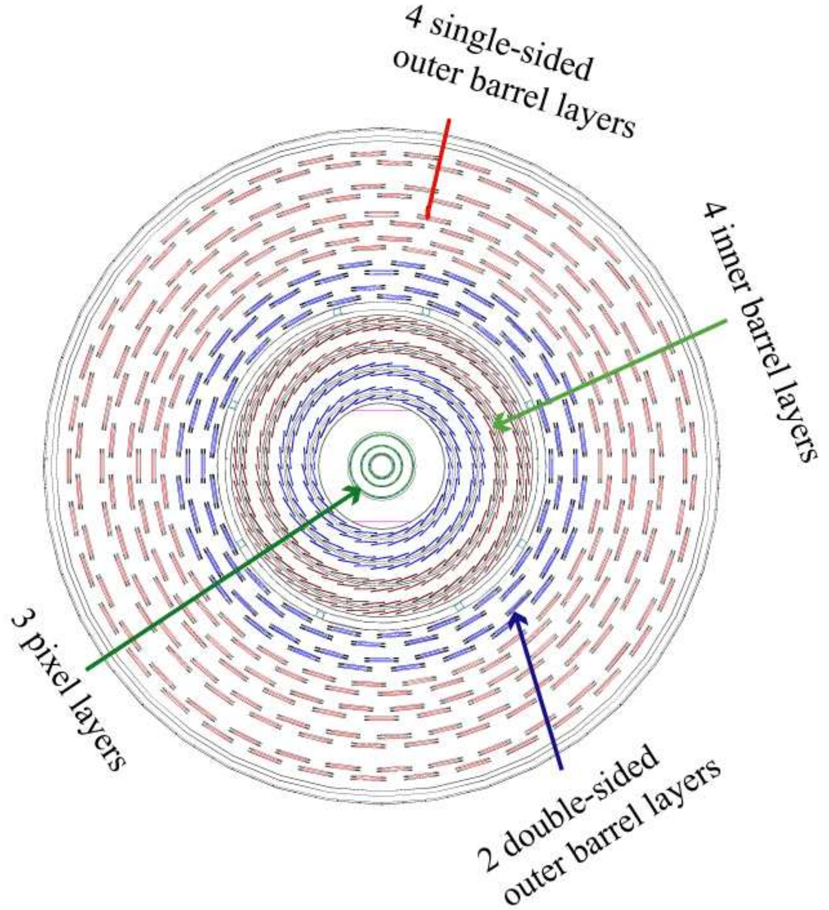


Figura 1.11: Disegno della sezione trasversale del parte *barrel* dell'SST.

formati da moduli doppi, il terzo da moduli singoli. I moduli del TID, così come quelli del TEC, hanno una forma trapezoidale, a differenza dei moduli del barrel che sono rettangolari. Come il *barrel*, anche gli *endcap* hanno una sottostruttura che é costituita nell'ordine gerarchico da *wheel*, *ring* e dai singoli moduli.

Le parti più interne (TIB e TID) sono completamente racchiuse dai sei strati cilindrici del TOB (figure 1.10 e 1.11). Anche in questo caso i primi due strati sono costituiti da moduli doppi mentre i moduli singoli sono utilizzati per i rimanenti strati. Il TOB é formato da strutture modulari a "sbarra" (*rod*): su ogni *rod* sono montati 6 moduli, tre nella parte superiore e tre in quella inferiore. Complessivamente il TOB é costituito da 5928 moduli organizzati in 6 strati compresi tra una distanza di 605 mm e 1055 mm

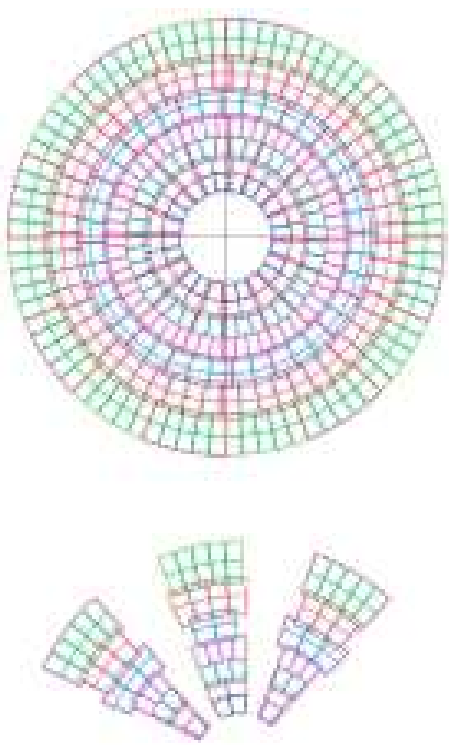


Figura 1.12: Disegno di un disco suddiviso in anelli e di petali della parte *endcap* dell'SST.

dall'asse dei fasci.

Il TEC é costituito da diciotto dischi (figura 1.12), nove per parte: $z > 0$ e $z < 0$ (figura 1.10). Le unità costruttive del TEC sono i petali, di due tipi diversi, ciascuno corrispondente ad 1/16 di disco. I quattro anelli interni sono simili a quelli del TID, tuttavia all'aumentare della coordinata z gli anelli più interni vengono via via eliminati (si veda fig. 1.5): i primi tre dischi sono completi, ai tre successivi manca l'anello più interno e così via fino all'ultimo disco che mantiene soltanto l'anello più esterno. Complessivamente gli *endcap* sono costituiti da 12 dischi per ogni lato, posti a diverse distanze dal punto di collisione dei fasci, per un totale di 7216 moduli.

1.3.2 Il rivelatore a pixel di silicio

Il rivelatore a pixel, come l'SST é composto da una la parte centrale *barrel*, avente raggio pari a $10.2cm$ e lunghezza di $53cm$, e di due *endcap* laterali (si veda figura 1.13). Esso consiste in tre strati di moduli pixel nella parte *barrel*, e due dischi negli *endcap*. Gli strati cilindrici sono posti a distanze di $4cm$, $7cm$ e $11cm$ dalla linea dei fasci contenuti nel tubo a vuoto. Il rivelatore a pixel, essendo quello più prossimo alla regione di interazione dei fasci, é cruciale per un'ottima ricostruzione delle tracce e dei vertici di decadimento.

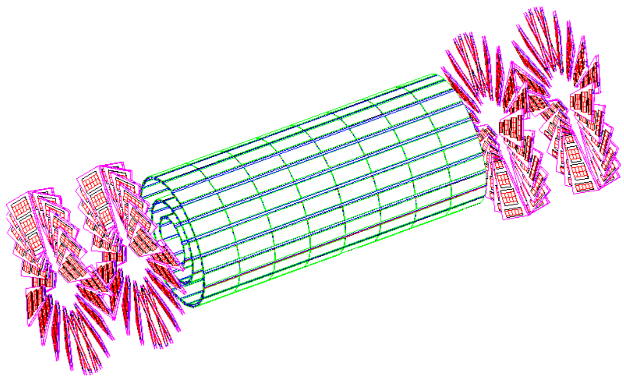


Figura 1.13: Schema del rivelatore pixel

Nonostante le sue piccole dimensioni, il rivelatore a pixel contiene 65 milioni di pixel. Ogni strato é diviso in segmenti come piccole mattonelle (figura 1.14), ognuna equivalente ad un piccolo sensore al silicio (il "pixel" appunto), dalle dimensioni $100\mu m$ per $150\mu m$.

Il principio di funzionamento dei pixel di silicio é simile a quello dei rivelatori a microstrisce, con la differenza che consiste in un impianto del tipo n+ su substrato n ed un lato posteriore di tipo p metallizzato a formare l'elettrodo rettangolare di lettura.

All'attraversamento di una particella carica corrisponde in modo analogo un piccolo segnale elettrico raccolto dall'elettronica di lettura; il chip elettronico interfacciato al sensore amplifica poi questo segnale.

Siccome il singolo strato di rivelazione é composto da mattonelle bidimensionali, incrociando l'informazione dei vari strati é possibile ricostruire un'immagine tridimensionale della traiettoria della particella. Essendovi 65 milioni di canali, la potenza dissipata da ogni pixel deve essere mantenuta la più bassa possibile. Nonostante ogni pixel generi solo 50 microwatt, la potenza

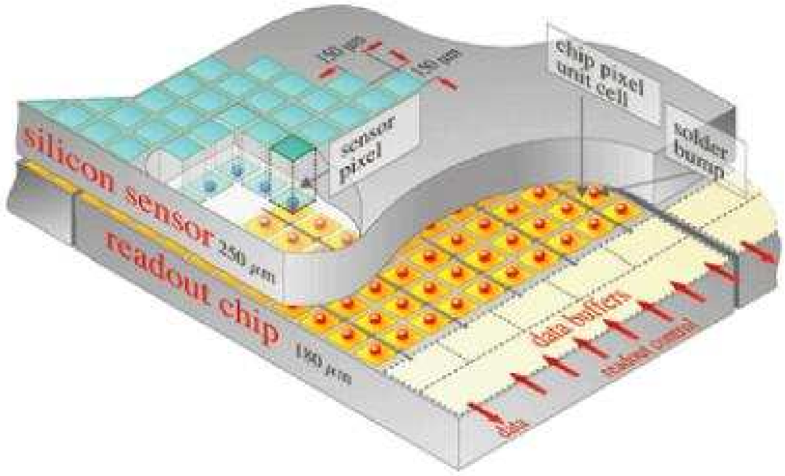


Figura 1.14: Particolare del disegno di un elemento di uno strato del rivelatore a pixel

totale dissipata é notevole per cui il rivelatore a pixel viene opportunamente raffreddato.

Capitolo 2

Ricostruzione del mesone charmato D^0 e sue proprietá

2.1 Contesto e motivazione per la ricostruzione del D^0

Nei primi cinque mesi di funzionamento del collisionatore LHC all'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 7\ TeV$, a partire dall'aprile 2010, l'esperimento CMS ha registrato finora eventi per una luminosità integrata di quasi $2.3pb^{-1}$ (figura 1.1). I risultati presentati in questa tesi sono stati ottenuti usando un campione di dati corrispondente ad una luminositá integrata di $0.47nb^{-1}$, collezionata fra l'aprile ed il maggio del 2010, prima dell'applicazione di significativi fattori di prescalaggio dei trigger di *minimum bias*. La luminositá integrata é piccola perché questi trigger non sono stati prescalati solo all'inizio della presa dati (un fattore superiore a 500 veniva già applicato all'inizio dell'estate 2010). Gli eventi di *minimum bias* costituiscono, per i processi che si vogliono invece studiare in CMS (elettrodeboli mediati dai bosoni W e Z, quelli mediati dal bosone di Higgs, quelli supersimmetrici ed anche esotici), l'enorme ed onnipresente fondo "di QCD"; la quasi totalitá degli eventi prodotti in collisioni protone-protone (sia elastici che anelastici, diffrattivi o meno) é dovuta ad urti di basso $\hat{p_T}$ (quando i protoni collidono a relativamente grandi distanze) o processi di QCD di alto $\hat{p_T}$ (del tipo $q_i q_j \to q_i q_j$, $q_i \bar{q_i} \to q_k \bar{q_k}, gg$, $q_i \bar{q_j} \to q_i \bar{q_j}$, $q_i g \to q_i g$ e $gg \to q_k \bar{q_k}$).

A parte la produzione $b\bar{b}$ compresa in questi eventi, la quale interessa direttamente per gli studi di fisica del quark beauty ed indirettamente per lo studio dei fondi ad esempio per le analisi di segnali di Higgs, questi eventi non sono dunque di interesse specifico per la principale fisica di CMS se non perché consentono le indispensabili attività di verifica e di calibrazione dell'apparato e della ricostruzione, cioé delle attivitá cruciali nella primissima fase della presa dati di un esperimento. Ricostruire i tipici segnali di particelle quali per esempio K_s^0, π^0, η, Φ, Λ, D^0, D^+, D^{*+}, J/Ψ fa parte del vastissimo programma di verifica e calibrazione. La ricostruzione del D^0 costituisce un buon test per verificare il corretto funzionamento della ricostruzione delle tracce a basso impulso e la ricostruzione dei vertici secondari di decadimento. Quest'ultima, a sua volta, é cruciale per il funzionamento di alcuni fra i principali algoritmi di *b-tagging*, cioé di identificazione dei jet provenienti dalla frammentazione di un quark beauty; l'identificazione di questi b-jet é un utile strumento per la caratterizzazione dei fondi nella ricerca del bosone di Higgs e delle particelle supersimmetriche.

2.2 Proprietá del mesone D^0

Nel modello a quark il mesone charmato neutro D^0 é composto dalla coppia quark-antiquark $c\bar{u}$ (e quello ottenibile per coniugazione di carica, $\bar{D}^0$, dalla coppia $u\bar{c}$). Il D^0 ha numeri quantici $I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-)$ ed é dunque un mesone pseudoscalare, quindi caratterizzato dal fatto di avere spin 0 (quark e antiquark hanno spin opposto). La sua massa a riposo é stimata essere, mediante il piú aggiornato PDG fit [4], pari a:

$$m(D^0) = 1864.83 \pm 0.14 \; MeV/c^2 \tag{2.1}$$

I suoi canali di decadimento sono principalmente sia semileptonici (con un muone o un elettrone nello stato finale) che adronici (con 1 $\bar{K}$ -quelli favoriti- o 3 K sia carichi che neutri nello stato finale, nonché coppie $K\bar{K}$, o anche solo pioni nello stato finale). Il decadimento in due *prong* (due generiche tracce cariche) é quello piú frequente, avendo luogo il $69 \pm 6\%$ delle volte. Il mesone D^0 é stato scoperto dall'esperimento MARK-I [5] nei decadimenti adronici in $K\pi$ e $K3\pi$.

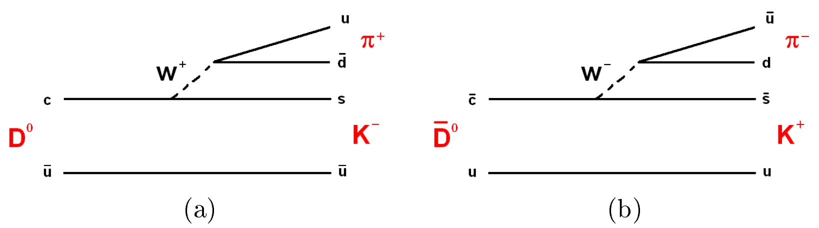


Figura 2.1: Diagrammi di Feynman del decadimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (a) e del suo complesso coniugato $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (b).

In particolare il modo di decadimento Cabibbo-Favorito $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ (figura 2.1) (e parimenti quello complesso coniugato $\bar{D^0} \rightarrow K^+\pi^-$) é caratterizzato da un rapporto di diramazione (*branching fraction*) abbastanza piccolo, stimato essere mediante PDG fit [4] pari a:

$$\frac{\Gamma(K^-\pi^+)}{\Gamma_{total}} = (3.89 \pm 0.05)10^{-2}$$

Una recente misura fornita dall'esperimento BaBar [6] risulta essere compatibile con quest'ultimo:

$$\frac{\Gamma(K^-\pi^+)}{\Gamma_{total}} = (4.007 \pm 0.037(stat) \pm 0.072(sist))10^{-2}$$

Il canale $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ é particolarmente soppresso: se la transizione é Doppio Cabibbo-Soppresso la branching fraction dell'ordine di 10^{-4} [4]; se invece si ha mediante $\bar{D^0}$ (cioé attraverso l'oscillazione $D^0 \rightarrow \bar{D^0}$) [4] é inferiore a $1.6 \cdot 10^{-5}$. Il livello di soppressione é tale da trascurarne il contributo nell'estrazione del segnale Cabibbo-favorito condotta nel contesto di questa tesi.

La massa invariante $K\pi$ verrá ricostruita in una finestra di circa $\pm 135\ MeV$ intorno al valore aggiornato del PDG per la massa del mesone D^0. In tale finestra ed in particolare nella zona del segnale non ci si aspetta riflessioni da parte di altri mesoni charmati (D^+, D_s^+) o da altri modi di decadimento del D^0. In riferimento a questi ultimi, i modi KK e $\pi\pi$ possono dare contributi ma solamente ai bordi della finestra di massa invariante e comunque sono sufficientemente trascurabili in questo contesto trattandosi di decadimenti Singolo Cabibbo-Soppressi; il modo $K\pi\pi^0$ con il π^0 non ricostruito nel calorimetro puó dare contributo nella finestra di massa ma é ragionevole pensare che sia "spalmato" lungo la finestra stessa e comunque che la frequenza di incidenza sia relativamente bassa e pertanto tale contributo é ragionevolmente trascurabile in questo contesto.

In conclusione nel contesto di questa tesi é sufficientemente ragionevole assumere che il fondo sia sostanzialmente combinatorio.

Come giá accennato il mesone D^0 viene prodotto in eventi di collisione protone-protone in b-jet ($b \rightarrow D^0 X$ oppure $b \rightarrow D^{*+}(\rightarrow D^0\pi)X$). Tuttavia il D^0 puó derivare non solo da eventi $pp \rightarrow b\bar{b}X$ ma anche "direttamente" nella frammentazione $c\bar{c}$ in eventi $pp \rightarrow c\bar{c}X$. L'estrazione del segnale di D^0 nel contesto di questa tesi prescinde dal meccanismo di produzione (diretto o meno) ed anche dal possibile tag mediante il segnale di D^{*+} (cioé $D^{*+} \rightarrow \pi_s^+ D^0(\rightarrow K^-\pi^+)$). Infatti in questo contesto l'esigenza principale é quella di usare una produzione del D^0 piú inclusiva possibile per massimizzare la significativitá statistica del segnale a fronte di un fondo combinatorio particolarmente copioso. Per tale motivo si preferisce non rinunciare al contributo di segnale da parte dei mesoni D^0 provenienti da decadimento diretto di un mesone con beauty. Per una mistura di mesoni con beauty $B^{\pm}/B^0$, si ha produzione di un $D^0/\bar{D}^0$ nel 64% dei casi.

2.3 Interesse del mesone D^0

La ricostruzione del mesone D^0 é stata ed é ancora di grande interesse per la fisica dei sapori pesanti (*Heavy Flavour Physics*) sperimentata recentemente con grande successo alle B-factories (esperimenti BaBar e Belle): il D^0-mixing, la violazione di CP (nei modi di decadimento Cabibbo-Soppressi del D^0), la ricerca del decadimento del D^0 in due leptoni sono questioni tuttora investigate sperimentalmente, anche perché l'evidenziarsi di effetti fortemente soppressi nell'ambito del Modello Standard puó tradursi in rivelazione di segnali di Nuova Fisica.

In ambito di esperimenti a collisionatori adronici un canale come $D^0 \to K\pi$ si puó prestare principalmente quale utile canale di controllo, in particolare quando il D^0 viene taggato mediante il D^{*+} ed il kaone e il pione sono distinguibili (il K é la traccia con segno opposto a quello del π_s). Per esempio per la stima della *fake rate* "muonica" (frequenza con la quale un pione o un kaone mimano un segnale di muone) oppure per lo studio delle performance di separazione K/π mediante misure di dE/dx con l'SST o ancora per lo studio dell'efficienza relativa di tracciamento mediante decadimenti del tipo $b \to D^{*+}(\to D^0\pi_s)\mu^-\bar{\nu}$ ed infine per studi di ricostruzione dei vertici secondari.

Tuttavia il canale $D^0 \to K\pi$ puó essere un ingrediente indispensabile per misure di fisica. Per esempio recentemente la collaborazione CDF (esperimento al collisionatore $p\bar{p}$ Tevatron al Fermilab, all'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 1.96TeV$) ha proposto [7] una misura della sezione d'urto di produzione degli adroni con beauty $\sigma(p\bar{p} \to H_bX)$ (dove H_b rappresenta una mistura di tutti gli adroni con beauty che decadono debolmente includendo B^+, B^0, B_s^0, B_c^+, Λ_b) mediante ricostruzioni semi-esclusive del tipo $H_b \to \mu^- D^0 X$ ove $D^0 \to K\pi$ e $H_b \to \mu^- D^{*+} X$ ove $D^{*+} \to D^0\pi^+$ e con $D^0 \to K\pi$ (in entrambi i casi lo stato finale é del tipo $\mu^- D^0 X$).

Per completezza si segnala che la ricerca di decadimenti *Flavor-Changing Neutral-Current* $D^0 \to \mu^+\mu^-$ fa parte del programma di fisica della collaborazione CMS; l'esperimento CDF ha recentemente presentato risultati su tale ricerca [8].

Capitolo 3

Pre-selezione, osservabili e metodo di fit

3.1 Dati usati e pre-selezione degli eventi

3.1.1 Dati reali e simulati usati

Per l'analisi presentata sono stati usati campioni di dati di *minimum bias* sia reali che simulati.

Per quanto riguarda i dati reali é stato usato un campione di dati registrato dall'esperimento CMS fra l'aprile ed il maggio del 2010 (prima dell'applicazione di significativi fattori di prescalaggio dei trigger di *minimum bias*) corrispondente ad una luminositá integrata di $0.47nb^{-1}$, come giá anticipato nel paragrafo 2.1. Sono stati analizzati quei run e relative sottoparti (*lumi-sections*) dichiarati buoni a livello di controllo di qualità dei dati (*data quality monitoring*) eseguito a posteriori [9].

É stato anche usato un campione di quasi 54 milioni di eventi di *minimum bias* simulati [10].

3.1.2 Pre-selezione degli eventi

Sono stati processati solo gli eventi reali di *minimum bias* che potessero soddisfare i requisiti minimi implementati mediante una semplice logica di trigger (*Minimum Bias Trigger*). Questa consiste in:

- selezionare eventi con incrocio dei fasci (*beam-beam Bunch Crossing*) mediante *Beam Pickup Timing for eXperiments* (BPTX) cioé una coppia di stazioni di rivelazione a pickup elettrostatico distanti $175m$ dalla zona di collisione;

- selezionare eventi con attivitá compatibile con una collisione mediante *Beam Scintillator Counters* (BSC);
- porre un veto ad eventi di *Beam Halo* in cui sciami di particelle vengono prodotte da collisione di un fascio con il gas residuo nel tubo a vuoto ed eventualmente vi é anche interazione di queste stesse particelle con i collimatori nei pressi della zona di interazione.

Inoltre viene richiesto preliminarmente di soddisfare i seguenti requisiti:

- selezionare eventi in cui il magnete é in condizioni nominali di funzionamento;
- selezionare eventi in cui tutti i sottorivelatori di CMS sono pronti per la raccolta dati (p.es. le alte tensioni per la polarizzazione dei sensori del tracciatore sono alla tensione nominale);
- porre un veto ad eventi in cui la frazione di tracce di elevata qualitá ricostruttiva sia superiore al 25% dell'insieme totale di tracce ricostruite (purché il numero totale di tracce sia maggiore di 10); in tal modo si vogliono scartare i così detti *beam-scraping events* in cui lunghe sezioni orizzontali del rivelatore a pixel di silicio vengono accecate;
- selezionare eventi in cui sia stato preventivamente ricostruito (mediante fit iterativo sulle tracce dell'evento) almeno un vertice primario con un numero di gradi di libertá nel fit maggiore di 2, e con contenuti spostamenti trasversale e longitudinale dall'origine nominale del sistema di riferimento secondo i requisiti $d_{xy} < 2\ cm$ e $|d_z| < 15\ cm$.

Analoghi requisiti vengono soddisfatti processando eventi simulati laddove non vengano giá contemplati automaticamente.

3.2 Pre-selezione dei candidati D^0 e root-uple

Le informazioni e le variabili relative agli eventi dei dati reali e simulati usate nell'estrazione del segnale del mesone D^0 sono state organizzate in *root-uple* [11], generate (preventivamente al lavoro di tesi) nel contesto del framework CMSSW [12] ufficialmente usato per l'analisi nella collaborazione CMS. Nel lavoro propriamente di tesi i dati immagazzinati nelle root-uple sono state oggetto di analisi mediante l'uso di ROOT [13].

CMSSW, il software di esperimento scritto in C^{++} che é un linguaggio di programmazione orientato agli oggetti, é concepito come un vastissimo insieme di pacchetti contenenti moduli di vario tipo, dalla diversa funzionalitá (*producers*, *filters*, *analyzers*), per gestire l'intera catena di ricostruzione degli eventi, e, fra l'altro, definendo i vari formati in cui l'informazione viene resa disponibile nel codice e fornendo un ampio spettro di strumenti (*tools*). Per esempio uno strumento usato nel contesto di questa tesi é il *Kalman Vertex Fitting* (KVF) [14] che opera un fit di vertice per due tracce cariche: date due qualsiasi tracce cariche nell'evento, ne esegue un fit vincolato dove il vincolo geometrico impone l'esistenza di un punto spaziale comune alle due tracce. I moduli sono assemblabili sequenzialmente in una catena che rappresenta il processo di ricostruzione da eseguire; l'assemblaggio viene gestito da un sistema di file scritti in Python, un linguaggio di programmazione, dinamico, di alto livello usato come *scripting language*.

A valle della catena di ricostruzione é stato aggiunto (preventivamente al lavoro di tesi) un *analyzer* configurato mediante uno *script* in Python, entrambi appositamente scritti (e incardinati nella release 3.5.6 di CMSSW) per selezionare gli eventi che potessero contenere eventuali mesoni D^0 ricostruiti; a partire dalle tracce cariche ricostruite in un evento rappresentanti particelle sufficientemente stabili (come pioni e Kaoni), vengono costruiti, per combinazione iterata di due tracce per volta, dei "candidati composti con due figlie" rappresentanti dei mesoni D^0 che decadono in due corpi. Nel proseguo del testo si fará generoso uso delle parole "candidato" e "figlie" che fanno parte del gergo comune nel contesto delle analisi di Fisica delle Particelle Elementari.

La preselezione dei candidati D^0 e l'immagazzinamento delle informazioni sono stati impostati nel modo seguente:

- vengono considerate tutte le tracce dell'evento con momento trasverso $p_T > 0.6$ e pseudo-rapiditá $|\eta| < 2.5$ al fine di mitigare in partenza l'enorme fondo combinatorio;

- a partire da queste tracce vengono create due liste, una di candidati pioni (attribuendo a tutte le tracce la massa del $\pi^{\pm}$) ed una di candidati Kaoni (attribuendo a tutte le tracce la massa del $K^{\pm}$); in tal modo le tracce sono disponibili per la procedura di combinazione con entrambe le ipotesi di massa d'interesse;

- vengono costruiti candidati composti $K\pi$ attingendo una traccia dalla lista dei pioni ed una da quella dei Kaoni e considerando le sole combinazioni di due tracce con carica totale nulla; si accettano candidati composti la cui massa invariante sia compresa nell'intervallo di valori $[1.73, 2.0] GeV/c^2$ cioé in una finestra simmetrica di semilarghezza $135 MeV/c^2$ centrata intorno al valore nominale della massa del D^0. La finestra di massa é sufficientemente ampia da consentire di poter usare le bande laterali nella stima del fondo combinatorio nella regione del picco di segnale. A causa dell'alto numero di tracce per evento il fondo combinatorio (composto da false coppie di tracce combinate casualmente) é enorme.

- Vengono quindi immagazzinate un insieme di informazioni (fra cui quelle cinematiche, quelle di qualitá ricostruttiva ed i parametri d'impatto rispetto al vertice primario) per le tracce figlie preventivamente ordinate per valore di p_T; si considerano cioé la figlia con p_T "alto" e quella con p_T "basso". Viene anche definito e stimato l'angolo euclideo fra i due vettori momento delle due figlie (variabile ΔR descritta oltre).

- Vengono contestualmente immagazzinate tutte le informazioni (fra cui quelle cinematiche) per i candidati composti.

- Viene applicato il KVF per ottenere la posizione e la matrice di covarianza del vertice di decadimento del candidato composto (ma le tracce figlie non vengono "re-fittate"); si stimano la distanza tridimensionale e trasversa di questo vertice "secondario" dal vertice primario (disponibile per ciascun evento e pre-calcolato nella sua ricostruzione) e relativi errori. Viene anche stimato l'angolo fra il vettore momento del candidato composto e la linea d'azione che connette questi due vertici (variabile *pointing angle* α_{3D} descritta oltre).

Per quanto detto nel paragrafo 2.2 é ragionevole aspettarsi un solo vero mesone $D^0 \rightarrow K\pi$ negli eventi analizzati. Una volta definito l'insieme dei criteri di selezione e ispezionata la molteplicitá residua (cioé il numero di D^0 per evento) si deve decidere un criterio, possibilmente efficiente, per scegliere il candidato ricostruito che rappresenti con piú probabilitá un mesone D^0 reale. Esitono diverse proprietá dei candidati che potrebbero essere usate come criterio. In questo caso verrá scelto di tenere, ove vi siano piú di un candidato ricostruito per evento, quello con momento trasverso piú elevato, essendo più probabile che il candidato con momento trasverso inferiore sia ottenuto per combinazione casuale di due tracce. Bisogna tuttavia avere l'accortezza, ogni qualvolta vi siano due candidati con lo stesso valore del momento trasverso piú elevato nell'evento, di mantenerli entrambi, "in deroga" al criterio appena individuato. Per argomentare questa scelta bisogna osservare quanto segue. Due candidati con lo stesso valore di momento trasverso (e anche di tutte le altre proprietà cinematiche) sono due candidati con una peculiaritá ricostruttiva, quella di avere in comune le stesse due tracce figlie, ma con le ipotesi di massa scambiate. Per uno dei due la prima traccia (p.es. quella a carica positiva) viene supposta essere un Kaone e la seconda un pione mentre per l'altro candidato la prima traccia (sempre quella a carica positiva) viene supposta essere il pione e la seconda il Kaone. Poiché in questo contesto é stato scelto di non ricorrere al D^* tag (come anticipato nel paragrafo 2.2), né di ricorrere ad informazioni quali la dE/dx associata alle tracce ricostruite, non rimane disponibile alcun criterio per poter discriminare quale fra questi due candidati sia quello "buono"; da questa considerazione deriva la scelta di tenerli entrambi. Occorre notare che questi due candidati "gemelli" differiscono ovviamente per il valore della massa invariante (essendo le ipotesi di massa scambiate e il momento delle due tracce generalmente diverso), proprietá che peró non puó essere usata come criterio discriminante.

3.3 Le variabili della root-upla

Verrá ora passato in rassegna l'intero insieme delle variabili presenti nelle root-uple usate per l'analisi e rilevanti per quest'ultima. Si tratta di variabili fisiche legate all'evento in generale oppure relative al candidato D^0, sia di tipo cinematico che relative al vertice di decadimento, infine relative alle tracce figlie.

Variabili relative all'evento

- *nkPi* :
  variabile intera, rappresenta il numero di possibili candidati D^0 in un evento
- *runId* :
  é un numero intero crescente con cui é identificato il run di presa dati.
- *lsId* :
  numero intero indicante la *luminosity section* cioé una porzione di run.
- *hasGenD0* (per la sola root-upla relativa ai dati simulati):
  variabile booleana, Essa indica se in un certo evento é stato generato un D^0 o meno.

Variabili cinematiche del candidato D^0

- $m(K\pi)$:
  é la massa invariante (espressa in GeV/c^2) di un possibile candidato D^0 ricostruita a partire dai quadri-momenti delle tracce figlie identificate

come K e π mediante un'ipotesi sulla loro massa. Essa é espressa in GeV/c^2 ed é definita come:

$$m = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{2} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{2} \overrightarrow{p_i}\right)^2} \tag{3.1}$$

con

$$\overrightarrow{p_1} = \overrightarrow{p_K}, \quad \overrightarrow{p_2} = \overrightarrow{p_\pi},$$

$$E_1 = E_K = \sqrt{\overrightarrow{p_K}^2 + m_K^2}, \quad E_2 = E_\pi = \sqrt{\overrightarrow{p_\pi}^2 + m_\pi^2}.$$

- $p(D^0)$:
  é il modulo dell'impulso del candidato D^0 ("pseudo-momento") espresso in GeV/c.

- $p_T(D^0)$:
  questa variabile rappresenta il momento trasverso del candidato D^0 ("pseudo-momento" trasverso), ossia la proiezione del vettore impulso sul piano trasverso (xy) ed é data in unità GeV/c.

- $\eta(D^0)$:
  é la pseudo-rapidità definita dalla relazione (1.4).

- $\phi(D^0)$:
  variabile angolare (in rad) che rappresenta l'angolo che la proiezione dello pseudo-momento del candidato D^0 sulla sezione trasversale forma con l'asse x (che, secondo la convenzione discussa nel par. 1.2, é l'asse diretto verso il centro dell'anello).

Variabili relative al vertice secondario di decadimento

- $P_{\chi^2}(D^0vtx)$:
  variabile adimensionale (con valori fra 0 e 1) rappresentante la probabilità associata al valore del χ^2 del fit di vertice secondario (con KVF).

- $d_{xy}(D^0vtx)$:
  é la distanza (espressa in cm) del vertice secondario di decadimento dal vertice primario di interazione proiettata sul piano trasverso xy. Se il vertice $K\pi$ ricostruito é effettivamente un vertice secondario, (quando le tracce figlie non provengono dal vertice primario) tale distanza non può essere nulla ma deve riflettere la caratteristica del meccanismo di produzione della D^0 e soprattutto il fatto che il mesone D^0 "vola" prima di decadere.

- $\varepsilon_{d_{xy}}(D^0vtx)$:
variabile che rappresenta l'errore sulla variabile d_{xy}, anch'essa espressa in centimetri. Essa é calcolata a partire dalle matrici di covarianza associate ai vertici primario e secondario.

- $\delta_{xy}(D^0vtx)$:
significatività del vertice (adimensionale) definita come il rapporto delle due variabili precedenti:
$$\delta_{xy} = \frac{d_{xy}}{\varepsilon_{d_{xy}}}$$

Variabili angolari per il D^0

- ΔR :
separazione angolare (in rad) dei due vettori momento delle tracce figlie, $K^{\mp}$ e $\pi^{\pm}$, definito come:
$$\Delta R(K^{\mp}, \pi^{\pm}) = \sqrt{(\eta(K^{\mp}) - \eta(\pi^{\pm}))^2 + (\phi(K^{\mp}) - \phi(\pi^{\pm}))^2} \tag{3.2}$$
dove η é la pseudo-rapidità e ϕ l'angolo nel piano trasverso relativi alle figlie.
Per candidati D^0 effettivi il valore ΔR dovrebbe essere in media più piccolo che per una combinazione $K\pi$ casuale.

- α_{3D} (*pointing angle*):
angolo (in rad) tra il vettore pseudo-momento del candidato D^0 e la retta d'azione individuata dai vertici primario e secondario.
Per un effettivo candidato D^0 il valore di questo angolo dovrebbe essere ovviamente nullo o praticamente molto piccolo, anche se l'errore sulla posizione ricostruita del vertice secondario può introdurre anche scostamenti significativi.

- α_{2D} :
variabile angolare (in rad) analoga al *pointing angle* ma definita nel piano trasverso mediante la proiezione su di esso.

Variabili relative alle tracce figlie (t=K,π)

- $p_T(t)$:
momento trasverso della traccia figlia espresso in GeV/c. Esso é definito come la proiezione del vettore momento della traccia sul piano trasverso xy ed é stimato a partire dalla relazione (1.7).

- $n_{hit}(high - p_T\ t)$; $n_{hit}(low - p_T\ t)$:
  variabili intere rappresentanti il numero di hit per traccia nel tracciatore rispettivamente per la figlia a p_T "alto" e a p_T "basso".
  La qualità di ricostruzione della traccia é proporzionale al numero di hit sperimentali forniti dal sistema tracciante.

- hasPBhit$(high - p_T\ t)$; hasPBhit$(low - p_T\ t)$:
  variabili booleane indicanti la presenza o meno di un hit valido per traccia nella porzione barrel del rivelatore pixel. Richiedere un hit valido in una regione molto vicina al vertice di interazione rappresenta un criterio di elevata qualità per la traccia.

- $d_{xy}^{PV}(t)$:
  parametro d'impatto trasverso della traccia rispetto al vertice primario (definito nel par. 1.3) espresso in cm.

- $\varepsilon_{xy}^{PV}(t)$:
  errore sulla stima di d_{xy}^{PV} (espresso in cm).

- $\delta_{xy}^{PV}(t)$:
  significatività del parametro d'impatto d_{xy}^{PV} (adimensionale) definita come il rapporto $\frac{d_{xy}^{PV}}{\varepsilon_{d_{xy}^{PV}}}$.

3.4 Procedura di fit delle distribuzioni di massa invariante

Discutendo il metodo di estrazione del segnale nel paragrafo 4.1 apparirá chiara la necessitá di poter interpolare [15] opportunamente le distribuzioni di massa invariante $K\pi$ allo scopo di descrivere il fondo combinatorio e stimare l'entitá del contributo di segnale.

Il modello di fit usato nell'analisi discussa nei capitoli 4 e 5 (ove risulta sempre sufficientemente adeguato pur nella sua semplicitá) descrive:

- con una funzione lineare (retta) la componente di fondo, atteso essere puramente combinatorio secondo le considerazioni del paragrafo 2.2:

$$f_1(x) = a + b \cdot x \tag{3.3}$$

- con una singola funzione gaussiana il contributo di segnale (la statistica del segnale non é cosí ampia da richiedere una descrizione del picco di segnale con almeno due gaussiane e l'impiego della Breit Wigner non risulta appropriato per le ragioni più avanti esposte):

$$f_2(x) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\Big(-\frac{1}{2}\big(\frac{x-\mu}{\sigma}\big)^2\Big) \tag{3.4}$$

La funzione complessiva di fit é data da $f_1(x) + f_2(x)$ caratterizzata da 5 parametri liberi: l'ampiezza A, il valor medio μ e la deviazione standard σ della gaussiana, l'intercetta a ed il coefficiente angolare b della retta.

Data la natura del fondo é ragionevole pensare di stimare il livello del fondo al di sotto del picco di segnale mediante il fit lineare determinato dalle cosiddette bande laterali (*sidebands*) nella distribuzione in massa invariante.

Astrattamente si potrebbe pensare di dover fittare il segnale mediante la funzione di Breit-Wigner ma in realtá il picco ricostruito del segnale risulta avere una larghezza ben superiore alla larghezza teorica della Breit-Wigner; pertanto si usa, invece, con ottima approssimazione una funzione gaussiana la cui semi-larghezza (cioé la deviazione standard) é il riflesso diretto della risoluzione in massa sperimentale, fortemente connesso alle performance di tracciamento del rivelatore (nell'intervallo di valori in gioco per il momento delle tracce prodotte nel decadimento in esame).

Il valore centrale ("di picco") della gaussiana fornisce invece la stima sperimentale della massa; uno scostamento di quest'ultima (*mass shift*) dal valore nominale (laddove noto) potrebbe suggerire la presenza di qualche bias ricostruttivo di natura sistematica negli algoritmi di tracciamento, oppure semplicemente un non perfetto allineamento del rivelatore.

In realtà, nell'analisi dei capitoli 4 e 5, é stato usato il metodo di fit un po' più raffinato che fa uso di funzioni di fit definite come *Probability Density Functions* (PDF). Le funzioni PDF sono funzioni normalizzate il cui integrale su un certo intervallo per la variabile rappresenta proprio la probabilitá che essa assuma valori in tale intervallo; la condizione di normalizzazione esprime la circostanza che la probabilitá che la variabile assuma valori nell'intero intervallo di definizione della PDF sia uguale all'unitá. Il vantaggio di effettuare fit con funzioni PDF risiede nel fatto che la stima del segnale (e del fondo) é ricavata direttamente dal fit.

Pur mantenendo lo stesso modello di fit (retta+gaussiana) le due precedenti funzioni vengono peró opportunamente modificate, come di seguito illustrato, per essere delle PDF. Innanzitutto occorre eliminare il coefficiente moltiplicativo (ampiezza A) per ottenere la gaussiana normalizzata:

$$\hat{f}_2(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\Big(-\frac{1}{2}\big(\frac{x-\mu}{\sigma}\big)^2\Big) \tag{3.5}$$

Per quanto riguarda la retta, questa puó essere normalizzarla dividendola per l'integrale della stessa sull'intervallo di definizione (che viene qui fatto coincidere con l'intervallo $[mMin, mMax]$ di definizione della distribuzione di massa invariante da fittare):

$$\hat{f}_1(x) = \frac{a + b \cdot x}{\int_{\mathrm{mMin}}^{\mathrm{mMax}} (a + b \cdot x) dx} \tag{3.6}$$

Per ovvie considerazioni geometriche si ha che l'integrale al denominatore vale:

$$\int_{\mathrm{mMin}}^{\mathrm{mMax}} (a + b \cdot x) dx = a \cdot (\mathrm{mMax} - \mathrm{mMin}) + \frac{1}{2} \cdot b \cdot (\mathrm{mMax}^2 - \mathrm{mMin}^2) \tag{3.7}$$

Affinché la funzione di fit complessiva sia a sua volta una PDF, questa non può essere definita come semplice somma $\hat{f}_1(x) + \hat{f}_2(x)$ poiché il relativo integrale non sarebbe unitario. Il modo corretto di definire la somma delle due PDF é invece:

$$\hat{f}(x) = f_S \cdot \hat{f}_2(x) + (1 - f_S) \cdot \hat{f}_1(x) \tag{3.8}$$

dove il parametro libero f_S rappresenta la frazione dell'area relativa alla componente di segnale rispetto all'area totale della funzione PDF. Questo coefficiente puó essere utilmente espresso come frazione dei candidati di segnale diviso il numero totale di candidati:

$$f_S = N_S/N \tag{3.9}$$

Pertanto riesprimendo il parametro f_S come rapporto di due parametri del fit, di cui quello al denominatore viene poi fissato al numero totale di candidati dell'istogramma di massa invariante da interpolare, il parametro libero al numeratore rappresenta proprio la stima del numero di eventi di segnale (che il fit restituisce in modo diretto).

La funzione di fit complessiva definita mediante la (3.8), proprio per il fatto che il suo integrale sull'intervallo di definizione é vincolato ad essere unitario, non può interpolare cosí come é definita l'istogramma della distribuzione; é infatti necessario introdurre un ulteriore parametro moltiplicativo che consenta di "scalare" la funzione all'istogramma.

In conclusione la funzione di fit complessiva é caratterizzata da 6 parametri liberi: due associati alla gaussiana (valor medio e deviazione standard), due associati alla retta (intercetta e coefficiente angolare) e due "comuni", cioé il numero di eventi di segnale e il coefficiente "di scala".

3.4.1 Stima dei livelli di segnale e fondo nella regione del segnale

Come verrà illustrato nel paragrafo 4.1 discutendo il metodo di massimizzazione della significatività statistica, é fondamentale poter calcolare il numero di eventi di segnale e di fondo all'interno dell'intervallo $[\mu - 2\sigma; \mu + 2\sigma]$.

A tal fine bisogna fare le seguenti considerazioni. L'integrale di una PDF tra due valori a e b é la probabilità che la variabile assuma valore compreso tra a e b. Per avere il numero di eventi che capitano in tale intervallo é sufficiente moltiplicare tale probabilità per il numero totale di eventi. Quindi per calcolare il livello di segnale+fondo nell'intervallo $[\mu-2\sigma; \mu+2\sigma]$ é sufficiente moltiplicare l'integrale della PDF, f_{PDF}, tra $\mu - 2\sigma$ e $\mu + 2\sigma$ per il numero totale di entrate nell'istogramma:

$$S + B = \left(\int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} f_{PDF}(x) dx \right) \cdot N \tag{3.10}$$

Poichè la funzione di fit introdotta in precedenza non é una PDF bensí una PDF moltiplicata per un fattore di scala ($par[3]$), occorre dividere la funzione di fit per tale fattore, il quale non é altro che l'integrale della funzione di fit su tutto il range. Infatti si ha:

$$\int_{\mathrm{mMin}}^{\mathrm{mMax}} f(x) dx = par[3] \cdot \int_{\mathrm{mMin}}^{\mathrm{mMax}} f_{PDF}(x) dx = par[3] \tag{3.11}$$

avendo sfruttato il fatto che l'integrale di una PDF su tutto l'intervallo é uguale a 1.

Risulta quindi:

$$S + B = \frac{\int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} f(x) dx}{\int_{\mathrm{mMin}}^{\mathrm{mMax}} f(x) dx} \cdot N \tag{3.12}$$

Questa espressione si presta utilmente ad un'ulteriore interpretazione se riscritta come proporzione:

$$(S + B) : N = \left(\int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} f(x) dx \right) : \left(\int_{\mathrm{mMin}}^{\mathrm{mMax}} f(x) dx \right) \tag{3.13}$$

da cui si deduce che il rapporto tra numero di candidati di segnale+fondo nell'intervallo $[\mu-2\sigma; \mu+2\sigma]$ e il numero totale di candidati é pari al rapporto fra l'area sotto la funzione di fit tra $\mu-2\sigma$ e $\mu+2\sigma$ e l'area totale della curva.

Per calcolare gli eventi di segnale compresi nell'intervallo $[\mu - 2\sigma; \mu + 2\sigma]$ é stato fatto un ragionamento analogo. Ragionando in termini di aree, il segnale può essere calcolato come l'area della sola funzione gussiana diviso l'area totale della funzione di fit moltiplicato per il numero totale di entries. Infatti per quanto detto prima se vale la relazione di proporzionalità (3.13) é lecito aspettarsi che valga analogamente la relazione

$$S : N = \left(\int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} Gauss(x)dx \right) : \left(\int_{\mathrm{mMin}}^{\mathrm{mMax}} f(x)dx \right) \tag{3.14}$$

e quindi

$$S = \frac{\int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} Gauss(x)dx}{\int_{\mathrm{mMin}}^{\mathrm{mMax}} f(x)dx} \cdot N \tag{3.15}$$

Alla stessa conclusione si giunge ragionando in termini di funzioni PDF. Il numero totale di eventi di segnale é dato come detto in precedenza da un parametro del fit (par[2]) esprimibile come:

$$\mathrm{par}[2] = N_S = f_S \cdot N \tag{3.16}$$

L'integrale tra $\mu - 2\sigma$ e $\mu + 2\sigma$ della PDF gaussiana fornisce la probabilità che un candidato di segnale possa "capitare" nell'intervallo di massa $[\mu - 2\sigma; \mu + 2\sigma]$; conseguentemente si ottiene il numero di eventi di segnale in tale intervallo moltiplicando tale integrale per il numero totale di eventi di segnale cioé $f_S N$. Risulta quindi:

$$\begin{aligned} S = N f_S \cdot \int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} \mathrm{Gauss}_{PDF}(x)dx = \\ = \left(\int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} \left(par[3] \cdot f_S \cdot \mathrm{Gauss}_{PDF}(x) \right) dx \right) \cdot \frac{N}{par[3]} = \\ = \left(\int_{\mu-2\sigma}^{\mu+2\sigma} \mathrm{Gauss}(x)dx \right) \cdot \frac{N}{par[3]} \end{aligned} \tag{3.17}$$

avendo, nel secondo passaggio, moltiplicato e diviso per il fattore di scala par[3] al fine di ottenere sotto l'integrale la componente gaussiana della funzione di fit. Dato che par[3] é, come dimostrato precedentemente, l'integrale della funzione di fit su tutto il range, si riottiene la (3.15).

Infine la stima del livello di fondo é stato calcolato come differenza tra $S + B$ ed S. Una volta calcolato il fondo é possibile stimare immediatamente il rapporto segnale/fondo e la significatività statistica (definita dalla relazione 4.1).

3.5 Rappresentazione della qualitá di un fit

Una volta effettuato il fit di una distribuzione di massa invariante risulta particolarmente utile (come si evince nei capitoli 4 e 5) fornire una rappresentazione allo stesso tempo visiva e quantitativa della qualitá del fit stesso basata sull'istogramma degli "scarti" che mostra, bin per bin di massa, di quanto il contenuto di candidati istogrammato differisce dalla stima fornita dal modello di fit. É opportuno a tal fine che l'istogramma degli scarti abbia lo stesso numero di bin dell'istogramma della distribuzione di massa invariante e che lo scarto sia corredato dalla propria barra di errore.

Piú precisamente lo "scarto" viene definito come una quantitá simile alla radice del classico χ^2:

$$\pm\sqrt{\chi^2} = \frac{x_s - x_t}{\sigma} \tag{3.18}$$

dove x_s é il valore sperimentale, x_t é il valore atteso e σ é l'incertezza associata al valore sperimentale. Concretamente la variabile $\pm\sqrt{\chi^2}$ viene calcolata bin per bin indicando con x_s il contenuto nel bin, con x_t il valore restituito del modello di fit (calcolato nel centro del bin) e con σ la radice quadrata del contenuto nel bin.

Pertanto si ha per l'i-esimo bin:

$$\pm\sqrt{\chi^2(i)} = \frac{N(i) - F(i)}{\sqrt{N(i)}} \tag{3.19}$$

L'errore su $\pm\sqrt{\chi^2(i)}$ può essere calcolato applicando l'usuale legge di propagazione degli errori casuali:

$$\sigma^2_{\pm\sqrt{\chi^2}}(i) = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}(\pm\sqrt{\chi^2})\right)^2 \cdot \sigma_1^2(i) + \left(\frac{\partial}{\partial x_2}(\pm\sqrt{\chi^2})\right)^2 \cdot \sigma_2^2(i) + \dots \tag{3.20}$$

che una volta applicata al caso specifico fornisce (per semplicità di notazione si tralascia l'indice del bin):

$$\begin{aligned}\sigma^2_{\pm\sqrt{\chi^2}} &= \left(\frac{d}{dN}\cdot\left(\frac{N-F}{\sqrt{N}}\right)\right)^2 \cdot \sigma_N^2 = \left(\frac{\sqrt{N} - \frac{1}{2\sqrt{N}}(N-F)}{N}\right)^2 \cdot \sigma_N^2 = \\ &= \left(\frac{N - \frac{1}{2}(N-F)}{N\sqrt{N}}\right)^2 \cdot \sigma_N^2 = \left(\frac{1}{2}\cdot\frac{N+F}{N\sqrt{N}}\right)^2 \cdot \sigma_N^2\end{aligned} \tag{3.21}$$

Considerandone la radice si ricava l'errore associato (ponendo $\sigma_N = \sqrt{N}$ nel secondo passaggio):

$$\sigma_{\pm\sqrt{\chi^2}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N+F}{N\sqrt{N}} \cdot \sigma_N = \frac{1}{2} \cdot \frac{N+F}{N} \tag{3.22}$$

Quest'ultima relazione fornisce dunque l'errore su $\pm\sqrt{\chi^2}$ per ogni singolo bin. Si noti che l'errore associato tende al valore unitario ad alta statistica (essendo $N \approx F$ per valori sufficientemente grandi di N).

Capitolo 4

Estrazione del segnale sul campione di dati simulati

Lo studio di un campione di dati simulati é particolarmente utile in casi come quello qui affrontato in cui il segnale é completamente annegato in un mare di fondo combinatorio. In questo studio su campione Monte Carlo verrà individuato un insieme di criteri di selezione “a tagli” che costituiranno la base di partenza per l’estrazione del segnale di D^0 e la reiezione del fondo nei dati reali.

4.1 Metodo di estrazione del segnale

A tal fine una possibilitá poteva essere quella di usare la “veritá Monte Carlo” per individuare e separare un campione di veri candidati $D^0 \to K\pi$ dai falsi candidati $K\pi$ costituenti il fondo combinatorio; in tal modo si sarebbero studiate un insieme di variabili discriminanti conoscendo esattamente la loro distribuzione sia nel caso di candidati di segnale che nel caso di candidati di fondo. Invece é stato preferito semplicemente ricorrere all’informazione dell’etichetta (*hasGenD0* come riportato nel par. 3.3) indicante se in un evento é stato generato un mesone D^0 o meno (in caso positivo *hasGenD0*$= 1$). Questa etichetta permette quindi di separare gli eventi dove puó essere presumibilmente ricostruito un candidato D^0 (oltre ai candidati del fondo combinatorio) dagli eventi dove puó venire ricostruito solo quest’ultimo. Si noti che in una frazione (piccola ma non nulla) degli eventi in cui un D^0 viene generato, uno o entrambi i due prodotti di decadimento risulteranno essere fuori dalla regione di accettanza geometrica del rivelatore perché caratterizzati da valori di pseudo-rapiditá al di fuori dell’intervallo fiduciale $|\eta| < 2.5$.

Nella figura 4.1 si vede come il sottocampione di eventi in cui é stato generato un mesone D^0 sia circa un decimo del campione complessivo, circostanza che permetterá di estrarre, pur se non facilmente, il segnale cercato mediante massimizzazione della significativitá statistica, operazione altrimenti proibitiva se fosse da condurre sul campione complessivo di eventi.

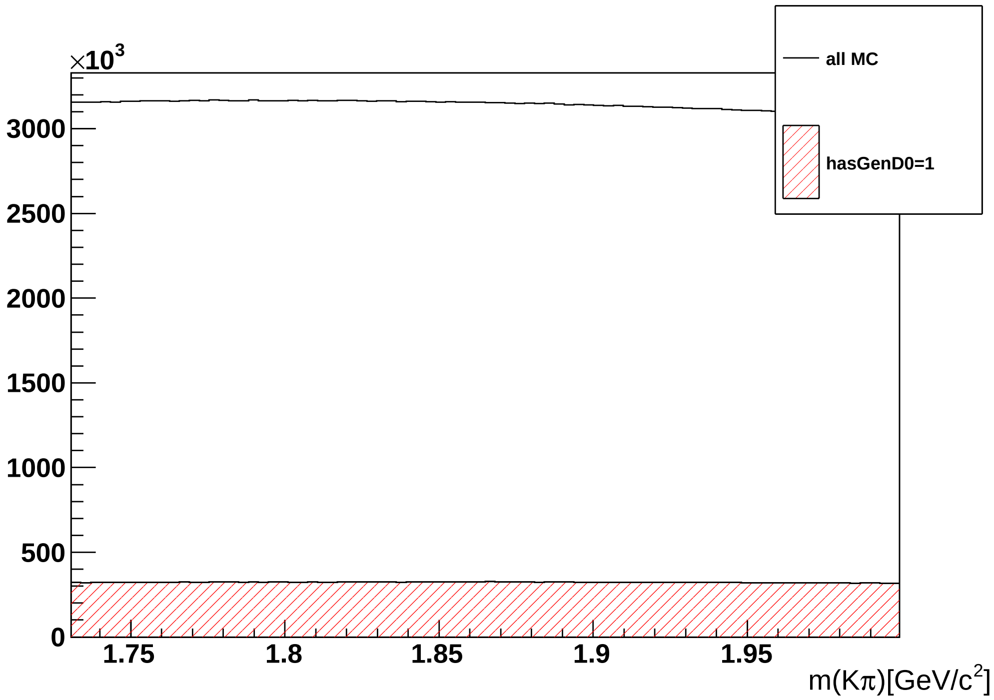


Figura 4.1: Distribuzioni della massa invariante $K\pi$ per i candidati di tutti gli eventi di *minimum bias* e solo per quelli degli eventi *minimum bias* con *hasGenD0*$= 1$ (istogramma ombreggiato).

La significativitá statistica SS di un picco di segnale in uno spettro di massa invariante é data dalla formula:

$$SS = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \tag{4.1}$$

ove il segnale S ed il fondo B vengono stimati per conteggio effettuato entro una finestra di valori di massa. Tale finestra é stata scelta con la seguente procedura: essendo verificata la circostanza per la quale sia sempre possibile fare l'interpolazione del picco di segnale mediante una singola funzione gaussiana ed il fit del fondo combinatorio mediante una funzione lineare, la finestra viene definita come $[\mu - 2\sigma, \mu + 2\sigma]$ essendo μ e σ rispettivamente il valore di picco e la semilarghezza restituiti dal fit stesso. La stima di S

é ottenuta come la quantitá di candidati contenuti nell'area compresa fra la gaussiana rappresentante il segnale e la retta rappresentante il fondo entro la finestra di massa; in alternativa, per controllo, S viene ottenuta per conteggio del contenuto dell'istogramma della distribuzione di massa dopo aver sottratto il fondo stimato dal solo fit del fondo entro la medesima finestra di massa. Questa seconda stima dipende meno dalla bontá del fit del picco di segnale, per quanto quest'ultimo sia comunque usato per definire la finestra di massa.

Il perché occorra massimizzare SS é facilmente comprensibile in base alla seguente considerazione: il termine al denominatore, essendo pari alla radice di $S + B$ descrive la deviazione standard delle fluttuazioni nei dati ($S + B$ appunto) che sono distribuiti secondo la distribuzione di Poisson. Pertanto maggiore é il segnale (S al numeratore) se confrontato con le fluttuazioni (il denominatore), maggiore é la sua significativitá.

Si osservi, considerato il quadrato di SS, che:

$$SS^2 = \frac{S \cdot S}{S + B} = S \cdot \frac{S/B}{S/B + 1} \tag{4.2}$$

per cui SS é proporzionale alla radice del segnale, con coefficiente di proporzionalitá che dipende dalla quantitá S/B che rappresenta tipicamente il rapporto segnale/rumore.

La massimizzazione di SS puó essere ottenuta in diversi modi, una volta individuato l'insieme delle osservabili fisiche ritenute utili per distinguere il segnale dal fondo, fra i quali: 1) selezione a tagli sulle variabili, 2) selezione con taglio sull'output ottenibile da una tecnica a reti neurali BDT (Boosted Decision Tree) impostata sulle stesse variabili, 3) selezione con taglio sull'output (likelihood) ottenibile da una tecnica a likelihood basata sulle medesime variabili.

In questa tesi é stata sviluppata una "classica" selezione a tagli (*cut-based selection*); specificatamente, una volta individuato l'insieme delle variabili principali a cui assegnare dei ragionevoli valori di partenza, si é proceduto a scansionare, per una variabile alla volta, i valori da essa assumibili, individuandone uno in corrispondenza del quale la SS risulta, con buona approssimazione, massimizzata. La procedura é soggetta ad almeno un'iterazione in cui l'ordine delle variabili scansionate viene cambiato e in cui coppie di variabili aventi stessa natura (cinematica, angolare, ecc.) vengono scansionate insieme.

L'insieme delle variabili principali é stato costruito con osservabili possibilmente non correlate o al limite debolmente correlate. Nel nostro caso le osservabili principali scelte sono state: $p_T(D^0)$, $p_T(low - p_T\ t)$ e $p_T(high - p_T\ t)$ (essendo t una traccia carica, quindi indifferentemente $t = K, \pi$), $\Delta R(K, \pi)$,

$\alpha_{3D}(D^0)$, $P_{\chi^2}(D^0\ vtx)$, $\delta_{xy}(D^0\ vtx)$; tali variabili sono ragionevolmente ritenute cruciali per la reiezione del fondo combinatorio. Preventivamente a ciascuna traccia carica viene richiesto di soddisfare un requisito di "qualitá" e cioé deve essere stata ricostruita mediante almeno 8 hit nel tracciatore:

$$n_{hit}(low - p_T\ t) > 7 \quad , \quad n_{hit}(high - p_T\ t) > 7 \tag{4.3}$$

essendo indifferentemente $t = K, \pi$.

Ulteriori variabili (talvolta fortemente correlate ad almeno una delle variabili principali) vengono sottoposte a scansione per ottenere una eventuale ulteriore massimizzazione di SS. Nel nostro caso sono stati esplorati per scansione anche α_{2D} e $\delta_{xy}^{PV}(t)$ nonché l'effetto della condizione $hasPBhit(t) = 1$.

La pre-ottimizzazione dell'insieme dei criteri di selezione per l'estrazione del segnale di D^0 é stata prima condotta sul sottocampione di eventi con $hasGenD0 = 1$, e successivamente considerando l'intero campione di eventi simulati. Queste due fasi sono trattate separatamente nei due seguenti paragrafi (rispettivamente 4.2 e 4.3).

4.2 Criteri di selezione sul sottocampione di eventi simulati di *minimum bias*

La prima fase di esplorazione dei criteri di selezione, quella basata sulle variabili principali e sulla massimizzazione della significativitá statistica, ha portato ad individuare il seguente insieme di requisiti:

$$p_T(D^0) > 3.0 GeV/c \tag{4.4}$$

$$p_T(low - p_T\ t) > 0.75 GeV/c \tag{4.5}$$

$$P_{\chi^2}(D^0\ vtx) > 0.01 \qquad (\equiv 1\%) \tag{4.6}$$

$$\Delta R(K, \pi) < 1.06\ rad \tag{4.7}$$

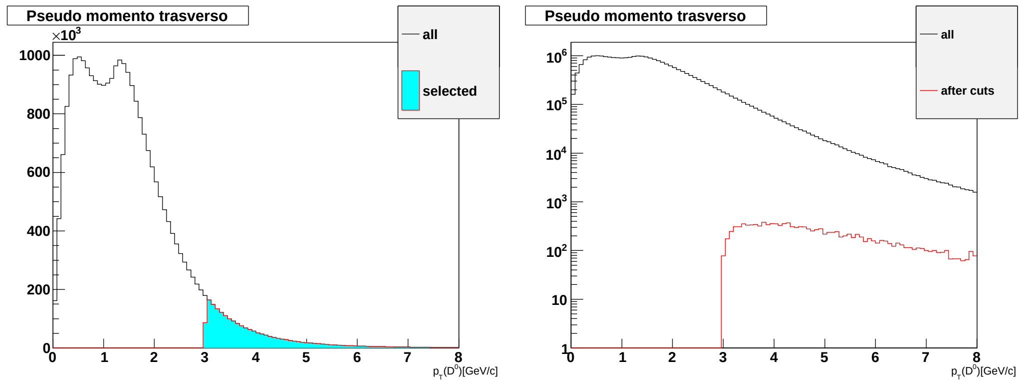
$$\alpha_{3D}(D^0) < 0.17\ rad \tag{4.8}$$

$$\delta_{xy}(D^0\ vtx) > 2.0 \tag{4.9}$$

essendo indifferentemente $t = K, \pi$.

Per ciascuna di queste variabili viene di seguito fornita la distribuzione prima e dopo l'applicazione di tale insieme di tagli in modo da illustrarne l'effetto.

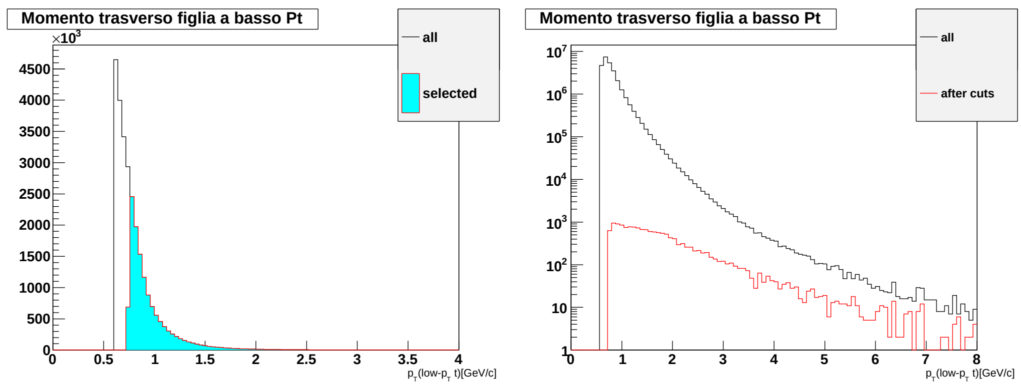
Cominciamo dal pseudo-momento trasverso della D^0, cioé $p_T(D^0)$. Nella figura 4.2 viene presentata la distribuzione in $p_T(D^0)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.4) e quella che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)]



(a) (b)

Figura 4.2: (a) distribuzione in $p_T(D^0)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.4); (b) distribuzione in $p_T(D^0)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

Consideriamo ora il momento trasverso della figlia a p_T inferiore. Nella figura 4.3 é mostrato l'effetto del taglio (4.5) su questa variabile e la disribuzione di quest'ultima prima e dopo l'applicazione dei requisiti [(4.3)-(4.9)].

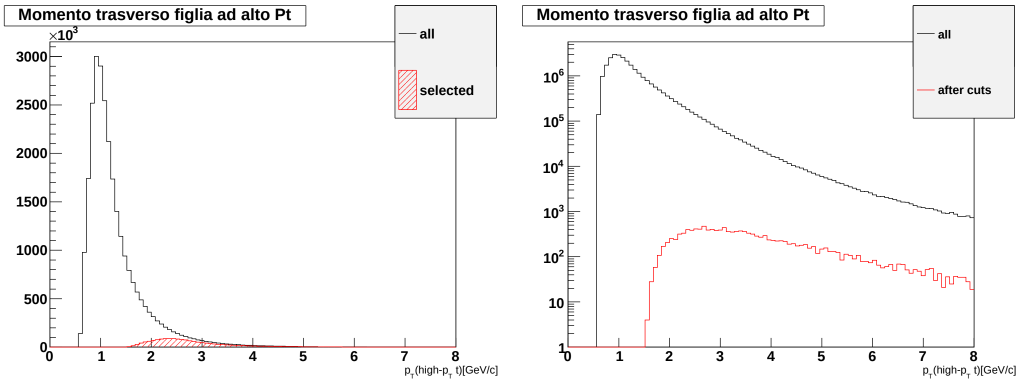


(a) (b)

Figura 4.3: (a) distribuzione in $p_T(low - p_T\, t)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.5); (b) distribuzione in $p_T(low - p_T\, t)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

Per quanto riguarda la traccia figlia ad alto p_T é stato osservato che un taglio ragionevole sul momento trasverso non ha alcun effetto sulla significanza statistica del segnale. Questo é dovuto al fatto che questa variabile é correlata al momento trasverso della D^0: il taglio 4.4 in combinazione con il taglio 4.5 implica già la selezione illustrata nella figura 4.4.

In essa a sinistra é mostrato in scala lineare, l'effetto dei tagli sul momento trasverso sia del candidato D^0 che della traccia figlia a basso p_T sulla distribuzione in $p_T(high - p_T\ t)$ della figlia ad alto p_T. A destra é mostrata in scala logaritmica la distibuzione della variabile prima e dopo tutti i tagli.



(a) (b)

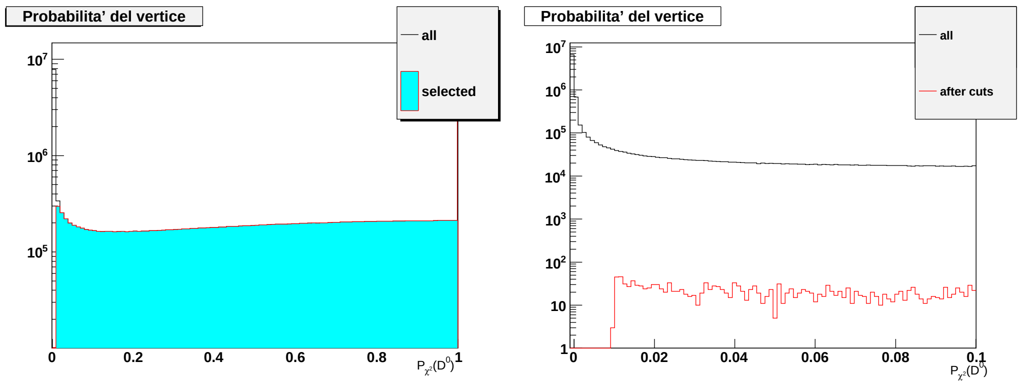
Figura 4.4: (a) distribuzione in $p_T(high - p_T\ t)$ con evidenziata la regione che soppravvive ai tagli sul p_T [(4.4)-(4.5)]; (b) distribuzione in $p_T(high - p_T\ t)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

Circa l'effetto dei tagli sulla probabilità di ricostruzione del vertice K π, $P_{\chi^2}(D^0 vtx)$, sono stati esaminati i tre valori 0.01 , 0.005 e 0.001 (corrispondenti rispettivamente alle probabilità di 1% , 0,5% e 0,1%). Il risultato migliore in significanza statistica lo si é ottenuto per la probabilità dell'1%,

Nella figura 4.5 si può osservare come questo taglio elimini il picco della distribuzione vicino allo zero, popolato da candidati Kπ il cui ipotizzato vertice ha una bassissima probabilità di correttezza, cioé candidati D^0 ottenuti forzando due tracce accoppiate casualmente (nel combinatorio) a provenire da uno stesso punto spaziale (il vertice).

Passando allo studio della significatività del vertice $\delta_{xy}(D^0\ vtx)$, lo studio della significatività statistica per scansione dei valori del taglio ha permesso di individuare quale ottimale il requisito (4.9).

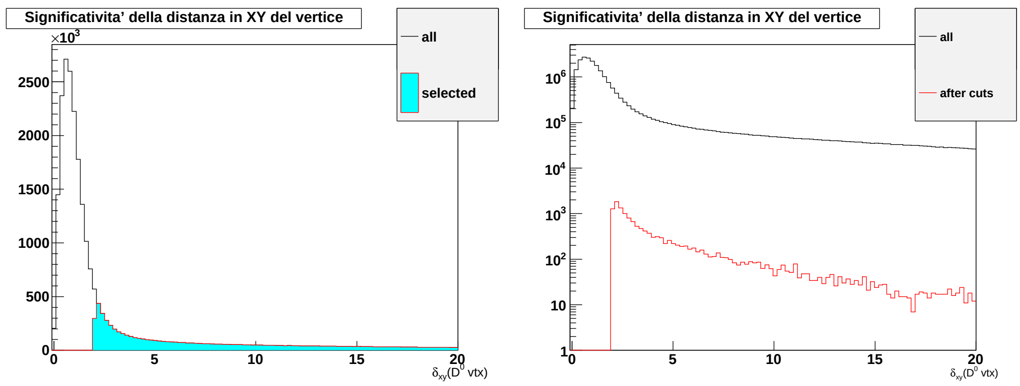
La figura (4.6) mostra l'effetto dei tagli [(4.3)-(4.9)] sulla distribuzione di tale variabile; il requisito (4.9) implica una condizione che ragionevolmente



(a) (b)

Figura 4.5: (a) distribuzione in $P_{\chi^2}(D^0\ vtx)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.6); (b) distribuzione in $P_{\chi^2}(D^0\ vtx)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale, nella regione di valori $0 \div 0.1$.

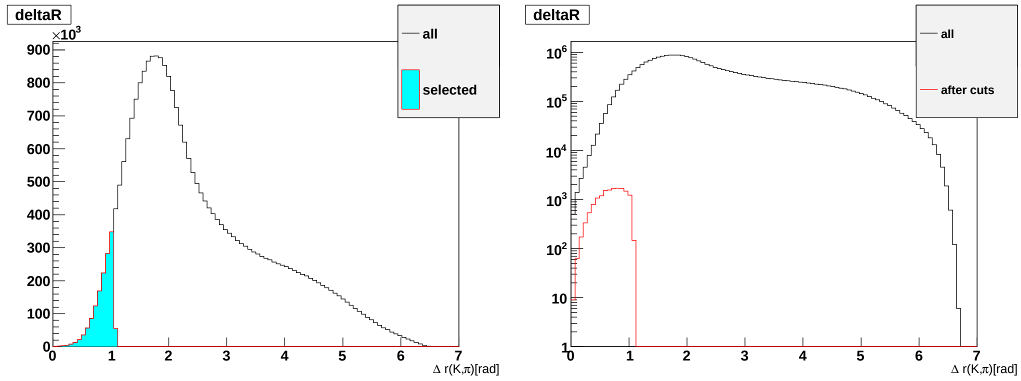
indica quando un vertice Kπ possa essere ritenuto "secondario", quindi ben distinto dalla regione del vertice primario.



(a) (b)

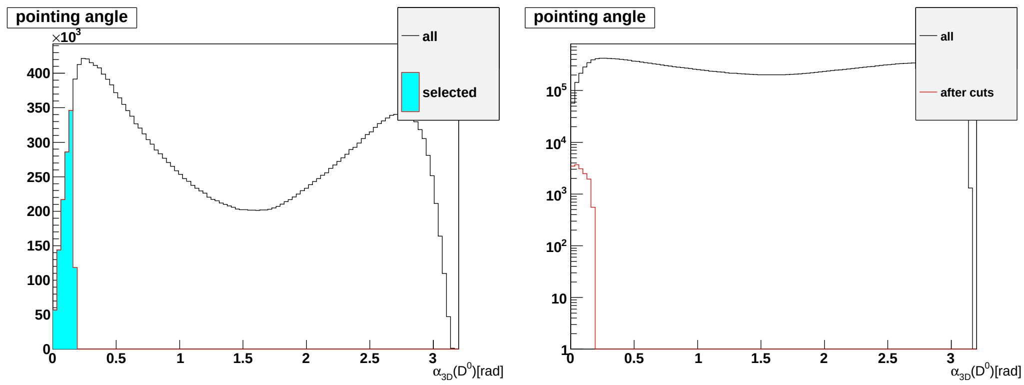
Figura 4.6: (a) distribuzione in $\delta_{xy}(D^0\ vtx)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.9); (b) distribuzione in $\delta_{xy}(D^0\ vtx)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

Le figure (4.7) e (4.8) mostrano invece le distribuzioni delle variabili angolari ΔR e α_{3D}, secondo l'usuale schema adottato.



(a) (b)

Figura 4.7: (a) distribuzione in $\Delta R(K,\pi)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.7); (b) distribuzione in $\Delta R(K,\pi)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

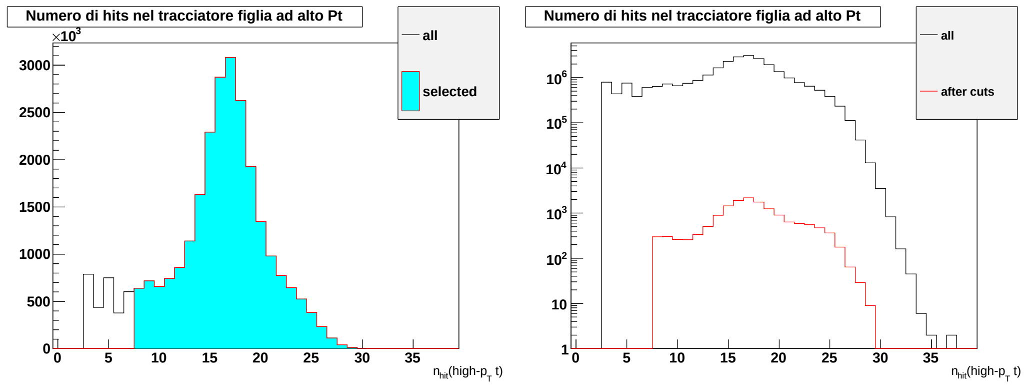


(a) (b)

Figura 4.8: (a) distribuzione in $\alpha_{3D}(D^0)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.8); (b) distribuzione in $\alpha_{3D}(D^0)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

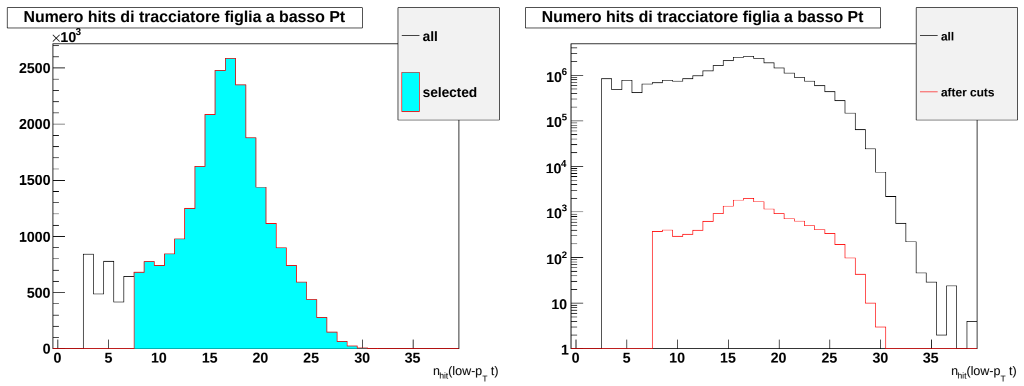
Infine le figure 4.9 e 4.10 illustrano il taglio (4.3) sul numero di hit nel tracciatore per le due tracce figlie, quella ad alto e quella a basso p_T, e mostrano l'effetto complessivo dei requisiti applicati.

Nella seconda fase di esplorazione dei criteri di selezione sono state prese in considerazione ulteriori variabili. Innanzitutto é stato valutato l'effetto della richiesta di $hasPBhit = 1$, cioé della presenza di almeno un hit valido



(a) (b)

Figura 4.9: (a) distribuzione in $n_{hit}(high-p_T\ t)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.3); (b) distribuzione in $n_{hit}(high-p_T\ t)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.



(a) (b)

Figura 4.10: (a) distribuzione in $n_{hit}(low - p_T\ t)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (4.3); (b) distribuzione in $n_{hit}(low-p_T\ t)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

nella parte barrel del pixel per una data traccia figlia.
La richiesta $hasPBhit = 1$ é stata applicata ad entrambe le figlie.

La figura 4.11 mostra l'effetto di tale richiesta sulla distribuzione di massa invariante; vi sono tre istogrammi sovrapposti: il primo, quello con più statistica, fittato con una curva rossa, rappresenta la distribuzione in massa invariante dei candidati del sottocampione di eventi con $hasGenD0 = 1$

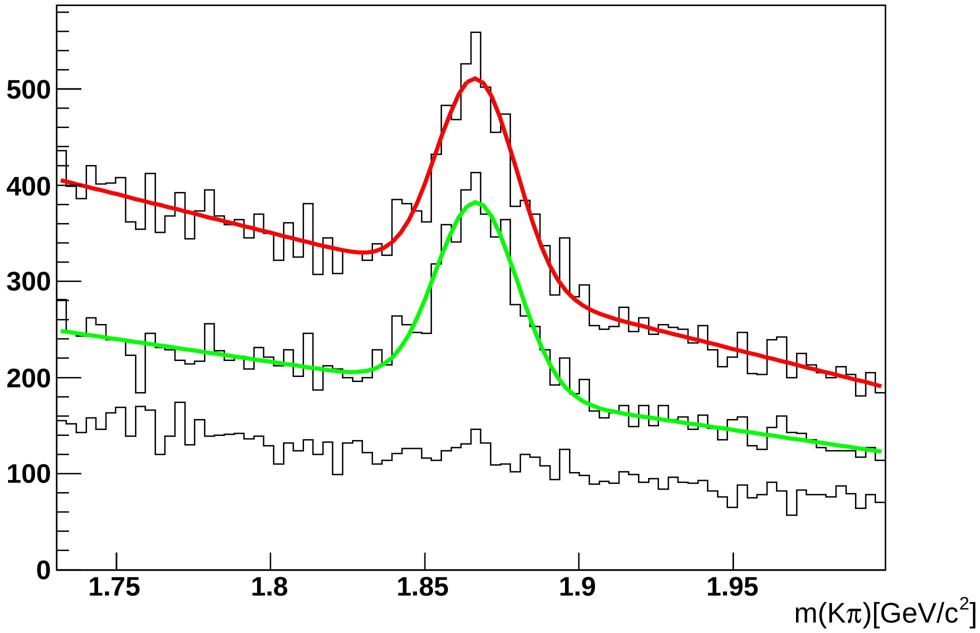


Figura 4.11: distribuzione in massa invariante che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.9)] (con fit in rosso), sovrapposta (con fit in verde) alla distribuzione in massa dopo l'ulteriore richiesta (4.10); l'istogramma senza fit é relativo ai candidati che vengono scartati applicando (4.10).

che soddisfano i requisiti finora considerati [(4.3)-(4.9)]; il secondo istogramma, fittato in verde rappresenta la distribuzione in massa invariante dopo l'applicazione della richiesta $hasPBhit = 1$ per entrambe le figlie; il terzo istogramma é la differenza dei due precedenti istogrammi e rappresenta i candidati che vengono scartati. Quest'ultimo non presenta picchi e illustra visivamente il miglioramento della significanza statistica ottenuto applicando il requisito. Pertanto risulta opportuno aggiungere il seguente requisito a quelli esaminati in precedenza [(4.3)-(4.9)]:

$$hasPBhit(low - p_T\, t) = 1 \quad , \quad hasPBhit(high - p_T\, t) = 1 \tag{4.10}$$

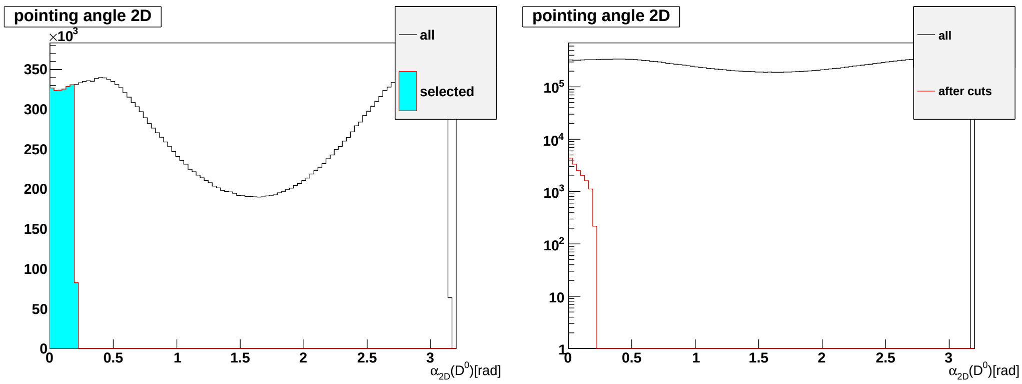
essendo indifferentemente $t = K, \pi$.

É stata investigata l'eventuale utilità di tagliare sulla significatività del parametro di impatto $\delta_{xy}^{PV}(t)$ delle tracce figlie (sia con richiesta applicata ad entrambe, che ad almeno una delle due) senza tuttavia riscontrare alcun rilevante miglioramento della significatività statistica.

Si é rivelato invece utile tagliare sul pointing angle 2D, ottenendo un utile miglioramento in SS.

In figura 4.12(b) é presentato l'effetto dell'inclusione del requisito

$$\alpha_{2D}(D^0) < 0.2\ rad \tag{4.11}$$



(a) (b)

Figura 4.12: (a) distribuzione in $\alpha_{2D}(D^0)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio $\alpha_{2D}(D^0) < 0.2$; (b) distribuzione in $\alpha_{2D}(D^0)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.11)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

Nella figura 4.13 sono visualizzate le distribuzioni in massa invariante prima e dopo il taglio (4.11) e la loro differenza che risulta anch'essa piatta.

Alla fine della selezione sul campione *hasGenD0*$=1$ abbiamo ottenuto la distribuzione di massa invariante, con picco ben visibile, della figura 4.14.

Il numero di eventi di segnale, fornitoci dal fit con funzioni PDF, é di $S = 2017 \pm 83$. Il valore della significatività statistica é pari a $\simeq 28.64$; il valore del rapporto segnale/rumore é pari a $S/B \simeq 0.74$.

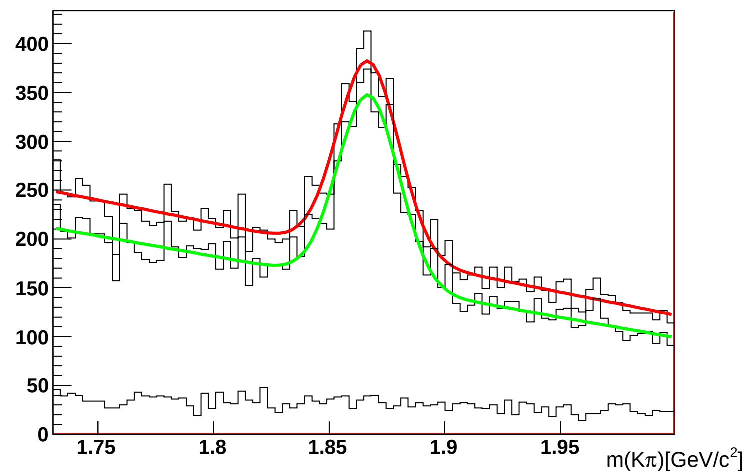


Figura 4.13: distribuzione in massa invariante che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.10)] (fit in rosso), con sovrapposta la distribuzione in massa dopo l'applicazione dell'ulteriore taglio (4.11) (fit in verde); é presente anche l'istogramma differenza che rappresenta i candidati rigettati

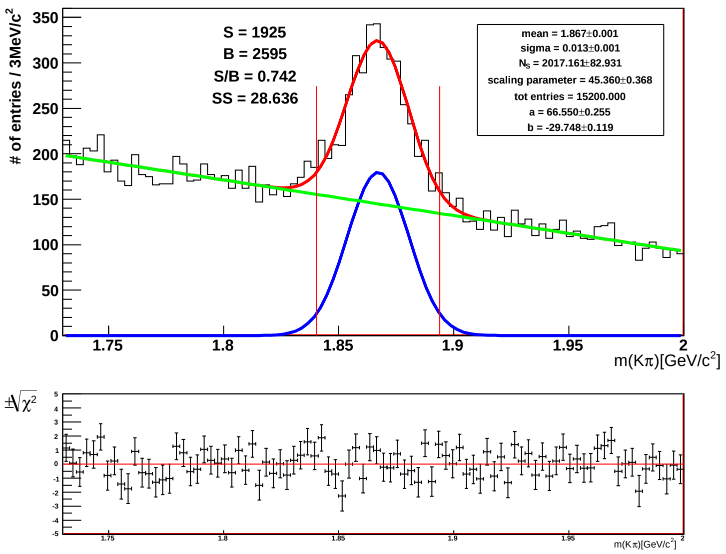


Figura 4.14: distribuzione in massa invariante che soppravvive all'applicazione dei requisiti [(4.3)-(4.11)], per il campione di eventi di *minimum bias* che soddisfano $hasGenD0 = 1$

4.3 Estrazione del segnale sull'intero campione di eventi simulati di *minimum bias*

Per metterci nelle condizioni tipiche dei dati dove non ovviamente é possibile sapere a priori se un dato evento contenga un D^0 generato o meno, applichiamo la stessa selezione all'intero campione simulato (prescindendo dunque dal valore dell'etichetta *hasGenD0*).

La figura 4.15 mostra in blu l'istogramma di massa invariante ottenuta con l'applicazione dei criteri [(4.3)-(4.11)]; l'istogramma in rosso rappresenta la distribuzione di massa invariante nelle stesse condizioni ma senza la richiesta *hasGenD0*= 1. In nero é mostrato il fondo che viene così "aggiunto" (che corrisponde a *hasGenD0*= 0 e che non mostra, come é logico aspettarsi, alcun picco).

Il numero di eventi di segnale, fornitoci dal fit con funzioni PDF, é di $S = 2007 \pm 82$, numericamente perfettamente compatibile con quello ottenuto con la richiesta $hasGenD0 = 1$. Il valore della significanza statistica é $SS \simeq= 15.18$; il valore del rapporto segnale/rumore é pari a $S/B \simeq 0.158$. Il picco della gaussiana é centrato sul valore $\mu = (1.867 \pm 0.001) GeV/c^2$; mentre la deviazione standard é $\sigma = (12.0 \pm 1.0) MeV/c^2$.

É stata infine ulteriormente investigata l'utilità di un taglio sulla significatività del parametro d'impatto trasverso $\delta_{xy}^{PV}(t)$ delle tracce figlie, adesso che il fondo complessivo é aumentato. Il miglior risultato in significanza statistica é stato ottenuto richiedendo per entrambe le figlie:

$$\delta_{xy}^{PV}(t) < 1.5 \qquad (t = K, \pi) \tag{4.12}$$

Nella figura 4.16 é visualizzata la distribuzione in massa invariante prima e dopo l'applicazione della (4.12), e la loro differenza; i candidati scartati da questo taglio sono molti di più rispetto a ciò che rimane dopo il taglio. Si noti anche come l'istogramma differenza non abbia un profilo perfettamente lineare ma che presenti una "gobba" in corrispondenza del segnale. Nonostante questo taglio sacrifichi del segnale, risulta possibile guadagnare in significanza statistica grazie al fatto che questo taglio migliora visibilmente il rapporto segnale/rumore.

Non é da escludere che invece di applicare le 4.12 fosse possibile ottenere analoga reiezione "indurendo" i tagli [(4.3)-(4.11)]. A tal proposio si rinvia alla ottimizzazione della selezione sui dati reali.

La figura seguente (4.17) mostra la distribuzione di massa invariante finale, cioé dopo tutti i tagli sul campione completo di eventi *minimum bias*.

Il fit effettuato con le PDF ha fornito la seguente stima del numero di eventi di segnale: $S = 922 \pm 61$. La significanza statistica e il rapporto

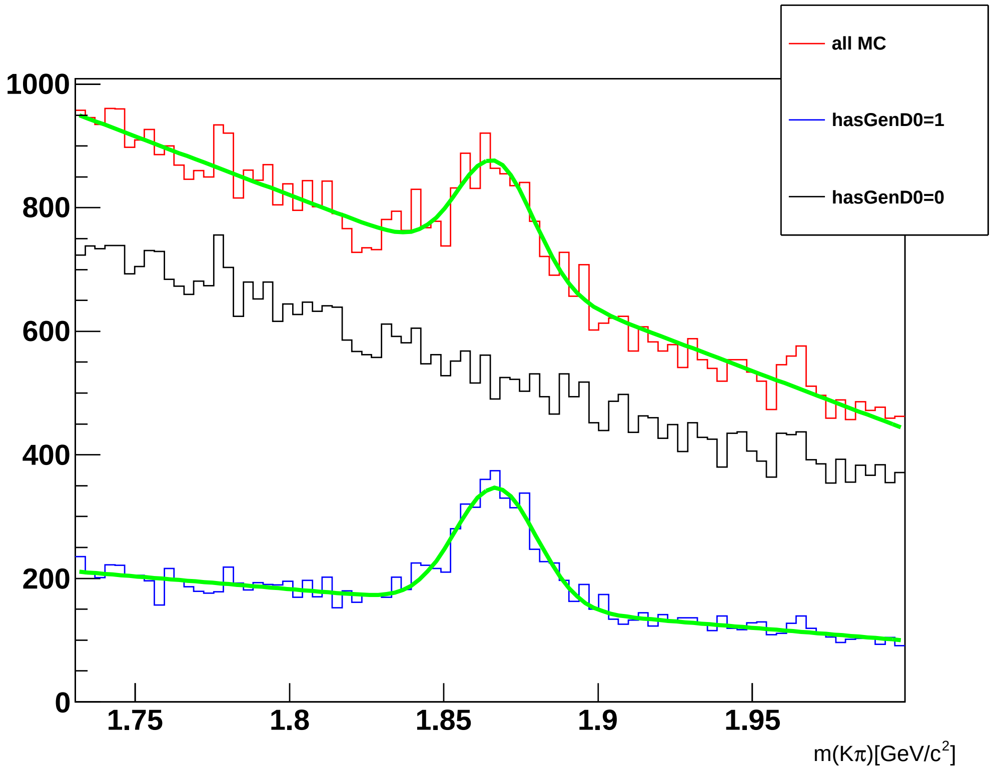


Figura 4.15: distribuzione in massa invariante ottenuta applicando i requisiti [(4.3)-(4.11)] sul campione di eventi con $hasGenD0 = 1$ (in blu); distribuzione in massa invariante dopo gli stessi tagli sull'intero campione di eventi *minimum bias* (in rosso); fondo "aggiunto" eliminando la richiesta $hasGenD0 = 1$ (in nero).

segnale/fondo sono risultati essere: $SS \simeq 18,50$ e $S/B \simeq 0.64$. Il picco della gaussiana é centrato sul valore $(1.868 \pm 0.001) GeV/c^2$, mentre la deviazione standard della gaussiana é $\sigma \simeq (14.0 \pm 1.0) MeV/c^2$.

Da ultimo, e in riferimento a quanto discusso nel par. 3.2, sapendo che non dovrebbe esservi più di un $D^0 \rightarrow K\pi$ per evento, rigettiamo i candidati multipli tenendoci quello con p_T più alto. Nel caso di coppie di candidati che condividono le due figlie (con scambio di ipotesi di massa) vengono conservati entrambi i candidati.

Nella figura 4.18(a) é mostrato un confronto tra la massa invariante prima e dopo il taglio sulla molteplicità dei candidati. L'istogramma pieno con colorazione rossa, rappresenta i candidati rigettati. Corrispondentemente l'istogramma a destra (figura 4.18(b)) mostra la distribuzione della molteplicità

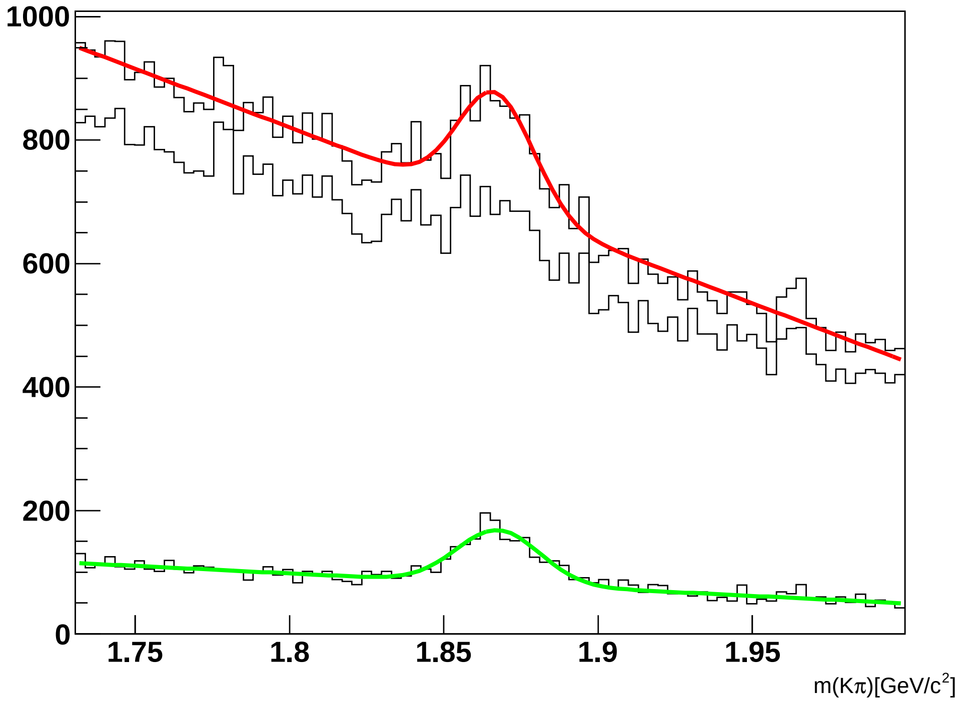


Figura 4.16: distribuzione in massa invariante che sopravvive all'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.11)] (con fit in rosso), con sovrapposta la distribuzione in massa dopo l'ulteriore taglio (4.12) (fit in verde); l'istogramma differenza (senza fit) rappresenta la consistente parte di candidati scartata in corrispondenza del taglio (4.12).

dei candidati D^0 per evento, prima e dopo l'applicazione del criterio di riduzione della molteplicità. La parte riempita in rosso rappresenta i candidati rigettati: correttamente spariscono completamente le colonne corrispondenti a molteplicità maggiore di due; viene inoltre rigettata solo una frazione delle volte in cui la molteplicitá é pari a due poiché é corretto mantenere tutti quegli eventi in cui i due candidati D^0 hanno lo stesso momento trasverso poiché sono ottenuti per semplice scambio dell'ipotesi di massa delle due tracce cariche (come discusso nel par. 3.2).

La figura 4.19 é del tutto analoga alla 4.18 e si riferisce all'intero campione di *minimum bias*.

Il fit con le PDF della distribuzione in massa invariante così ottenuta (figura 4.20) fornisce i seguenti valori

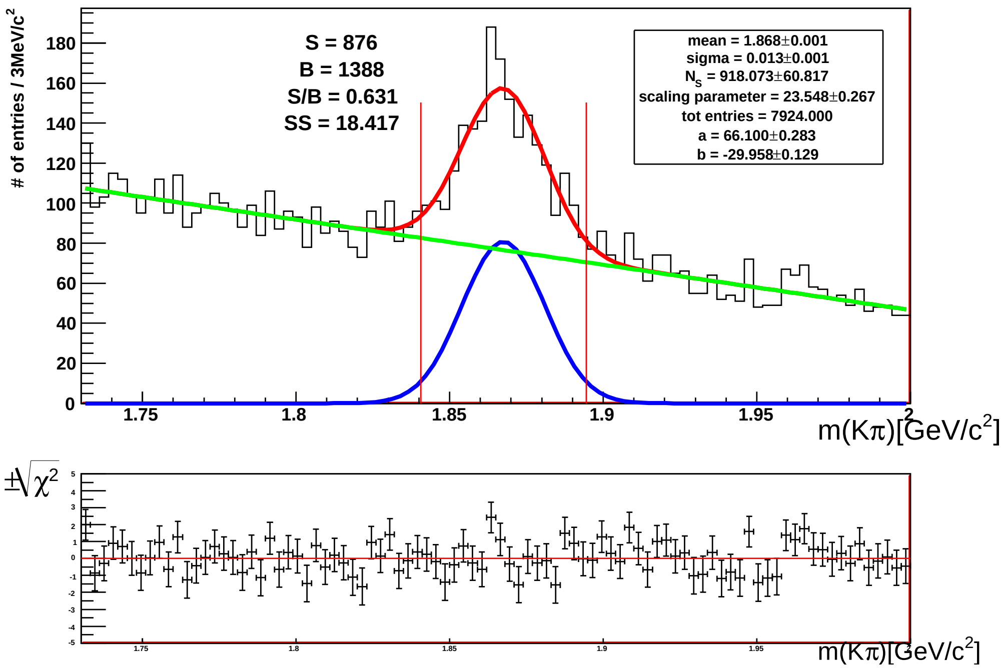


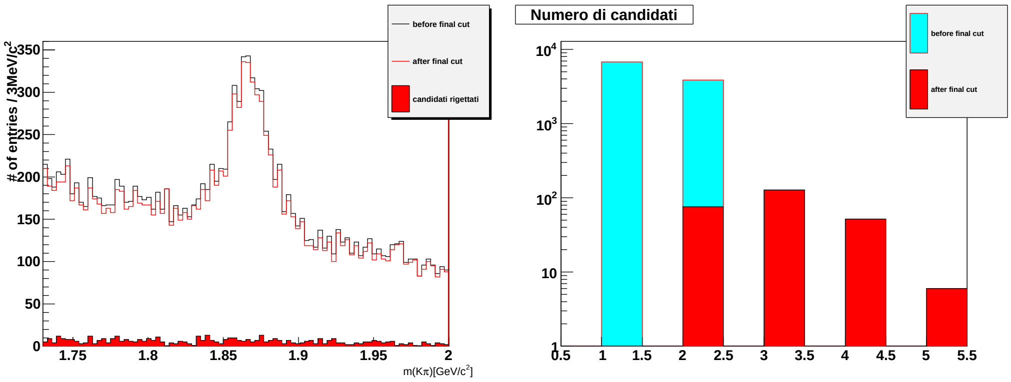
Figura 4.17: distribuzione in massa invariante che soppravvive all'applicazione dell'insieme dei requisiti [(4.3)-(4.12)], sull'intero campione di eventi *minimum bias*.

$S \simeq 1976 \pm 81$; $SS \simeq 28.53$; $S/B \simeq 0.76$ nel caso di eventi con $hasGenD0 = 1$; mentre per il campione completo di eventi (compreso il taglio su $\delta_{xy}^{PV}(t)$) si ottiene (dal fit con le PDF in figura 4.21):
$S \simeq 895 \pm 60$; $SS \simeq 18.26$; $S/B \simeq 0.64$.

Nella tabella 4.1 sono riportate le stime ottenute per i parametri del fit finale con le PDF alla massa invariante a fine selezione, sia nel caso del campione di eventi con $hasGenD0 = 1$ che nel caso del campione completo.

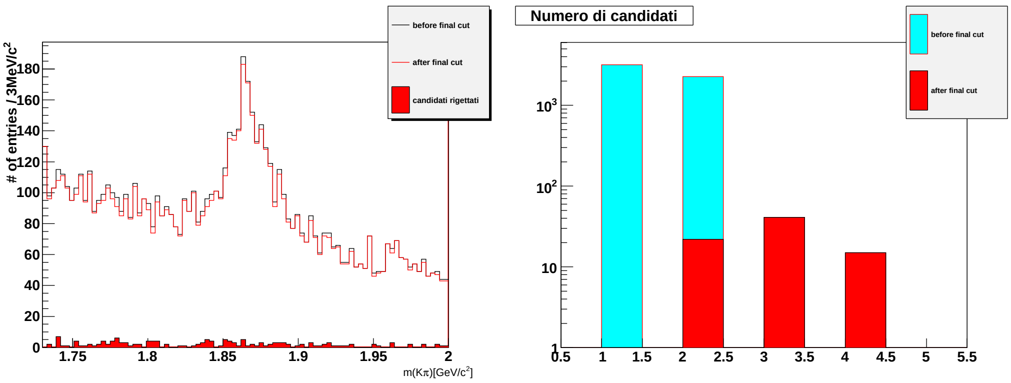
I valori di massa invariante corrispondenti al picco della gaussiana sono tutti compatibili con il valore generato di massa invariante della D^0, che é pari a $1.865 GeV/c$.

L'insieme dei criteri di selezione così individuati saranno la base di partenza nell'individuazione della selezione per l'estrazione del segnale del mesone D^0 nei dati reali.



(a) (b)

Figura 4.18: (a) distribuzione in massa invariante prima (nero) e dopo (rosso) il taglio finale sulla molteplicità (eventi con $hasGenD0 = 1$) e sovrapposta la distribuzione in massa dei candidati rigettati con l'ultimo taglio; (b) distribuzione del numero di candidati per evento che soppravvivono ai tagli con evidenziata in rosso la porzione rigettata dal taglio finale sulla molteplicità.



(a) (b)

Figura 4.19: (a) distribuzione in massa invariante prima (nero) e dopo (rosso) il taglio finale sulla molteplicità (intero campione *minimum bias*) e sovrapposta la distribuzione in massa dei candidati rigettati con l'ultimo taglio; (b) distribuzione del numero di candidati per evento che soppravvivono ai tagli con evidenziata in rosso la porzione rigettata dal taglio finale sulla molteplicità.

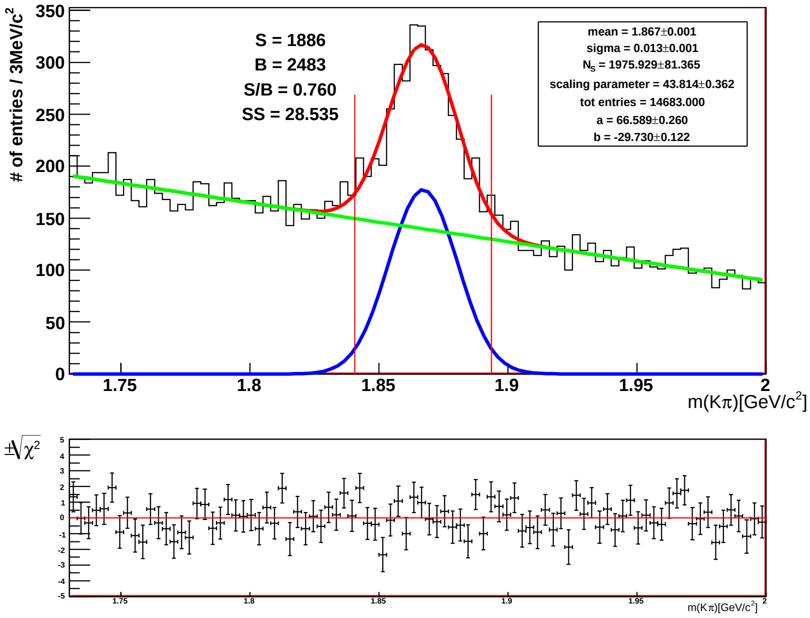


Figura 4.20: fit della distribuzione in massa invariante dopo tutti i tagli per il campione di eventi *minimum bias* simulati con $hasGenD0 = 1$.

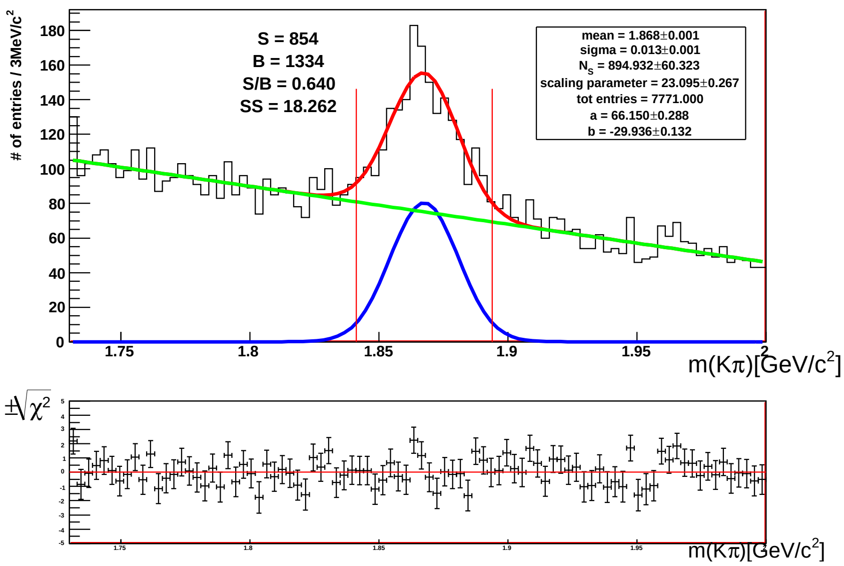


Figura 4.21: fit della distibuzione in massa invariante dopo tutti i tagli per l'intero campione di eventi *minimum bias* simulati.

	sottocampione $hasGenD0 = 1$	campione completo
$\mu(GeV/c^2)$	1.867 ± 0.001	1.868 ± 0.001
$\sigma(MeV/c^2)$	13.3 ± 0.6	13.2 ± 1.0
# signal	1976 ± 81	895 ± 60
# entries	14683	7771
a	66.6 ± 0.3	66.2 ± 0.3
b	-29.7 ± 0.1	-29.9 ± 0.1
SS	28.53	18.26
S/B	0.76	0.64

Tabella 4.1: Stima dei parametri del fit con le PDF nonché della significatività statistica e del rapporto segnale/fondo risultanti.

Capitolo 5

Estrazione del segnale di $D^0 \rightarrow K\pi$ nei dati reali

L'esperienza maturata sui dati simulati nell'impostare una selezione atta ad estrarre il segnale é utile per procedere nell'analisi dei dati reali. I criteri di selezione sono scelti sulla base dell'analisi fatta in precedenza, per cui le variabili su cui si taglia inizialmente sono: pseudo-momento trasverso della D^0 ($p_T(D^0)$), momento trasverso delle figlie ($p_T(t)$, t=K,π), probabilità di ricostruzione del vertice ($P_{\chi^2}(D^0 vtx)$), significatività del vertice ($\delta_{xy}(D^0 vtx)$), le variabili angolari (ΔR e *pointing-angle* α_{3D}) e il numero di hit nel tracciatore ($n_{hit}(high - p_T\ t)$ e $n_{hit}(low - p_T\ t)$).

Inoltre già in fase iniziale viene richiesto ad entrambe le tracce figlie di essere caratterizzate da $hasPBhit = 1$, dato che l'analisi sul Monte Carlo ha mostrato che questa variabile favorisce non poco la reiezione del fondo.

I valori numerici dei tagli da cui si parte per massimizzare la significatività statistica del segnale non sono quelli finali ottenuti in precedenza ma sono più "conservativi", poiché i valori ottimali dei tagli sui dati reali possono risultare dissimili da quelli ottenuti per i dati simulati.

É stato individuato il seguente miglior insieme di tagli che massimizza la significatività statistica del segnale:

$$p_T(D^0) > 3.0\ GeV/c \tag{5.1}$$

$$p_T(t) > 0.9\ GeV/c \qquad t = K, \pi \tag{5.2}$$

$$P_{\chi^2}(D^0\ vtx) > 0.01 \qquad (\equiv 1\%) \tag{5.3}$$

$$\Delta R(K, \pi) < 1.12\ rad \tag{5.4}$$

$$\alpha_{3D}(D^0) < 0.115\ rad \tag{5.5}$$

$$\delta_{xy}(D^0\ vtx) > 2.6 \tag{5.6}$$

$$n_{hit}(high - p_T\ t\ ) > 7 \qquad , \qquad n_{hit}(low - p_T\ t) > 7 \tag{5.7}$$

$$hasPBhit(high - p_T\ t) = 1 \qquad , \qquad hasPBhit(low - p_T\ t) = 1 \tag{5.8}$$

Passiamo in rassegna le distribuzioni delle variabili prima e dopo l'insieme dei criteri di selezione, e i valori selezionati per le variabili su cui si é deciso di tagliare.

In riferimento allo pseudo-momento trasverso della D^0, la figura 5.1 mostra l'andamento della significatività statistica in funzione del valore del taglio che satura per valori relativamente alti di $p_T(D^0)$.

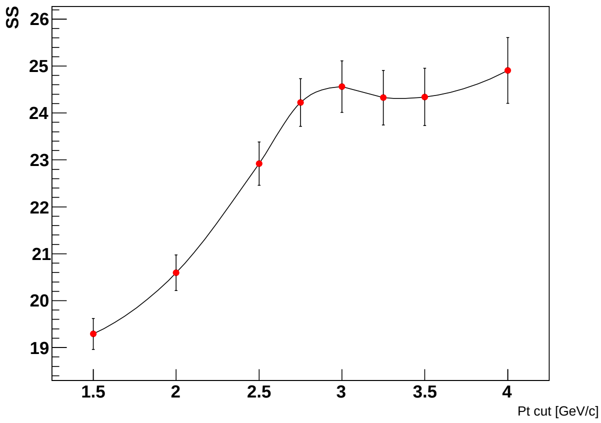
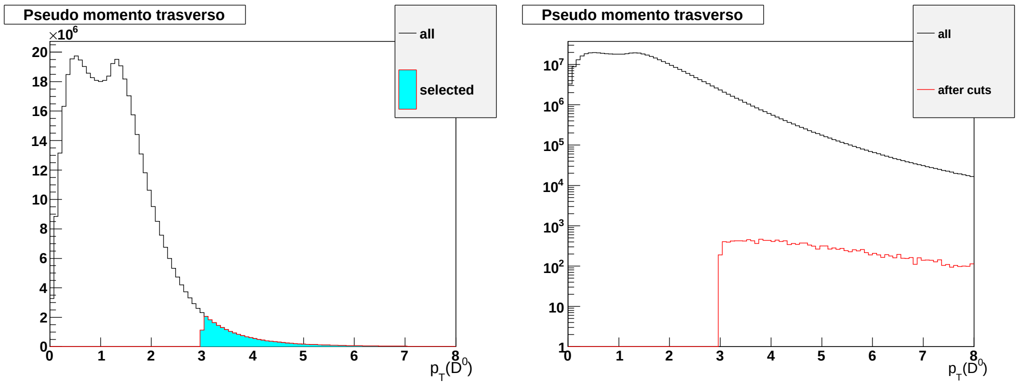


Figura 5.1: Grafico della significatività statistica del segnale in funzione del taglio su $p_T(D^0)$.

Appare opportuno scegliere il valore 3 GeV/c, confermando il valore precedentemente individuato.
Nella figura seguente (5.2) mostriamo la distribuzione in pseudo-momento trasverso con evidenziati i valori di $p_T(D^0)$ selezionati dal taglio 5.1 e la distribuzione dopo tutti i tagli [(5.1)-(5.8)].

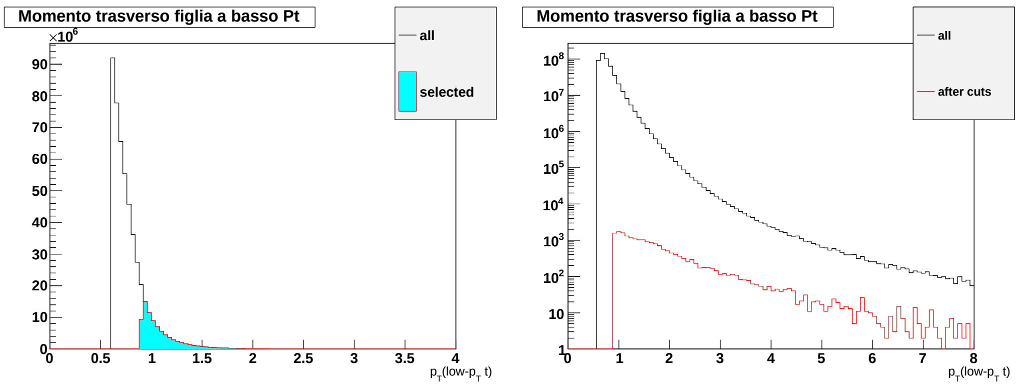
Anche per il momento trasverso della figlia a basso p_T é stato trovato che la funzione SS satura all'aumentare del valore del taglio ed é stato scelto il valore 0.9 GeV/c.
In figura (5.3) mostriamo l'effetto dei tagli sulla distribuzione di $p_T(low - p_T\ t)$.

Per quanto riguarda il p_T della figlia a p_T maggiore, si é visto, come già trovato nell'analisi sui dati simulati, che un taglio su questa variabile é inutile. Infatti il precedente taglio su $p_T(D^0)$ fa in modo che anche $p_T(high - p_T\ t)$ sia superiore ad un certo valore, essendo le due variabili correlate. La



(a) (b)

Figura 5.2: (a) distribuzione in $p_T(D^0)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.1); (b) distribuzione in $p_T(D^0)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.



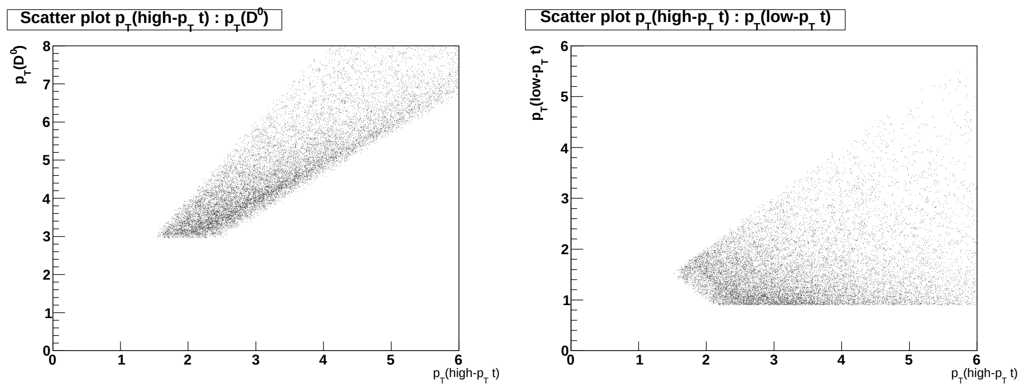
(a) (b)

Figura 5.3: (a) distribuzione in $p_T(low - p_T\ t)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.2); (b) distribuzione in $p_T(low - p_T\ t)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

correlazione tra $p_T(D^0)$ e $p_T(high - p_T\ t)$ può essere esaminata attraverso lo scatter plot delle due variabili nella figura 5.4(a) che indica come il taglio a 3.0 GeV/c su $p_T(D^0)$ comporti anche un taglio netto su $p_T(high - p_T\ t)$.

Per completezza la figura 5.4(b) illustra lo scatter plot fra i momenti trasversi delle due tracce figlie dopo tutti i tagli.

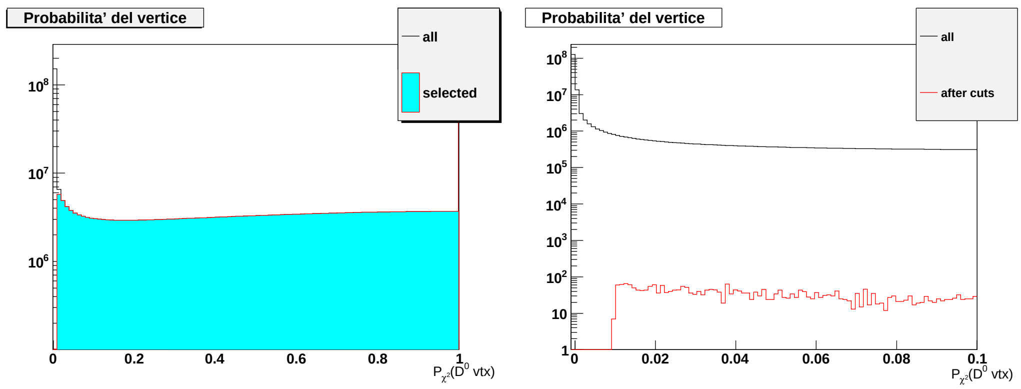
Come in precedenza, anche per il taglio su $P_{\chi^2}(D^0vtx)$ si sceglie il minimo



(a) (b)

Figura 5.4: (a) scatter plot delle distribuzioni ($p_T(high-p_T\ t) : p_T(D^0)$) dopo tutti i tagli [(5.1)-(5.8)]; (b) scatter plot delle distribuzioni ($p_T(high - p_T\ t)$: $p_T(low - p_T\ t)$) dopo tutti i tagli [(5.1)-(5.8)].

valore dell'1%. L'effetto del taglio (5.3) e di tutti i tagli é ripostato in figura 5.5.

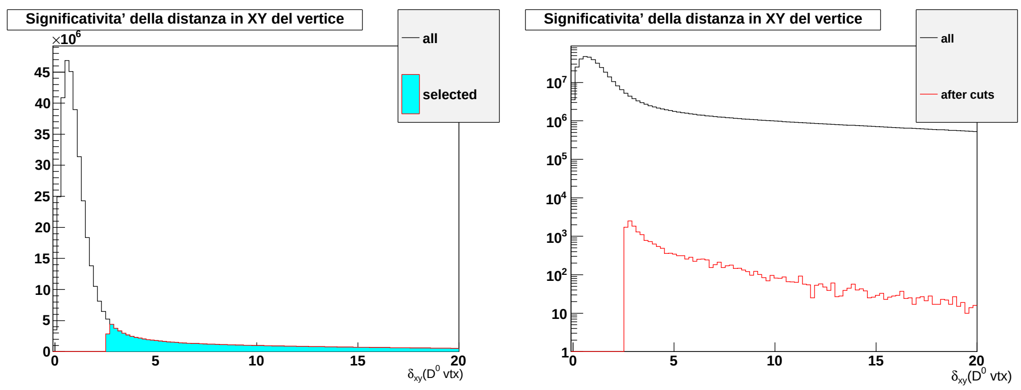


(a) (b)

Figura 5.5: (a) distribuzione in $P_{\chi^2}(D^0\ vtx)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.3); (b) distribuzione in $P_{\chi^2}(D^0\ vtx)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

Per la significatività del vertice é stato scelto un valore di taglio pari a 2.6, valore per cui la SS assume un massimo.
Le relative distribuzioni sono presentate in figura 5.6.

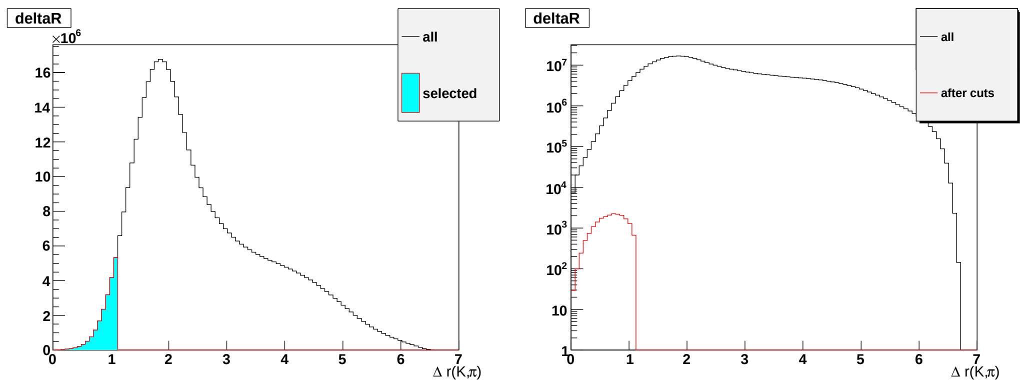
Per la variabile ΔR é stato scelto il valore 1.12 rad che massimizza la SS.



(a) (b)

Figura 5.6: (a) distribuzione in $\delta_{xy}(D^0\ vtx)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.6); (b) distribuzione in $\delta_{xy}(D^0\ vtx)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

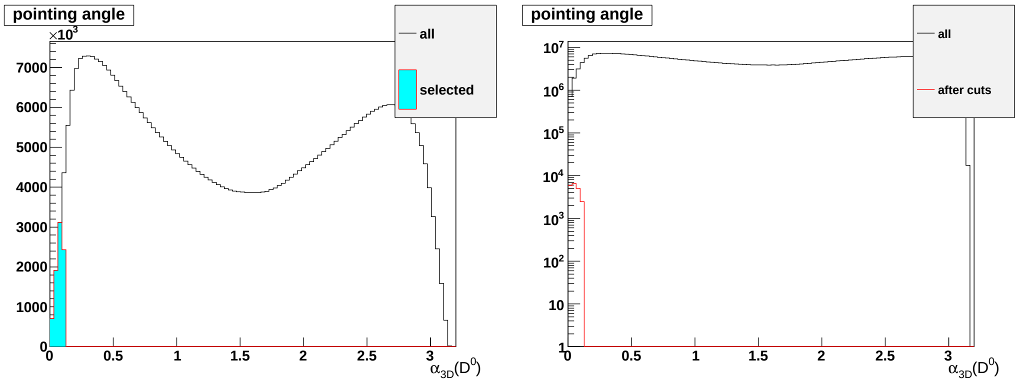
In figura 5.7 mostriamo la distribuzione in ΔR con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.4) e dopo l'applicazione di tutti i tagli.



(a) (b)

Figura 5.7: (a) distribuzione in $\Delta R(K,\pi)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.4); (b) distribuzione in $\Delta R(K,\pi)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

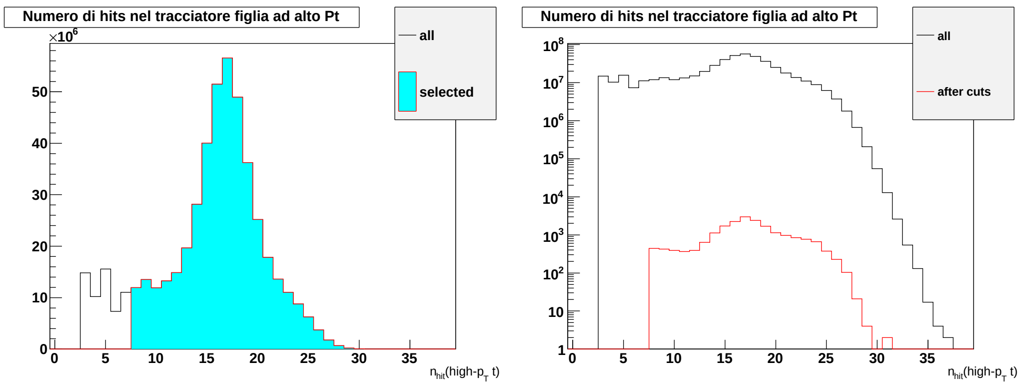
Il taglio sulla variabile *pointig angle* α_{3D} é stato preso a 0.115 rad, valore per il quale la SS é risultata massima.
La figura 5.8 mostra la distribuzione $\alpha_{3D}(D^0)$ con i valori selezionati dal taglio (5.5) e ciò che rimane dopo tutti i tagli.



(a) (b)

Figura 5.8: (a) distribuzione in $\alpha_{3D}(D^0)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.5); (b) distribuzione in $\alpha_{3D}(D^0)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

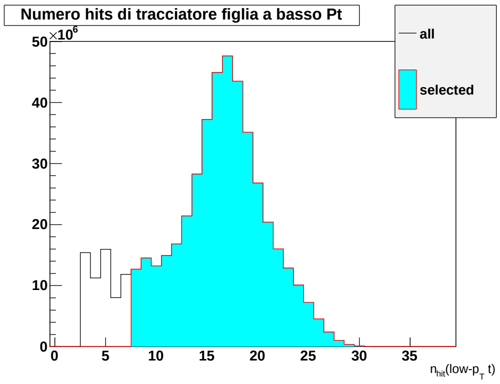
Il numero minimo di hit nel tracciatore ammessi é stato preso pari a 8 e, come per l'analisi condotta sul campione Monte Carlo, la richiesta é stata applicata ad entrambe le tracce figlie.
Le figure 5.9 e 5.10 mostrano l'effetto dei tagli sulle distribuzioni nelle variabili $n_{hit}(high - p_T\ t)$ e $n_{hit}(low - p_T\ t)$.



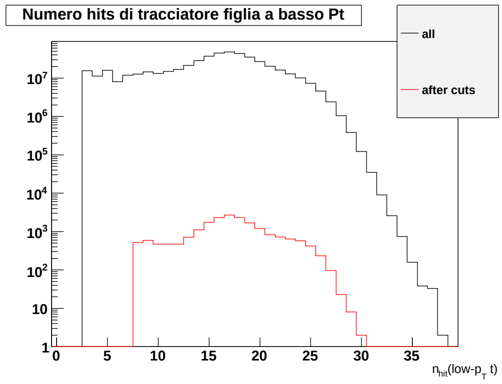
(a) (b)

Figura 5.9: (a) distribuzione in $n_{hit}(high - p_T\ t)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.7); (b) distribuzione in $n_{hit}(high - p_T\ t)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

Congelato l'insieme dei requisiti principali [(5.1)-(5.8)] é stata investigata



(a)



(b)

Figura 5.10: (a) distribuzione in $n_{hit}(low - p_T\ t)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.7); (b) distribuzione in $n_{hit}(low-p_T\ t)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

l'utilità di inserire ulteriori requisiti relativi ad altre variabili. Come per l'analisi sui dati simulati é risultato vantaggioso l'utilizzo di un taglio sul pointing angle 2D. Il valore di taglio scelto é $0,12\ rad$ pari a quello che ancora una volta massimizza la significatività statistica del segnale.
In figura (5.11)(b) viene illustrato l'effetto del requisito

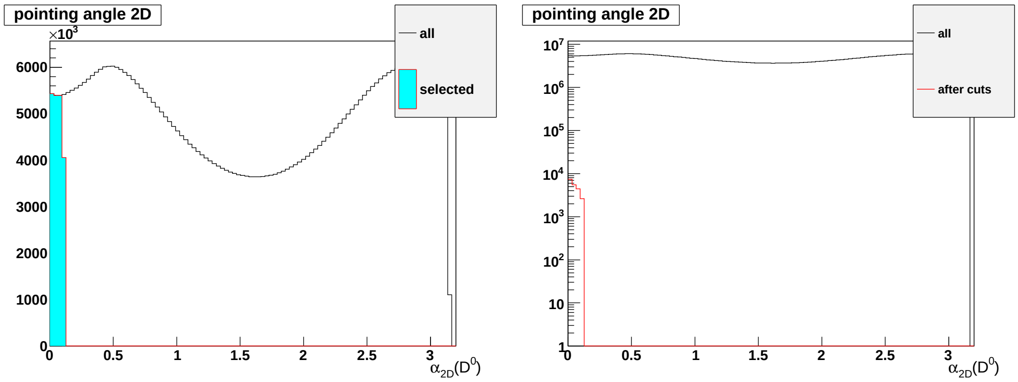
$$\alpha_{2D}(D^0) < 0.12\ rad \tag{5.9}$$

in aggiunta ai precedenti sulla distribuzione di $\alpha_{2D}(D^0)$.

La figura 5.12 mostra le distribuzioni di massa invariante prima e dopo il taglio; la linearità dell'istogramma differenza indica come il taglio elimini sostanzialmente del fondo combinatorio.

É stata valutata anche la possibilità di tagliare sulla significatività del parametro d'impatto trasverso delle tracce figlie, $\delta_{xy}^{PV}(t)$, ma senza riscontrare un miglioramento in SS. É stato infine verificato che un rafforzamento del taglio su $p_T(low - p_T\ t)$ non produca significativi miglioramenti.

La distribuzione di massa invariante con tutti i criteri di selezione [(5.1)-(5.9)] applicati alle variabili é mostrata in figura 5.13.



(a) (b)

Figura 5.11: (a) distribuzione in $\alpha_{2D}(D^0)$ con evidenziata la regione selezionata dal taglio (5.9); (b) distribuzione in $\alpha_{2D}(D^0)$ che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.9)] (in rosso) sovrapposta a quella iniziale.

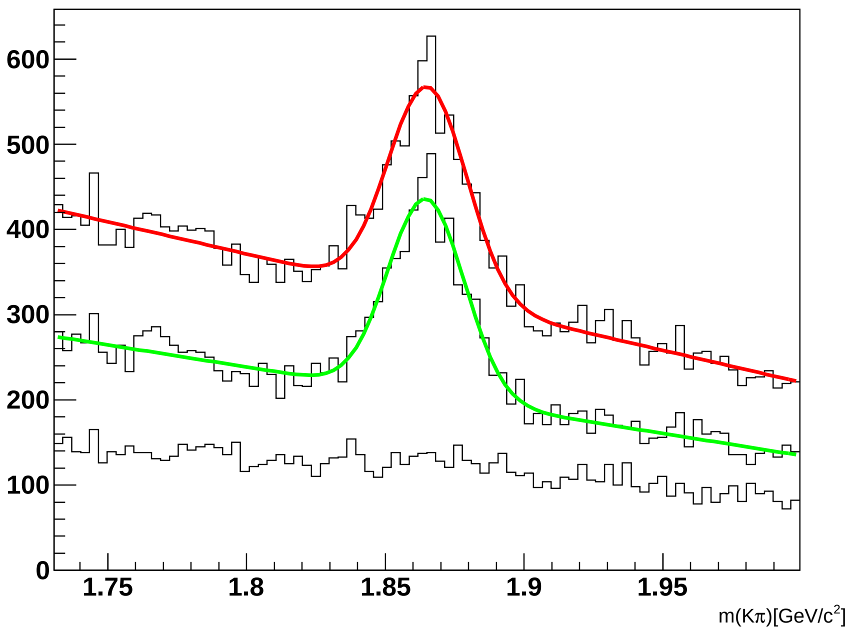


Figura 5.12: distribuzione in massa invariante che sopravvive all'insieme dei requisiti [(5.1)-(5.8)] (in rosso), sovrapposta (in verde) alla distribuzione in massa dopo l'ulteriore taglio $\alpha_{2D}(D^0) < 0.12\ rad$.

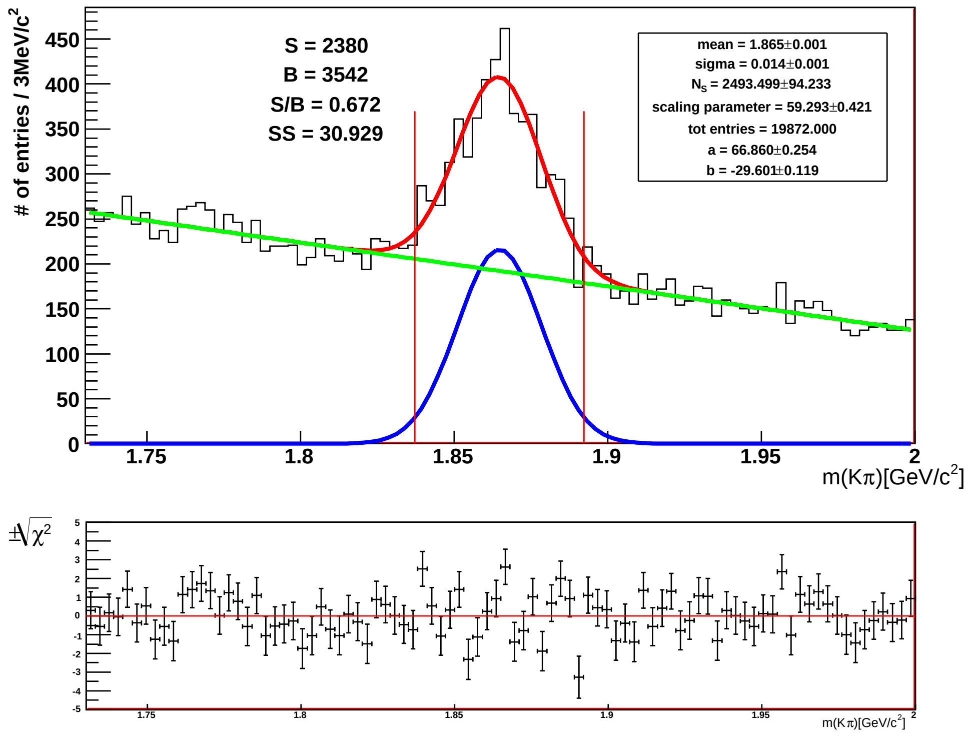


Figura 5.13: Distribuzione in massa invariante dopo i tagli [(5.1)-(5.9)] con relativo fit.

Sono stati infine rigettati i candidati multipli scegliendo di mantenere il candidato con momento trasverso maggiore, con l'accorgimento, anche stavolta, che quando si trovano coppie di candidati che condividono le stesse due figlie (con scambio di ipotesi di massa), i candidati "gemelli" vengono entrambi mantenuti.

La figura 5.14(a) mostra a sinistra la distribuzione di massa invariante prima e dopo quest'ultima scelta e quella dei candidati rigettati. La figura 5.14(b) che presenta la distribuzione della molteplicità dei candidati per evento dopo i tagli mostra come la scelta finale faccia scomparire le colonne corrispondenti a molteplicità superiore a 2 e riduca la colonna con molteplicità pari a 2.

Per controllo é stato fatto il plot della differenza di massa tra le coppie di candidati D^0 con scambio di ipotesi di massa (figura 5.15). Da esso si desume che la maggior parte delle coppie che sopravvivono ai tagli hanno una differenza di massa superiore al doppio della larghezza del segnale ($\sim 28\ MeV/c^2$). Questa circostanza indica che se un candidato ha massa entro l'intervallo del segnale, tipicamente il candidato "gemello" avrà valore di massa tale da collocarsi nelle bande laterali della distribuzione.

Nella figura 5.16 viene presentata la distribuzione finale di massa invariante dopo l'applicazione di tutti i requisiti.

I valori dei parametri di fit (con funzioni PDF) sono riportati nella tabella 5.1. Si può osservare come i valori trovati per il valor medio e la semi-larghezza della gaussiana siano compatibili con quelli trovati nell'analisi sui dati simulati (tabella 4.1). Il valore di massa ottenuto dal fit é in ottimo accordo con quello del PDG (2.1).

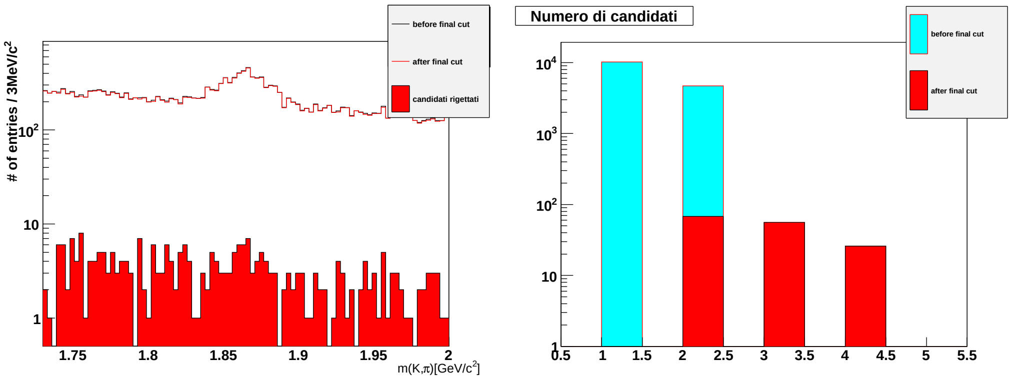
$\mu(GeV/c^2)$	1.865 ± 0.001
$\sigma(MeV/c^2)$	$13.8 \pm 0,6$
# signal	2480 ± 94
# entries	19599
a	66.9 ± 0.3
b	-29.6 ± 0.1
SS	30.88
S/B	0.64

Tabella 5.1: Stima dei parametri del fit con le PDF nonché della significatività statistica e del rapporto segnale/fondo risultanti.

Per controllo é stato suddiviso il campione di dati in due parti quasi uguali per numero di candidati al fine di stimare separatamente massa e larghezza per i due sottocampioni. I risultati sono riportati nella tabella 5.2 e risultano perfettamente compatibili.

	Run(132440 - 133874)	Run(133875 - 133928)
$< m_{D^0} > (GeV/c^2)$	1.865 ± 0.001	1.865 ± 0.001
$\sigma_{D^0}(MeV/c^2)$	14.1 ± 0.9	13.7 ± 0.7

Tabella 5.2: Stima della massa e della risoluzione sperimentale per i due sottocampioni in cui é stato diviso il campione di dati usato.



(a) (b)

Figura 5.14: (a) distribuzione in massa invariante prima (nero) e dopo (rosso) il taglio finale sulla molteplicità dei candidati D^0 e sovrapposta la distribuzione in massa dei candidati rigettati con l'ultimo taglio; (b) distribuzione del numero di candidati per evento (molteplicità) che soppravvivono ai tagli [(5.1)-(5.9)] con evidenziata in rosso la porzione rigettata dalla scelta finale.

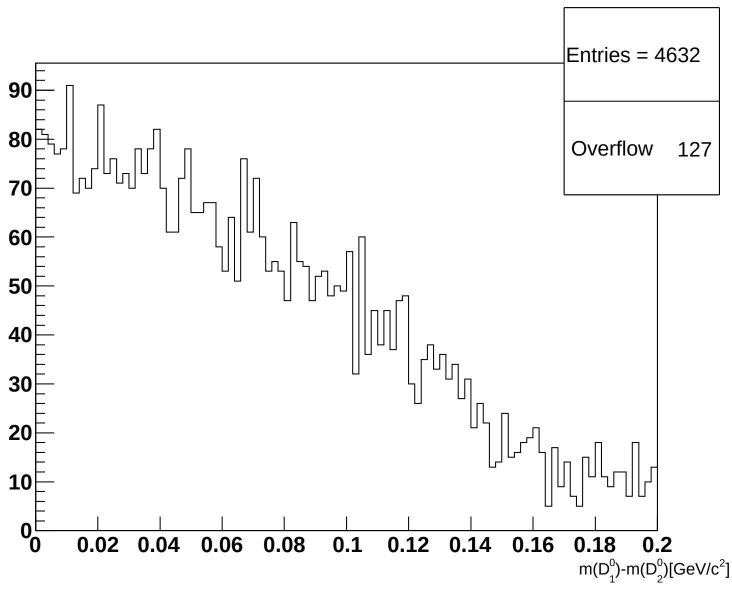


Figura 5.15: Differenza di massa invariante tra coppie di candidati D^0 che condividono le due stesse tracce figlie (con ipotesi di massa scambiata) e soppravvivono ai tagli [(5.1)-(5.9)].

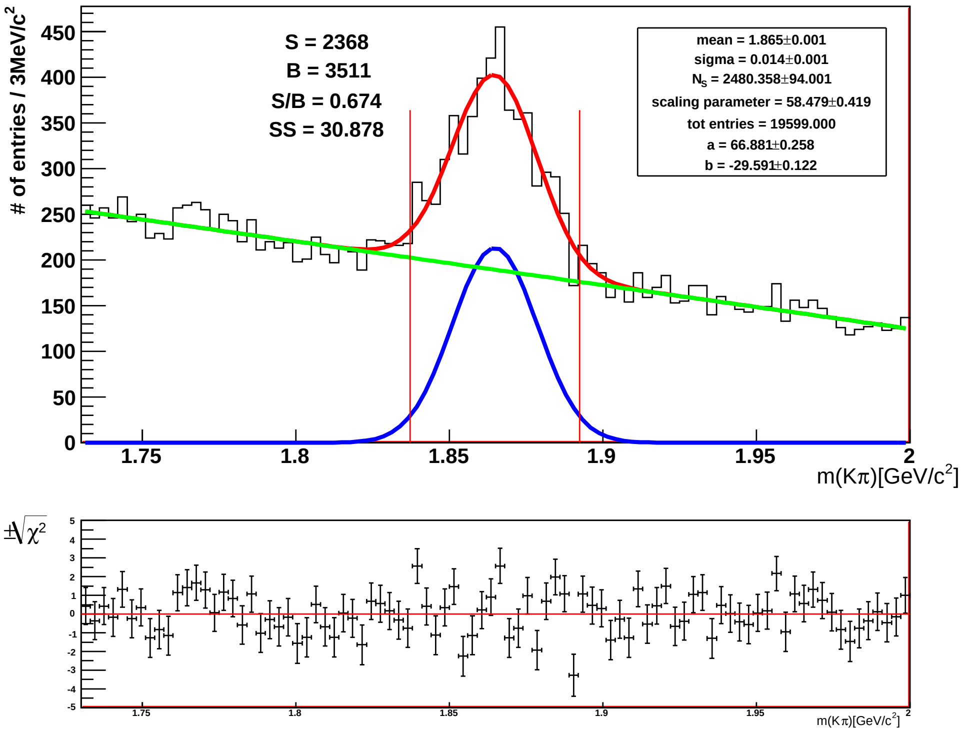


Figura 5.16: Distribuzione finale della massa invariante della D^0 dopo tutti i tagli e relativo fit; il χ^2 normalizzato del fit é pari a 1.26.

Conclusioni

Da un campione di dati raccolti dall'esperimento CMS nella primavera del 2010, corrispondente ad una luminosità integrata di $0.47nb^{-1}$, é stato estratto un segnale del mesone D^0 ricostruito nel suo decadimento in $K\pi$ pari a 2480 ± 94 candidati con una significativitá statistica pari a ~ 31. L'estrazione del segnale é stata ottenuta mediante un'analisi a tagli tramite un insieme di variabili discriminanti essendo i tagli individuati con il criterio della massimizzazione della significativitá statistica. Il corrispondente rapporto segnale/rumore é pari a $\sim 0,65$.

La stima della massa ricostruita del mesone D^0 ottenuta mediante fit risulta pari a $\mu = (1,865 \pm 0,001)GeV/c^2$, in ottimo accordo con il valore del PDG. La semi-larghezza del picco di segnale ricostruito, rappresentante la risoluzione sperimentale in massa, é pari a $\sigma = (13,8 \pm 0,6)MeV/c^2$, in accordo con quella trovata nell'analisi su dati simulati pari a $(13.2 \pm 1.0)MeV/c^2$.

Bibliografia

[1] Figura elaborata da
https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults2010

[2] R. Adolphi et al. (CMS Collab.) The CMS experiment at the CERN LHC. JINST 3:S08004, 2008.

[3] CMS Collab, CMS PAS TRK-10-005 (Physics Analysis Summary), 2010, disponibile sul CERN Document Server (CDS)

[4] K. Nakamura et al. (PDG group), Journal of Physics G37, 075021, 2010; http://pdg.lbl.gov

[5] G. Goldhaber et al. (MARK-I Collab.), Phys. Rev. Lett. 37, 255-259, 1976.

[6] B. Aubert et al. (BaBar Collab.), Phys. Rev. Lett. 100:051802, 2008.

[7] T. Aaltonen et al. (CDF Collab.), Phys. Rev D79:092003, 2009; FERMILAB-PUB-09-069-E

[8] T. Aaltonen et al. (CDF Collab.), arXiv:1008:5077, FERMILAB-PUB-10-334-E (sottomesso a Phys. Rev. D nell'agosto 2010).

[9] Si tratta del dataset */MinimumBias/Commissioning10-May6thReReco-v1/RECO*. Il relativo file con l'elenco di run e *lumisection* nell'intervallo 132440-134275 (per il reprocessing del 6 Maggio 2010) ufficialmente usato dal B-Physics Analysis Group di CMS (BPAG) si trova all'indirizzo
http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/HeavyFlavorAnalysis/Onia2MuMu/certification/7TeV/Collisions10/Reprocessing/goodLumi_132440-134725_7TeV_MinimumBias_May6ReReco_Collisions10-BPAG.py?view=markup.

[10] Si tratta del dataset ufficiale */MinBias_TuneD6T_7TeV-pythia6/Spring10-START3X_V26B-v2/GEN-SIM-RECO*; la simulazione é ottenuta mediante il generatore Pythia 6.4 con tuning D6T e la configurazione standard MSEL=1; essendo la relativa sezione d'urto pari a $71.26mb$ il campione corrisponde ad una luminositá integrata di $0.75nb^{-1}$ (applicando la relazione 1.2). Il campione Monte Carlo usato rappresenta in maniera sufficientemente buona il sample di dati reali relativamente alle effettive condizioni sperimentali del rivelatore durante la presa dati.

[11] ROOT é un framework orientato ad oggetti pensato per risolvere problemi di analisi di dati nella fisica delle alte energie. Esso é pensato per gestire grandi moli di dati, e, fra l'altro, istogrammi, grafici, matrici, ecc, nonché loro manipolazioni. Per poter usare ROOT l'informazione da analizzare deve essere immagazzinata in file con estensione .root detti root-uple secondo una struttura gerarchica propriamente codificata.

[12] Michel Della Negra et al., CMS Physics Technical Design Report, Vol.1, CERN-LHCC-2006-001, 2006.

[13] R. Brun e F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A389, 1997.

[14] Il principio base é descritto in R. Fruhwirth, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A262, 2-3, 1987.

[15] Il pacchetto di minimizzazione *Minuit* di ROOT, scritto originariamente da F. James in FORTRAN e in seguito convertito in una classe di C++ da R. Brun, implementa le funzionalità di fit in ROOT. Per gli scopi di questa tesi l'implementazione scelta per l'algoritmo di fit é quella che cerca il miglior insieme di valori per i parametri liberi che minimizzano il χ^2.