



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI ROMA TRE

DIPARTIMENTO DI MATEMATICA E FISICA
CORSO DI LAUREA IN FISICA

TESI DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA

**Studio di risonanze in stati finali in due leptoni
nell'esperimento ATLAS al
Large Hadron Collider.**

RELATRICE

Prof.ssa

Domizia Orestano

CANDIDATA

Lucrezia Rambelli

Matr. **511751**

ANNO ACCADEMICO 2018/2019

A Giorgio e Daniela

Questo lavoro di tesi è stato elaborato e realizzato in maniera completamente ecosostenibile, prediligendo correzioni in digitale, scegliendo una carta riciclata stampata fronteretro, una copertina fatta di cartone riciclato e impostando al minimo i margini di pagina. Ringrazio infinitamente la professoressa Orestano per avermi sostenuto in questa scelta.

Contents

1	Introduzione	3
2	Esperimento ATLAS	3
3	Analisi dati	5
3.1	Parametro d'impatto e significatività	5
3.2	Variabili di isolamento	6
3.3	Massa invariante	6
4	Identificazione delle particelle nella regione tra 0-10 GeV	9
4.1	Stima con le sidebands	10
5	Grafici relativi al picco di produzione del bosone Z	11
6	Grafici relativi al picco di produzione della $\Upsilon(2s)$ e della $\Upsilon(3s)$	16
7	Grafici relativi al picco di produzione della $\Upsilon(1s)$	21
8	Grafici relativi al picco di produzione della J/Ψ	26
9	Grafici relativi al picco di produzione della $\Psi(2s)$	31
10	Studio degli eventi in cui sono presenti quark di tipo b	37
10.1	<i>b-tagging</i>	38
11	Conclusioni	45
12	Appendice	46
12.1	Misure di impulso	46
12.2	Bosone Z	47
12.3	Studio eventi <i>b-tagged</i> per i muoni di decadimento della $\Upsilon(1s)$	48
12.4	Programmi C++ utilizzati	52

1 Introduzione

In questo lavoro di tesi si sono utilizzati gli open data dell'esperimento ATLAS al Large Hadron Collider (LHC) del CERN resi pubblici sul portale <http://opendata.atlas.cern/>. Si tratta di eventi raccolti dall'esperimento nel 2012 ad un'energia nel centro di massa di 8 TeV, completamente ricostruiti e organizzati in una struttura di dati semplificata. Il lavoro si è incentrato sullo studio di eventi con due leptoni nello stato finale e in particolare due muoni.

Si sono sviluppati dei programmi che, accedendo ai dati, permettessero di applicare delle selezioni e di produrre delle distribuzioni delle variabili rilevanti. Questo studio ha consentito in particolare lo studio di alcune caratteristiche di particelle instabili che decadono in due leptoni.

2 Esperimento ATLAS

L'esperimento ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) è uno dei sei rivelatori di particelle costruiti presso LHC al CERN di Ginevra. Esso ha una struttura cilindrica lunga 46 metri con un diametro di 25 metri. Al suo interno si studiano i prodotti di interazioni protone-protone ad alte energie (fino a $\sqrt{s} = 13$ TeV).

La scelta di utilizzare protoni è motivata dal fatto che queste particelle sono più semplici da accelerare su un percorso circolare rispetto agli elettroni. Questo perché la potenza che viene irradiata per radiazione di sincrotrone da una particella carica è proporzionale a $e^2\gamma^4$, con γ fattore di Lorentz, dove, a parità di energia, il fattore di Lorentz per i protoni è minore di quello per gli elettroni (quindi si ha una perdita minore di energia nel passaggio all'interno dell'acceleratore).

I protoni vengono ottenuti a partire da degli atomi di idrogeno (gassoso) dai quali vengono rimossi gli elettroni attraverso una scarica elettrica. Vengono quindi iniettati nel primo stadio della catena di accelerazione, composta da un LINAC e dopo il passaggio attraverso vari stadi intermedi sono inseriti in uno dei due anelli uguali e concentrici di LHC. I due fasci di protoni accelerati (uno per ogni anello) collidono nei punti di intersezione dei due anelli, dove vengono studiati i loro prodotti di reazione.

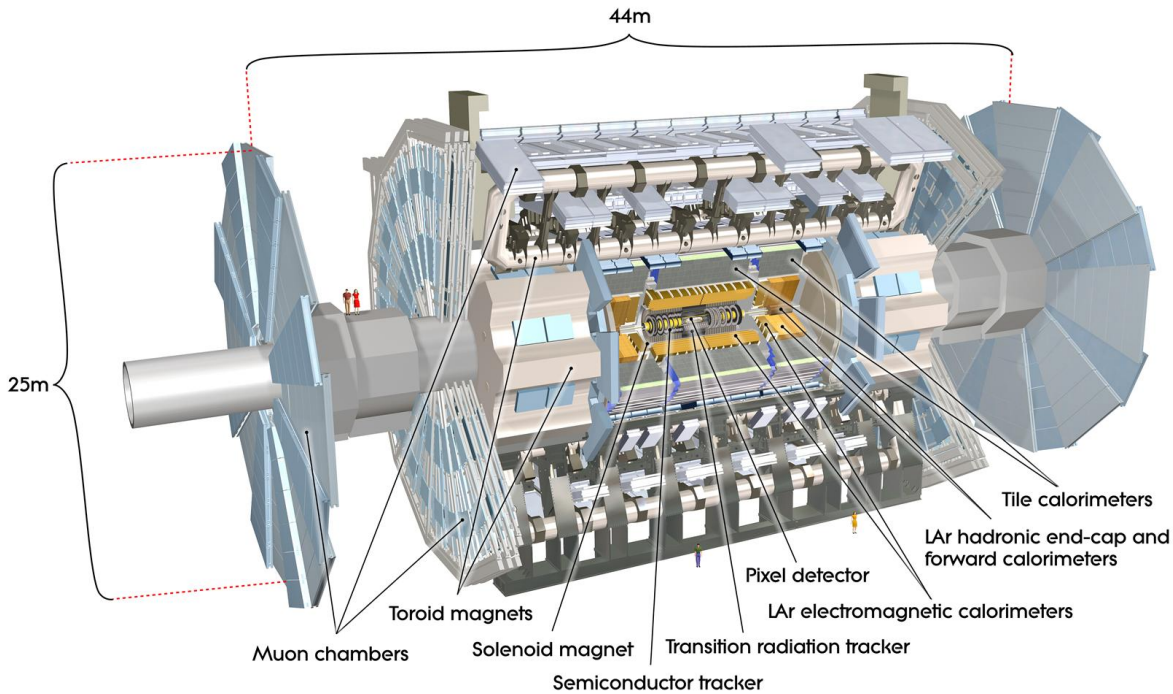


Figure 1: Esperimento ATLAS

L'esperimento ATLAS è collocato in uno di questi punti di incontro e il rivelatore è costituito da strati concentrici intorno al punto di interazione.

Lo strato più interno è composto dal tracciatore, a sua volta diviso in tre strati che ha il compito di misurare la quantità di moto e la carica delle particelle attraverso lo studio della curvatura della loro traiettoria. Questo è infatti immerso in un campo magnetico parallelo all'asse del fascio e la traiettoria delle particelle all'interno di esso viene curvata.

Il tracciatore è avvolto da due strati di calorimetri, ognuno specifico per l'identificazione di un determinato tipo di particelle:

- **Calorimetro elettromagnetico**, che misura l'energia delle particelle che risentono prevalentemente dell'interazione elettromagnetica, ossia elettroni e fotoni. L'informazione sull'energia si ottiene dall'ampiezza del segnale elettrico che si genera quando il calorimetro assorbe completamente la loro energia sotto forma di sciame (restituendo per gli elettroni un valore dell'energia $E \simeq pc$, con p quantità di moto misurata dal tracciatore);
- **Calorimetro adronico**, che misura l'energia delle particelle cariche e neutre che interagiscono per interazione forte, ossia gli adroni (protoni, neutroni, pioni etc..). Anche in questo caso l'energia è misurata a partire dall'ampiezza del segnale elettrico generato dal completo assorbimento delle particelle da parte del calorimetro stesso.

È importante tener conto del fatto che le particelle cariche identificate dal calorimetro, che risulta essere più preciso nelle misure ad alte energie, sono state precedentemente studiate dal tracciatore interno, che risulta lavorare meglio ad energie più basse in quanto la curvatura di una particella con minore energia risulta essere maggiore. Per le particelle neutre invece i calorimetri costituiscono l'unica fonte di informazione.

Introducendo un sistema di riferimento tale da avere l'asse z coincidente con l'asse dei fasci e gli assi x ed y ad esso perpendicolari, e introducendo r tale che $r^2 = x^2 + y^2$, si può andare a descrivere il sistema di magneti presente in ATLAS.

La peculiarità dell'esperimento ATLAS è che il rivelatore presenta due sistemi magnetici distinti: un solenoide nella regione più interna, che genera un campo magnetico parallelo al fascio che curva le particelle cariche nel piano x,y perpendicolare al fascio, e un magnete toroidale, che curva la traiettoria delle particelle cariche nel piano z,r , utilizzato nella parte più esterna che rileva i muoni.

Lo strato più esterno è infatti composto da uno spettrometro a muoni, che studia questo tipo di particelle che sono in grado di superare tutti gli strati precedenti senza perdere un'apprezzabile quantità di energia e che risultano essere le uniche particelle in grado di attraversare l'intero rivelatore (oltre ai neutrini che non vengono proprio rilevati). Rilasciando solo poca energia nei calorimetri, i muoni possono essere misurati solo in un sistema tracciante; in ATLAS si è voluta potenziare la ricostruzione del loro momento trasverso a valori elevati (non ben misurabili dal tracciatore interno). Per poter misurare con buona precisione la quantità di moto dei muoni di alta energia, lo spettrometro a muoni deve avere un braccio di leva L (pari alla distanza tra la prima e l'ultima camera a muoni) maggiore rispetto ai rivelatori più interni, in quanto la misura della quantità di moto è data dalla seguente relazione (ponendo $c=1$):

$$p = 0.3qBR \quad (1)$$

con R raggio di curvatura della traccia, B intensità del campo magnetico, q carica della particella (in unità di carica elementare).

La risoluzione con cui si effettua la misura è proporzionale a BL^2 (vedi in Appendice).

Lo spettrometro a muoni dell'esperimento ATLAS è composto da una serie di rivelatori utilizzati per misurare con precisione la posizione del muone sul piano in cui viene deflesso e per ottenere una misura dell'impulso.

I rivelatori utilizzati per la misura della posizione (e quindi dell'impulso) sono chiamati camere di tracciamento, e sono di due tipi:

- **MDT** (Monitored Drift Tubes), che sono dei rivelatori a gas basati sulla misura del tempo di deriva degli elettroni al loro interno. Più precisamente sono dei rivelatori a gas di tipo cilindrico, composti quindi da un cilindro catodico all'interno del quale è presente un filo anodico. Al passaggio di un muone carico questo ionizza le molecole del gas, creando delle coppie elettrone-ione che vengono raccolte rispettivamente sul filo e sulle pareti. Il segnale che essi generano è quindi composto, in ampiezza dalla valanga generata dagli elettroni, che a loro volta hanno abbastanza energia per ionizzare ancora le molecole del gas. Questi rivelatori lavorano molto lentamente, in quanto lavorano in funzione della velocità di deriva delle cariche nel gas ($\simeq 2\text{cm/microsecondo}$).

- **CSC** (Cathode Strip Chambers), che lavorano in regioni a piccolo angolo dell'esperimento e che quindi sono sottoposti a un frequenza di conteggio maggiore ($\simeq 1000 \text{ Hz/cm}^2$), che non sarebbe ben sostenibile dagli MDT. Questi sono fondamentalmente delle Multi Wire Proportional Chambers (MWPC), ossia dei rivelatori formati da due strati catodici, composti da delle strisce che ne segmentano l'area, tra le quali è posto uno strato anodico.

Al passaggio di un muone questo genera un segnale negativo su uno dei fili anodici, che per induzione ne genera uno positivo sulle strisce appartenenti a entrambi i piani catodici. La posizione delle tracce si ottiene interpolando le cariche lette ai capi di queste strisce catodiche e combinando l'informazione con quella letta ai capi del filo che compone il piano anodico che è stato colpito.

Lo spettrometro a muoni è composto inoltre da un sistema di trigger, che permette di identificare al meglio le collisioni interessanti contenenti un muone, ed è formato da rivelatori con una risoluzione temporale dell'ordine del nanosecondo, che permette una corretta identificazione del tempo di incrocio dei due fasci (ogni 25 ns), e in grado di fornire una risposta veloce, per evitare che il sistema debba immagazzinare troppe informazioni in attesa del processamento. Le tecnologie usate sono:

- **RPC** (Resistive Place Chambers), che sono camere dalla risposta rapida che rappresentano il primo stadio del sistema di trigger e sono dei rivelatori formati da due lastre parallele poste a una data differenza di potenziale e riempite da mezzo gassoso. Anche in questo caso viene sfruttato il processo di ionizzazione del gas da parte del muone che lo attraversa, e gli elettroni generati vengono accelerati dalla differenza di potenziale presente nella gap tra le due lastre. Essendo la gap molto piccola ($\simeq 2\text{mm}$), gli elettroni accelerati, urtando contro gli altri atomi del gas, ionizzano a loro volta dando vita ad una valanga che viene indirizzata sull'anodo. Con l'utilizzo di queste camere è inoltre possibile misurare la coordinata azimutale (che non viene misurata dagli MDT). Anche in questo caso il segnale viene letto per induzione sulle strisce esterne.
- **TGC** (Thin Gap Chambers), sostituiscono le camere RPC nelle regioni a piccolo angolo a causa dell'elevato flusso di particelle e vengono utilizzate sia come trigger che per misurare la coordinata azimutale. Anche in questo caso si tratta di MWPC, dove la configurazione del campo elettrico e la distanza tra i fili (la distanza tra il filo anodico e il piano catodico è minore della distanza tra due fili), permettono di ottenere dei tempi di deriva molto piccoli rispetto alla frequenza di scontro dei fasci nel rivelatore.

3 Analisi dati

Per questo lavoro di tesi ho studiato un campione di dati acquisiti dall'esperimento ATLAS nel 2012 reso disponibile come Open Data (<http://opendata.atlas.cern/extendedanalysis/datasets.php>). Gli eventi sono stati ricostruiti con il software dell'esperimento e un insieme limitato di informazioni è distribuito in una struttura di dati ai quali ho acceduto con dei programmi da me realizzati (riportati in Appendice).

Ho studiato eventi che vedessero, nello stato finale, la produzione di due muoni di carica opposta o di una coppia e^+e^- .

Al fine di comprendere al meglio lo studio effettuato, riporto qui di seguito un'introduzione alle variabili di interesse.

Ogni leptone è descritto attraverso le variabili cinematiche p_T (impulso trasverso), η (pseudorapidità), ϕ (angolo azimutale), dalla sua carica, dal parametro d'impatto $d0$ con il suo errore σ e da delle variabili che ne descrivono l'isolamento.

Il campione di dati utilizzato è stato selezionato a monte secondo i seguenti criteri:

- Presenza di un vertice primario con almeno 5 tracce;
- Rilevazione di un elettrone o di un muone con un p_T di almeno 25 GeV;

3.1 Parametro d'impatto e significatività

Il parametro d'impatto " $d0$ " è una variabile che rappresenta la distanza minima tra l'extrapolazione all'indietro di una traccia ed il vertice primario. Essa è correlata con la distanza di produzione delle particelle prodotte dai decadimenti secondari rispetto al vertice primario, ed è espressa in millimetri. Per tracce provenienti direttamente dal vertice primario o dal decadimento di particelle secondarie prodotte nel vertice principale e con vita

media breve, questo parametro risulterà compatibile con zero.

Per valutare la compatibilità con un valore nullo del parametro d'impatto, bisogna introdurre la significatività, che rappresenta il rapporto tra il valore del parametro di impatto stesso e la sua risoluzione.

3.2 Variabili di isolamento

Le variabili di isolamento sono due (ptcone30 e etcone20) e descrivono quanto la traccia considerata sia isolata rispetto alle altre particelle presenti nell'evento. Immaginando di costruire un cono di apertura $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ intorno alle particelle prodotte, queste variabili rappresentano rispettivamente la somma degli impulsi trasversi delle particelle prodotte in un cono di ampiezza $\Delta R = 0.3$ attorno alla direzione di produzione del muone/elettrone, e l'energia totale delle particelle vista dal calorimetro all'interno di un cono di apertura $\Delta R = 0.2$. Quindi, se queste variabili assumono valori prossimi allo zero, significa che in un dato intorno della traccia non ci sono presenze rilevanti di altre particelle e la traccia risulta ben isolata.

3.3 Massa invariante

È conveniente, per lo studio di particelle instabili attraverso i loro prodotti di decadimento, introdurre la massa invariante dei prodotti. La definizione di questa variabile deriva dalla cinematica relativistica, e osservando la sua distribuzione si possono andare a studiare le particelle prodotte nell'evento, ed è pari al modulo quadro del quadri-impulso totale delle particelle che si ipotizza vengano dal decadimento di un unico stato.

Questa è definita infatti a partire dai quadri-impulsi delle particelle prodotte nell'evento.

Considerando eventi come quelli da noi studiati, che prevedono quindi la produzione di due particelle di impulso completamente misurato (se si fossero avuti dei neutrini nell'evento si sarebbe potuta definire solo la componente trasversa della massa), essa si definisce nel seguente modo:

$$M_{inv}^2 = (P_1^2 + P_2^2) = m_1^2 + m_2^2 + 2P_1 \cdot P_2 = 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \quad (2)$$

con $P_1 = (E_1, \vec{p}_1)$ e $P_2 = (E_2, \vec{p}_2)$ quadri-impulsi dei due leptoni.

Dove si è tenuto conto del fatto che $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ e si sono trascurate le masse m_1 e m_2 rispetto alla quantità di moto, in quanto gli elettroni e i muoni hanno energia a riposo molto minore rispetto alla loro energia e si può considerare $|\vec{p}| \simeq E$.

Si ottiene quindi:

$$M_{inv} = \sqrt{2p_1 p_2 (1 - \cos\alpha)} \quad (3)$$

Dove il valore di $\cos\alpha$ si può esprimere a partire dalle componenti x,y e z dell'impulso.

Definendo con θ l'angolo tra la traccia della particella prodotta e l'asse descritto dalla direzione del fascio (asse z), e con ϕ l'angolo tra la stessa traccia e l'asse x, le tre componenti dell'impulso sono definite nel seguente modo:

$$\begin{cases} p_x = p \sin \theta \cos \phi \\ p_y = p \sin \theta \sin \phi \\ p_z = p \cos \theta \end{cases} \quad (4)$$

pertanto

$$\cos\alpha = \frac{p_{1,x}p_{2,x} + p_{1,y}p_{2,y} + p_{1,z}p_{2,z}}{p_1 p_2} \quad (5)$$

La variabile angolare θ si ottiene invece dalla variabile η attraverso la relazione

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (6)$$

infatti

$$\theta = 2 \arctan e^{-\eta}, \quad (7)$$

mentre l'impulso totale p può essere ottenuto dalle variabili disponibili nell'ntupla come $p = p_T / \sin\theta$.

Ho iniziato quindi con lo studio delle distribuzioni delle masse invarianti relative agli eventi con una coppia di $\mu^+ \mu^-$ e a quelli con una coppia di $e^+ e^-$, utilizzando un programma che mi permettesse di definirla attraverso le variabili e le relazioni fin qui introdotte (vedi Appendice).

Di seguito sono riportate le distribuzioni degli spettri di massa invariante relativi alle due categorie di eventi presi in considerazione.

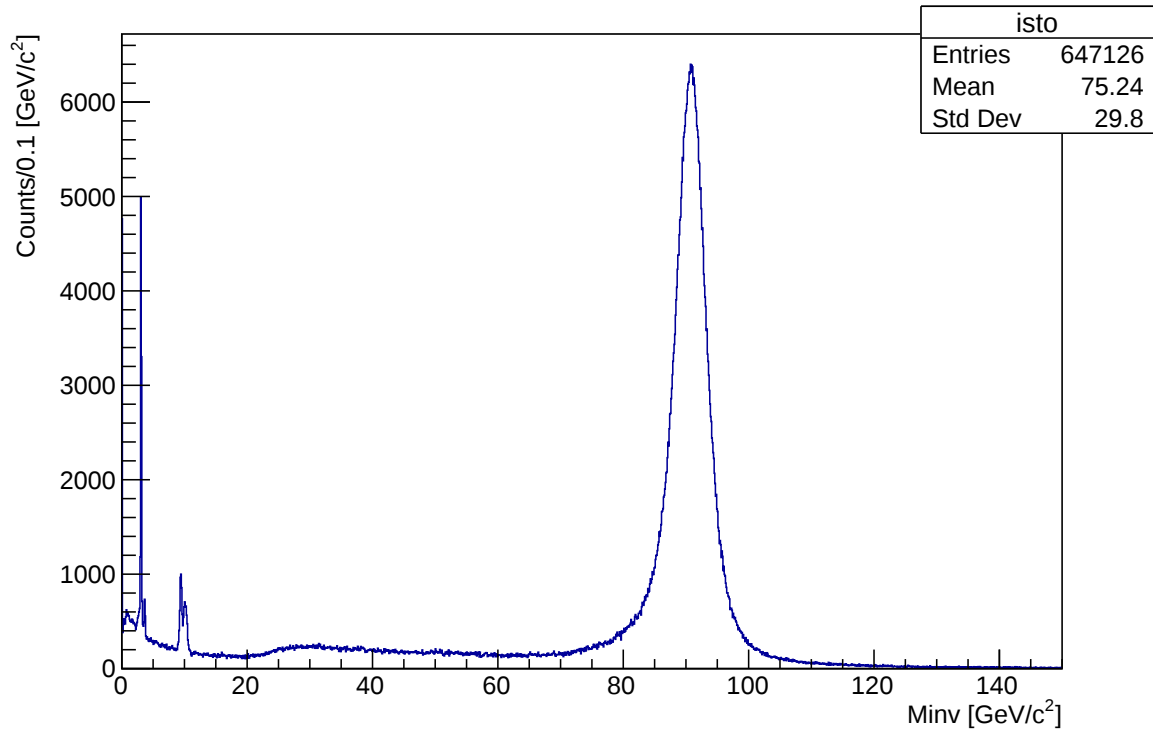
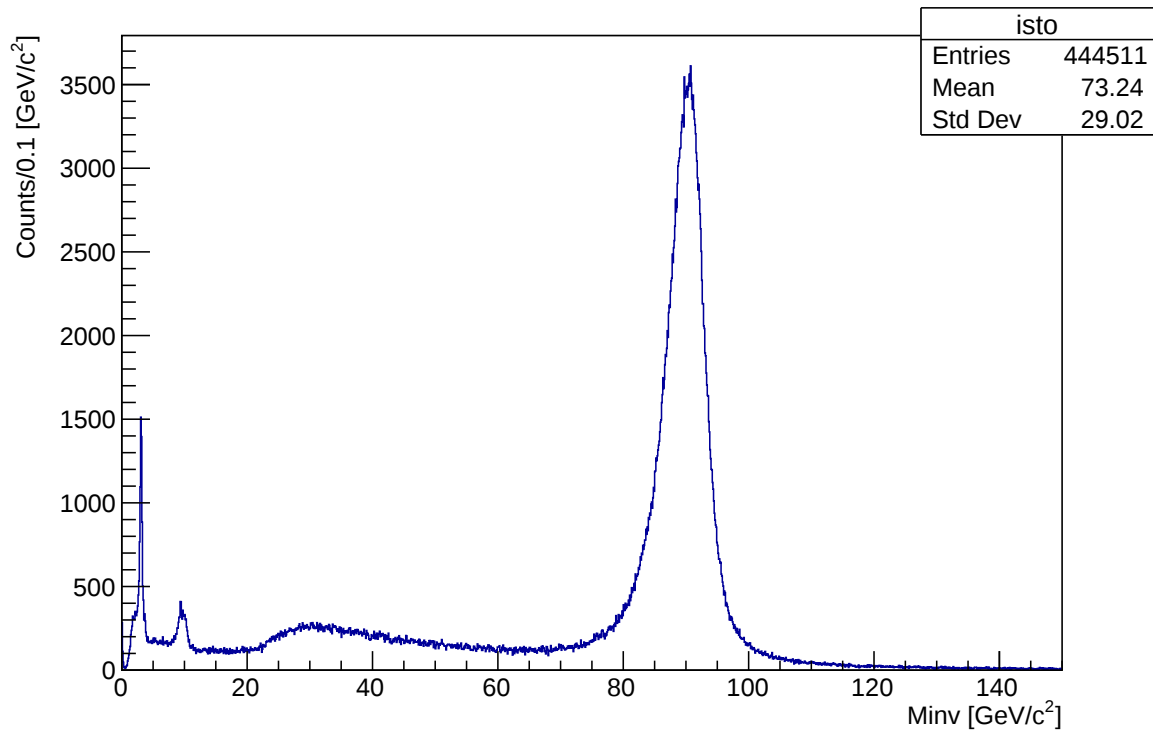
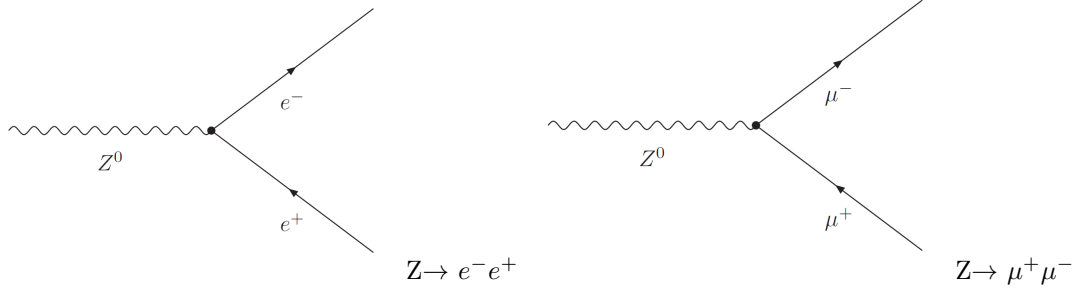


Figure 2: Distribuzione della massa invariante per eventi con coppie di muoni

Figure 3: Distribuzione della massa invariante per gli eventi con e^+e^-

Da queste distribuzioni si osserva in primis un picco molto largo intorno a circa $90 \text{ GeV}/c^2$, corrispondente alla produzione di un bosone Z, il cui decadimento in due leptoni è rappresentabile attraverso i seguenti diagrammi di Feynman:



Oltre a questi eventi sono presenti degli eventi che contengono o muoni reali o particelle erroneamente identificate come tali che generano un fondo (decrescente con la massa) che ci poniamo l'obbiettivo di andare a studiare.

Si osserva inoltre un "gradino" intorno ai 25 GeV dovuto al trigger su un singolo leptone (in energia trasversa per gli elettroni e in impulso trasverso per i muoni) che viene richiesto al fine di limitare il numero di eventi da acquisire e che riduce la popolazione a bassa massa. L'esperimento è infatti ottimizzato per lo studio di eventi con particelle di alto impulso trasverso e produzione di stati di massa elevata.

Si osserva inoltre che, al di sotto del gradino dovuto al trigger in energia, sono presenti degli altri picchi, relativi alla produzione di altre particelle.

La presenza di queste particelle nonostante la soglia in energia impostata dal trigger, è dovuta a decadimenti fortemente asimmetrici con un leptone di alto p_T ed uno di p_T molto inferiore.

In questo lavoro di tesi ho quindi studiato eventi prodotti da collisioni protone-protone a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ che contenessero coppie di leptoni (ossia muoni μ e elettroni e positroni $e^\pm$) provenienti dal decadimento del bosone Z (vedi Appendice) o dal decadimento di stati risonanti a masse minori.

$$X \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (8)$$

$$X \rightarrow e^+ e^-. \quad (9)$$

I muoni e gli elettroni sono particelle cariche che risentono dell'interazione debole e di quella elettromagnetica di massa rispettivamente $m_\mu \simeq 105.7 \text{ MeV}/c^2$ e $m_e \simeq 0.51 \text{ MeV}/c^2$.

4 Identificazione delle particelle nella regione tra 0-10 GeV

Dalle distribuzioni della massa invariante per gli eventi con una coppia di muoni e con una coppia di e^+e^- , si sono osservati dei picchi anche nella regione di bassa massa (≤ 10 GeV).

Ad ognuno dei picchi osservati corrisponde la produzione di una particella (identificata attraverso il valore corrispondente di massa [1]) che può essere stata prodotta direttamente nell'interazione protone-protone oppure da decadimenti di particelle provenienti dal vertice primario, ed essa viene studiata attraverso le distribuzioni delle variabili precedentemente introdotte.

Poichè la risoluzione in massa invariante risulta migliore per le coppie di muoni rispetto agli elettroni, ho deciso di incentrare questo lavoro sullo studio di eventi di questo tipo.

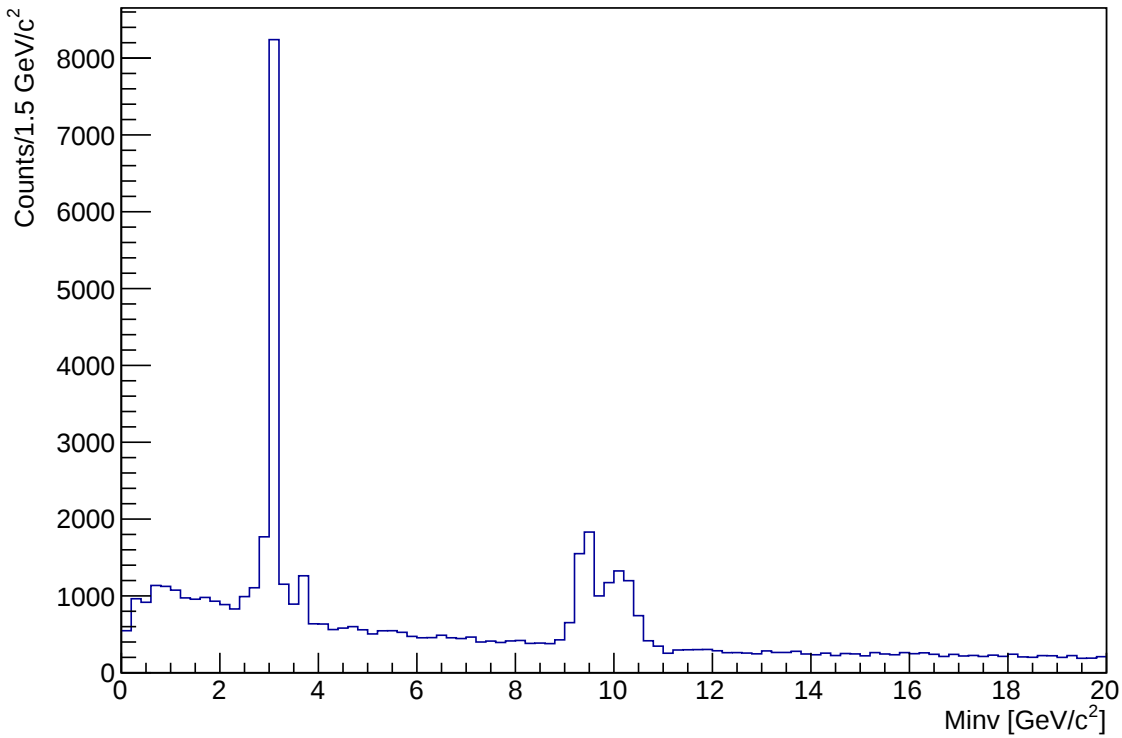


Figure 4: Distribuzione della massa invariante per l'evento con $\mu^+\mu^-$ ingrandita tra 0 e 22 GeV/c²

Osservando la distribuzione della massa invariante dell'evento con i due muoni, si osservano quattro picchi di risonanza:

- un picco intorno a 3.1 GeV, corrispondente alla produzione della particella J/Ψ di massa 3.0969 GeV, stato legato di $c\bar{c}$;
- un picco attorno a 3.7 GeV, corrispondente alla produzione della particella $\Psi(2s)$ di massa 3.686 GeV, stato eccitato della J/Ψ ;
- un picco intorno ai 9.5 GeV, corrispondente alla produzione della particella $\Upsilon(1s)$ di massa 9.460 GeV, stato legato di due quark $b\bar{b}$;
- un picco attorno a 10 GeV, dato dalla convoluzione di due picchi legati alla produzione delle particelle $\Upsilon(2s)$ e $\Upsilon(3s)$, stati eccitati della $\Upsilon(1s)$.

Per ciascuna di queste regioni di massa ho selezionato le coppie di muoni in base alla loro massa invariante e ho studiato le distribuzioni di isolamento e del parametro di impatto con la sua significatività.

Per particelle prodotte vicino al vertice primario ci si aspetta che il parametro d'impatto sia pressochè nullo, e che la significatività rientri entro le 3σ .

4.1 Stima con le sidebands

La presenza di altri processi fisici che possono condurre a stati finali con due leptoni, o di effetti fisici o strumentali che possono simulare la presenza di due leptoni, genera un fondo continuo nello spettro di massa invariante. Per riuscire a condurre uno studio il più pulito possibile delle distribuzioni delle variabili relative ad un picco di risonanza ho quindi cercato di estrarre la distribuzione effettiva del segnale utilizzando un metodo di stima della distribuzione degli eventi di fondo.

Per ogni picco di risonanza ho definito quindi tre intervalli: uno all'interno del quale fosse presente il picco relativo alla produzione della particella studiata (*signal S*) e due intervalli laterali, uno a destra del picco (*sideband B*) ed uno a sinistra (*sideband A*).

Il metodo di stima utilizzato si basa infatti sull'ipotesi che, attraverso la distribuzione che le variabili assumono all'interno dei due intervalli laterali, si possa modellizzare la distribuzione del fondo presente al di sotto del picco di produzione.

Per ogni variabile relativa ad ogni picco ho quindi sottratto alla distribuzione del segnale *S* la somma delle distribuzioni delle due sidebands, opportunamente pesate. Associare un peso è stato infatti necessario in quanto, risultando il fondo decrescente, il numero di eventi che popolano ogni sideband dipenderà sia dalla distanza che essa ha dal centro dell'intervallo del segnale che dalla larghezza dell'intervallo stesso.

Per semplificare il calcolo dei pesi ho deciso di prendere i tre intervalli in modo che fossero sempre di pari ampiezza e le sidebands sempre equidistanti dall'intervallo centrale (i centri degli intervalli delle sideband equidistanti dal centro dell'intervallo centrale).

Si osserverà che, avendo in alcuni casi dei picchi di risonanza molto vicini tra loro, per mantenere l'equidistanza si sono dovute scegliere le sidebands molto distanti dal picco di riferimento, con il rischio che il segnale di fondo modellizzato da esse non rappresentasse al meglio il fondo sottostante al picco considerato.

Per il calcolo dei pesi da associare alle due sidebands si sono invece introdotte due costanti, α e β , definite nel seguente modo:

$$\alpha = \frac{x_A - x_0}{x_S - x_0}; \quad (10)$$

$$\beta = \frac{x_B - x_0}{x_S - x_0}. \quad (11)$$

Con x_A , x_S e x_B centri dei tre intervalli e x_0 , che tiene conto del numero di eventi e della distanza delle sideband, calcolato come:

$$x_0 = \frac{x_A n_B - x_B n_A}{n_B - n_A} \quad (12)$$

con n_A e n_B numero di eventi all'interno delle sideband.

Ho quindi sommato tra di loro le distribuzioni delle sideband pesate con un fattore $1/\alpha$ o $1/\beta$, e per un ulteriore fattore $1/2$, ed ho sottratto la distribuzione risultante a quella del segnale.

Di seguito si riportano le distribuzioni utilizzate per la stima, ossia:

- la sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate del segnale e delle due sideband, utilizzata per confrontare la forma delle distribuzioni nelle tre regioni;
- la sovrapposizione della distribuzione del segnale e della somma delle due sideband pesate, al fine di vedere se effettivamente la somma di esse rappresenti una giusta modellizzazione del fondo al di sotto del segnale e per osservare la distribuzione che effettivamente verrà sottratta;
- la distribuzione sottratta, che si assume essere quella effettiva del segnale, con associati degli errori statistici.

Si è tenuto conto quindi del fatto che i conteggi che riempiono l'istogramma seguono una statistica di tipo poissoniano, con incertezza pari quindi a $\epsilon_n = \sqrt{n}$.

Considerando quindi l'espressione per il numero di conteggi n in un bin per le distribuzioni del segnale a cui sono stati rimossi i fondi pesati con i coefficienti $1/\alpha$ e $1/\beta$,

$$n = n_S - \frac{n_A}{2\alpha} - \frac{n_B}{2\beta} \quad (13)$$

l'errore su n riportato in figura è dato dalla propagazione sui conteggi di ogni intervallo, dove non si è tenuto conto degli errori sui coefficienti α e β :

$$\epsilon_n^2 = \epsilon_S^2 + \epsilon_A^2/4\alpha^2 + \epsilon_B^2/4\beta^2 = n_S + n_A/4\alpha^2 + n_B/4\beta^2 \quad (14)$$

Si riportano quindi le distribuzioni descritte relative al picco di produzione del bosone Z, e di seguito per i restanti picchi di risonanza. Al fine di poter confrontare al meglio le distribuzioni tra di loro, variabili come il parametro d'impatto e la sua significatività sono state riportate in scala logaritmica, tenendo presente che con l'utilizzo di questa scala non sono visibili eventuali valori negativi derivanti dalla sottrazione.

5 Grafici relativi al picco di produzione del bosone Z

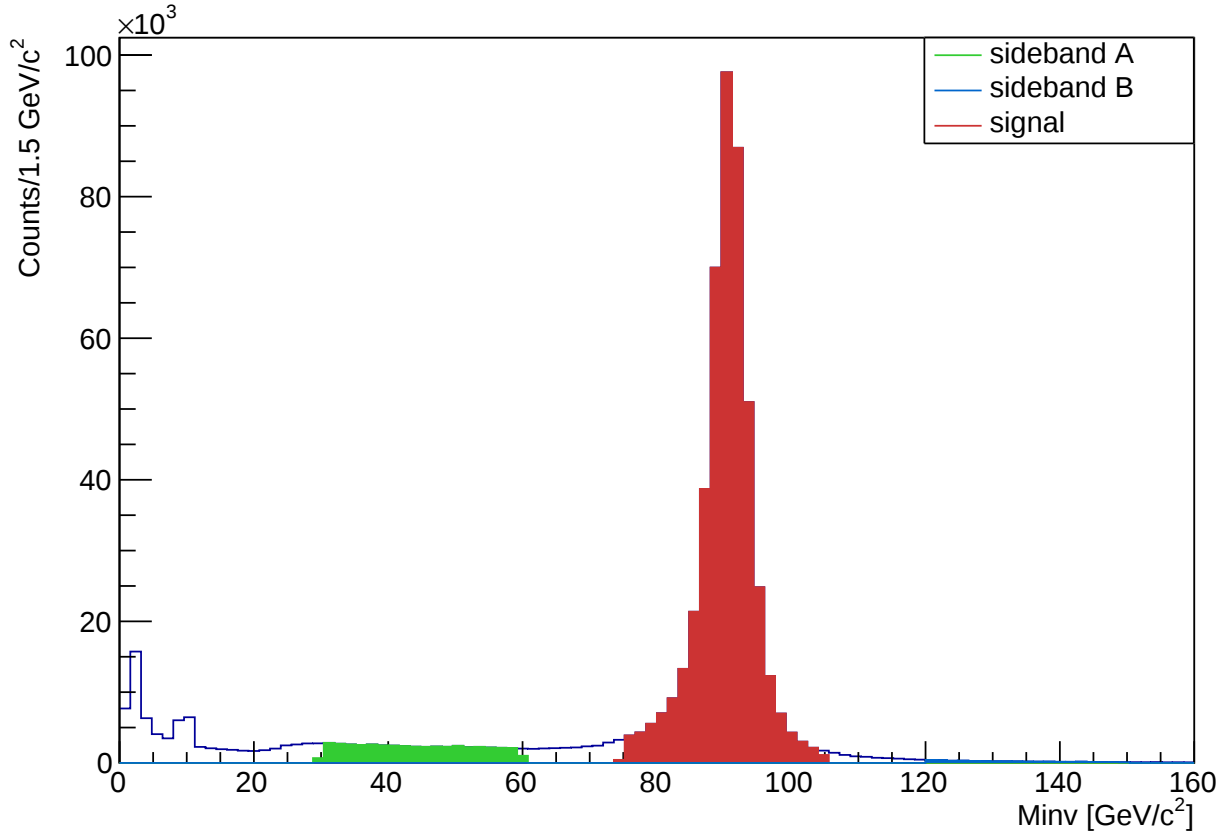


Figure 5: Identificazione degli intervalli utilizzati per la stima con le sidebands delle distribuzioni relative al picco di produzione del bosone Z

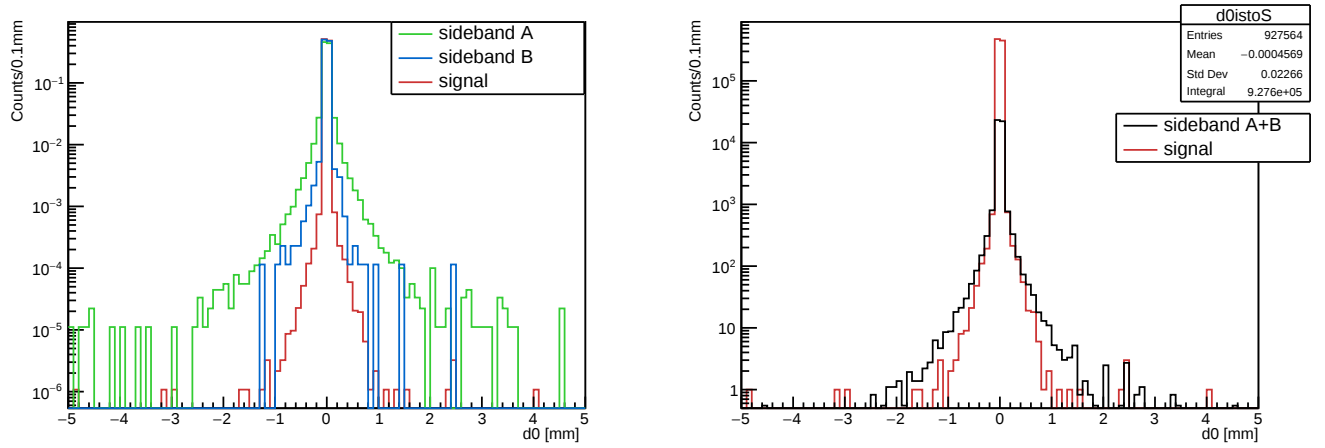


Figure 6: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate del parametro d'impatto per la produzione dello Z. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi al parametro d'impatto prodotto negli eventi con lo Z.

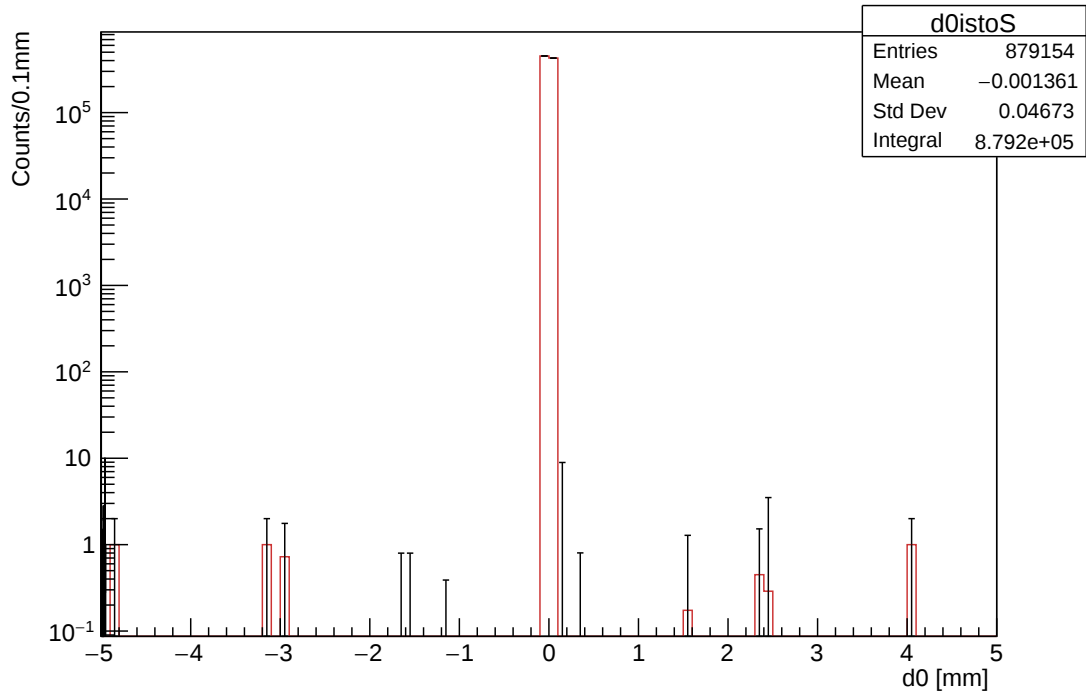


Figure 7: Distribuzione del parametro d'impatto per i muoni di decadimento del bosone Z dopo la sottrazione del fondo.

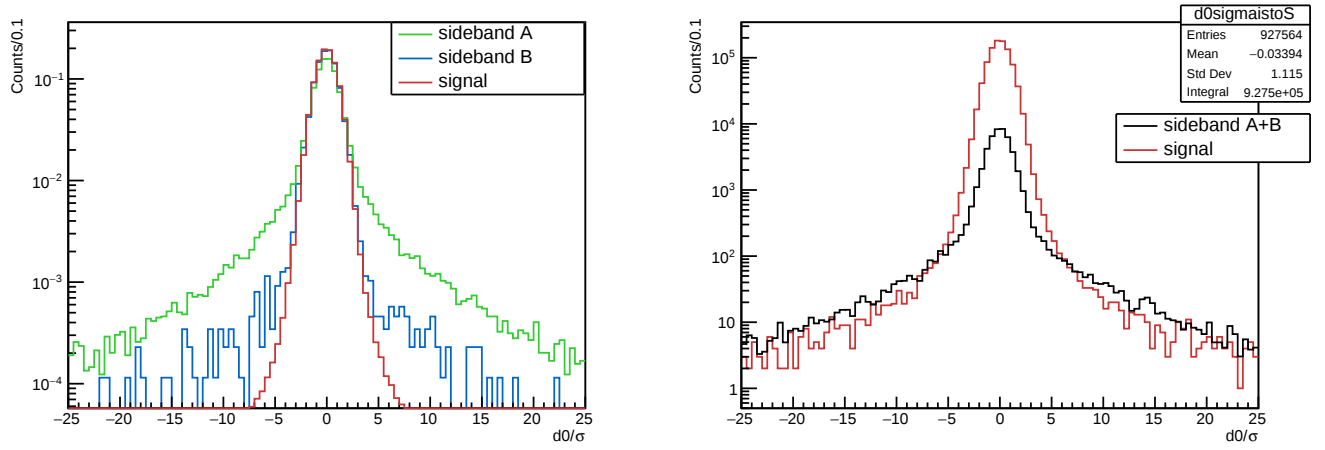


Figure 8: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della significatività del parametro d'impatto per la produzione dello Z. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi alla significatività del parametro d'impatto negli eventi con lo Z.

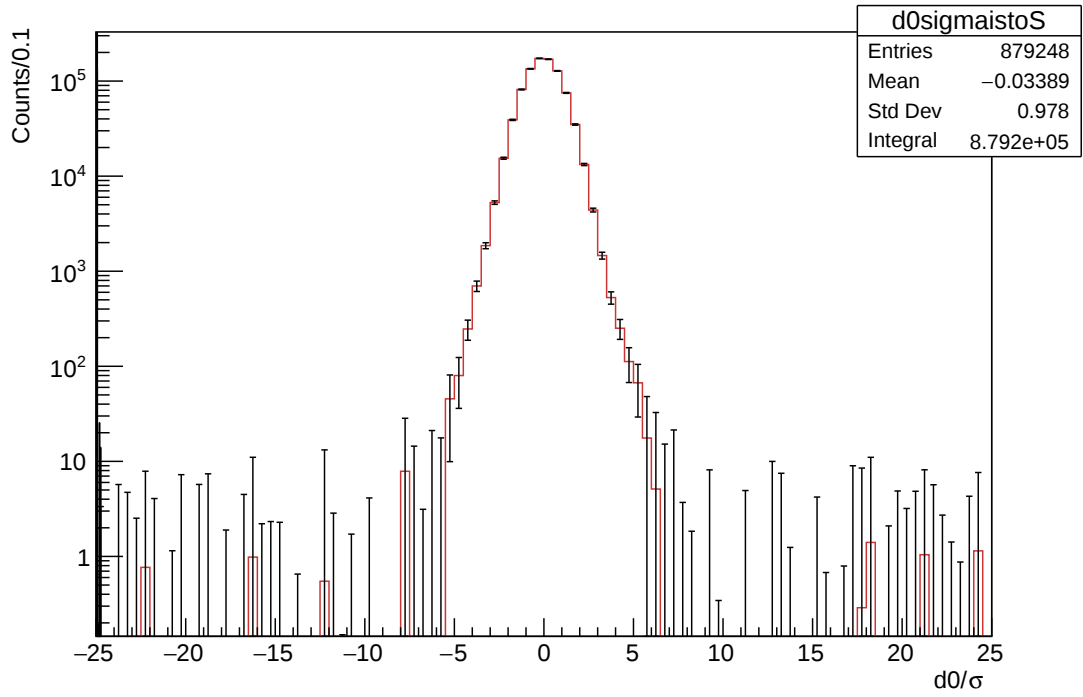


Figure 9: Distribuzione della significatività del parametro d'impatto per i muoni di decadimento del bosone Z dopo la sottrazione del fondo.

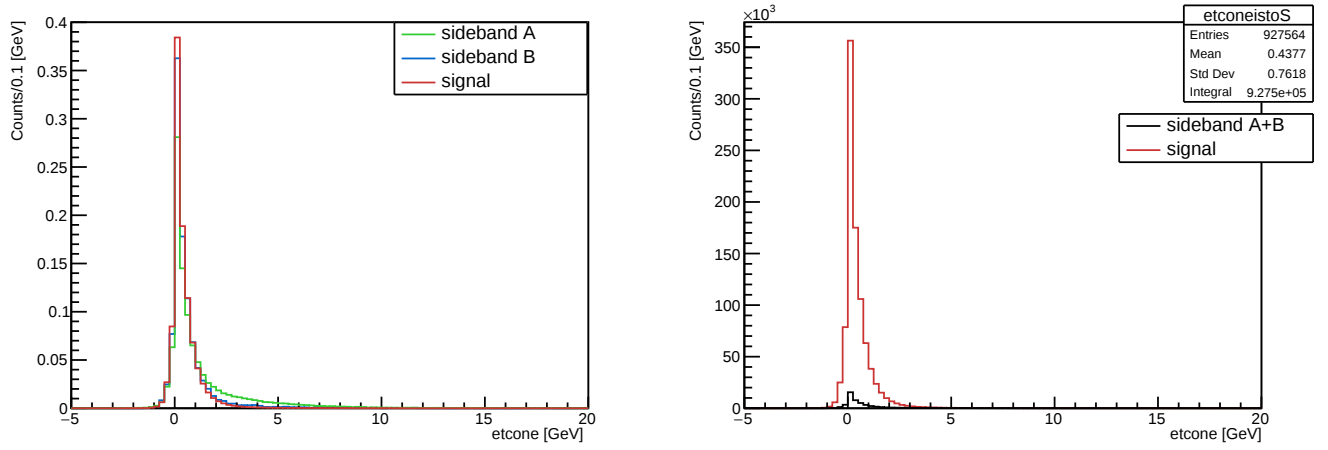


Figure 10: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento $etcone$ per la produzione dello Z. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi all' $etcone$ negli eventi con lo Z.

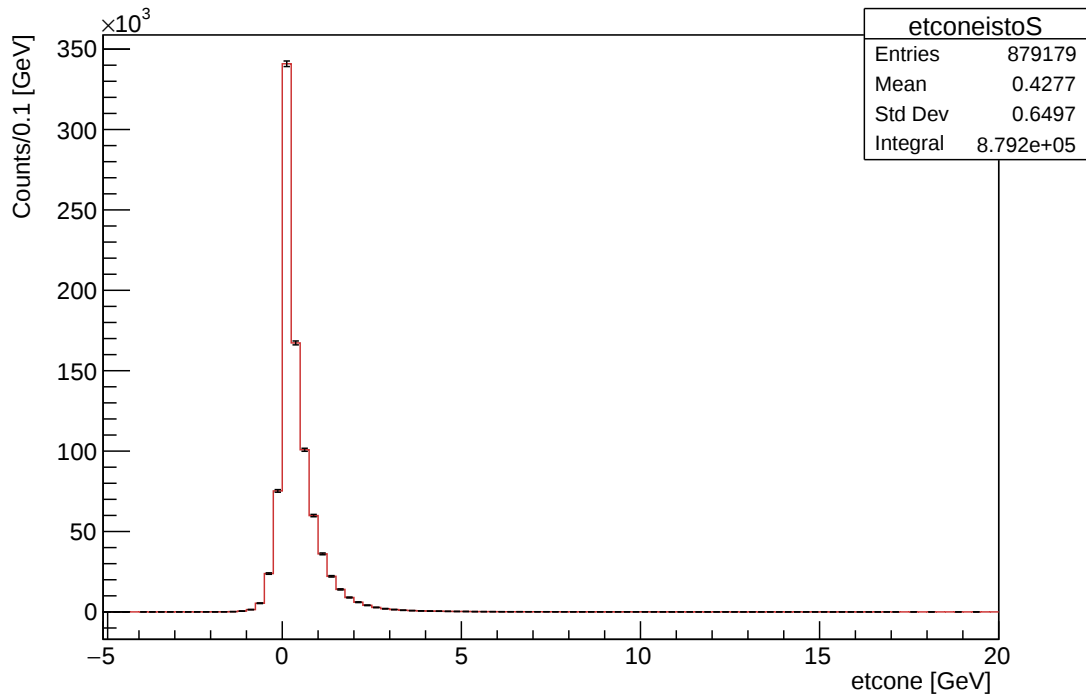


Figure 11: Distribuzione della variabile di isolamento $etcone$ per i muoni di decadimento del bosone Z dopo la sottrazione del fondo.

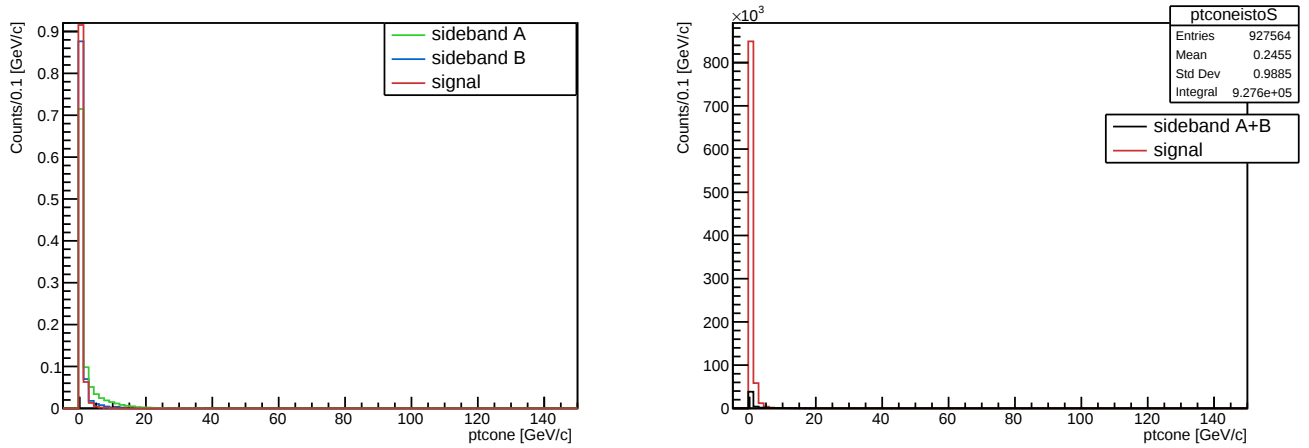


Figure 12: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento pt_{cone} per la produzione dello Z. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi al pt_{cone} negli eventi con lo Z.

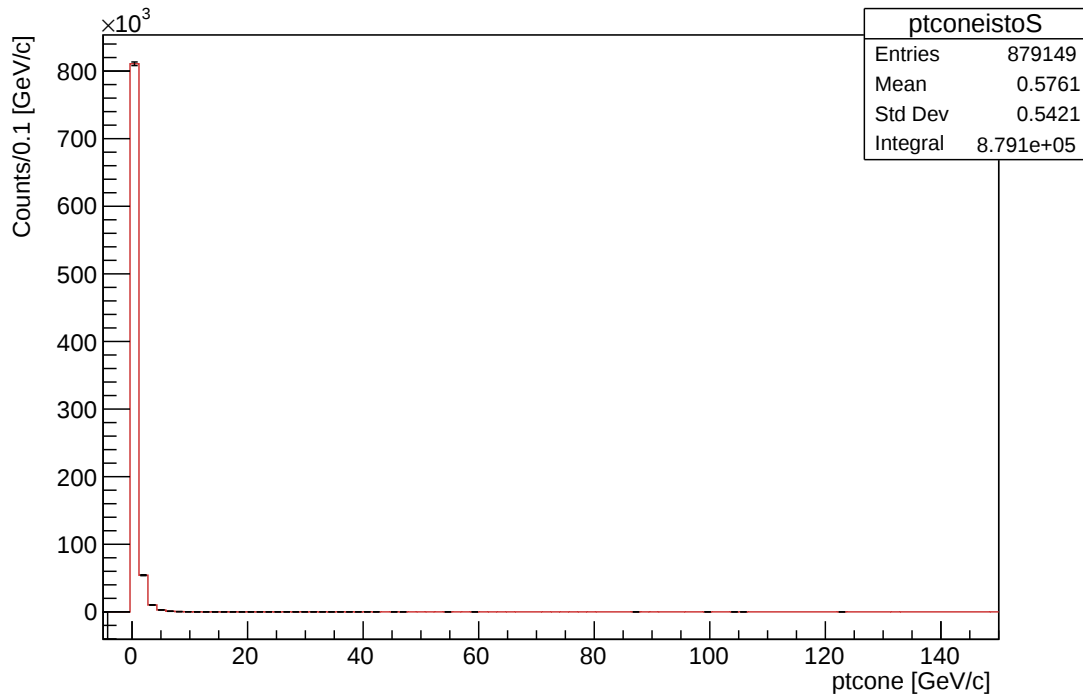


Figure 13: Distribuzione della variabile di isolamento pt_{cone} per i muoni di decadimento del bosone Z dopo la sottrazione del fondo.

Dalle distribuzioni dei muoni di decadimento del bosone Z si osserva che questi vengono prodotti nella maggior parte dei casi nel vertice primario, in quanto il parametro d'impatto è centrato attorno ad un valore confrontabile con lo zero, non ha code popolate ed ha una deviazione standard prossima allo zero. Anche la distribuzione della significatività del parametro d'impatto è centrata attorno allo zero e non mostra evidenti code. Si osserva, sia per il parametro d'impatto che per la sua significatività, che entrambe le sidebands presentano code maggiori rispetto alla regione del segnale (non visibili nella distribuzione sottratta ma chiaramente visibili in quella che sovrappone segnale e fondo stimato). Le distribuzioni delle variabili et_{cone} e pt_{cone} mostrano invece il buon isolamento dei muoni prodotti dal decadimento del bosone Z, in quanto entrambe le variabili assumono una forma molto stretta e centrata attorno allo zero, senza la presenza di code popolate.

6 Grafici relativi al picco di produzione della $\Upsilon(2s)$ e della $\Upsilon(3s)$

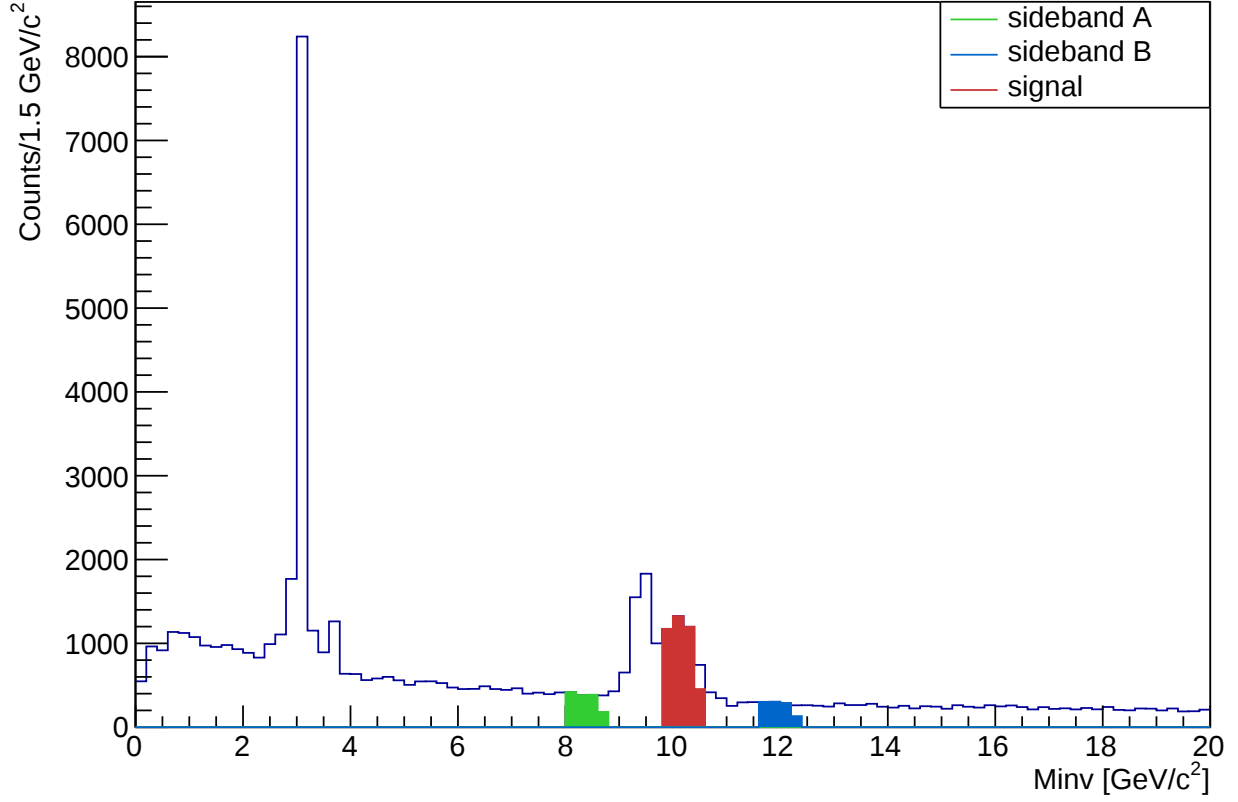


Figure 14: Identificazione degli intervalli utilizzati per la stima con le sidebands delle distribuzioni relative al picco di produzione della convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$

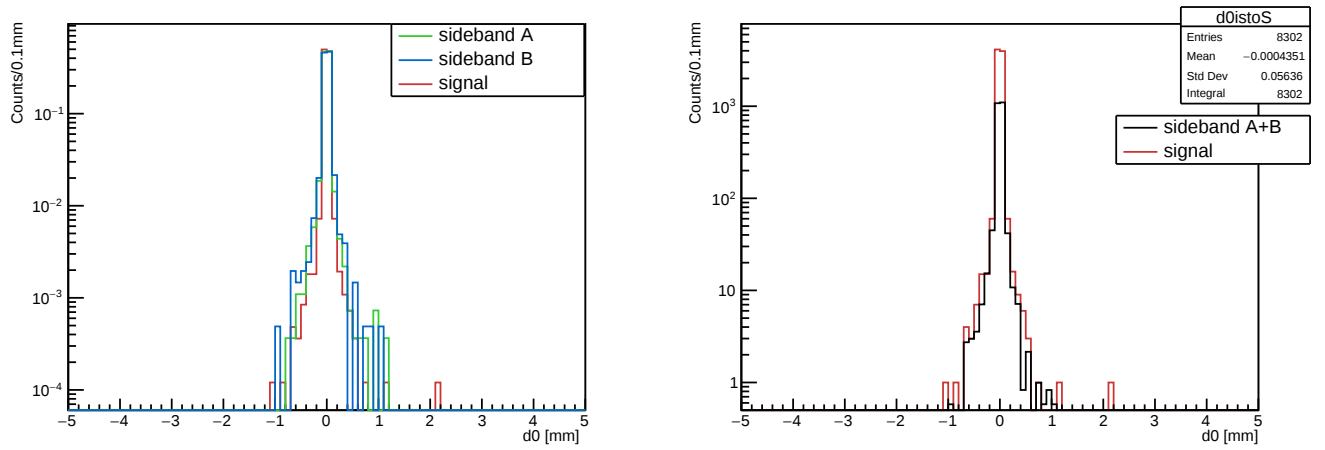


Figure 15: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate del parametro d'impatto per il picco di convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi al parametro d'impatto negli eventi con la $\Upsilon(2s)$ e la $\Upsilon(3s)$.

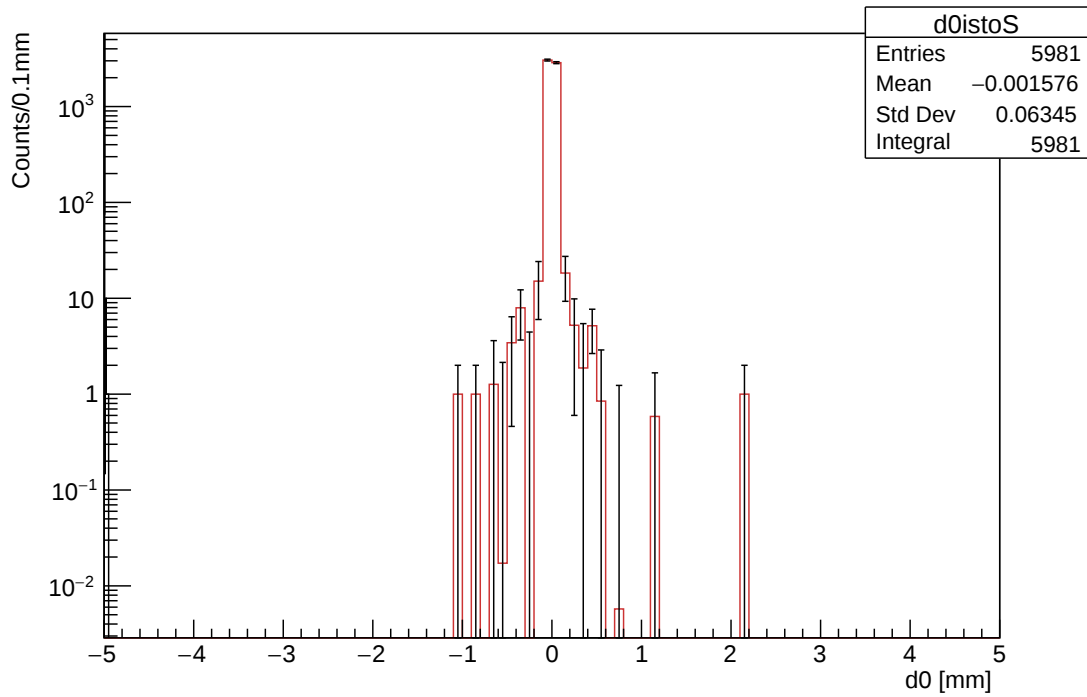


Figure 16: Distribuzione del parametro d'impatto per i muoni di decadimento relativi al picco di convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$ dopo la sottrazione del fondo.

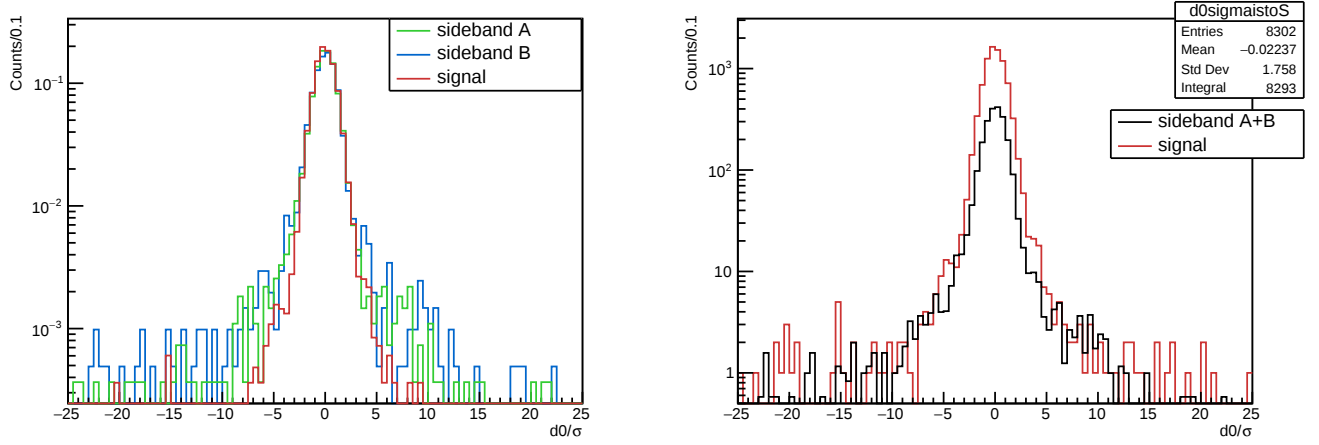


Figure 17: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della significatività del parametro d'impatto per la convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands alla significatività del parametro d'impatto negli eventi con la $\Upsilon(2s)$ e la $\Upsilon(3s)$.

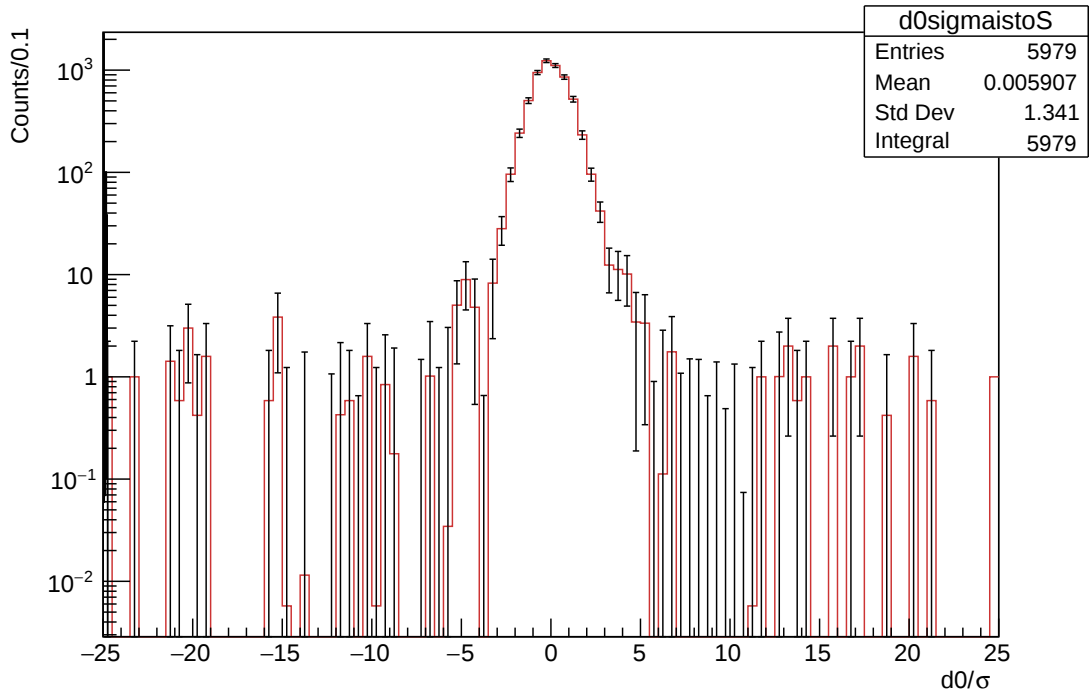


Figure 18: Distribuzione della significatività del parametro d'impatto per i muoni di decadimento relativi al picco di convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$ dopo la sottrazione del fondo.

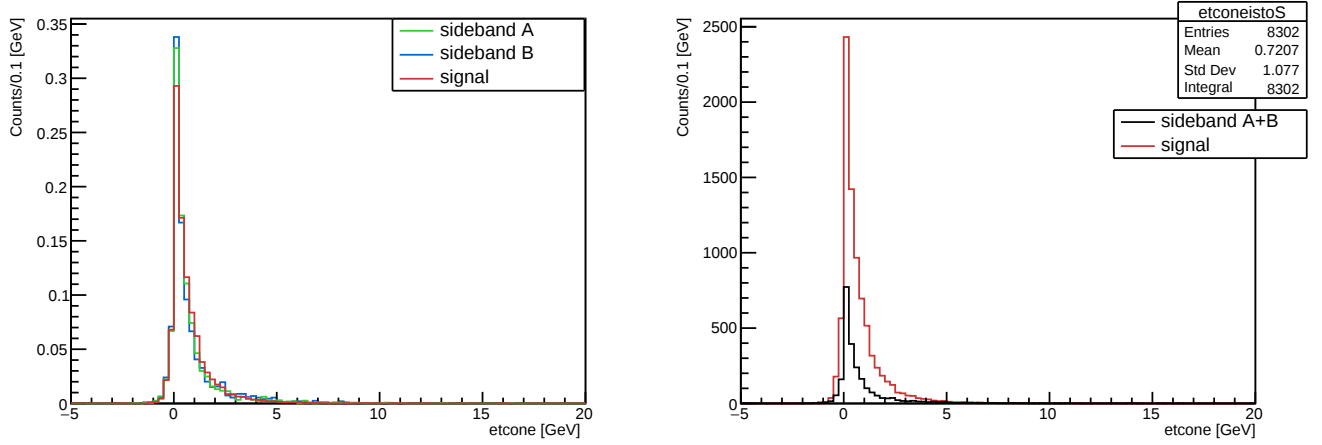


Figure 19: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento $etcone$ per il picco di convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi all' $etcone$ negli eventi con la $\Upsilon(2s)$ e la $\Upsilon(3s)$

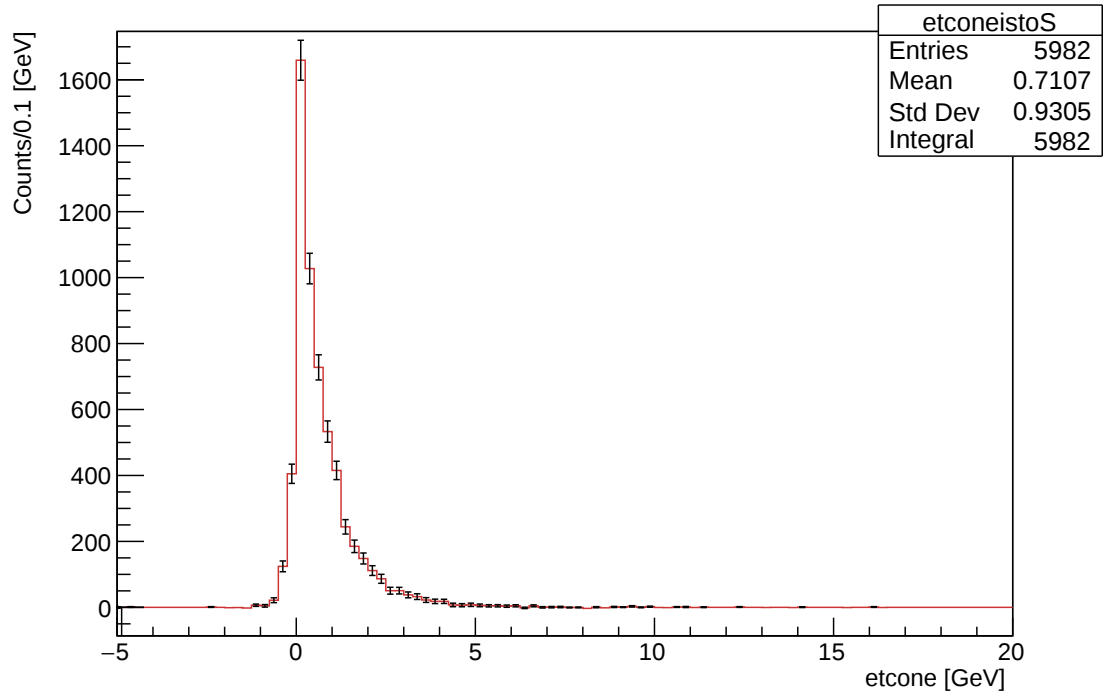


Figure 20: Distribuzione della variabile $etcone$ per i muoni di decadimento relativi al picco di convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$ dopo la sottrazione del fondo.

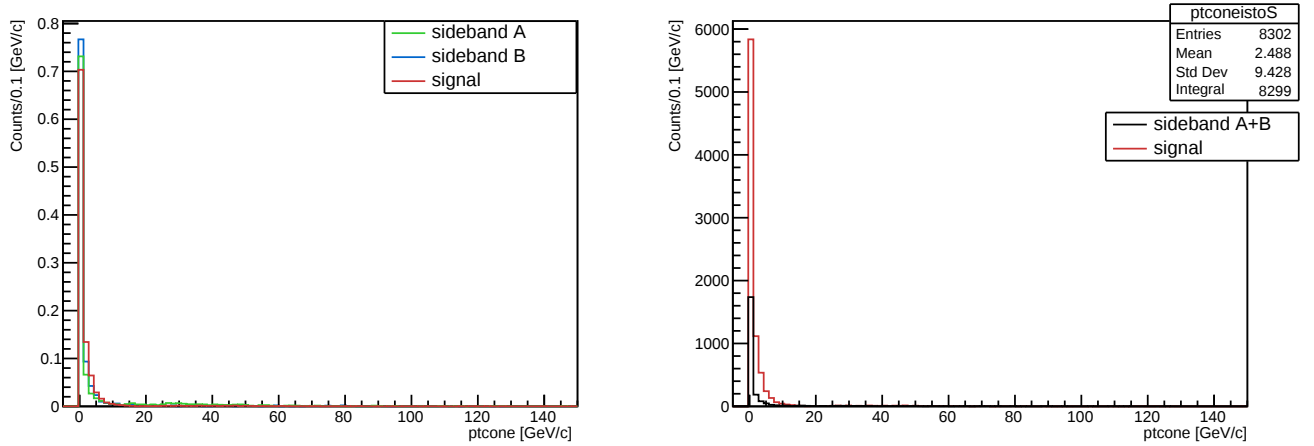


Figure 21: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento $ptcone$ per il picco di convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi al $ptcone$ negli eventi con la $\Upsilon(2s)$ e la $\Upsilon(3s)$

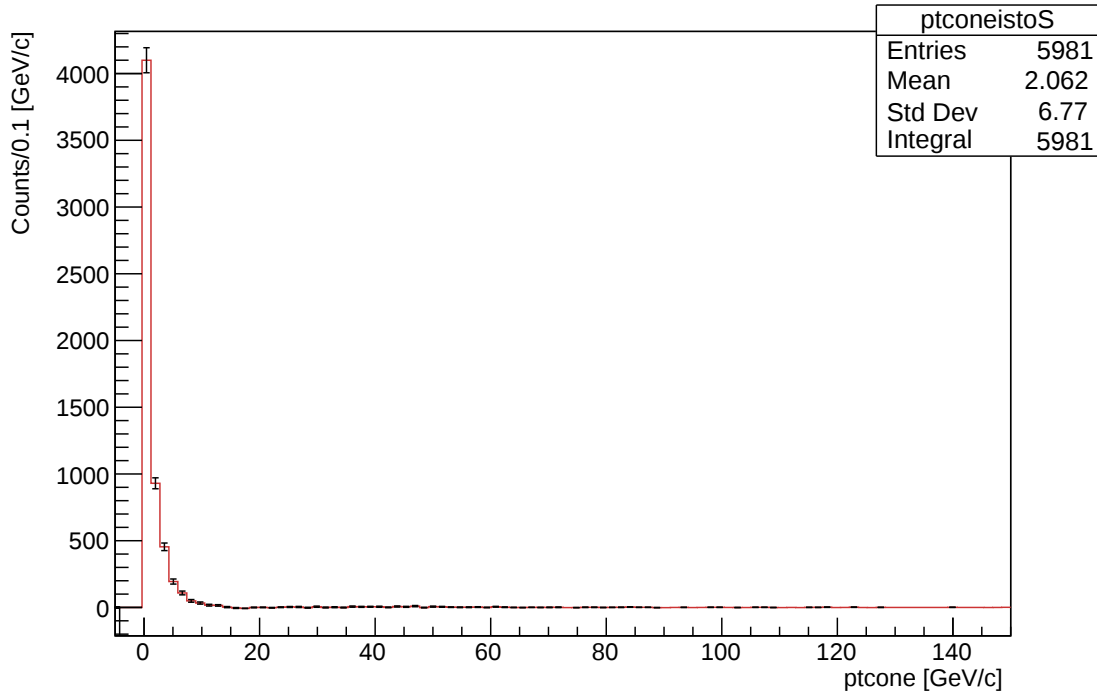


Figure 22: Distribuzione della variabile $ptcone$ per i muoni di decadimento relativi al picco di convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$ dopo la sottrazione del fondo.

Le distribuzioni delle variabili d'interesse per i muoni di decadimento relativi al picco di convoluzione della $\Upsilon(2s)$ con la $\Upsilon(3s)$ mostrano che, per questi eventi, il metodo di stima con le sidebands risulta funzionare meglio che per gli eventi con il bosone Z. Si osserva infatti che, nella maggior parte dei casi (sempre escluse per alcuni bin che compongono le code della significatività del parametro d'impatto), la somma pesata dei fondi stimati con le sidebands risulta modellizzare in maniera coerente il segnale di riferimento. Si osserva inoltre che, le distribuzioni del parametro d'impatto e della sua significatività risultano avere una forma analoga a quelle relative agli eventi con lo Z, descrivendo quindi eventi che vengono prodotti principalmente nel vertice primario. Le distribuzioni delle variabili $etcone$ e $ptcone$ mostrano che anche questi eventi risultano ben isolati.

7 Grafici relativi al picco di produzione della $\Upsilon(1S)$

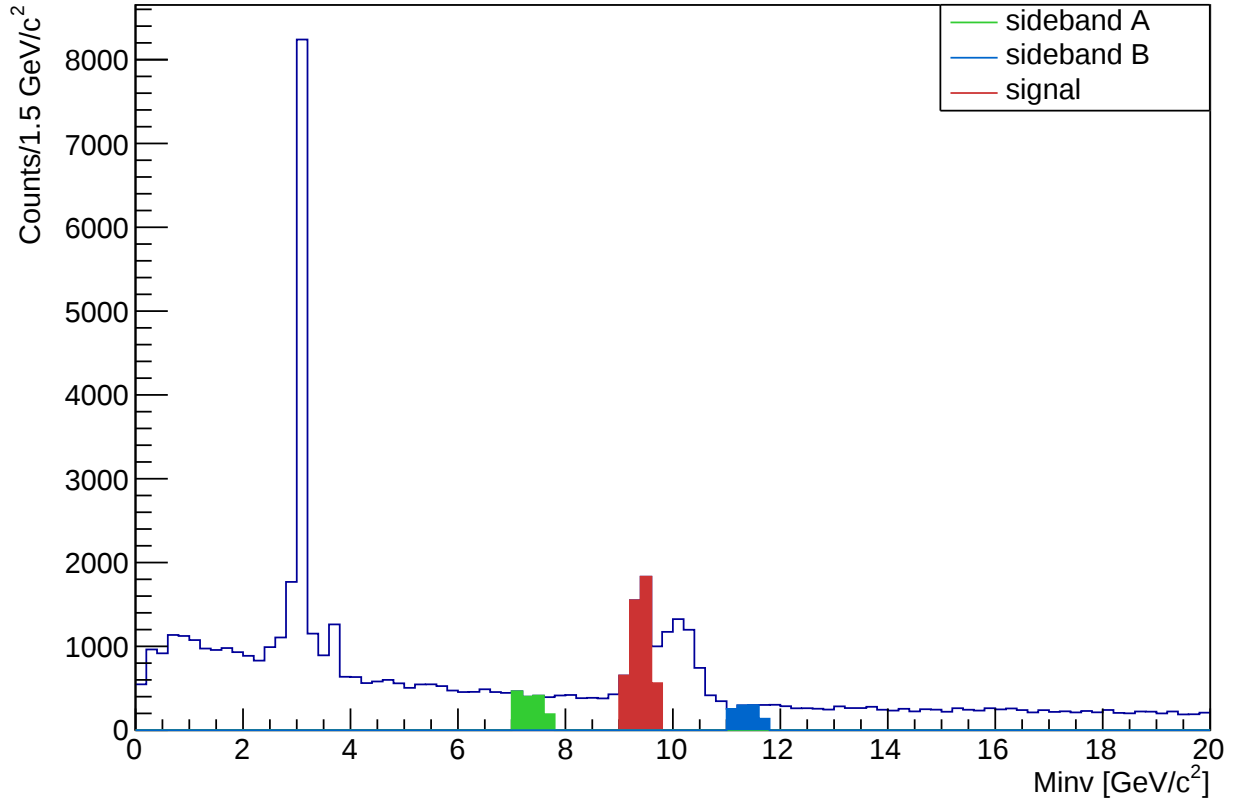


Figure 23: Identificazione degli intervalli utilizzati per la stima con le sidebands delle distribuzioni relative al picco di produzione della $\Upsilon(1s)$

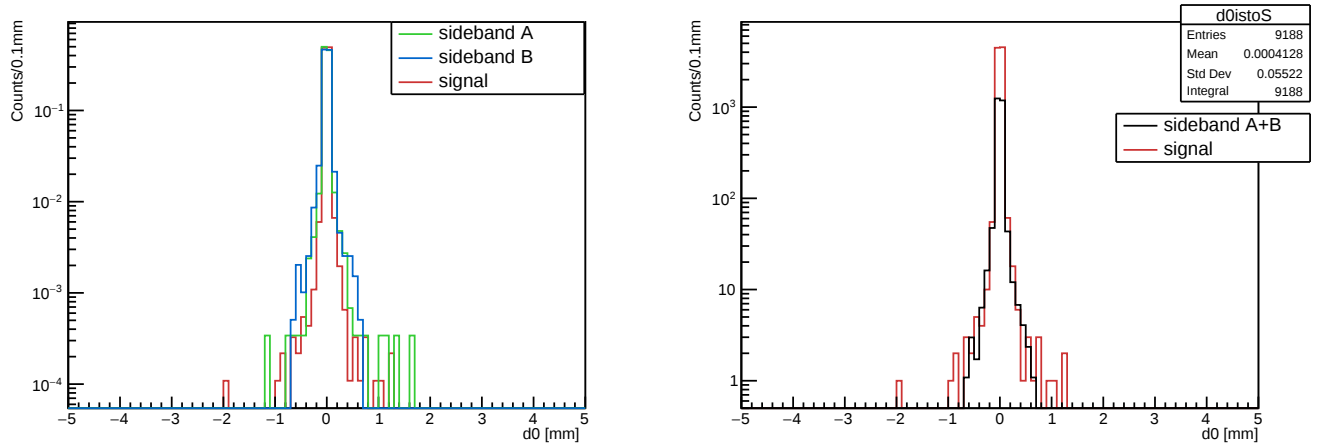


Figure 24: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate del parametro d'impatto per il picco di produzione della $\Upsilon(1s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimati con le sidebands relativi al parametro d'impatto degli eventi con la $\Upsilon(1s)$

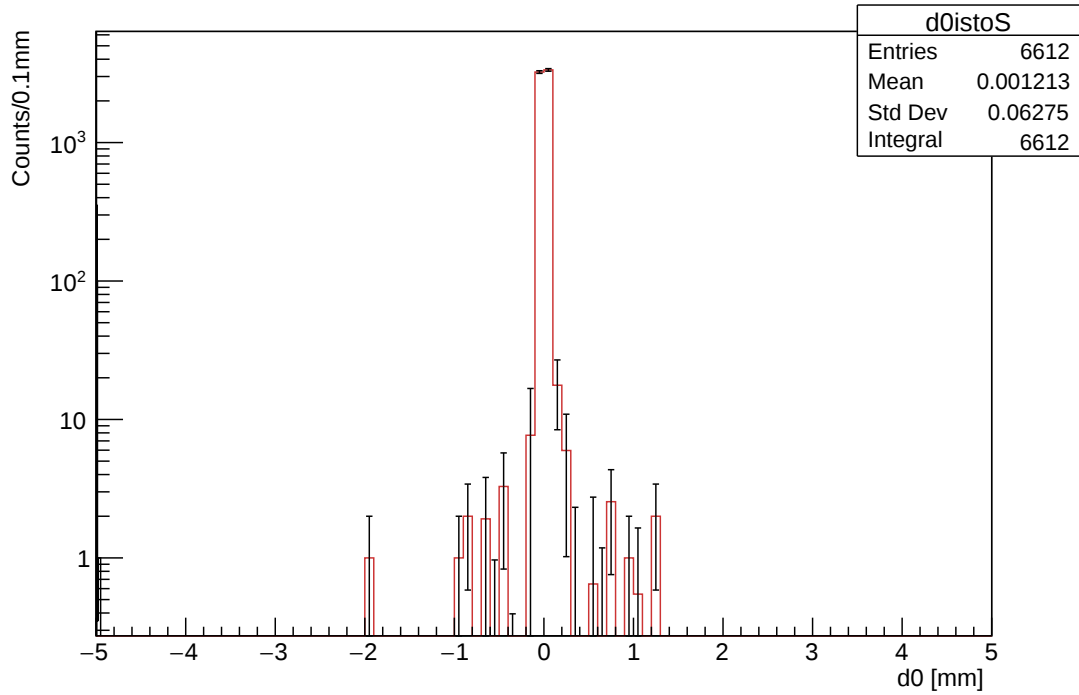


Figure 25: Distribuzione del parametro d'impatto per muoni di decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo.

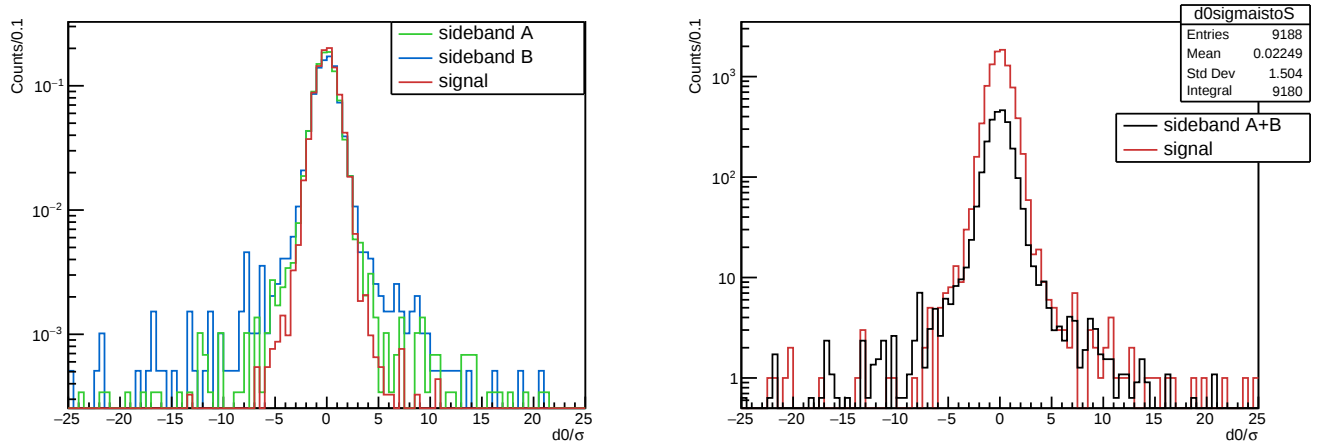


Figure 26: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della significatività per il picco di produzione della $\Upsilon(1s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relative alla significatività del parametro d'impatto negli eventi con la $\Upsilon(1s)$

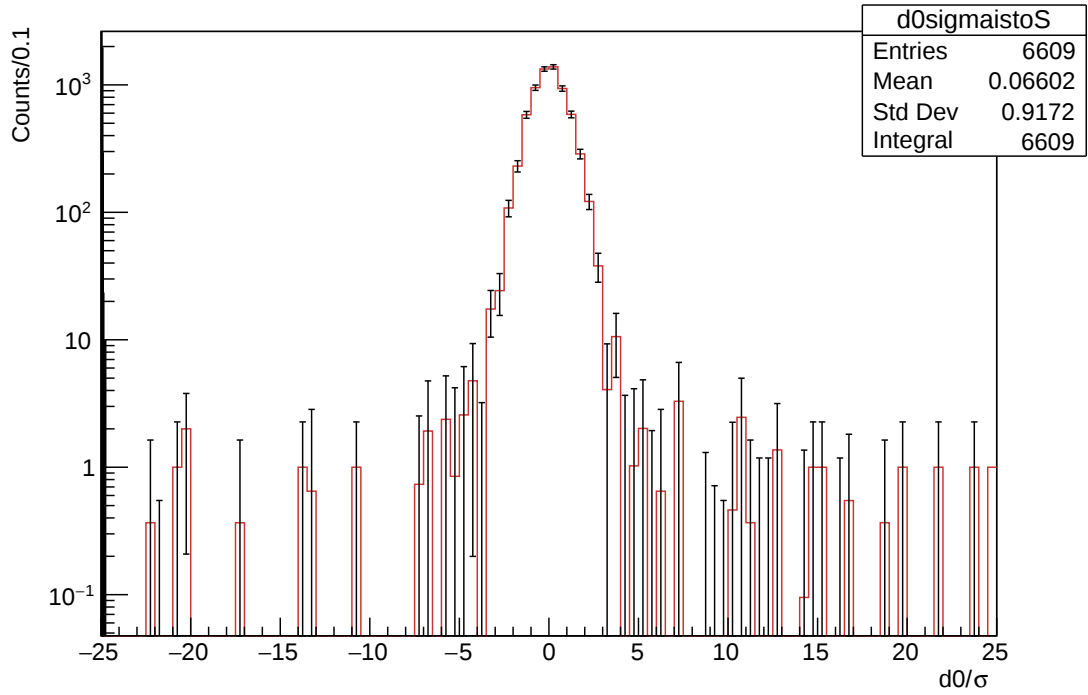


Figure 27: Distribuzione della significatività del parametro d'impatto per i muoni di decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo.

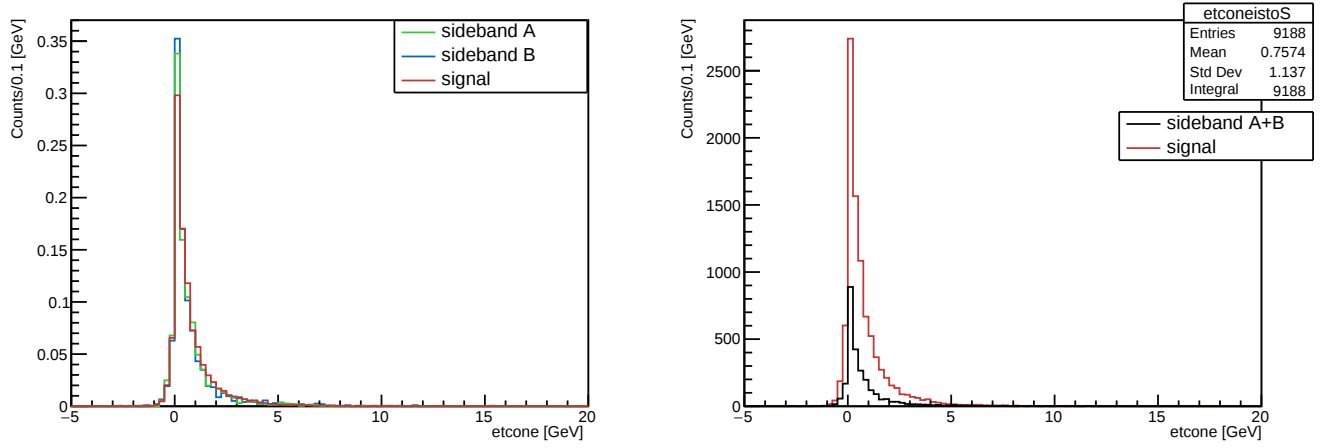


Figure 28: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento etcone per il picco di produzione della $\Upsilon(1s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi all'etcone negli eventi con la $\Upsilon(1s)$

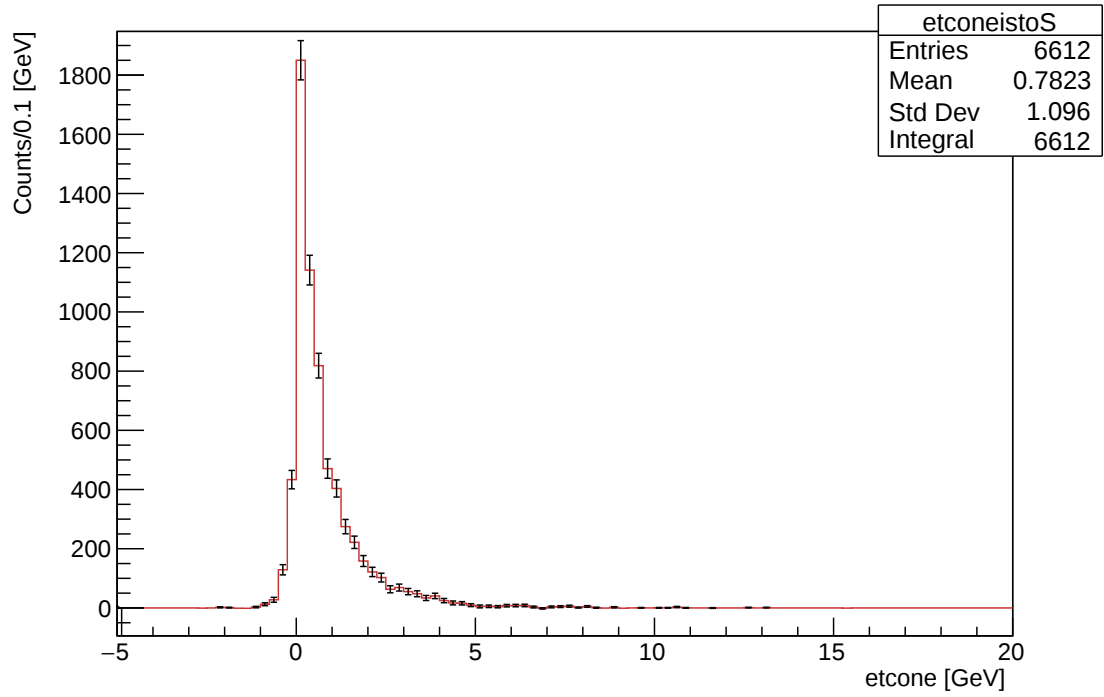


Figure 29: Distribuzione della variabile etcone per i muoni di decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo.

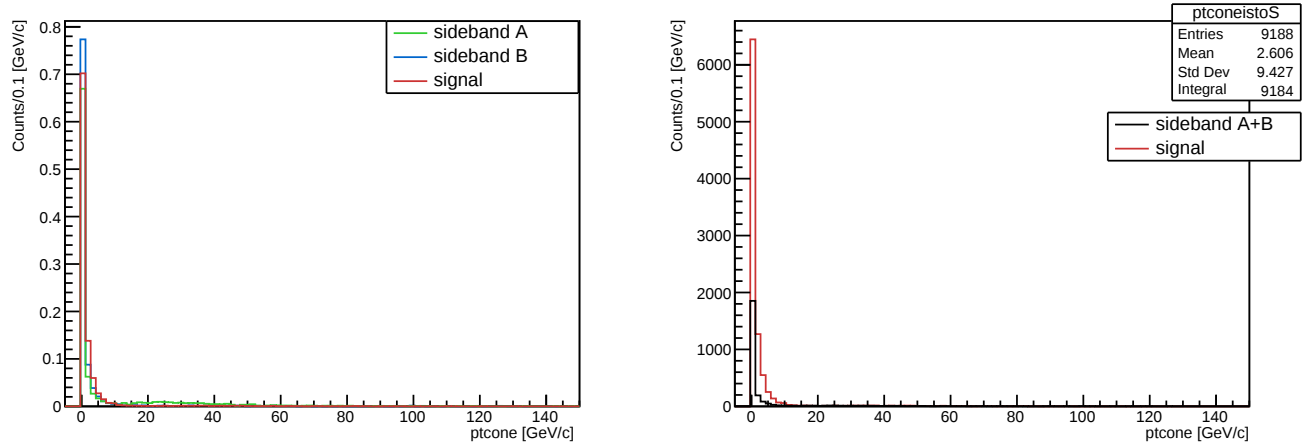


Figure 30: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento $ptcone$ per il picco di produzione della $\Upsilon(1s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi al $ptcone$ negli eventi con la $\Upsilon(1s)$

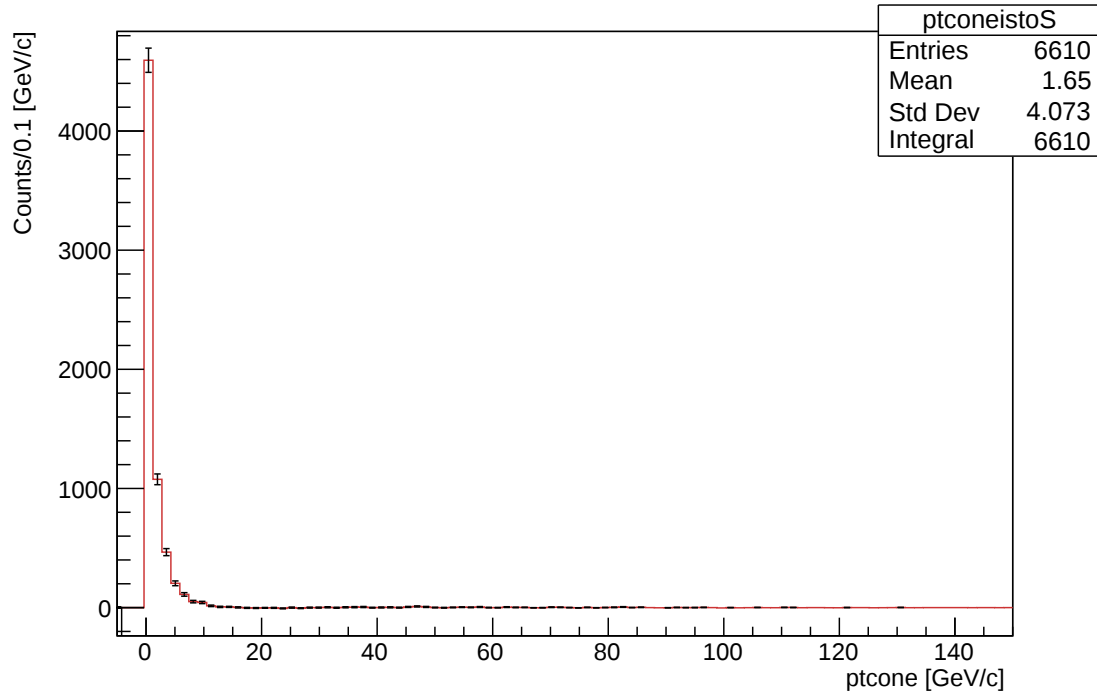


Figure 31: Distribuzione della variabile $ptcone$ per i muoni di decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo.

Anche in questo caso si osserva che il metodo di stima utilizzato risulta funzionare bene per gli eventi con la $\Upsilon(1s)$, in quanto il fondo stimato attraverso questo metodo risulta essere, nella maggior parte dei casi, una buona modellizzazione del fondo al di sotto del segnale relativo al picco. Così come per gli eventi studiati fino ad ora, anche i muoni di decadimento della $\Upsilon(1s)$ risultano essere ben isolati e prodotti principalmente nel vertice primario.

8 Grafici relativi al picco di produzione della J/Ψ

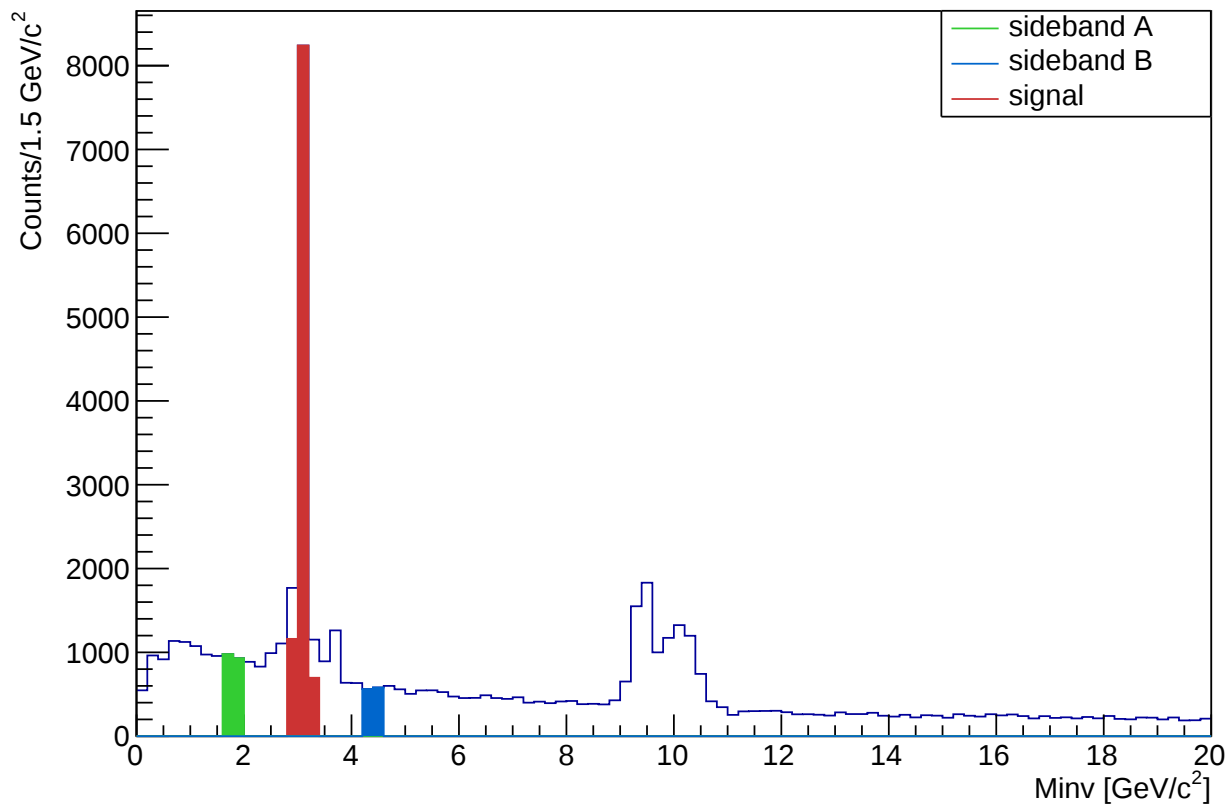


Figure 32: Identificazione degli intervalli utilizzati per la stima con le sidebands delle distribuzioni relative al picco di produzione della J/Ψ

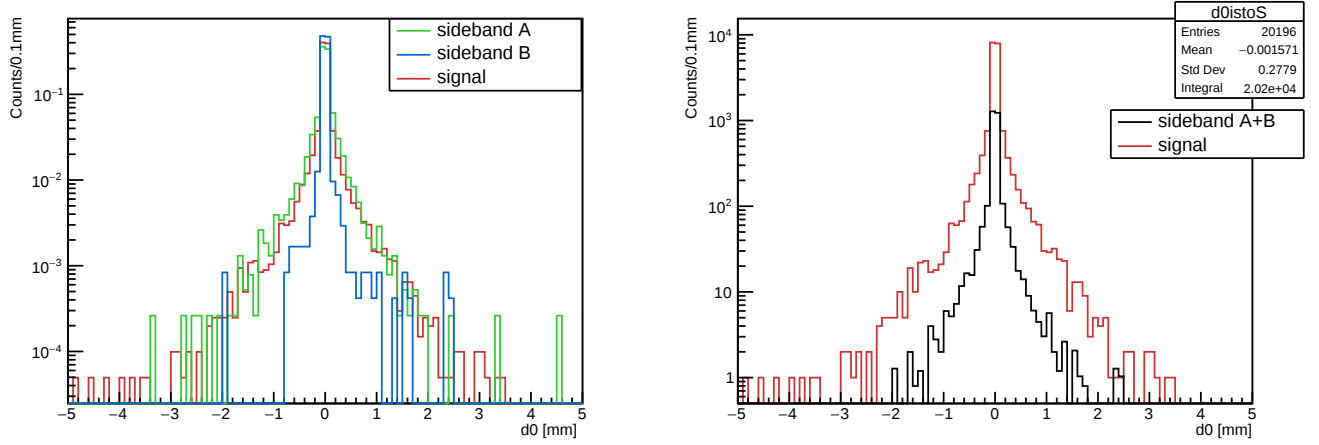


Figure 33: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate del parametro d'impatto per il picco di produzione della J/Ψ . A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi al parametro d'impatto degli eventi con la J/Ψ

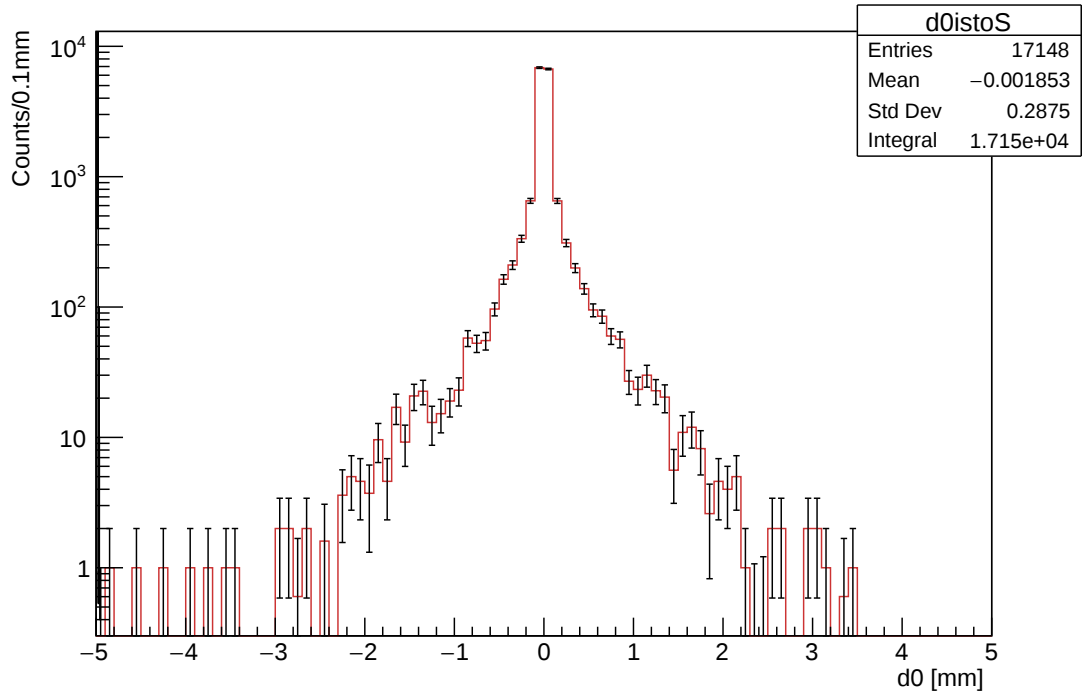


Figure 34: Distribuzione del parametro d'impatto per i muoni di decadimento della J/Ψ dopo la sottrazione del fondo.

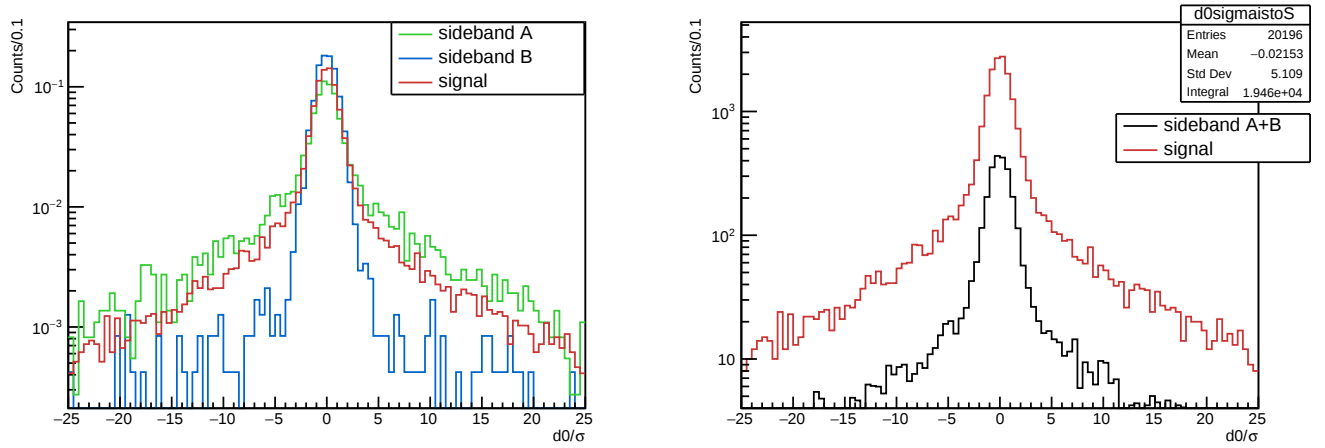


Figure 35: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della significatività del parametro d'impatto per il picco di produzione della J/Ψ . A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi alla significatività del parametro d'impatto degli eventi con la J/Ψ

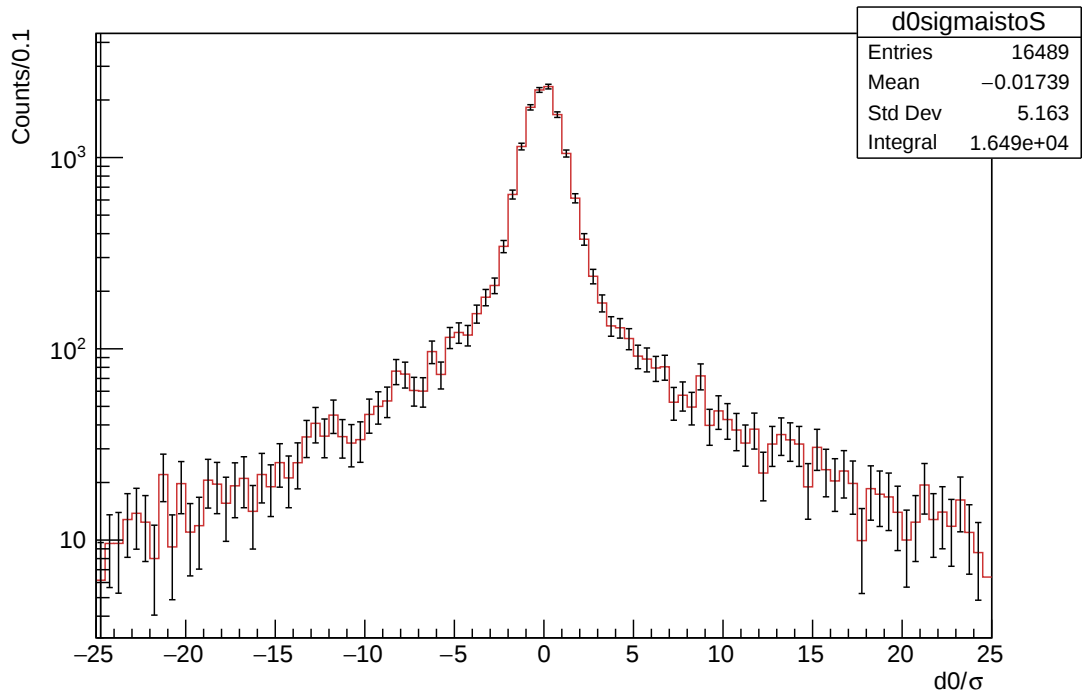


Figure 36: Distribuzione della significatività del parametro d'impatto per i muoni di decadimento della J/Ψ dopo la sottrazione del fondo.

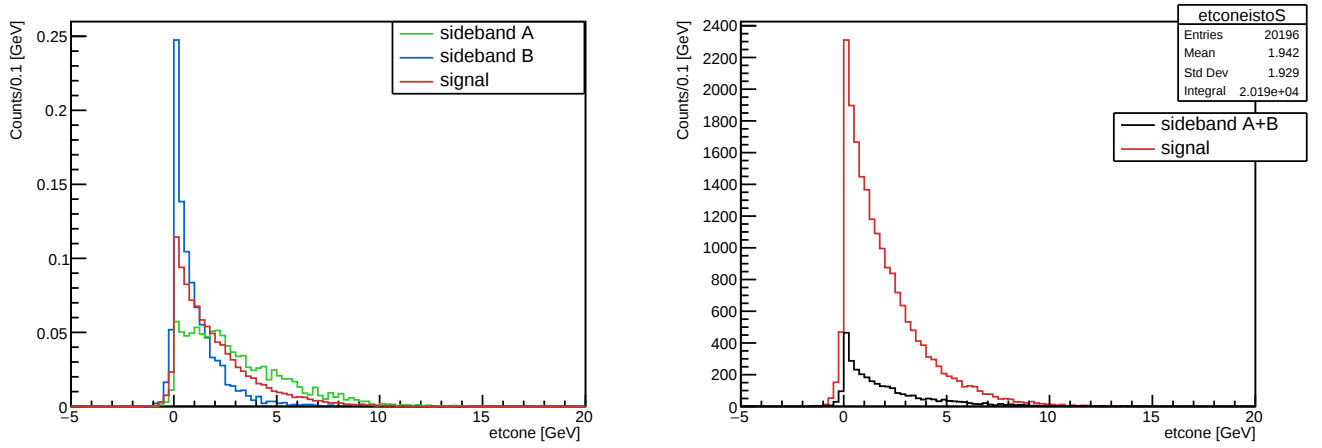


Figure 37: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento $etcone$ per il picco di produzione della J/Ψ . A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi all' $etcone$ degli eventi con la J/Ψ

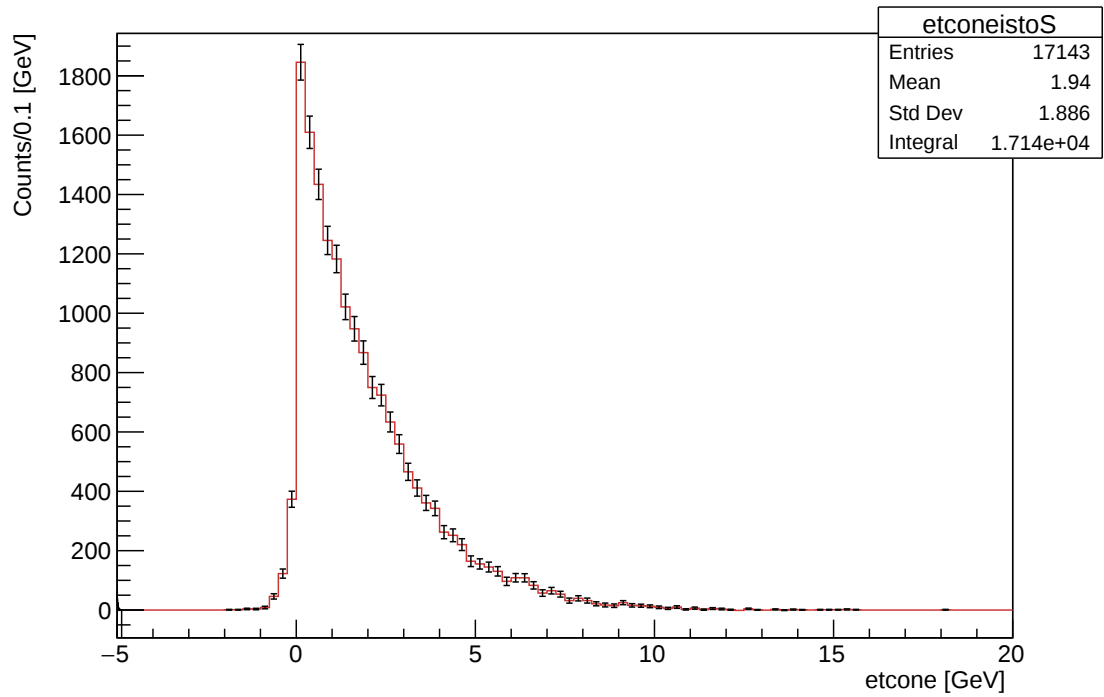


Figure 38: Distribuzione della variabile $etcone$ per i muoni di decadimento della J/Ψ dopo la sottrazione del fondo.

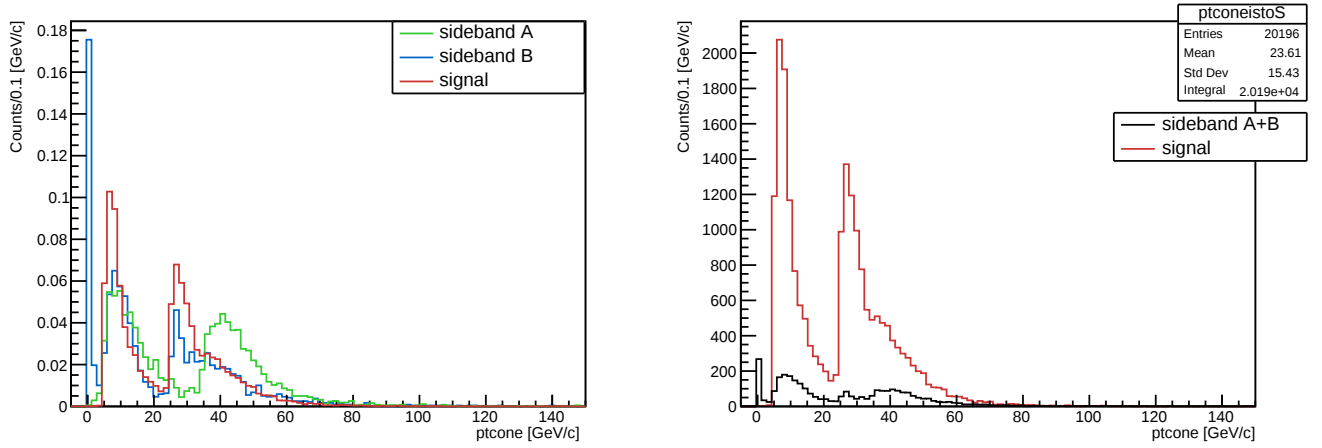


Figure 39: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento $ptcone$ per il picco di produzione della J/Ψ . A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi al $ptcone$ negli eventi con la J/Ψ

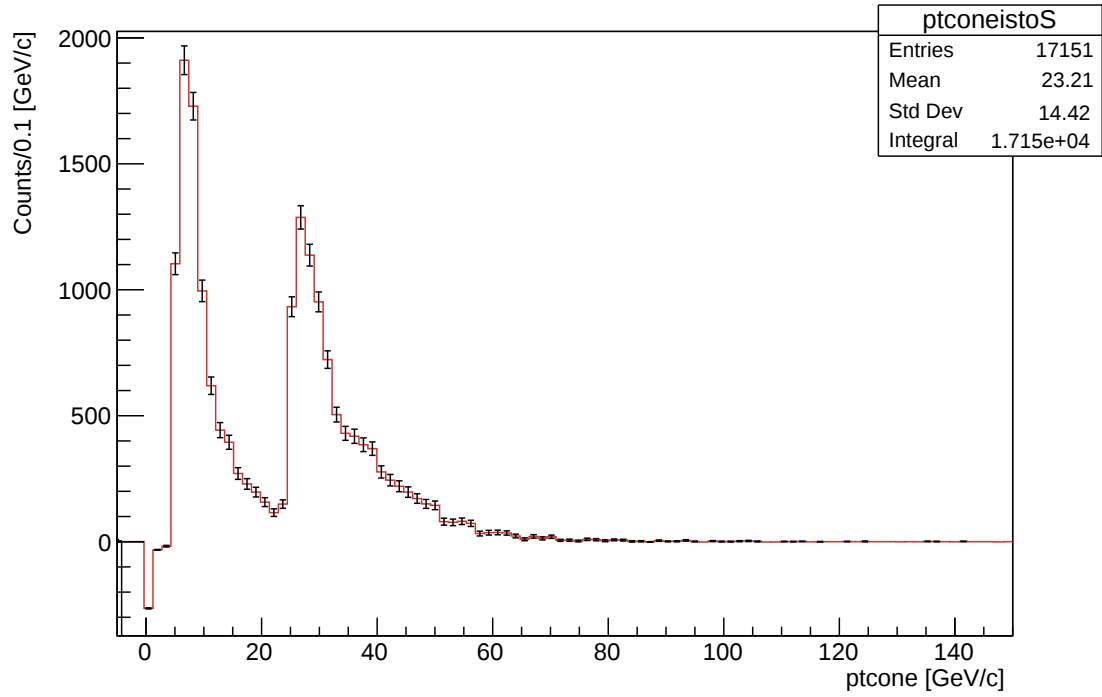


Figure 40: Distribuzione della variabile $ptcone$ per i muoni di decadimento della J/Ψ dopo la sottrazione del fondo.

9 Grafici relativi al picco di produzione della $\Psi(2s)$

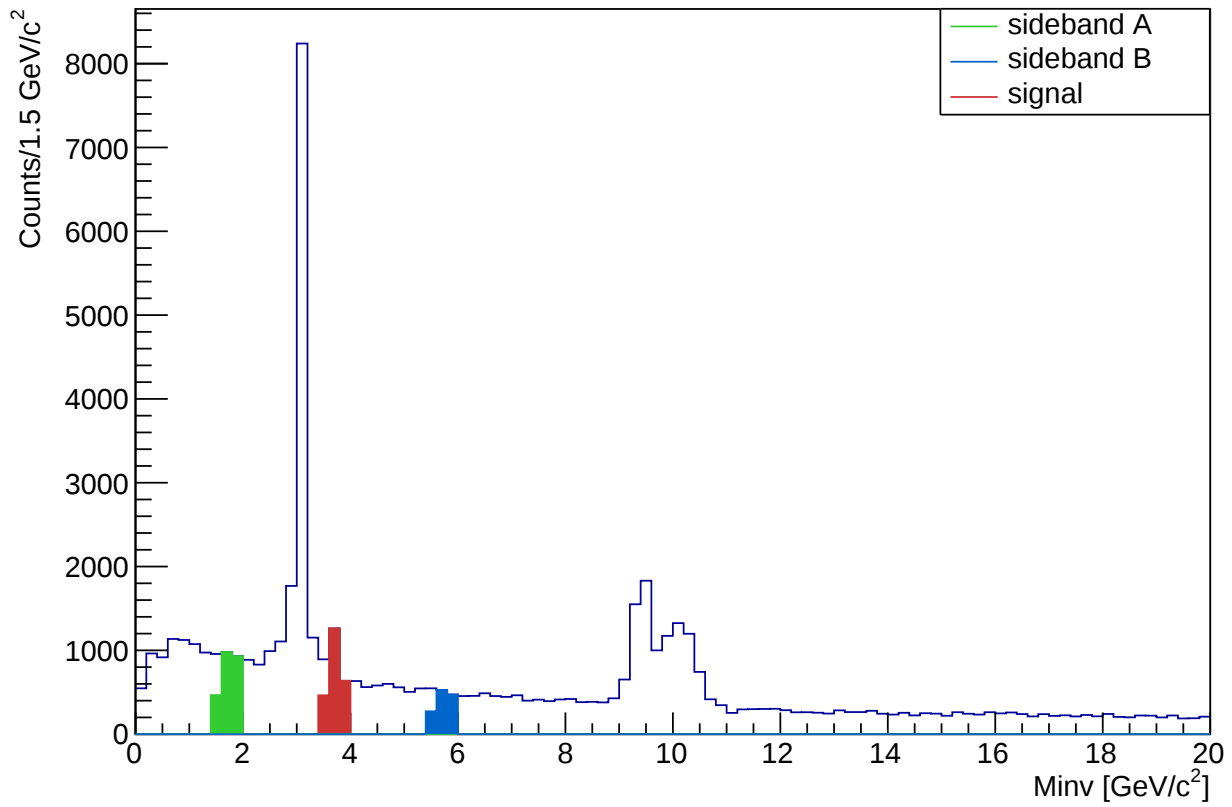


Figure 41: Identificazione degli intervalli utilizzati per la stima con le sidebands delle distribuzioni relative al picco di produzione della $\Psi(2s)$

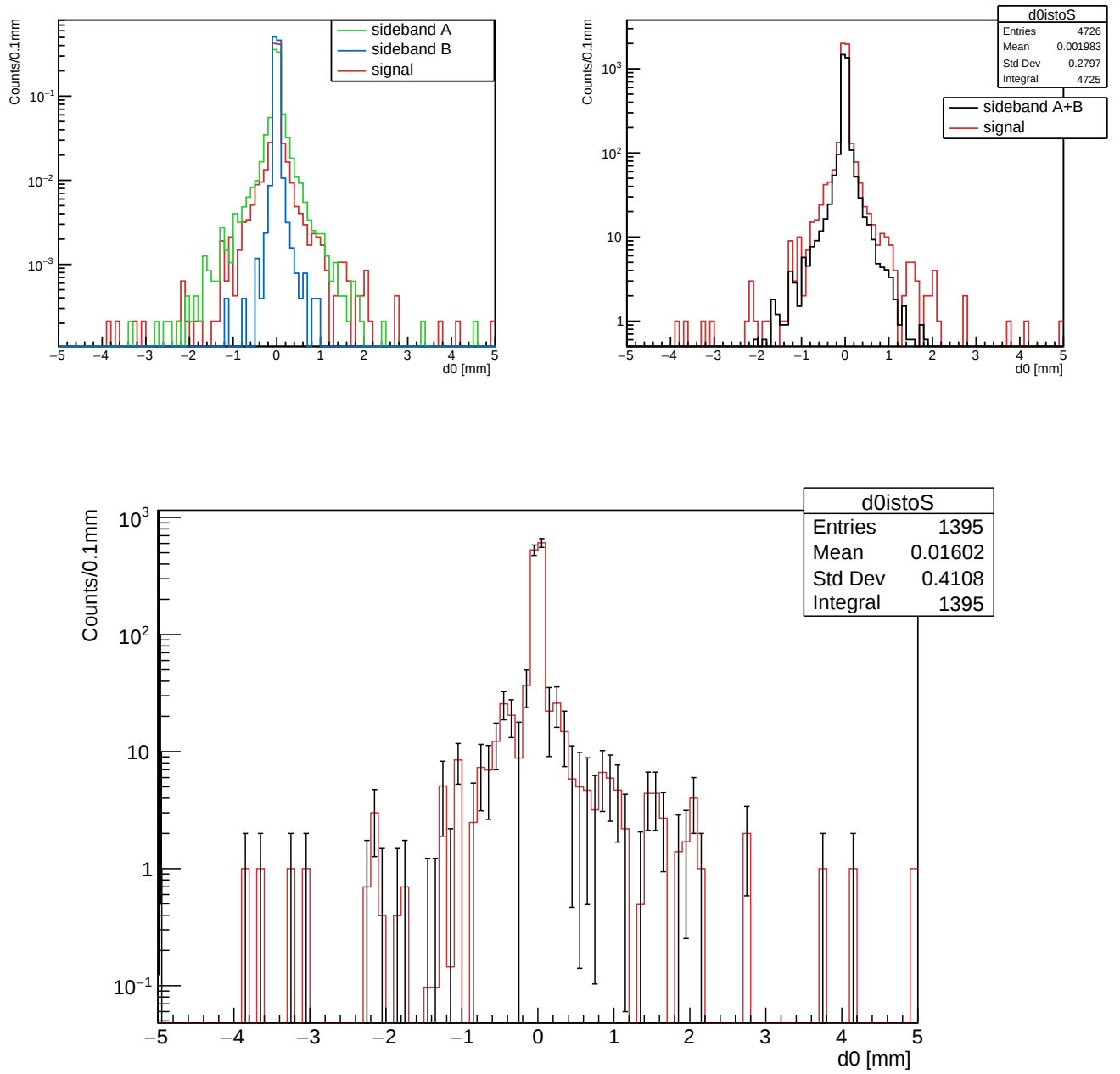


Figure 42: Distribuzione del parametro d'impatto per i muoni di decadimento della $\Psi(2s)$ dopo la sottrazione del fondo.

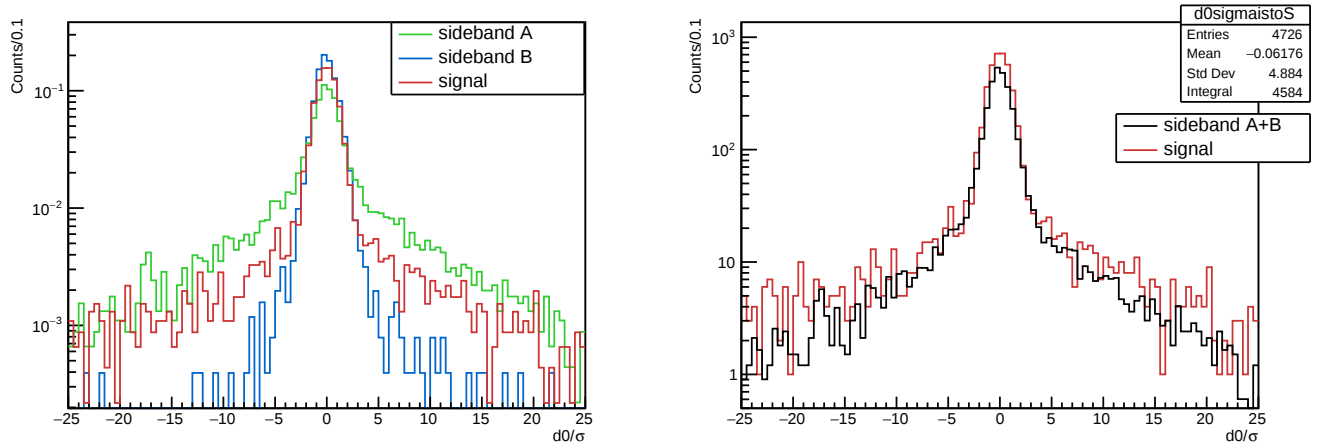


Figure 43: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della significatività del parametro d'impatto per il picco di produzione della $\Psi(2s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relative alla significatività del parametro d'impatto negli eventi con la $\Psi(2s)$

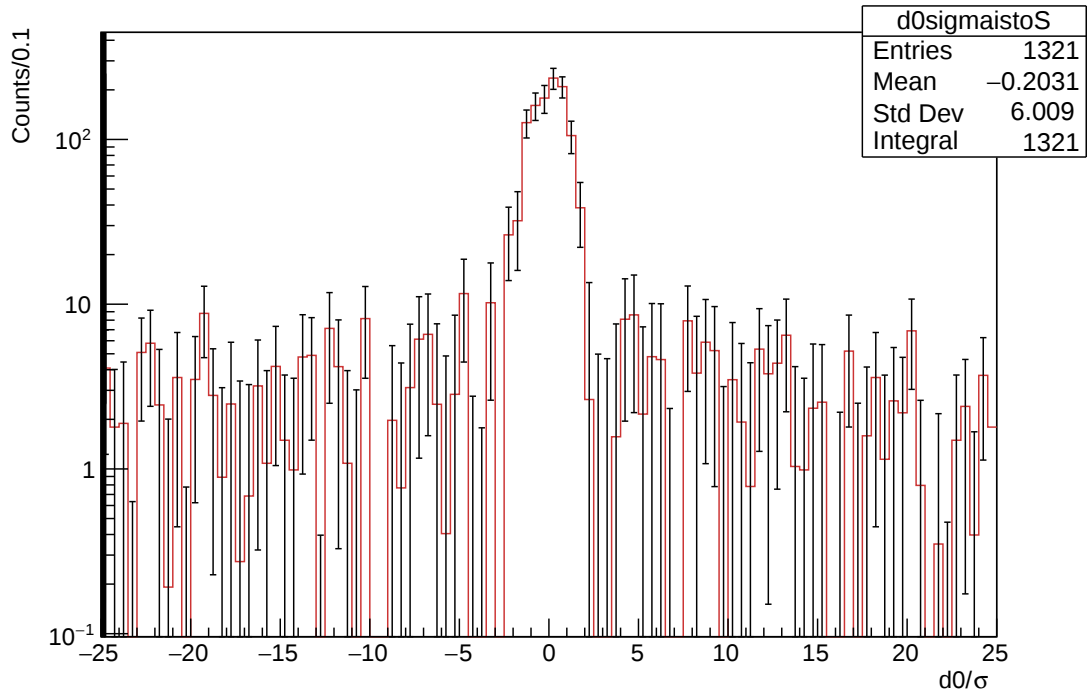


Figure 44: Distribuzione della significatività del parametro d'impatto per i muoni di decadimento della $\Psi(2s)$ dopo la sottrazione del fondo.

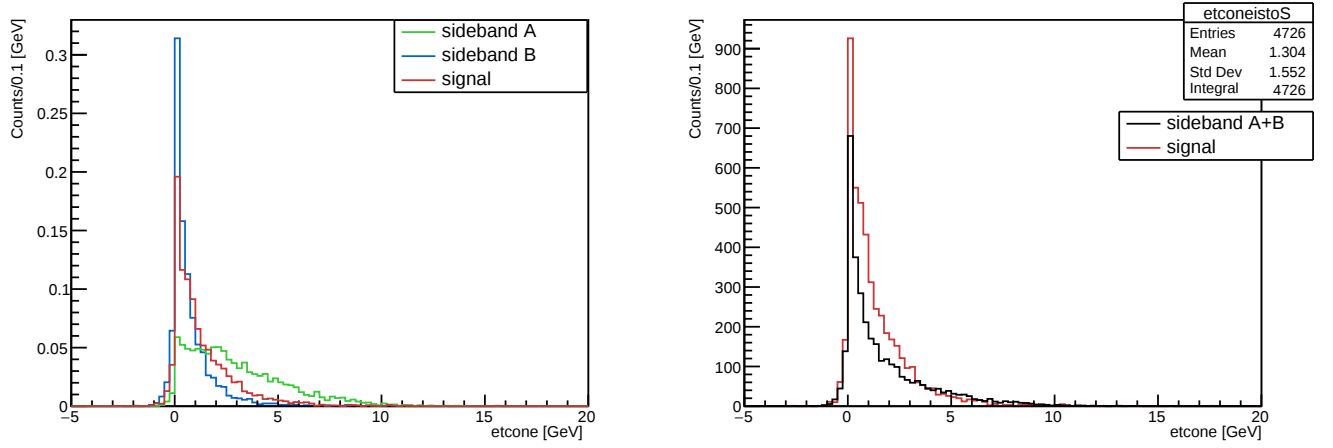


Figure 45: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento $etcone$ per il picco di produzione della $\Psi(2s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi all' $etcone$ negli eventi con la $\Psi(2s)$

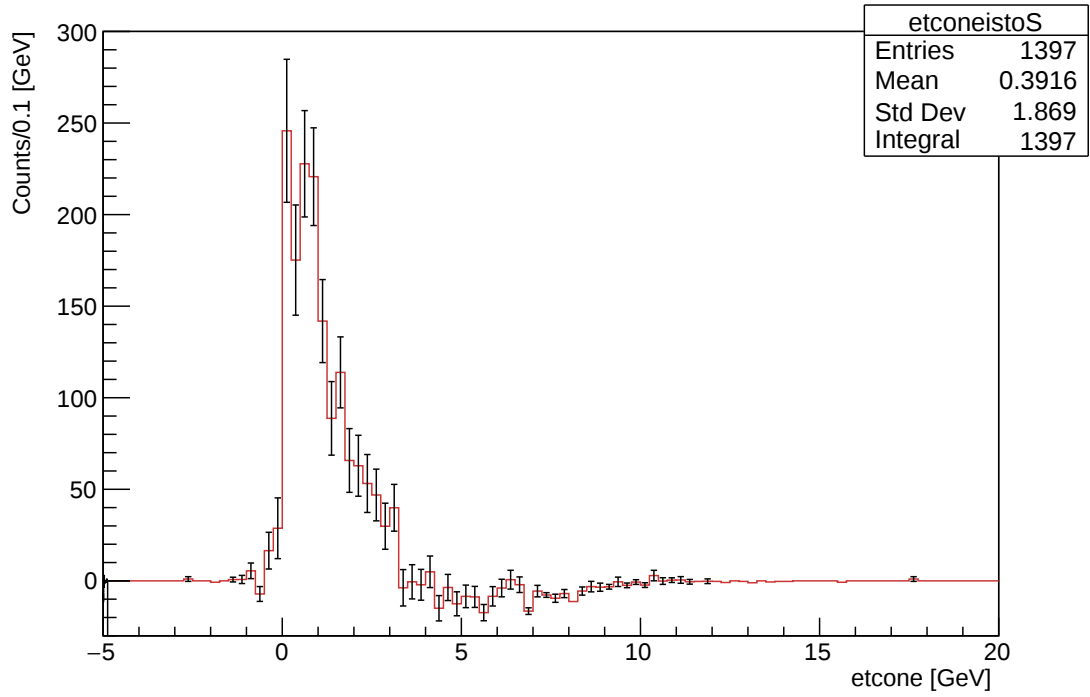


Figure 46: Distribuzione della variabile $etcone$ per i muoni di decadimento della $\Psi(2s)$ dopo la sottrazione del fondo.

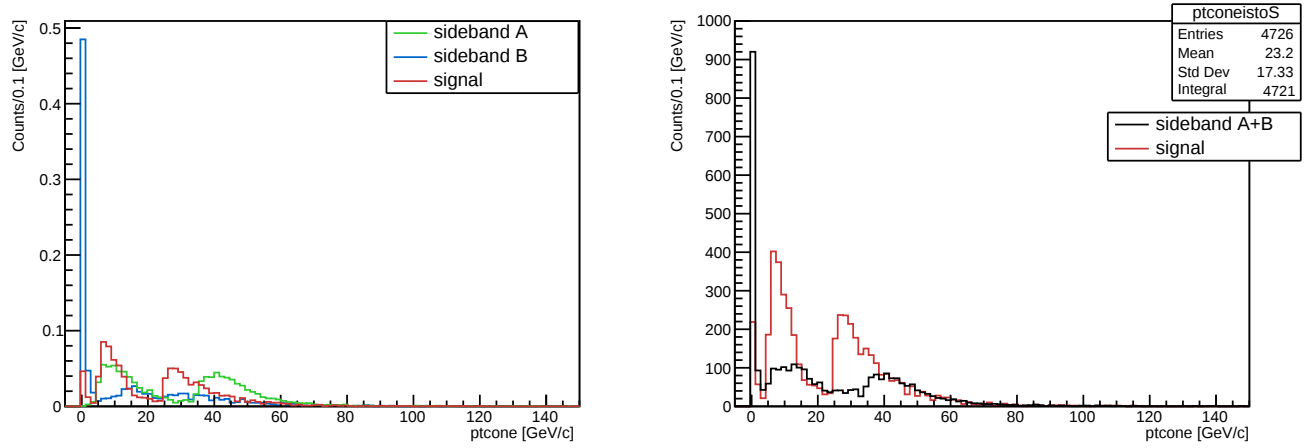


Figure 47: A sinistra: sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate della variabile di isolamento $ptcone$ per il picco di produzione della $\Psi(2s)$. A destra: sovrapposizione della distribuzione del segnale e del fondo stimato con le sidebands relativi al $ptcone$ degli eventi con la $\Psi(2s)$

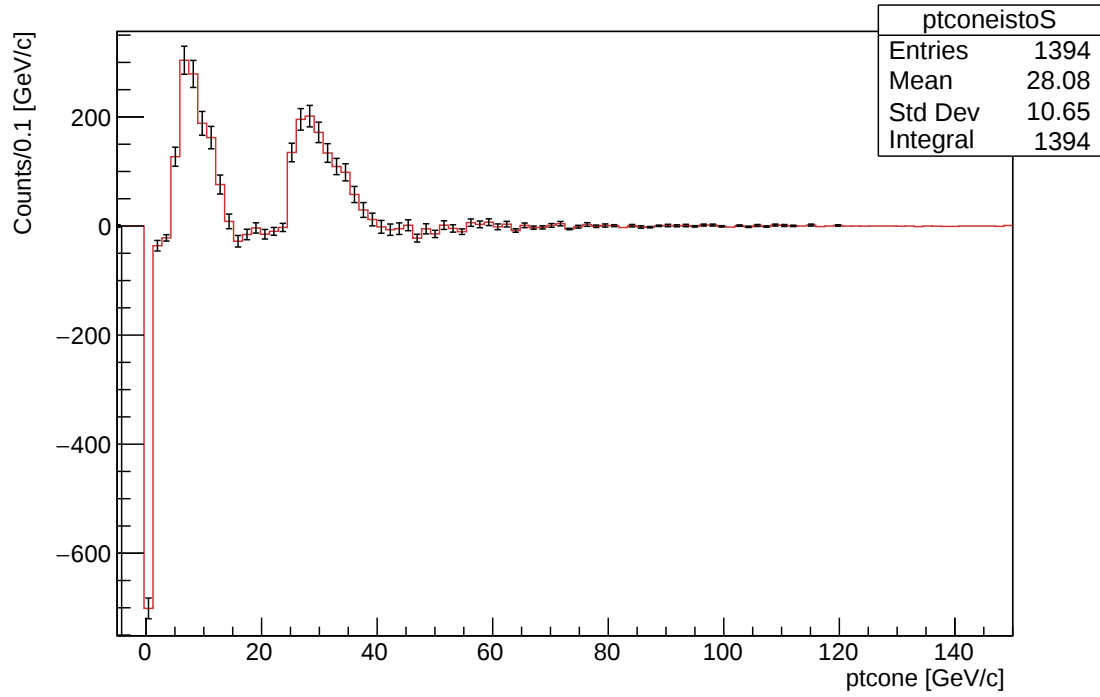


Figure 48: Distribuzione della variabile $ptcone$ per i muoni di decadimento della $\Psi(2s)$ dopo la sottrazione del fondo.

Dalla figura 32 si può osservare che gli eventi delle sidebands A e B hanno caratteristiche molto diverse e che quindi non si può parlare di un fondo dello stesso tipo nelle tre regioni; pertanto ci si aspetta che il metodo delle sidebands non descriva bene il fondo al di sotto del picco.

In particolare gli eventi della sideband A presentano parametri di impatto maggiori rispetto agli eventi della sideband B e risultano anche meno isolati.

Considerazioni analoghe valgono anche per le distribuzioni degli eventi intorno alla $\Psi(2s)$.

Inoltre, confrontando le distribuzioni della J/Ψ e della $\Psi(2s)$ tra loro e con le precedenti, si osserva che i muoni della J/Ψ hanno una componente con parametri di impatto significativamente elevati e che i muoni di entrambe le risonanze non appaiono isolati come nei casi precedenti, ma presentano mediamente valori più elevati di $etcone$ e una distribuzione peculiare di $ptcone$ che, anzichè partire da zero e decrescere rapidamente, ha due picchi importanti intorno ai 5 e ai 25 GeV. Oltre a questi due picchi si osserva, sempre per la distribuzione finale della variabile di isolamento $ptcone$, sia per la J/Ψ che per la $\Psi(2s)$, un picco negativo attorno allo zero. Questo è dovuto alla presenza degli eventi molto isolati che popolano la *sideband B* per entrambe le particelle. La presenza dei picchi a 5 e a 25 GeV è invece dovuta al fatto che, essendo queste due particelle leggere, il p_T relativo dei loro prodotti di decadimento sarà tale da far sì che questi siano abbastanza vicini da rientrare l'uno del cono di ampiezza $\Delta R = 0.3$ dell'altro, alterando quindi la distribuzione di isolamento. Ne risulta una distribuzione di $ptcone$ che ricalca la distribuzione in p_T dei leptoni.

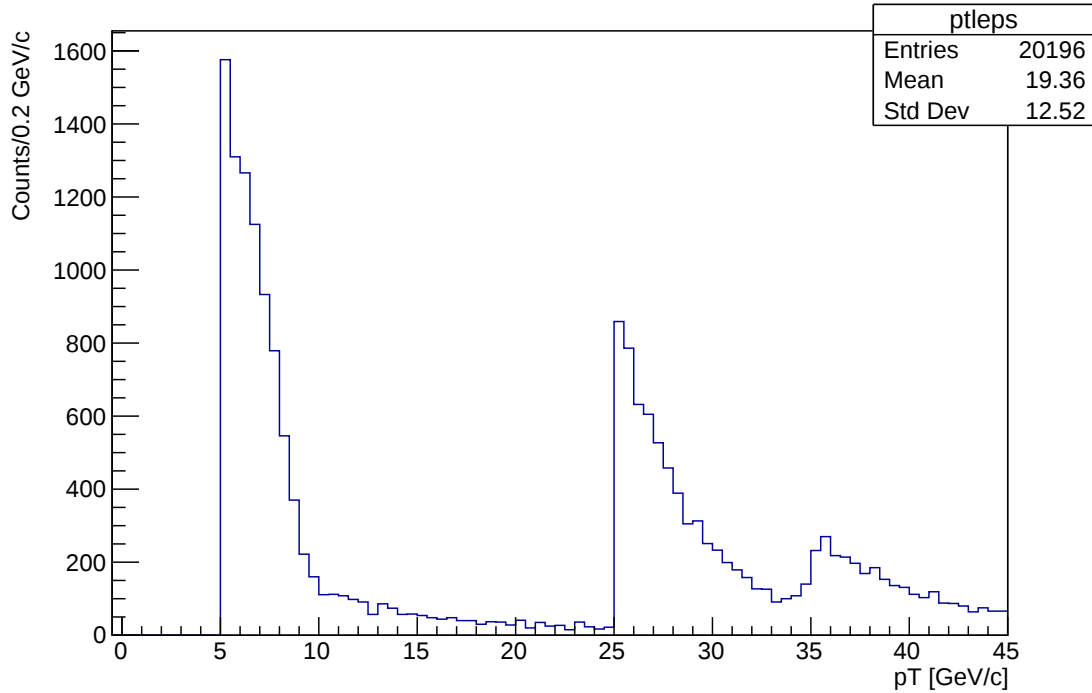


Figure 49: Distribuzione del p_T dei leptoni di decadimento della J/Ψ relativo alla finestra di massa del segnale

Il picco a 25 GeV è dovuto infatti alla condizione di trigger su un singolo leptone imposta per la selezione degli eventi, mentre il picco a 5 GeV rappresenta la soglia che permette di dire che la particella identificata è proprio un muone, in quanto se questa avesse un p_T minore non arriverebbe ai rivelatori di muoni e non sarebbe possibile identificarla come tale. Si osserva inoltre un picco attorno ai 35 GeV probabilmente relativo ad un'ulteriore soglia di trigger.

Andando a fare un'analisi dei casi in cui si verifica questa condizione, quindi ridefinendo la variabile del p_T di un singolo leptone nel caso in cui ΔR risulti minore di 0.3, si può osservare che non si ha più la presenza di due picchi, ma si ottiene una distribuzione del $ptcone$ che parte intorno a zero e decresce esponenzialmente come osservato per le altre particelle. Il valor medio e la deviazione standard risultano comunque più elevati rispetto alle distribuzioni osservate per altre particelle.

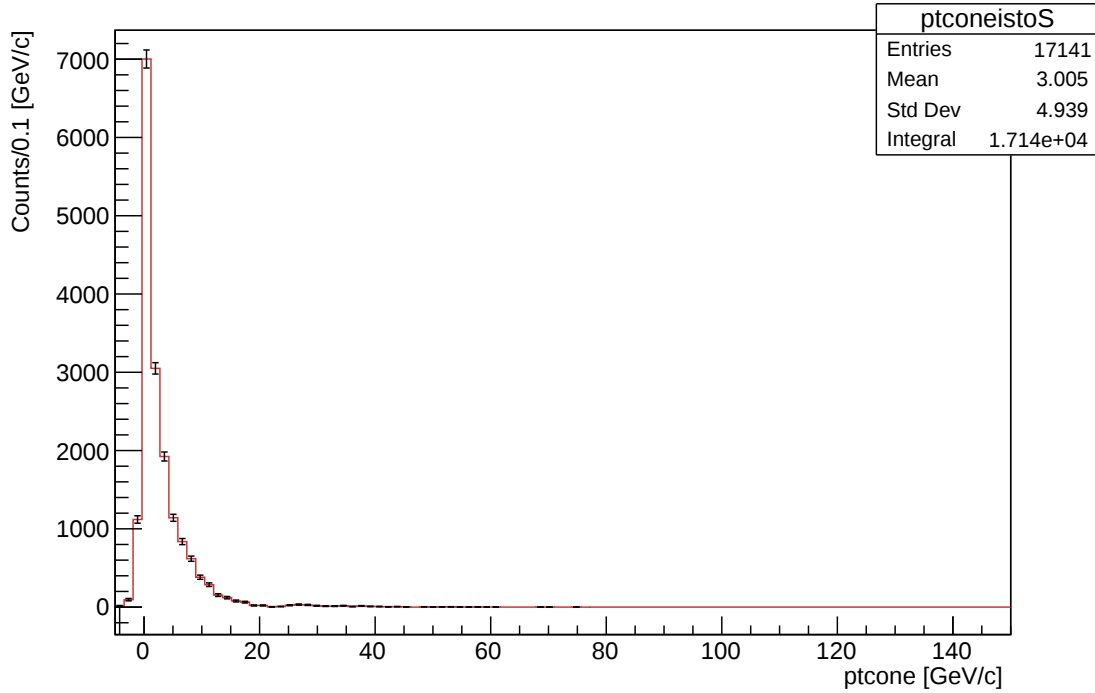


Figure 50: Distribuzione finale della variabile di isolamento $ptcone$ relativa al picco della J/Ψ dopo la sottrazione del contributo dell'altro muone.

10 Studio degli eventi in cui sono presenti quark di tipo b

Dallo studio delle distribuzioni ricavate per ognuna delle particelle relative ai picchi, si osserva che le distribuzioni delle variabili corrispondenti alla produzione della J/Ψ assumono una forma differente rispetto alle altre.

Osservando il parametro d'impatto delle varie particelle individuate nello spettro di massa invariante di due leptoni, si nota che questo risulta confrontabile con zero per tutte le particelle tranne che per la J/Ψ . Ciò sta a esprimere il fatto che tutte queste particelle vengono prevalentemente prodotte direttamente nella collisione protone-protone, e che invece la J/Ψ può provenire anche da decadimento di particelle con vita media lunga, come ad esempio il mesone B, prodotto a sua volta nella collisione protone-protone.

Si considerano i seguenti due possibili processi che portano alla produzione della J/Ψ (per semplicità non si indicano le altre particelle prodotte nella collisione o nel decadimento del mesone B):

$$pp \rightarrow J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-, \quad (15)$$

$$pp \rightarrow B \rightarrow J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-. \quad (16)$$

dove con B si indicano sia i mesoni B carichi che quelli neutri.

La J/Ψ è uno stato legato di due quark $c\bar{c}$ ed ha una vita media di circa 10^{-21} s. Quando questa viene prodotta in un processo nel quale è presente il mesone B (eq. 13), che contiene quark b e ha una vita media $\tau \simeq 10^{-12}$ s, le particelle in cui essa decade hanno una certa distanza dal vertice primario, in quanto il mesone B ha una vita media che gli permette di allontanarsi dal vertice primario prima di decadere nella J/Ψ , che decade istantaneamente producendo, ad esempio, due leptoni. Nel caso in cui invece questa venga prodotta direttamente nella collisione protone-protone (eq. 12), le particelle in cui essa decadrà saranno a distanza quasi nulla dal vertice primario.

Quindi, nel caso in cui la J/Ψ venga prodotta attraverso il primo processo, la distribuzione del parametro d'impatto dei leptoni da essa prodotti, sarà confrontabile con zero. Nel caso in cui invece la produzione della J/Ψ avvenga attraverso il secondo processo, le particelle prodotte dal suo decadimento avranno un parametro d'impatto non nullo.

Le particelle con B non sono prodotte in maniera isolata ma all'interno di fiotti di particelle detti *jet*. La presenza di particelle con parametro d'impatto e di vertici secondari viene sfruttata per indicare i jet contenenti quark b (si parla di *b-tagging* del jet).

Oltre al parametro d'impatto diverso da zero, un'altra delle caratteristiche degli eventi in cui è presente un quark di tipo b, è che le particelle appartenenti a questo tipo di eventi risultano, con elevata probabilità, non isolate.

Ho quindi utilizzato un algoritmo di *b-tagging* che mi permettesse di studiare separatamente eventi relativi alla produzione della J/Ψ attraverso il primo o il secondo processo. Per eventi simili al primo ci si aspetta che il numero di jet di tipo b sia pari a $n_b = 0$, e, per processi di produzione simili al secondo ci si aspetta invece $n_b \geq 1$.

Ci si aspetta che le altre risonanze vengano invece prodotte nel vertice primario e non siano necessariamente presenti jet di tipo b.

Le particelle $\Upsilon(1s)$, $\Upsilon(2s)$ e $\Upsilon(3s)$ sono stati legati di due quark $b\bar{b}$ ma, data la massa del mesone B, di circa $5.3 \text{ GeV}/c^2$, non possono decadere in una coppia di mesoni $B\bar{B}$. Alla loro produzione non è quindi associato un particolare aumento del numero di jet *b-tagged*.

Per gli eventi relativi alla produzione della J/Ψ , si è quindi utilizzato un algoritmo in grado di identificare i jet contenenti quark di tipo b.

Attraverso questo tipo di studio si può inoltre spiegare il motivo per il quale gli eventi che popolano la *sideband A* relativa al picco di produzione della J/Ψ sembrano non essere classificabili come fondo. Questo accade infatti perchè la *sideband A* relativa a questo picco è popolata da eventi che vedono la produzione di due muoni che però non provengono dallo stesso mesone. Tra i processi di decadimento dei mesoni B (e del $\bar{B}$) sono infatti presenti i decadimenti semi-leptonici:

$$B \rightarrow D + \mu^+ + \nu_\mu \quad (17)$$

$$\bar{B} \rightarrow \bar{D} + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (18)$$

Entrambi i decadimenti avvengono con una probabilità dell'11% e quindi la probabilità che dalla collisione nel vertice primario venga prodotta una coppia $B\bar{B}$ e che entrambi decadano nel modo descritto, producendo una coppia di $\mu^+\mu^-$ è dell'ordine del percento. Andando infatti a studiare lo spettro della massa invariante per eventi con e senza quark b, si osserva che la *sideband A* viene attenuata molto meno rispetto alla *sideband B*, in quanto popolata da molti eventi come quelli appena descritti.

10.1 *b-tagging*

Per selezionare degli eventi *b-tagged* si è utilizzato un algoritmo denominato **MV1**. Questo si basa sull'identificazione dei vertici secondari presenti nell'evento e fornisce un parametro *MV1 weight* che dipende dal parametro d'impatto e dalla sua significatività, ed ha una distribuzione compresa tra 0 ed 1 [2].

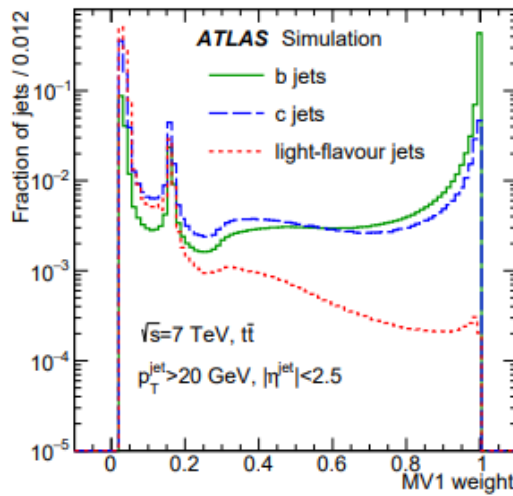


Figure 51: Distribuzione della variabile MV1 per jet contenenti quark *b*, *c* o solo quark leggeri.

Ponendo quindi una condizione sulla variabile *MV1 weight* (ω_{MV1}), associata ai singoli jet, si pone un taglio oltre il quale il jet preso in esame viene considerato *b-tagged*.

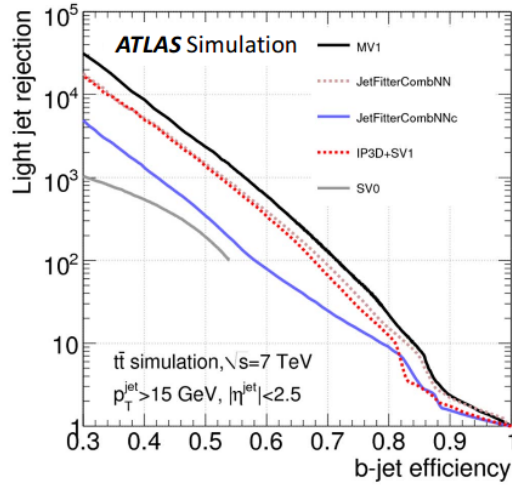


Figure 52: Rappresentazione della soppressione del fondo in funzione dell'efficienza per diversi algoritmi di *b-tagging* [2]

Dalla figura 52, che confronta MV1 con gli altri algoritmi, si osserva che per l'algoritmo preso in esame si riscontra un'efficienza del 70% per una soppressione del fondo di un fattore di circa 130. Questo punto di lavoro si ottiene imponendo il taglio $\omega_{MV1} > 0.601713$ [3].

Ho applicato questo criterio ai jet ricostruiti nell'evento e ho considerato come eventi *b-tagged* quelli in cui almeno un jet superi questa soglia.

Questa richiesta ha un'efficienza limitata, in quanto, tenendo conto del fatto che i quark *b* vengono prodotti in coppia $b\bar{b}$, essendo la probabilità di riuscire a vederne uno dei due circa del 70%, la probabilità di non vederne uno sarà di circa il 30 %, e quella di non vederli entrambi sarà quindi intorno al 9%. Questo significa che la probabilità di vedere almeno uno degli eventi in cui sono presenti questi quark è circa del 91%.

Ho quindi ripetuto gli studi sulle distribuzioni delle variabili relative ai picchi di risonanza individuati per gli eventi *b-tagged* al fine di osservare i casi in cui questo risultasse rilevante.

Al fine di poter osservare quanto la presenza di eventi *b-tagged* sia rilevante per lo studio della J/Ψ , di seguito si riporta una tabella che mostra la percentuale di eventi accettati dall'algoritmo con la relativa incertezza.

	sideband A	sideband B	signal S
Z	$(5.23 \pm 0.07)\%$	$(6.8 \pm 0.3)\%$	$(1.63 \pm 0.01)\%$
$\Upsilon(2s)$ e $\Upsilon(3s)$	$(5.0 \pm 0.4)\%$	$(6.0 \pm 0.5)\%$	$(4.7 \pm 0.2)\%$
$\Upsilon(1s)$	$(7.2 \pm 0.5)\%$	$(6.3 \pm 0.5)\%$	$(5.2 \pm 2.3)\%$
J/Ψ	$(18.5 \pm 0.6)\%$	$(6.7 \pm 0.5)\%$	$(10.6 \pm 0.2)\%$
$\Psi(2s)$	$(18.3 \pm 0.6)\%$	$(6.2 \pm 0.5)\%$	$(8.3 \pm 0.4)\%$

Dalla tabella si osserva che, mentre nella regione della $\Upsilon(1s)$, della $\Upsilon(2s)$, della $\Upsilon(3s)$ e nella sideband B nella regione della $\Psi(2s)$ la frazione di eventi *b-tagged* è sempre compresa tra il 5% e il 6%, per la J/Ψ e per la $\Psi(2s)$ questa percentuale raggiunge il 10%. Nella regione di masse inferiori a quella della J/Ψ (sidebands A della J/Ψ e della $\Psi(2s)$) si osserva invece una frazione ancora maggiore, superiore al 18%.

La presenza di molti più eventi *b-tagged* a bassa massa e nella regione della J/Ψ rispetto alle altre zone dello spettro di massa è chiaramente visibile dal confronto tra la figura 53 e la figura 4.

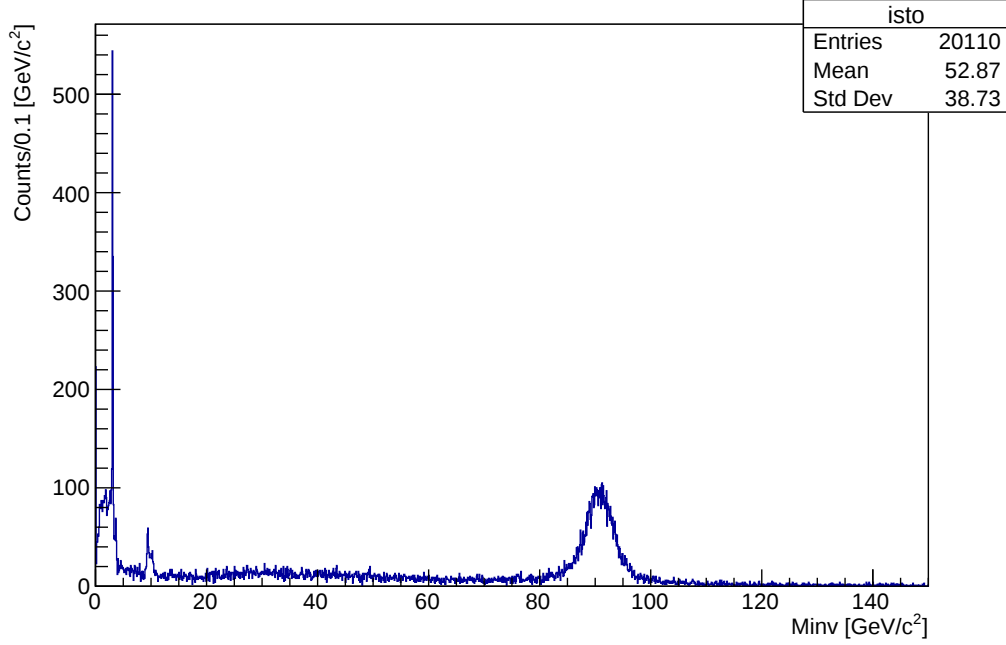


Figure 53: Distribuzione della massa invariante per eventi *b-tagged*

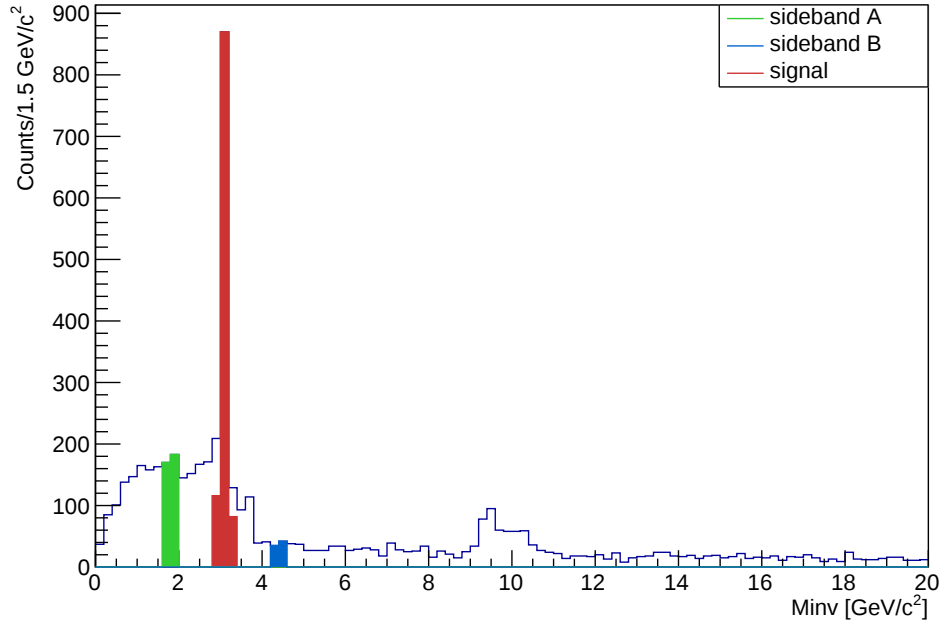


Figure 54: Popolazione dei tre intervalli scelti per lo studio della J/Ψ nel caso di *b-tagging*.

Nelle pagine seguenti, dalla figura 55 alla figura 62, si riporta il confronto tra le distribuzioni per gli eventi con e senza *b-tagging* per la finestra di definizione della J/Ψ .

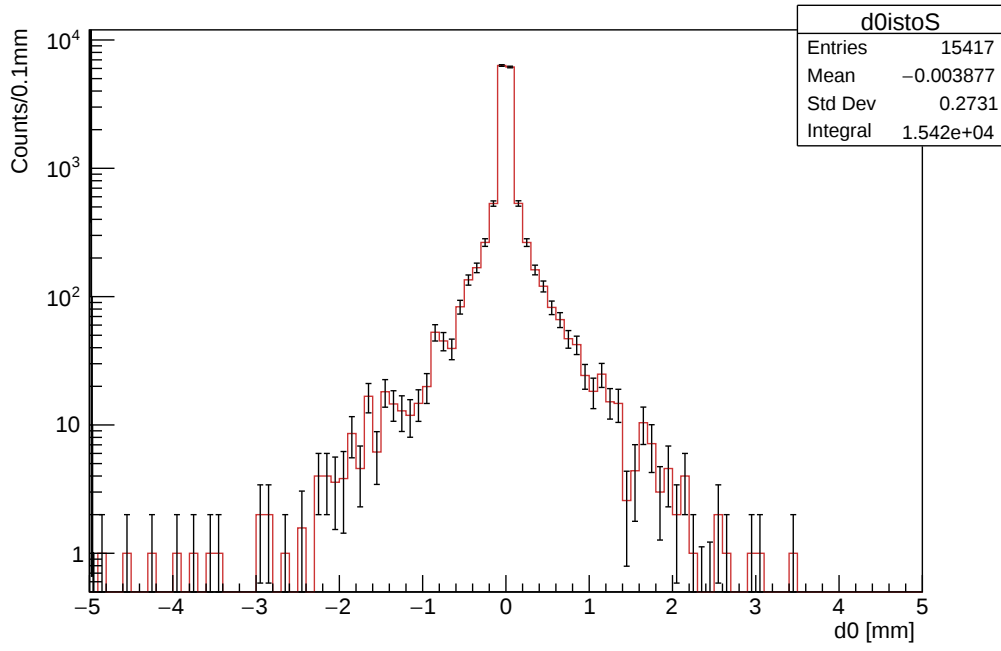


Figure 55: Distribuzione logaritmica del parametro d'impatto relativo agli eventi senza *b-tagging* con la J/Ψ

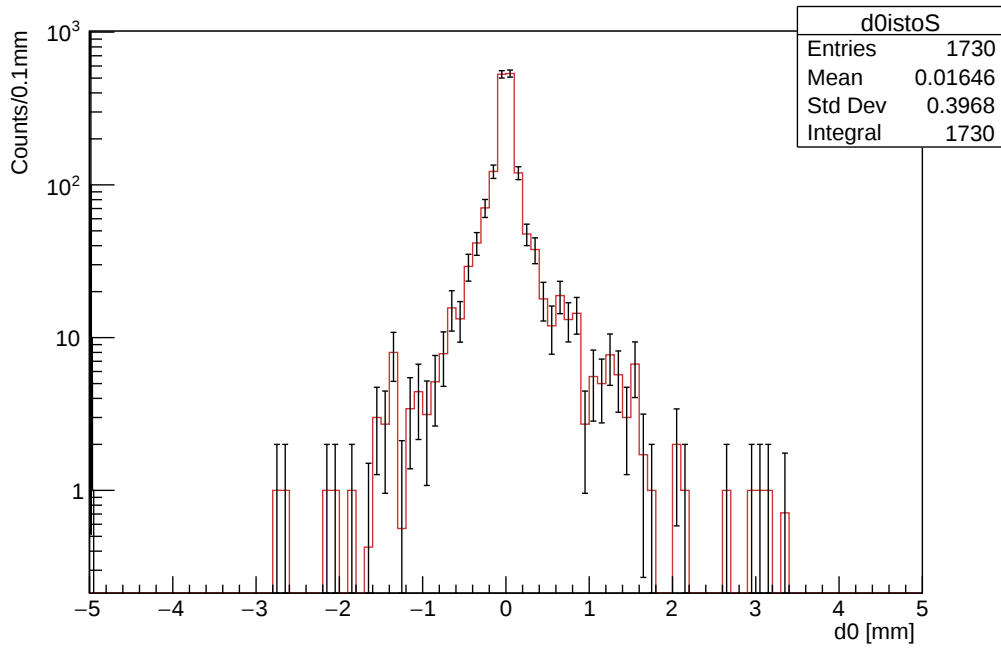


Figure 56: Distribuzione logaritmica del parametro d'impatto per eventi *b-tagged* con la J/Ψ

Dal confronto tra le distribuzioni del parametro d'impatto per i muoni di decadimento della J/Ψ con e senza *b-tagging* si osserva, per la distribuzione degli eventi *b-tagged* (figura 56) un aumento della deviazione standard.

Qui di seguito sono invece riportate le distribuzioni delle variabili di isolamento e della significatività del parametro d'impatto con e senza *b-tagging*.

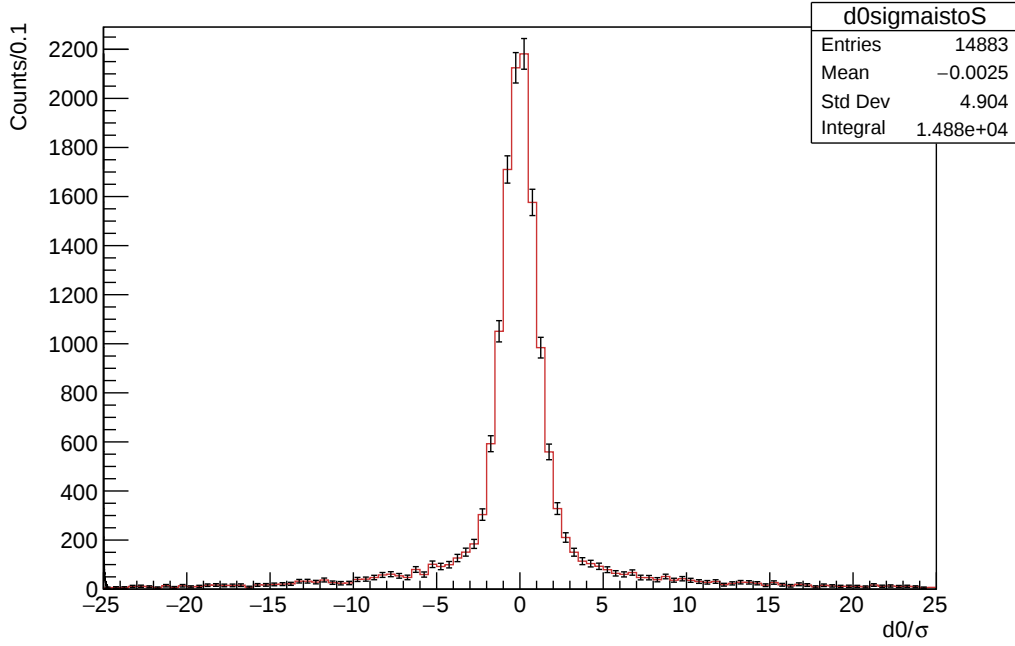


Figure 57: Distribuzione della significatività del parametro d'impatto gli eventi senza *b-tagging* provenienti dal decadimento J/Ψ dopo la sottrazione del fondo

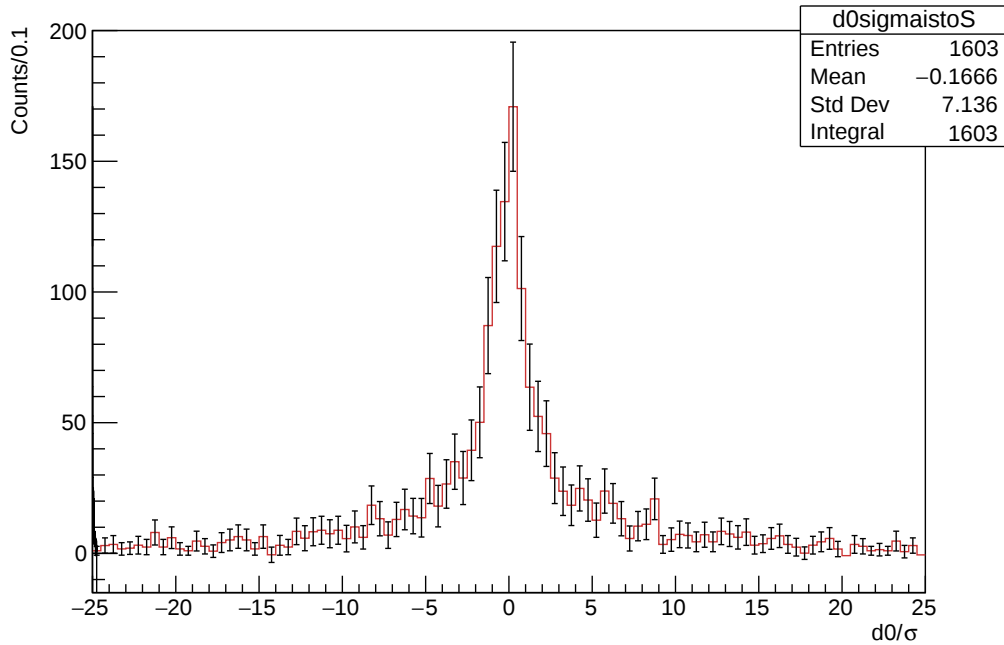


Figure 58: Distribuzione della significatività del parametro d'impatto per gli eventi *b-tagged* provenienti dal decadimento J/Ψ dopo la sottrazione del fondo

Anche in questo caso si osserva che gli eventi con *b-tagging* hanno un valore della deviazione standard maggiore rispetto a quello degli eventi senza di esso.

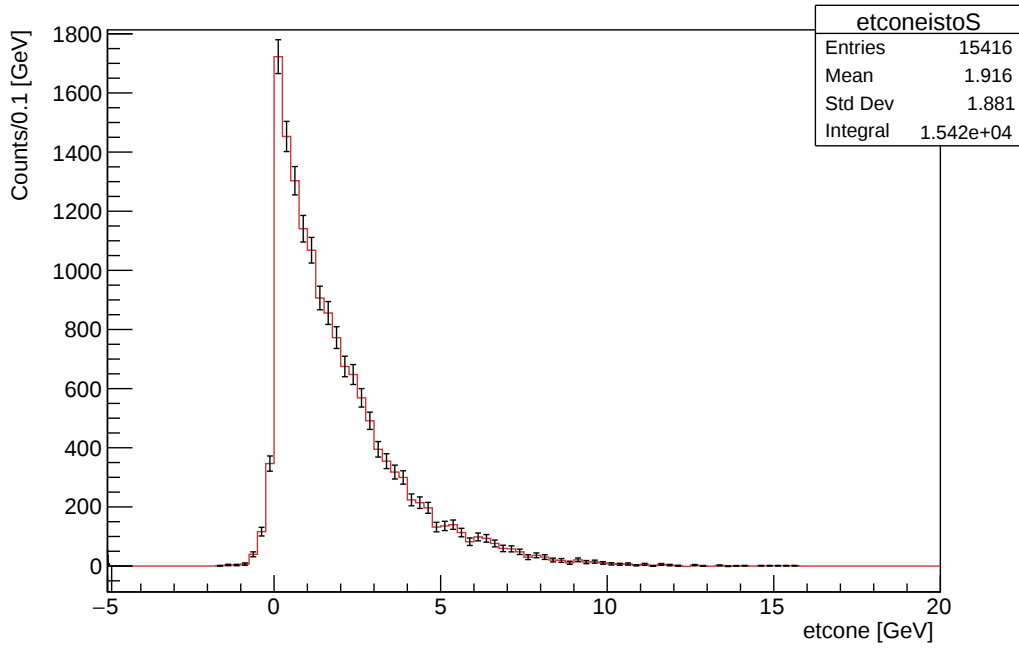


Figure 59: Distribuzione della variabile di isolamento $etcone$ per gli eventi senza b -tagging provenienti dal decadimento della J/Ψ dopo la sottrazione del fondo

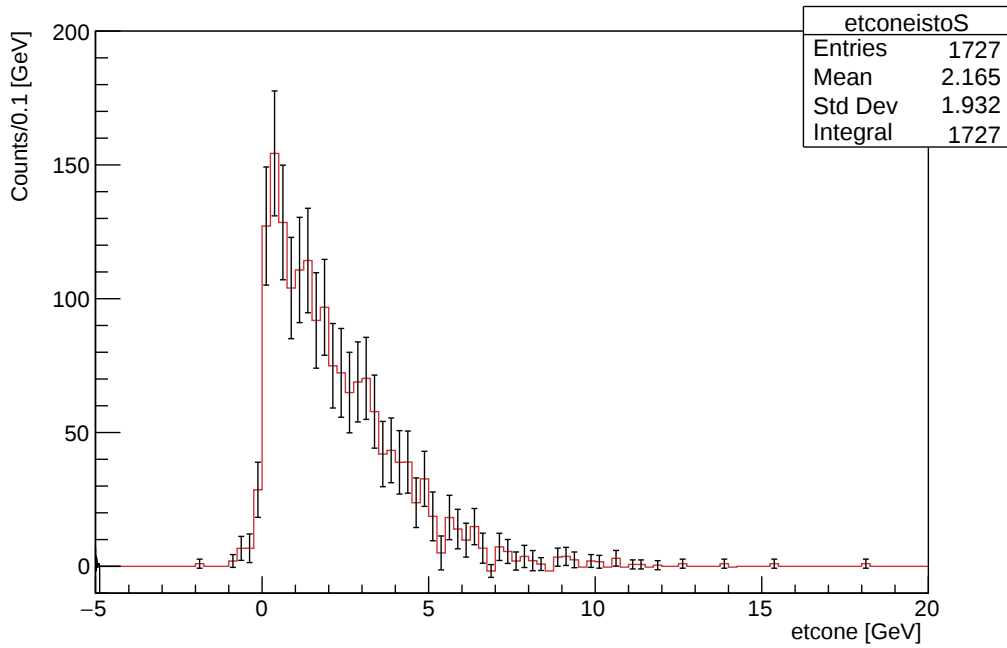


Figure 60: Distribuzione della variabile di isolamento $etcone$ per gli eventi b -tagged provenienti dal decadimento della J/Ψ dopo la sottrazione del fondo

Confrontando la distribuzione della variabile $etcone$ per eventi con e senza b -tagging si osserva, come aspettato, che la distribuzione in figura 60 mostra una pendenza di decrescita minore, conferma del fatto che negli eventi con quark b i muoni sono meno isolati.

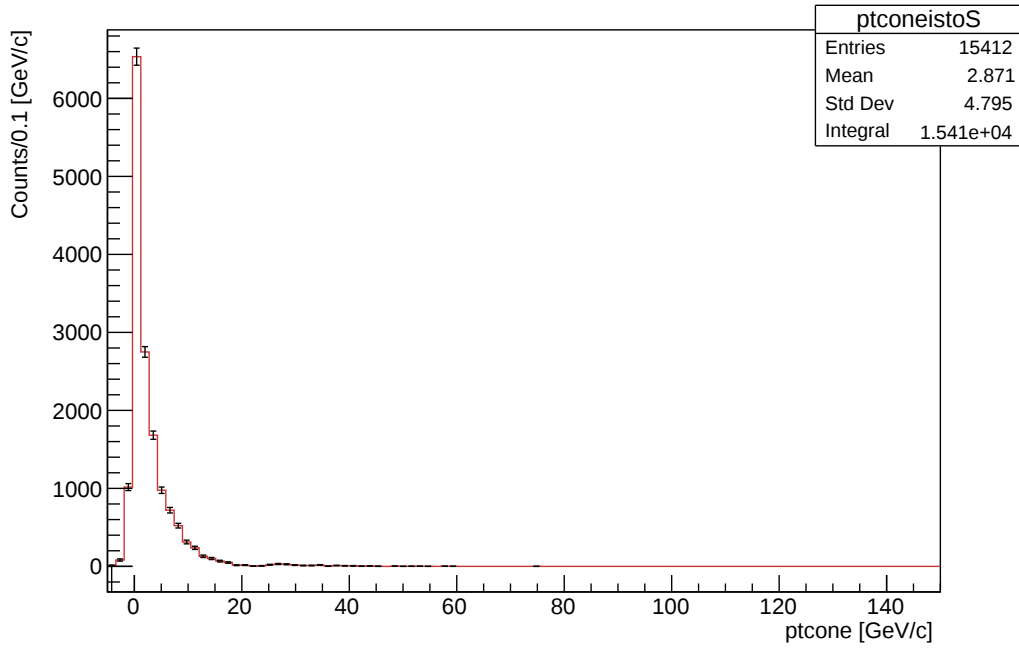


Figure 61: Distribuzione della variabile di isolamento pt_{cone} per gli eventi senza b -tagging relativi al picco di produzione della J/Ψ

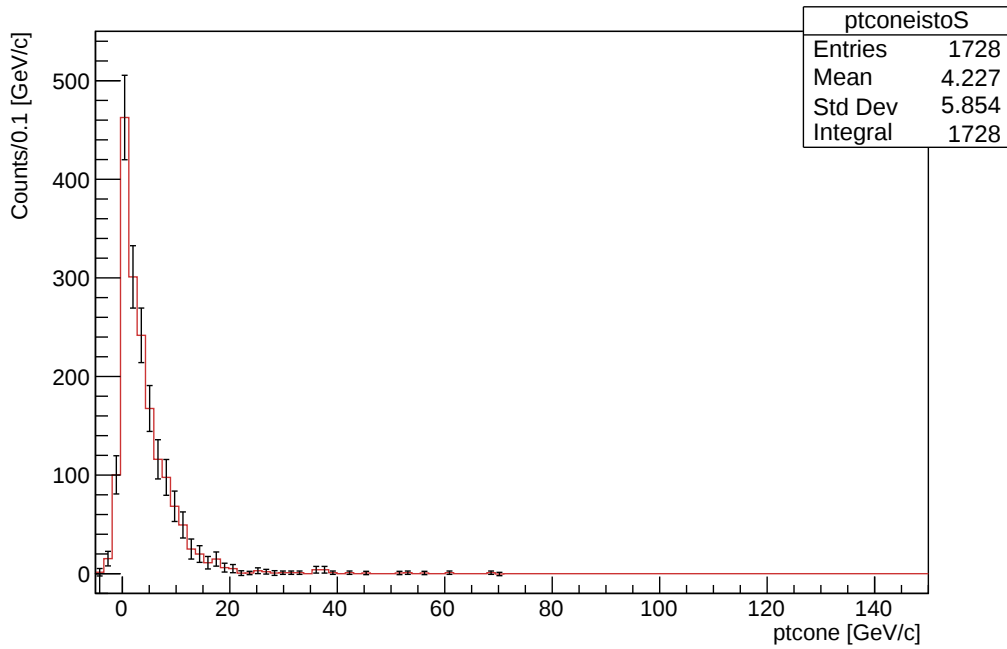


Figure 62: Distribuzione della variabile di isolamento pt_{cone} per gli eventi relativi al picco di produzione della J/Ψ con b -tagging

Le distribuzioni della variabile pt_{cone} utilizzate per fare il confronto tra eventi con e senza b -tagging sono state già corrette sottraendo il pt del secondo leptone. Dal confronto tra la figura 61 e la figura 62 si può osservare che, anche in questo caso, per gli eventi b -tagged la pendenza di decrescita della distribuzione risulta essere minore.

Il confronto tra le distribuzioni delle variabili d'interesse per eventi con e senza *b-tagging* è stato svolto anche per la $\Upsilon(1s)$ (vedi in Appendice), al fine di poter osservare il differente comportamento a seguito del taglio posto sulla variabile ω_{MV1} .

Dal confronto distribuzioni del parametro d'impatto con e senza *b-tagging* per i muoni di decadimento della J/Ψ si può osservare come questo abbia, insieme alla sua significatività, delle code rilevanti e un valor medio ed una deviazione standard non confrontabili con lo zero. Si può osservare inoltre, a conferma del fatto che gli eventi in cui sono presenti dei jet di tipo b risultano meno isolati, che le distribuzioni delle variabili di isolamento per gli eventi *b-tagged* provenienti dal decadimento della J/Ψ arrivano ad assumere valori relativamente più elevati rispetto a quelli che assumono gli eventi non *b-tagged*.

11 Conclusioni

Lo studio delle distribuzioni delle variabili relative ai picchi di produzione delle particelle risonanti identificate, attraverso l'utilizzo di programmi da me realizzati, permette di osservare alcune significative differenze tra gli eventi in cui viene prodotta la J/Ψ e quelli in cui si producono altre risonanze, nonché la differenza apportata agli eventi dalla presenza di jet contenenti quark b.

Si è riscontrato infatti che, per i muoni provenienti dalla J/Ψ , il parametro d'impatto può risultare effettivamente, come previsto, diverso da zero. Per le variabili di isolamento, in confronto con quelle relative al picco del bosone Z, si osserva una forma notevolmente differente che sta a rappresentare la natura poco isolata di questo tipo di eventi. Attraverso questo studio si è inoltre compresa la natura degli eventi che popolano la regione di massa inferiore a quella della J/Ψ , identificandoli come eventi in parte *b-tagged* e attribuendo la loro presenza a decadimenti semi-leptonici del mesone B, che generano nel complesso anch'essi (B e $\bar{B}$) una coppia di $\mu^+\mu^-$. Andando infine a fare un confronto tra le distribuzioni degli eventi con e senza *b-tagging* prodotti dal decadimento della J/Ψ si è osservato un aumento di muoni con parametro d'impatto e poco isolati negli eventi con *b-tagging*, come atteso.

12 Appendice

12.1 Misure di impulso

Una particella di massa m , carica q e con velocità v , immersa in una regione di campo magnetico B uniforme, è soggetta alla forza di Lorentz e il suo moto è descritto da:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt} m\gamma\vec{v} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (19)$$

Non tenendo conto della componente dell'impulso parallela al campo, che genererebbe una traiettoria elicoidale, si ha quindi che nel piano perpendicolare a $\vec{B}$ la particella descriverà una traiettoria circolare di raggio R e con velocità angolare ω .

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{p} = \vec{\omega} \times m\gamma\vec{v} \quad (20)$$

allora

$$\vec{\omega} = -\frac{q\vec{B}}{m\gamma} \quad (21)$$

quindi si ha che

$$\vec{p} = m\gamma\vec{\omega} \times \vec{R} = q\vec{R} \times \vec{B}, \quad (22)$$

dalla quale si ricava che

$$R = \frac{p}{qB} \quad (23)$$

quindi, misurando R e conoscendo la carica q e il campo magnetico B si può calcolare l'impulso a partire dalla relazione

$$p = RqB \quad (24)$$

allora

$$pc[Joule] = qcRB = ecRB \frac{q}{e} = 1.6 \times 10^{-19} [Coulomb] 3 \times 10^8 [ms^{-1}] B[T] R[m] \frac{q}{e} \quad (25)$$

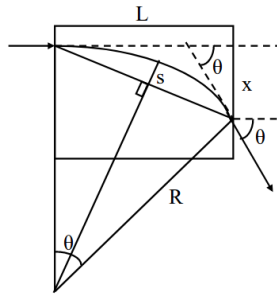
quindi, valendo

$$ec = 0.3 \left[\frac{GeV}{Tm} \right] \quad (26)$$

si ha che, ponendo da adesso in poi $c=1$,

$$p[GeV] = 0.3B[T]R[m] \frac{q}{e} \quad (27)$$

Per misurare R si misura la sagitta S , assumendo che $S \ll R$ e che θ sia piccolo e definibile come $\theta = L/R$:



$$S = R(1 - \cos \frac{\theta}{2}) \simeq R(1 - (1 - \frac{1}{8}\theta^2)) \leq R \frac{\theta^2}{8} = \frac{L^2}{8R} \quad (28)$$

quindi per la misura dell'impulso p si ottiene che

$$p = 0.3qBR = 0.3qB \frac{L^2}{8S} \quad (29)$$

dove S dipende dalla risoluzione del rivelatore stesso. Misurando quindi il punto di uscita di una particella da una regione con campo magnetico $\vec{B}$, si può definire il valore dell'impulso in funzione di questa coordinata x .

$$x \simeq \frac{L\theta}{2} = \frac{L^2}{2R} = \frac{0.3qBL^2}{2p} \quad (30)$$

allora

$$p = 0.3 \frac{BL^2}{2x} \quad (31)$$

Si ottiene quindi che la misura dell'impulso è inversamente proporzionale alla misura della posizione x ; andando a calcolare l'incertezza sulla misura di p , propagando su x , si ottiene quindi che questa è proporzionale a BL^2 :

$$\sigma_p = \frac{0.3BL^2}{2x^2} \sigma_x \quad (32)$$

Ottenendo quindi che l'errore relativo sull'impulso aumenta (nel vuoto) per impulsi più elevati, in quanto per particelle con poco impulso la traiettoria viene deviata molto ed è quindi più semplice misurarne la traiettoria.

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = \frac{2}{0.3BL^2} \sigma_x \Rightarrow \frac{\sigma_p}{p} \propto p. \quad (33)$$

L'incertezza su x dipenderà inoltre anche dal tipo di rivelatori e dal tipo di interazione che la particella incidente fa con esso.

12.2 Bosone Z

Il bosone Z è un bosone neutro pesante ($91.2 \text{ GeV}/c^2$) che media le interazioni deboli conservando la carica elettrica.

Esso può produrre tre diversi tipi di decadimenti, ognuno con diversa probabilità [1][4]:

- Nel 10% dei decadimenti esso produce coppie leptone-antileptone che possono essere e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$;
- Nel 20% dei casi esso decade in una coppia leptone-antileptone neutra, quindi una coppia $\nu\bar{\nu}$;
- Nel 70% dei decadimenti esso produce una coppia quark-antiquark che viene osservata all'interno del rivelatore come una coppia di sciami di particelle (uno per ogni quark della coppia) chiamati "jet".

12.3 Studio eventi *b-tagged* per i muoni di decadimento della $\Upsilon(1s)$

Di seguito si riportano infine le distribuzioni delle medesime variabili, con e senza la condizione di *b-tagging*, per la $\Upsilon(1s)$ presa come esempio per il confronto (il comportamento delle restanti particelle è analogo), così da poter apprezzare come, per questa, il taglio impostato non risulti rilevante tanto quanto risulta per la J/Ψ .

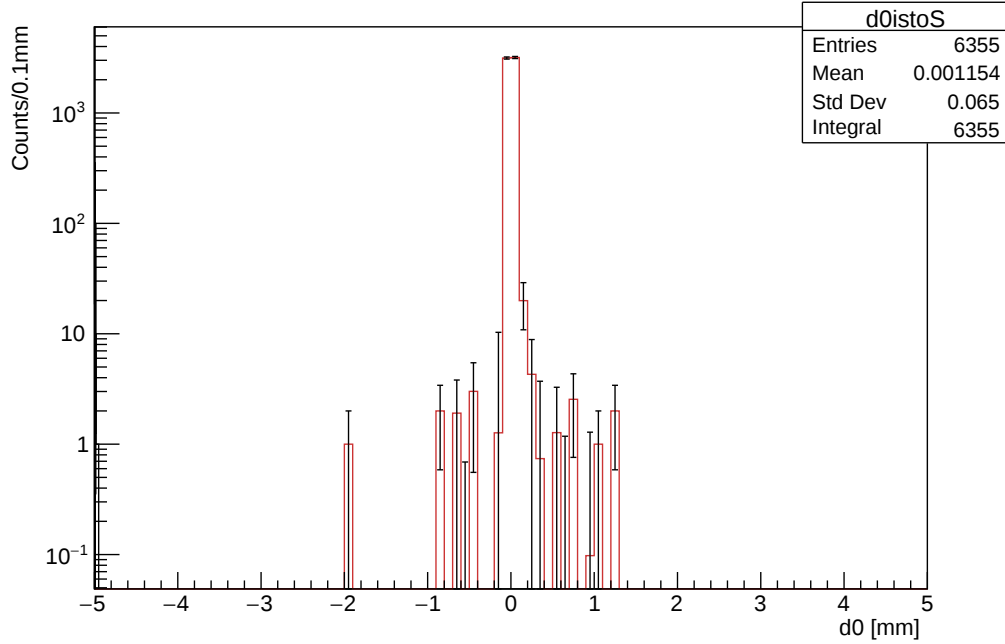


Figure 63: Distribuzione logaritmica del parametro d'impatto per gli eventi senza *b-tagging* provenienti dal decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo

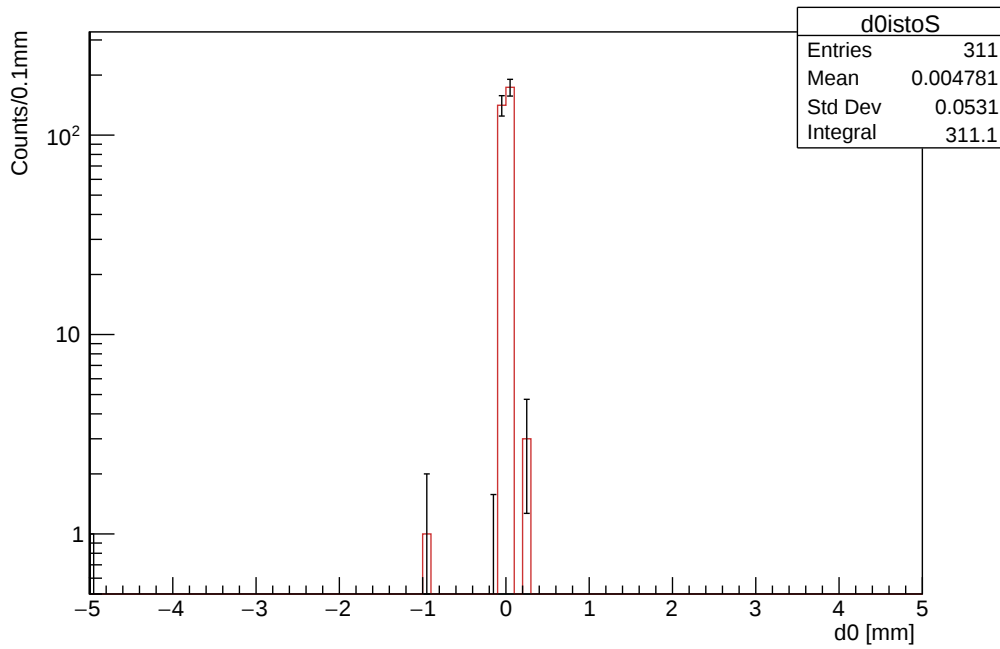


Figure 64: Distribuzione logaritmica del parametro d'impatto per eventi *b-tagged* provenienti dal decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo

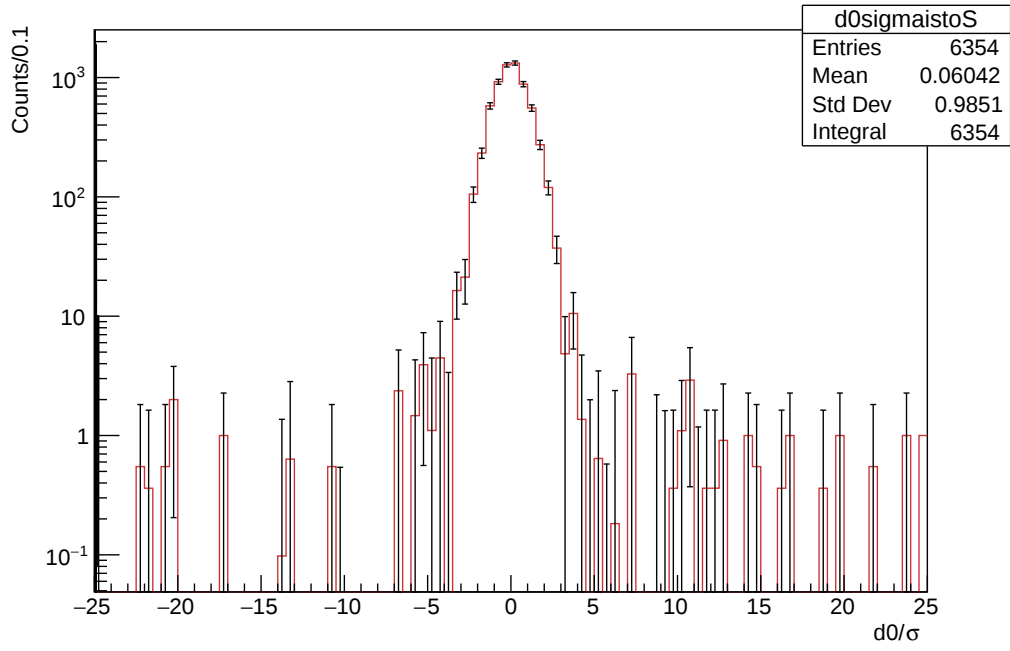


Figure 65: Distribuzione logaritmica della significatività del parametro d'impatto per gli eventi senza *b-tagging* provenienti dal decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo

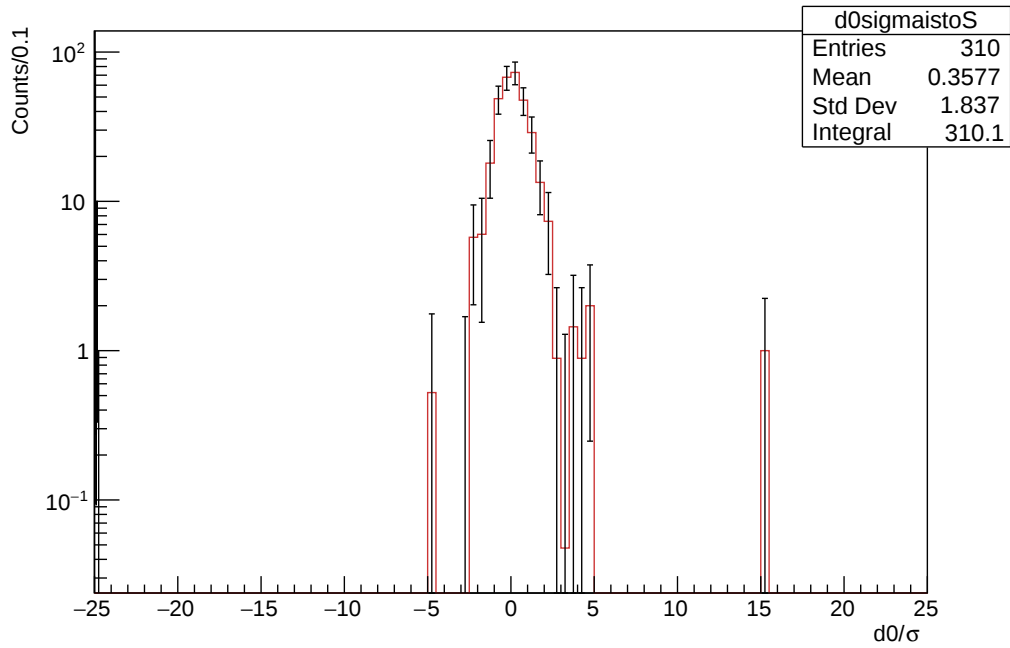


Figure 66: Distribuzione logaritmica della significatività del parametro d'impatto per gli eventi *b-tagged* provenienti dal decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo

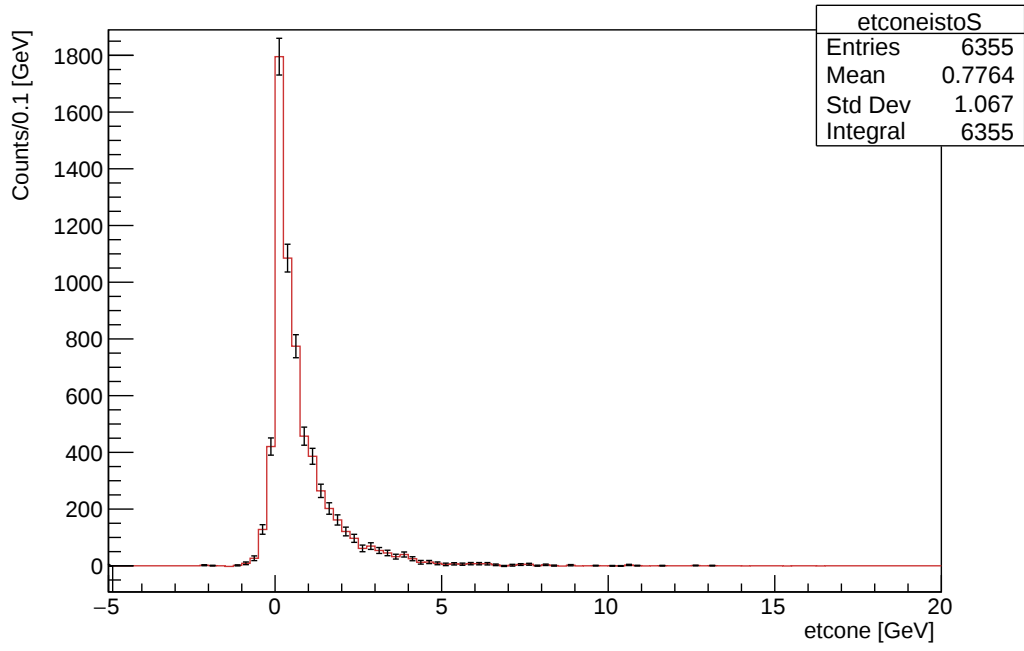


Figure 67: Distribuzione della variabile di isolamento $etcone$ per gli eventi senza b -tagging provenienti dal decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo

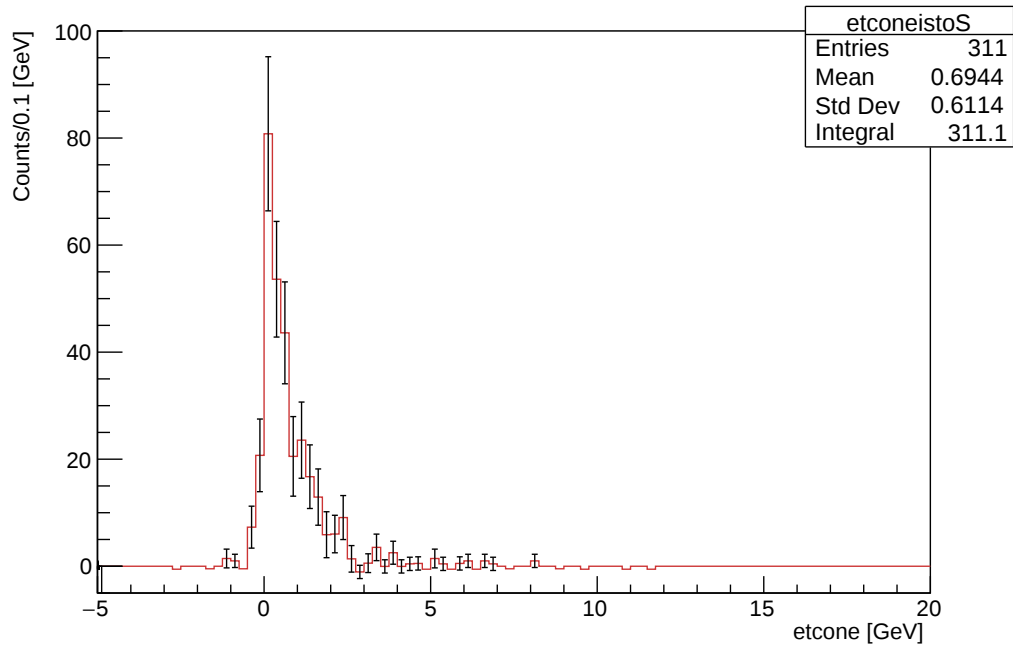


Figure 68: Distribuzione della variabile di isolamento $etcone$ per gli eventi b -tagged provenienti dal decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo

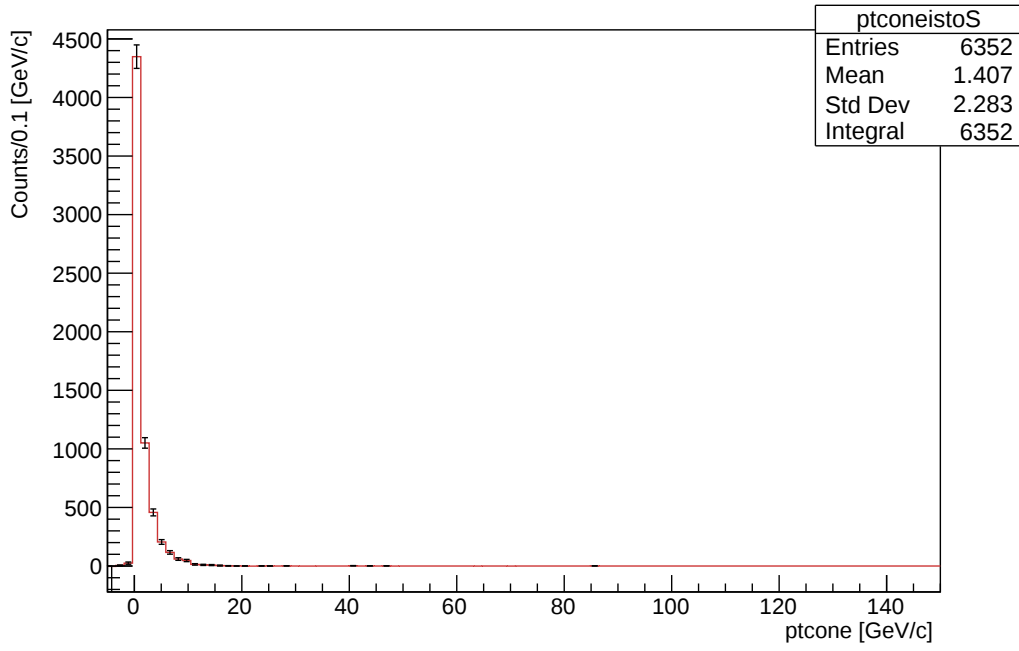


Figure 69: Distribuzione della variabile di isolamento pt_{cone} per gli eventi senza b -tagging provenienti dal decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo la sottrazione del fondo

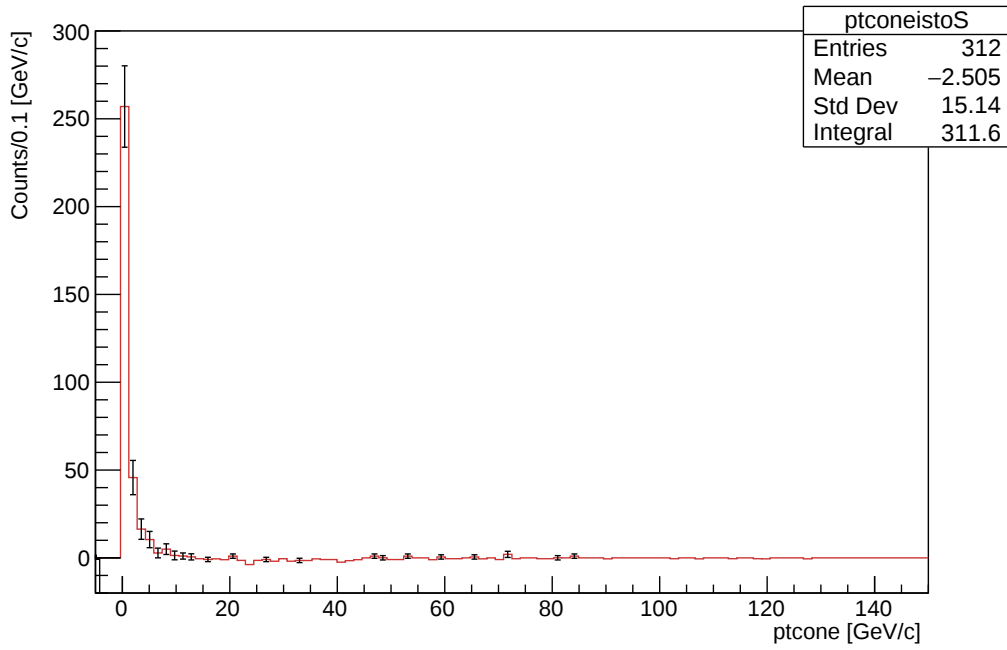


Figure 70: Distribuzione della variabile di isolamento pt_{cone} per gli eventi b -tagged provenienti dal decadimento della $\Upsilon(1s)$ dopo sottrazione del fondo

12.4 Programmi C++ utilizzati

Al fine di poter comprendere al meglio il lavoro svolto, riporto qui di seguito una pagina web nella quale poter consultare le variabili disponibili nell'ntupla

(http://opendata.atlas.cern/books/current/openatlasdatatools/_book/variable_names.html) e i programmi utilizzati. La struttura dati ed il programma si basano sulle librerie di ROOT [5].

Nel primo programma utilizzato si definiscono variabili come la massa invariante (con le relazioni precedentemente spiegate) e si creano e riempiono gli istogrammi relativi alla distribuzione in ogni intervallo per ogni picco.

```
#define zmumu_cxx
#include "zmumu.h"
#include <TH2.h>
#include <TStyle.h>
#include <TCanvas.h>
#include <TLorentzVector.h>
#include <TLegend.h>
#include <TFile.h>
#include <TH1.h>

void zmumu::Loop()
{
    if (fChain == 0) return;

    Long64_t nentries = fChain->GetEntriesFast();
    Long64_t nbytes = 0, nb = 0;

    // Definizione degli estremi dei tre intervalli scelti per ogni picco
    // Si riportano per semplicità solo gli estremi scelti per la produzione del bosone Z:

    float A1=30;
    float A2=60;

    float A3=75;
    float A4=105;

    float A5=120;
    float A6=150;

    // Definizione degli istogrammi: tre per ogni picco e quello di massa invariante "isto"

    TH1F * istoA= new TH1F("isto", "massa invariante",100,0,150);
    TH1F * istoB= new TH1F("isto", "massa invariante",100,0,150);
    TH1F * istoS= new TH1F("isto", "massa invariante",100,0,150);
    TH1F * isto= new TH1F("isto", "massa invariante",100,0,150);

    TH1F * sigmaA= new TH1F("sigmaA", "sigmaA", 100, 0, 1);
    TH1F * sigmaB= new TH1F("sigmaB", "sigmaB", 100, 0, 1);
    TH1F * sigmaS= new TH1F("sigmaS", "sigmaS", 100, 0, 1);

    TH1F * d0istoA= new TH1F("d0istoA", "d0istoA", 100, -5,5);
    TH1F * d0istoB= new TH1F("d0istoB", "d0istoB", 100,-5,5);
    TH1F * d0istoS= new TH1F("d0istoS", "d0istoS", 100,-5,5);

    TH1F *d0sigmaistoA=new TH1F("d0sigmaistoA", "d0sigmaistoA",100,-25,25);
    TH1F *d0sigmaistoB=new TH1F("d0sigmaistoB", "d0sigmaistoB",100,-25,25);
```

```

TH1F *d0sigmaistoS=new TH1F(" d0sigmaistoS", " d0sigmaistoS",100,-25,25);

TH1F *ptconeistoA=new TH1F(" ptconeistoA", " ptconeistoA",100,-5,150);
TH1F *ptconeistoB=new TH1F(" ptconeistoB", " ptconeistoB",100,-5,150);
TH1F *ptconeistoS=new TH1F(" ptconeistoS", " ptconeistoS",100,-5,150);

TH1F *etconeistoA=new TH1F(" etconeistoA", " etconeistoA", 100,-5,20);
TH1F *etconeistoB=new TH1F(" etconeistoB", " etconeistoB", 100,-5,20);
TH1F *etconeistoS=new TH1F(" etconeistoS", " etconeistoS", 100,-5,20);

for (Long64_t jentry=0; jentry<nentries;jentry++) {
    Long64_t ientry = LoadTree(jentry);
    // if (ientry < 0) break;
    nb = fChain->GetEntry(jentry);    nbytes += nb;
    // if (Cut(ientry) < 0) continue;

    // Condizione sul numero di leptoni presenti nell'evento

    if(lep_n!=2) continue;
    double pTlep= lep_pt[0];
    double philep= lep_phi[0];
    double etalep= lep_eta[0];

    double pTjet= 0;
    double phijet= 0;
    double etajet= 0;

    double pTnu= met_et;
    double phinu= met_phi;
    double pTlep1;
    double pTlep2;
    double philep1;
    double etalep1;
    double philep2;
    double etalep2;
    double lepcharge1;
    double lepcharge2;
    double leptrackd01;
    double leptrackd02;
    double lepsigmad01;
    double lepsigmad02;
    double lepptcone1;
    double lepptcone2;
    double lepetcone1;
    double lepetcone2;

    // Condizione sul numero di jet presenti nell'evento e ciclo per il b-tagging

    double max=-999;
    if(jet_n>0){
        max = jet_MV1[0];
        double max2 = -999;
        int imax=0;
        int imax2=0;
        for (int i=0; i<jet_n ; i++){

            if (jet_MV1[i]>0){

```

```

        if (jet_MV1[i]>max){
            max2= max;
            max= jet_MV1[i];
            imax=i;
        }
    }
}
}
// Condizione di b-tagging

if (max<0.6) continue;
// Condizione sulla carica dei leptoni presenti nell'evento

if (lep_n==2&&lep_charge[0]!=lep_charge[1]){
    pTlep1=lep_pt[0];
    philep1= lep_phi[0];
    etalep1= lep_eta[0];
    pTlep2= lep_pt[1];
    philep2= lep_phi[1];
    etalep2= lep_eta[1];
    lepcharge1=lep_charge[0];
    lepcharge2=lep_charge[1];
    leptrackd01=lep_trackd0pvunbiased[0];
    leptrackd02=lep_trackd0pvunbiased[1];
    lepsigmad01=lep_tracksigd0pvunbiased[0];
    lepsigmad02=lep_tracksigd0pvunbiased[1];
    lepptcone1=lep_ptcone30[0];
    lepptcone2=lep_ptcone30[1];
    lepetcone1=lep_etcone20[0];
    lepetcone2=lep_etcone20[1];

} else if (lep_n==1){
    pTlep1=lep_pt[0];
    philep1= lep_phi[0];
    etalep1= lep_eta[0];
    pTlep2= met_et;
    philep2= met_phi;
    etalep2= 0;
} else {
    continue;
}

// Definizione variabili cinematiche

double theta1=2*atan(exp(-etalep1));
double theta2=2*atan(exp(-etalep2));

double p1=pTlep1/sin(theta1);
double p2=pTlep2/sin(theta2);
double pzlep1=p1*cos(theta1);
double pzlep2=p2*cos(theta2);
double pxlep1=pTlep1*cos(philep1);
double pxlep2=pTlep2*cos(philep2);
double pylep1=pTlep1*sin(philep1);

```

```

double  pylep2=pTlep2*sin ( philep2 );

double  pcosalfa=(pxlep1*pxlep2+pylep1*pylep2+pzlep1*pzlep2 );

double  px_tot=pxlep1+pxlep2;
double  py_tot=pylep1+pylep2;
double  pz_tot=pzlep1+pzlep2;
double  Minv=sqrt (2*p1*p2 - 2*pcosalfa )/1000;
double  Mt=sqrt (2*pTlep1*pTlep2 - 2*pcosalfa )/1000;

isto->Fill (Minv );

// Riempimento degli istogrammi delle sidebands e del picco di segnale

if (Minv>A1&&Minv<A2){
    d0istoA->Fill (leptrackd01 );
    d0istoA->Fill (leptrackd02 );
    d0sigmaistoA->Fill (leptrackd01/lepsigmad01 );
    d0sigmaistoA->Fill (leptrackd02/lepsigmad02 );
    ptconeistoA->Fill (lepptcone1 /1000);
    ptconeistoA->Fill (lepptcone2 /1000);
    etconeistoA->Fill (lepetcone1 /1000);
    etconeistoA->Fill (lepetcone2 /1000);
    istoA->Fill (Minv );

} if (Minv>A5&&Minv<A6){
    d0istoB->Fill (leptrackd01 );
    d0istoB->Fill (leptrackd02 );
    d0sigmaistoB->Fill (leptrackd01/lepsigmad01 );
    d0sigmaistoB->Fill (leptrackd02/lepsigmad02 );
    ptconeistoB->Fill (lepptcone1 /1000);
    ptconeistoB->Fill (lepptcone2 /1000);
    etconeistoB->Fill (lepetcone1 /1000);
    etconeistoB->Fill (lepetcone2 /1000);
    istoB->Fill (Minv );

}

if (Minv>A3&&Minv<A4){
    d0istoS->Fill (leptrackd01 );
    d0istoS->Fill (leptrackd02 );
    d0sigmaistoS->Fill (leptrackd01/lepsigmad01 );
    d0sigmaistoS->Fill (leptrackd02/lepsigmad02 );
    ptconeistoS->Fill (lepptcone1 /1000);
    ptconeistoS->Fill (lepptcone2 /1000);
    etconeistoS->Fill (lepetcone1 /1000);
    etconeistoS->Fill (lepetcone2 /1000);
    istoS->Fill (Minv );

}

}

// Stampa degli istogrammi
// Per semplicit  si riporta solo la stampa degli istogrammi della variabile d0
// Per le altre variabili il codice   uguale.

TCanvas *c1= new TCanvas ();

```

```

d0istoS->SetTitle("d0 ; d0 [mm]; Counts");
d0istoS->SetLineColor(kRed);
d0istoS->Draw("HIST");
d0istoA->SetLineColor(kGreen);
d0istoA->Draw("SAMEHIST");
d0istoB->SetLineColor(kAzure);
d0istoB->Draw("SAMEHIST");

TLegend *leg1=new TLegend(0.69,0.61,0.99,0.76);
leg1->AddEntry(d0istoA, "sideband A", "l");
leg1->AddEntry(d0istoB, "sideband B", "l");
leg1->AddEntry(d0istoS, "signal", "l");
leg1->Draw();
c1->Modified();

// Creazione di un TFile all'interno del quale salvare tutti gli istogrammi
// Per semplicit  vengono riprotati solo quelli per d0

TFile *file=new TFile("Z.root", "recreate");
d0istoA->Write();
d0istoB->Write();
d0istoS->Write();
file->Close();
}

```

Dopodich  riporto qui di seguito uno dei programmi utilizzati per stampare gli istogrammi qui riportati e per farne la sottrazione pesata, in particolare quello utilizzato per fare queste operazioni tra le distribuzioni del parametro d'impatto $d0$. Per le altre variabili i programmi risultano identici.

```

#include "TFile.h"

void d0(){
  TFile * f=new TFile("Z.root");
  f->cd();
  TH1F * isto=(TH1F*)gDirectory->Get("isto");

  TH1F * d0istoS=(TH1F*)gDirectory->Get("d0istoS");
  TH1F * d0istoA=(TH1F*)gDirectory->Get("d0istoA");
  TH1F * d0istoB=(TH1F*)gDirectory->Get("d0istoB");

  TH1F * d0isto=(TH1F *)d0istoS->Clone();
  TH1F * d0istob=(TH1F *)d0istoB->Clone();

  // Definizione degli estremi dei tre intervalli scelti per ogni picco
  // Anche qui riportati solo per la produzione del bosone Z

  float A1=30;
  float A2=60;

  float A3=75;
  float A4=105;

  float A5=120;
  float A6=150;

```

```

// Definizione del centro degli intervalli

double xA= (A2+A1)/2;
double xB= (A6+A5)/2;
double xS= (A4+A3)/2;

// Definizione delle variabili alpha, beta e x0 usate per pesare le sideband

double alpha;
double beta;

int nbin=isto->GetNbinsX();
int nA=0;
int nB=0;

for (int i=0; i<nbin; i++){
    if (isto->GetBinCenter(i)>A1 && isto->GetBinCenter(i)<A2){

        nA=nA+isto->GetBinContent(i);
    }

    if (isto->GetBinCenter(i)>A5 && isto->GetBinCenter(i)<A6){

        nB=nB+isto->GetBinContent(i);
    }
}

double x0=(xA*nB-xB*nA)/(nB-nA);
alpha=(xA-x0)/(xS-x0);
beta=(xB-x0)/(xS-x0);

TH1F * d0istoS1=(TH1F*)gDirectory->Get("d0istoS");
TH1F * d0istoA1=(TH1F*)gDirectory->Get("d0istoA");
TH1F * d0istoB1=(TH1F*)gDirectory->Get("d0istoB");

// Definizione delle variabili utili per la stampa dell'istogramma sottratto
// Con i relativi errori

int nbin=d0isto->GetNbinsX();

double * x=new double[nbin];
double * y=new double[nbin];
double * ex=new double[nbin];
double * ey=new double[nbin];

double * xa=new double[nbin];
double * ya=new double[nbin];
double * exa=new double[nbin];
double * eya=new double[nbin];

double * xb=new double[nbin];
double * yb=new double[nbin];
double * exb=new double[nbin];
double * eyb=new double[nbin];

double * xr=new double[nbin];

```

```

double * yr=new double[nbin];
double * exr=new double[nbin];
double * eyr=new double[nbin];

for (int i=0; i<nbin;i++){
  x[i]=d0istoS1->GetBinCenter(i);
  y[i]=d0istoS1->GetBinContent(i);
  ey[i]=sqrt(y[i]);
  ex[i]=0;

  xa[i]=d0istoA1->GetBinCenter(i);
  ya[i]=d0istoA1->GetBinContent(i);
  eya[i]=sqrt(ya[i]);
  exa[i]=0;

  xb[i]=d0istoB1->GetBinCenter(i);
  yb[i]=d0istoB1->GetBinContent(i);
  eyb[i]=sqrt(yb[i]);
  exb[i]=0;

  xr[i]=xa[i];
  yr[i]=y[i]- (ya[i] / (2*alpha)) - (yb[i] / (2*beta));
  exr[i]=0;
  eyr[i]= sqrt( ey[i]*ey[i] + eya[i]*eya[i]/(alpha*alpha*4) +
  eyb[i]*eyb[i]/(beta*beta*4));
}

// Definizione grafico degli errori

TGraphErrors * gr=new TGraphErrors(nbin,xr,yr,exr,eyr);

// Stampa istogrammi

TCanvas *c=new TCanvas();
c->Divide(2);

c->cd(1);

d0istoS->SetTitle("Parametro di impatto, distribuzioni normalizzate; d0 [mm]; Counts/0.1mm");
d0istoS->SetStats(0);
d0istoS->SetLineColor(kRed);
d0istoS->DrawNormalized("HIST");
d0istoA->SetLineColor(kGreen+2);
d0istoA->DrawNormalized("SAMEHIST");
d0istoB->SetLineColor(kAzure);
d0istoB->DrawNormalized("SAMEHIST");

TLegend *leg=new TLegend(0.69,0.61,0.99,0.76);
//leg->SetHeader("");
leg->AddEntry(d0istoA, "sideband A", "l");
leg->AddEntry(d0istoB, "sideband B", "l");
leg->AddEntry(d0istoS, "signal", "l");
leg->Draw();

c->cd(2);

```

```

gStyle->SetOptStat(1001111);
d0istoS->SetTitle("Parametro di impatto, segnale e fondo; d0 [mm]; Counts/0.1mm");
std::cout <<alpha<<" " <<beta<<std::endl;
d0istob->Add(d0istoA, d0istoB,0.5/alpha, 0.5/beta);
d0istob->SetLineColor(kBlack);
d0istoS->SetLineColor(kRed);
d0istoS->Draw("HIST");
d0istob->Draw("SAMEHIST");

TLegend *leg= new TLegend(0.69, 0.61,0.99,0.76);
leg->AddEntry(d0istob, "sideband A+B", "l");
leg->AddEntry(d0istoS, "signal", "l");
leg->Draw();

TCanvas *cc= new TCanvas();

gStyle->SetOptStat(1001111);
d0isto->SetTitle("Parametro di impatto ; d0 [mm] ; Counts/0.1mm");
d0isto->Add(d0istob,-1);
d0isto->Draw("HIST");
gr->Draw("SAMEHIST");

}

```

References

- [1] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/>.
- [2] The ATLAS collaboration (2016), *Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment*, <https://arxiv.org/pdf/1512.01094.pdf>, CERN.
- [3] Cirotto (2012/2013), *Studio della struttura tensoriale del vertice $H \rightarrow ZZ^*$ nell'esperimento ATLAS ad LHC*, Tesi di laurea magistrale, Università degli Studi di Napoli "Federico II".
- [4] F.Ceradini, *Appunti del corso di istituzioni di Fisica nucleare e subnucleare*.
- [5] Pagina web <https://root.cern.ch>

Ringraziamenti

Ecco, questa è un po' la parte più bella, perchè non ci sono regole o formule fisiche o grafici da dover commentare, ma forse anche per questo è una delle più complicate; anche perchè troppo facilmente si rischia di ricadere in una specie di lista della spesa del tipo ringrazio te, te e te. Quindi direi di cominciare..

Ho deciso in primis di voler ringraziare me stessa, per non aver mai mollato (di seguito i ringraziamenti alle persone che mi hanno aiutato all'infinito in questo), per aver sempre dato il 100% e per non essermi mai persa di strada. Perchè un po' me lo merito, infondo.

Dopodichè un ringraziamento speciale lo devo alla mia relatrice, la professoressa Orestano, per la pazienza avuta sin dal primo momento, per il tempo dedicatomi in ogni circostanza e per la fiducia riposta in me; per essere per me di grande esempio e per avermi aiutato anche in questioni al di fuori di questo lavoro.

Ora sì, tocca a te mamma, non mi sono dimenticata; e voglio ringraziarti in prima persona e non come se fosse solo un altro capitolo di tesi perchè nessuno come te mi ha supportato in questi tre anni, aiutandomi tutte le volte che credevo di non farcela e avendo pazienza per sessioni e sessioni. Grazie perchè mi hai lasciato la libertà di scegliere quello che più mi piaceva per il mio futuro, perchè adesso mi sento quasi al posto giusto.

Poi vorrei ringraziare anche il mio papà, anche lui per la pazienza ma soprattutto per il supporto datomi nella realizzazione di questa tesi, per aver assecondato le mie preferenze sulla stampa (davvero scomode a volte) e per essermi stato vicino quando ne avevo bisogno.

Tra le persone che tengo di più a ringraziare ci sono poi i miei nonni, che forse si meritavano di stare in cima alla "lista", e che hanno sempre creduto in me e si sono arrabbiati tutte le volte che non ero io la prima a farlo, per avermi supportato e per aver vissuto ogni esame e ogni piccola vittoria come se fosse la loro. Spero di allungarvi la vita per sempre.

Un po' infondo in questi ringraziamenti vorrei dedicare due righe anche a Riccardo, che nei primi anni di liceo mi ha aiutato in matematica e fisica (ero un disastro, lo giuro) e mi ha fatto vedere questo mondo con occhi diversi, incitandomi a seguire questo tipo di strada. Grazie perchè se non ti avessi conosciuto probabilmente non sarei qui adesso.

Infine Francesco, anche per te niente terza persona, un po' perchè non ne sarei in grado e un po' perchè ti meriti davvero molto di più. Ti vorrei ringraziare per tutto il tempo che mi sei stato affianco, per questi miei tre anni, che tu hai vissuto più di chiunque altro, e per questi nostri tre anni, pieni di crescite e cambiamenti. Non posso ovviamente ringraziarti qui per tutto quanto (anche perchè altrimenti la mia mamma si offenderebbe), quindi mi limiterò a ringraziarti per due cose: per la pazienza (sì, avrete capito che per stare con me ne serve davvero tanta) di starmi affianco e di vivermi così tanto affondo (anche durante la sessione), e per l'amore, o come lo vuoi chiamare, comunque per quella specie di zona franca in cui mi sento di stare ogni volta che sono con te. Grazie perchè se sono quello che sono è anche un po' grazie a te.