

Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”



Laurea triennale in Fisica

**Studio degli eventi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ con il primo
run di dati sperimentali dell'esperimento
Belle II**

Relatori:

Prof. Guglielmo De Nardo
Prof. Mario Merola

Candidato:

Michele Aversano
N85000808

A.A. 2017/2018

Indice

Introduzione	3
1 Il Modello Standard e il Leptone Tau	4
1.1 Introduzione	4
1.2 Descrizione generale del Modello Standard	5
1.3 Criticità del Modello Standard	6
1.4 IL Leptone τ	7
1.5 Massa e decadimento del τ	8
1.6 Il Neutrino τ	11
2 L'esperimento Belle II	13
2.1 Introduzione	13
2.2 L'acceleratore SuperKEKB	14
2.3 Il detector di Belle II	15
2.3.1 Rivelatori di Vertice (PXD e SVD)	15
2.3.2 Camera Centrale a Drift (CDC)	16
2.3.3 Sistema di identificazione delle particelle (TOP e ARICH)	17
2.3.4 Calorimetro Elettromagnetico (ECL)	17
2.3.5 Il rivelatore di K_L e muoni (KLM)	17
3 Analisi dei Dati Sperimentali	18
3.1 Introduzione	18
3.2 Ambiente di calcolo	19
3.3 Preselezione dei dati	20
3.4 Analisi dei dati sperimentali	22
3.4.1 Confronto dati simulazione	22
3.4.2 Stima della massa del τ	32
3.4.3 Dalitz Plot	33
Conclusioni	35

Introduzione

Belle II è un esperimento di Fisica del Flavour che si pone come obiettivo la ricerca di effetti di Fisica non previsti dal Modello Standard delle Particelle Elementari (SM) e il miglioramento della precisione di alcuni parametri fondamentali di detto modello. L'esperimento è il successore dell'esperimento Belle ed è installato presso il collisore $e^+ e^-$ SuperKEKB, presso il laboratorio di KEK a Tsukuba in Giappone. L'acceleratore fa collidere elettroni e positroni ad un'energia del centro di massa di 10.58 GeV, in corrispondenza della risonanza $Y(4S)$, la quale decade prevalentemente in coppie mesoni B. Oltre alla produzione di beauty, al cui studio è dedicato grande parte del programma scientifico dell'esperimento, a questa energia è prodotta una quantità di eventi dello stesso ordine di grandezza di coppie di leptoni tau. Lo scopo principale del lavoro presentato in questa tesi è di analizzare i primissimi dati raccolti in un run di test effettuato tra maggio e luglio del 2018, per confrontare i dati sperimentali con le simulazioni Monte Carlo della risposta dell'apparato e mettere in luce effetti sistematici di discrepanze nella modellizzazione.

Capitolo 1

Il Modello Standard e il Leptone Tau

1.1 Introduzione

Nelle scorse decadi, i fisici hanno cercato di elencare tutte le proprietà delle particelle subatomiche e di spiegare le interazioni che intercorrono tra di loro. Una estensiva proliferazione di particelle, prima osservate negli anni 50' e 60' del Novecento, ha reso chiare molte simmetrie e interrelazioni le quali delineano una più semplice struttura di fondo. Diversi tentativi sono stati fatti durante gli anni per descrivere cosa venisse osservato. Inevitabilmente, il MS, oggi comunemente accettato, emerse come affidabile, testabile e come teoria ad alto potere predittivo. Gli esperimenti ancora in corso e futuri promettono di fornire nuove opportunità per testare questo modello. Nonostante il suo successo fenomenologico, il modello standard non spiega completamente le interazioni tra particelle, ma sembra necessario che esista una teoria più fondamentale nella quale vada inglobato come approssimazione. Tuttavia appare ancora applicabile alle energie investigate nel campo della fisica delle alte energie e, in particolare, la produzione del leptone tau e i suoi meccanismi di decadimento possono essere compresi in questo contesto. Per questo il modello standard sarà qui accettato come teoria funzionante delle interazioni tra particelle.

1.2 Descrizione generale del Modello Standard

Le quattro forze fondamentali osservate in natura sono la gravità, l'elettromagnetismo, la forza forte e la forza debole. Alle energie disponibili oggi per la fisica sperimentale, la forza gravitazionale è troppo flebile per giocare un ruolo importante nelle interazioni tra particelle; per questo motivo, il modello standard riesce a descrivere solamente le altre tre forze. L'incorporazione della gravità e l'unificazione di queste quattro forze rimane un obiettivo teorico ed è relegato al reame della cosiddetta "teoria del tutto". La forza elettromagnetica e la forza debole sono state riunite nella forza elettrodebole e per questo il modello standard è più correttamente considerato essere una descrizione della forza elettrodebole e della forza forte. Vari tentativi sono stati fatti per formulare una teoria che unificasse la forza elettrodebole e la forza forte; questa classe di teorie prende il nome di "grand unified theories"[1].

Varie sono le particelle coinvolte nel Modello Standard. I leptoni sono particelle che sono soggette alla forza elettrodebole, ma non a quella forte. Includono gli elettroni, i muoni e i tau e i loro neutrini corrispondenti, privi di massa ¹. I primi tre hanno carica elettrica e per questo partecipano alle interazioni elettromagnetiche. I neutrini invece non possiedono carica elettrica e quindi interagiscono solamente debolmente con le altre particelle; da ciò deriva l'impossibilità di rivelarle direttamente nei rivelatori dei collider. Nonostante questo, il momento dei neutrini nelle interazioni ai colliders viene ricostruito a partire dal momento mancante osservato nei decadimenti leptonici e semileptonici degli adroni. In questo modello ci sono anche sei quarks, tutti dotati di massa, che rappresentano i costituenti elementari dei mesoni e dei barioni, rispettivamente particelle formate da due e tre quarks. Essi risentono della forza forte, debole e delle interazioni elettromagnetiche e hanno carica elettrica frazionaria: $2/3$ per i quarks u, c e t e $-1/3$ per i quarks d, s e b (in unità di carica dell'elettrone). Per superare alcune difficoltà teoriche nate nello studio della forza forte, ai quarks è stato associato un nuovo numero quantico chiamato colore. Tutte le particelle fino ad ora citate sono tutte fermioni di spin $1/2$ e descrivono la materia osservata. I bosoni, che non seguono il principio di esclusione, creano campi con i quali i fermioni interagiscono. Le interazioni tra particelle così avvengono tramite lo scambio di bosoni virtuali. I fotoni, senza massa né carica elettrica,

¹La possibilità che i neutrini abbiano massa, anche se molto piccola, non è stata ancora dimostrata con certezza, ma il Modello standard nella sua presente formulazione assume che sia pari a 0.

sono i mediatori delle interazioni elettromagnetiche mentre le massive W^+ , W^- , cariche, e Z , neutre, mediano le interazioni deboli. Responsabili della forza forte, invece, sono otto gluoni, privi di massa, che trasportano carica di colore, ma non carica elettrica. Proprio perché hanno colore, interagiscono in maniera forte tra di loro. In aggiunta a questo, il Modello Standard assume l'esistenza di un campo scalare neutro chiamato campo di Higgs che ha il compito di dare massa alle particelle: la particella associata a questo campo, il bosone di Higgs, è stata osservata al Large Hadron Collider nel 2012. La forza debole non conserva simmetrie come C, P, CP, conservate, invece, dalla forza elettromagnetica e dalla forza forte. Formalmente, il MS è una teoria di gauge in cui il quadro fenomenologico sopra descritto è interamente contenuto nelle caratteristiche di una funzione, la Lagrangiana del MS. Ad ogni interazione è associata una particolare simmetria. La forza forte è legata alla simmetria $SU(3)$ che prevede l'esistenza di 8 gluoni. Le forze elettromagnetica e debole sono unificate nel gruppo di simmetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ che prevede l'esistenza dei due bosoni neutri, gamma e Z^0 , e dei due bosoni carichi W^+ , W^- : la rottura spontanea della simmetria fornisce agli ultimi tre una massa dell'ordine dei 100 GeV, lasciando solo il fotone a massa nulla; ad energie molto inferiori a 100 GeV, l'interazione si manifesta più debolmente rispetto a quella elettromagnetica per l'effetto di soppressione nel propagatore dato dalla massa dei mediatori. La massa dei fermioni è associata ad un valore d'aspettazione nel vuoto diverso da zero del campo di Higgs. Questo valore è conseguente alla rottura spontanea della simmetria $SU(2) \times U(1)$, il meccanismo di Higgs, ed è proporzionale ai coefficienti dell'interazione di Yukawa[2].

1.3 Criticità del Modello Standard

Nonostante il grande potere predittivo di questa teoria, vi è evidenza di numerosi fenomeni non previsti dal Modello Standard:

- Come già accennato nel precedente paragrafo, solo tre delle quattro forze fondamentali sono spiegate dal MS nelle interazioni tra particelle: infatti non esiste ancora una teoria quantistica della gravità.
- Il modello non possiede alcun meccanismo che spieghi l'esistenza di più famiglie di flavour.

- Il paradigma CKM² e le misure sperimentali della corrispondente violazione di CP non sono sufficienti a provare un'asimmetria nell'Universo tra materia e antimateria pari a quella osservata.
- Non spiega l'esistenza di materia ed energia oscure.

Inoltre, il MS dipende da numerosi parametri arbitrari che devono essere misurati sperimentalmente, come le masse dei fermioni e i coefficienti della matrice CKM o della matrice PMNS³. Queste criticità inducono a pensare che il MS non sia una teoria completa, ma che sia piuttosto un'approssimazione di una teoria più generale. Numerose sono le attuali proposte, tra cui citiamo a solo titolo di esempio le GUT (Great Unification Theories), le teorie SUSY (Supersymmetry), la teoria delle stringhe[3].

1.4 IL Leptone τ

L'enorme quantità di collisioni $e^+ e^-$ che ci si aspetta dall'esperimento Belle II nei prossimi anni rappresenta una situazione unica per studi sulla forza elettrodebole e della QED: circa 45 miliardi di coppie tau e mu sono previste nel set di dati completo. Il leptone tau è una sonda estremamente conveniente per cercare nuova fisica (NP) oltre il modello standard (BSM) grazie ai meccanismi ben studiati che governano la sua produzione e decadimento nelle interazioni elettrodeboli. Con la sua grande massa, pari a circa $1,7 \text{ GeV}/c^2$, è l'unico leptone che può decadere in adroni, fornendo così un importante mezzo per studiare gli effetti della cromodinamica quantistica (QCD) nella regione di energia di 1 GeV. L'esperimento Belle II potrà studiare la fisica del tau con una precisione difficilmente raggiungibile dalle macchine adroniche come LHC, a causa della presenza di uno o più neutrini nello stato finale. I decadimenti del tau offrono tutta una serie di possibili studi che vanno dalla migliore comprensione delle interazioni forti, come detto sopra, a test precisi

²Nel Modello Standard della fisica delle particelle, la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM) è una matrice 3x3 unitaria che contiene informazioni sui flavour changing weak decays (decadimenti deboli con cambiamento di sapore). Tecnicamente specifica il mescolamento degli stati quantici dei quark, quando questi si propagano liberamente e quando sono coinvolti nelle interazioni deboli.

³L'oscillazione del neutrino è un fenomeno quantomeccanico per cui un neutrino, creato con un certo sapore, può assumere un sapore diverso al passare del tempo. Nel Modello Standard la matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (o matrice PMNS) è una matrice 3x3 che descrive il cambiamento di sapore dei neutrini.

delle interazioni elettrodeboli e del Modello Standard e offrono potenziali scoperte di nuova fisica studiando la validità dell'universalità leptonica e della conservazione del numero leptonico.

La produzione e il decadimento del tau possono avvenire in esperimenti a targhetta fissa, ma la sezione d'urto è piccola e il processo di solito avviene in concomitanza con altre abbondanti produzioni di particelle. Un più pulito e produttivo ambiente è quello dei collisori di $e^+ e^-$, come appunto nel collisore dell'esperimento Belle II. Se consideriamo il tau come una copia più pesante dell'elettrone, dovrebbe associarsi elettromagneticamente ai fotoni e allo Z^0 . Per questo coppie di leptoni tau possono essere prodotte via processi di annichilazione

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow \tau^+ \tau^-$$

e anche radiativi come in figura:

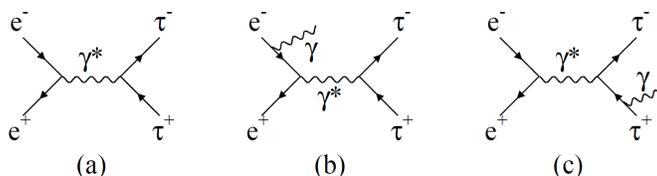


Figura 1.1: Processi radiativi di produzione del tau.

Molti esperimenti hanno contribuito con successo alla nostra comprensione del leptone tau in questo ambiente tra i quali ricordiamo il LEP[4], esperimento ad alte energie, CLEO[5] e ARGUS[6], esperimenti a basse energie, e BES[7].

1.5 Massa e decadimento del τ

La massa è uno dei parametri fondamentali di ogni particella e quindi dovrebbe essere misurata il più accuratamente possibile. Per il leptone tau è particolarmente importante poichè la larghezza di decadimento è proporzionale alla massa alla quinta potenza, quindi qualsiasi test del modello standard, per esempio, di lepton universality, dipendono in modo cruciale dal valore di massa e dalla sua accuratezza. Esistono due metodi per misurare la massa del tau. Nel metodo della “soglia” si studia la dipendenza energetica della sezione d'urto $\tau^+ \tau^-$ nell'intervallo di energia vicino alla soglia di produzione

Group	\sqrt{s} , GeV	N_{ev}	m_τ , MeV
DELCO, 1978	3.1 – 7.4	692	1783_{-4}^{+3}
ARGUS, 1992	9.4 – 10.6	11k	$1776.3 \pm 2.4 \pm 1.4$
BES, 1996	3.54 – 3.57	65	$1776.96_{-0.21}^{+0.18+0.25}_{-0.17}$
CLEO, 1997	10.6	98.5k	$1778.2 \pm 0.8 \pm 1.2$
OPAL, 2000	~ 90	13.3k	$1775.1 \pm 1.6 \pm 1.0$
KEDR, 2007	3.54 – 3.78	81	$1776.81_{-0.23}^{+0.25} \pm 0.15$
Belle, 2007	10.6	$\sim 400k$	$1776.61 \pm 0.13 \pm 0.35$
BaBar, 2009	10.6	$\sim 682k$	$1776.68 \pm 0.12 \pm 0.41$
BESIII, 2015	3.54-3.60	1171	$1776.91 \pm 0.12_{-0.13}^{+0.10}$
PDG, 2016	–	–	1776.86 ± 0.12

Figura 1.2: Misure della massa del tau effettuate negli scorsi anni.

dei leptoni tau: $\sqrt{s} - 2m_\tau \leq 200 MeV$. Si può raggiungere un'accuratezza molto elevata anche con un limitato campione di dati e l'attuale risultato più preciso al mondo della massa del leptone tau appartiene a BESIII ed è stato ottenuto con solo circa 1000 eventi[8]. Misure della massa del tau con maggiore accuratezza sono limitati dalla quantità di dati non abbondante, mentre gli effetti sistematici sono molto sensibili alla calibrazione della scala di energia. Le misure presso le B factories, al contrario, fanno uso di un campione di dati molto più abbondante e hanno delle sistematiche per lo più diverse dal metodo della soglia. Sono basate sulla cosiddetta “determinazione della pseudo-massa” che prevede la ricostruzione dello spettro di massa invariante del tau attraverso la misura dell'energia del sistema adronico prodotto nel decadimento. Questo metodo consente di eseguire una determinazione separata della massa per i leptoni τ^+ e τ^- , fornendo così un test dell'invarianza CPT, realizzato per la prima volta dalla OPAL Collaboration. La tabella della figura 1.2 riassume le misure della massa del tau effettuate.

Il leptone tau presenta diversi canali di decadimento. I più abbondanti sono:

- I decadimenti leptonici:

$$\tau \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$$

dove ℓ rappresenta un elettrone o un muone. Sperimentalmente si osserva una singola particella carica compatibile con l'ipotesi di elettrone o muone e un elevato momento mancante dovuto alla presenza di due neutrini che non sono direttamente rivelati.

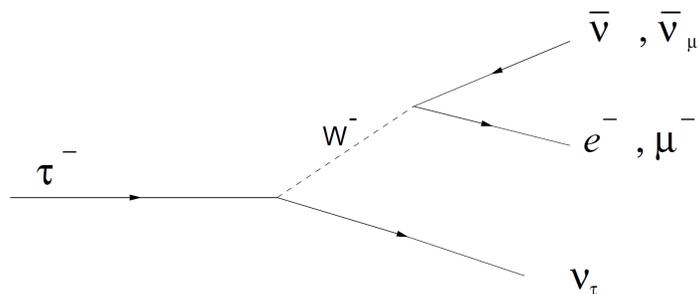


Figura 1.3: Decadimento leptonic.

- I decadimenti adronici prevedono la produzione di quarks che successivamente producono adroni nello stato finale. $\tau \rightarrow \pi\nu$, $\tau \rightarrow \rho\nu$, $\tau \rightarrow a_1\nu$ i più abbondanti.

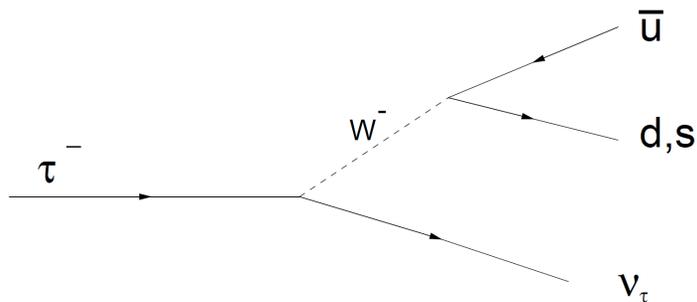


Figura 1.4: Decadimento adronico.

Nel caso del decadimento in a_1 , questa risonanza decade secondo questo processo $a_1 \rightarrow 3\pi$ con 3 particelle cariche compatibili con l'ipotesi di π (quindi non elettroni e non muoni)[9]. Nel cosiddetto modello isobaro, infatti, è il mediatore a_1 , formato in seguito ad un'interazione debole, a dare origine ad un pione più un mesone rho o un sigma, i quali a loro volta decadono in coppie di pioni[10](Figura 1.5).

Nella figura 1.6 sono riportati i principali modi di decadimento del leptone tau, con i relativi branching ratio.

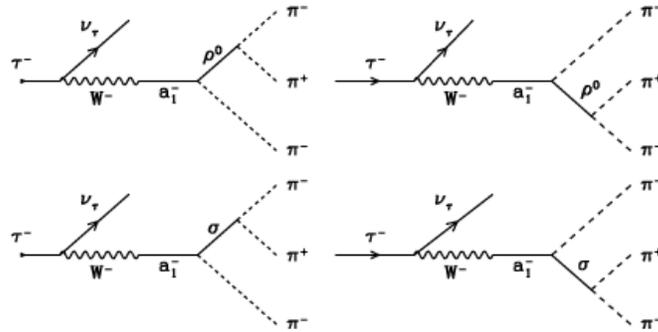


Figura 1.5: Decadimento di un leptone τ^- in tre π e diversi modi in cui vengono formati i π .

1.6 Il Neutrino τ

Per rispettare la conservazione del numero leptonic, tutti i decadimenti del tau producono un neutrino. In ogni caso la natura dei decadimenti del tau ci conferma la presenza di questo terzo neutrino. Il limite superiore della massa del neutrino tau misurata da ALEPH con una confidenza del 90% è $m_\tau \leq 24 \text{MeV}/c^2$, mentre quello misurato da ARGUS è $m_\tau \leq 31 \text{MeV}/c^2$ [6]. Entrambe le misure impiegano l'endpoint dello spettro della massa invariante del sistema adronico nei decadimenti del tau per ricavare il limite.

τ^- mode	Exp. value
$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$(17.83 \pm 0.08)\%$
$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$(17.35 \pm 0.10)\%$
$\pi^- \nu_\tau$	$(11.31 \pm 0.15)\%$
$K^- \nu_\tau$	$(0.71 \pm 0.05)\%$
$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(25.24 \pm 0.16)\%$
$K^- \pi^0 \nu_\tau$	$(0.52 \pm 0.05)\%$
$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau (ex.K^0)$	$(9.27 \pm 0.14)\%$
$K^- 2\pi^0 \nu_\tau (ex.K^0)$	$(0.08 \pm 0.03)\%$
$\pi^- 3\pi^0 \nu_\tau (ex.K^0)$	$(1.14 \pm 0.14)\%$
$K^- 3\pi^0 \nu_\tau (ex.K^0)$	$(0.05 \pm 0.05)\%$
$h^- 4\pi^0 \nu_\tau (ex.K^0, \eta)$	$(0.12 \pm 0.06)\%$
$\pi^- \bar{K}^0 \nu_\tau$	$(0.77 \pm 0.08)\%$
$K^- K^0 \nu_\tau$	$(0.16 \pm 0.03)\%$
$\pi^- \bar{K}^0 \pi^0 \nu_\tau$	$(0.41 \pm 0.06)\%$
$K^- K^0 \pi^0 \nu_\tau$	$(0.14 \pm 0.03)\%$
$\pi^- \bar{K}^0 \bar{K}^0 \nu_\tau$	$(0.10 \pm 0.02)\%$
$h^- h^- h^+ \nu_\tau (ex.\bar{K}^0, \omega)$	$(9.44 \pm 0.10)\%$
$h^- h^- h^+ \pi^0 \nu_\tau (ex.\bar{K}^0, \omega)$	$(2.55 \pm 0.09)\%$
$h^- h^- h^+ 2\pi^0 \nu_\tau (ex.\bar{K}^0, \omega, \eta)$	$(0.10 \pm 0.04)\%$
$h^- h^- h^+ \geq 3\pi^0 \nu_\tau$	$(0.11 \pm 0.06)\%$
$3h^- 2h^+ \nu_\tau (ex.\bar{K}^0)$	$(0.08 \pm 0.01)\%$
$3h^- 2h^+ \pi^0 \nu_\tau (ex.\bar{K}^0)$	$(0.02 \pm 0.01)\%$
$\eta \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(0.17 \pm 0.03)\%$
$h^- \omega \nu_\tau$	$(1.91 \pm 0.09)\%$
$h^- \omega \pi^0 \nu_\tau$	$(0.04 \pm 0.06)\%$

Figura 1.6: Valori sperimentali delle branching ratio conosciute del τ . Il simbolo h denota π^+ π^- o K^+ K^- , e ex indica che le particelle figlie non contribuiscono al canale di decadimento.

Capitolo 2

L'esperimento Belle II

2.1 Introduzione

L'esperimento Belle II è un esperimento di fisica delle particelle progettato per studiare principalmente le proprietà dei mesoni B (particelle pesanti contenenti un quark bottom). Belle II è l'upgrade dell'esperimento Belle, situato nel punto di collisione dei fasci di elettroni e positroni che circolano nell'acceleratore SuperKEKB, presso i laboratori di KEKB a Tsukuba, nella prefettura di Ibaraki, in Giappone. Belle II ha iniziato a raccogliere i primi dati ad aprile del 2018, con la configurazione finale del rivelatore, ma senza il più interno rivelatore di vertice. Le operazioni sono proseguite fino a luglio 2018, raccogliendo dati per una luminosità integrata ¹ di 472 pb⁻¹, mentre a marzo 2019 inizierà la "fase 3", con il rivelatore di Belle II completo, in cui l'acceleratore progressivamente raggiungerà la luminosità integrata di 50ab⁻¹ prevista tra il 2024 e il 2025[11].

¹La luminosità istantanea L di un acceleratore è definita come:

$$N = L\sigma$$

dove σ è la sezione d'urto di un determinato processo e N è il numero di eventi di quel processo, generati nell'unità di tempo. Integrando nel tempo, si ottiene la luminosità integrata che è una misura diretta della quantità di eventi generati dall'acceleratore.

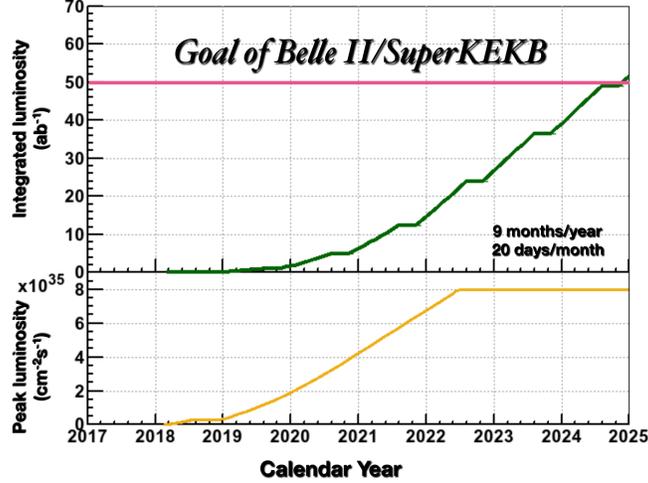


Figura 2.1: Stima della luminosità integrata dell'acceleratore SuperKEKB nei prossimi anni.

2.2 L'acceleratore SuperKEKB

Il SuperKEKB è un collisore asimmetrico elettrone-positrone: è un upgrade di KEKB che incrementerà la luminosità istantanea di circa un fattore 40 fino a raggiungere $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Gli elementi essenziali nell'aumento della luminosità sono una riduzione della dimensione dei fasci nel punto di collisione di un fattore di 20 e un aumento delle correnti di un fattore 2 rispetto ai valori del KEKB. È stata scelta un'asimmetria di energia dei fasci leggermente inferiore, rispettivamente di 7 GeV (elettroni) e 4 GeV (positroni), invece di 8 GeV e 3,5 GeV, per ridurre le perdite del fascio dovute allo scattering Touschek nel fascio di energia inferiore. Ci si aspetta che questo riduca la separazione spaziale tra i mesoni B, studiata nelle misure di violazione del CP dipendenti dal tempo, ma porta a leggeri miglioramenti nell'accettazione dell'angolo solido per i decadimenti di energia mancanti[12]. La tabella della figura 2.2 mostra i principali parametri dell'acceleratore SuperKEKB. Il possibile range di energie dei fasci comprende gli stati risonanti Y(1S) (di massa $9.46 \text{ GeV}/c^2$) e Y(6S) (di massa $11.24 \text{ GeV}/c^2$), ma la maggior parte dei dati sarà presa al picco della risonanza Y(4S). Infatti, per la maggior parte del

	LER (e^+)	HER (e^-)	
Energy	4.000	7.007	GeV
Half crossing angle		41.5	mrad
Horizontal emittance	3.2	4.6	nm
Emittance ratio	0.27	0.25	%
Beta functions at IP (x/y)	32 / 0.27	25 / 0.30	mm
Beam currents	3.6	2.6	A
Beam-beam parameter	0.0881	0.0807	
Luminosity		8×10^{35}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Figura 2.2: Principali caratteristiche del fascio di alta energia (HER) e del fascio di bassa energia (LER) circolanti nell'acceleratore SuperKEKB.

tempo, l'energia del centro di massa nel punto di collisione sarà di 10.58 GeV, ed pari proprio alla massa della risonanza $Y(4S)$:

$$E_{\text{cms}} = 2 \sqrt{E_{\text{her}} E_{\text{ler}}} = 10.58 \text{ GeV} = m_{Y4s}$$

2.3 Il detector di Belle II

Situato intorno al punto di collisione, rappresenta un upgrade di Belle, dove tutti i componenti o sono nuovi o comunque considerabilmente aggiornati. Rispetto a quello di Belle, il detector di Belle II prenderà i dati con una luminosità 40 volte più alta, e quindi dovrà essere in grado di operare a frequenze di eventi 40 volte più elevate, nonché con un tasso di eventi di fondo superiori di un fattore da 10 a 20. Per mantenere le eccellenti prestazioni dello spettrometro, il problema più critico sarà quello di mitigare gli effetti dei livelli più elevati del fondo di macchina acceleratrice, in particolare di fotoni e neutroni, che portano a un aumento dei danni da radiazione, nonché a un aumento di falsi segnali (fake hits) in particolare nel calorimetro elettromagnetico e nel sistema di rilevamento di muoni. Il maggior numero di eventi ha richiesto anche delle modifiche allo schema di trigger, al sistema di acquisizione dati e calcolo rispetto all'esperimento precedente[13].

2.3.1 Rivelatori di Vertice (PXD e SVD)

Il nuovo rivelatore di vertice, situato nella parte più interna del detector, è composto da due dispositivi, il Silicon Pixel Detector (PXD) e Silicon Vertex

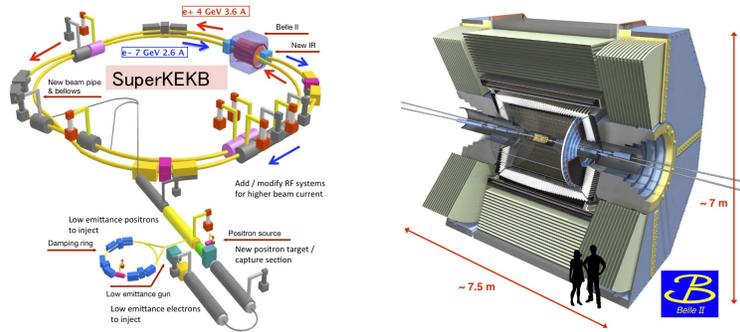


Figura 2.3: Riproduzioni dell'acceleratore e del rivelatore dell'esperimento Belle II.

Detector (SVD), con un totale di sei strati. I primi due strati utilizzano sensori pixelizzati del tipo DEPFET. I restanti quattro strati sono dotati di sensori a doppia striscia di silicio. Rispetto al rivelatore di vertice di Belle, il tubo del fascio ha diametro minore e i primi due strati del rivelatore sono più vicini al punto di interazione; inoltre, lo strato più esterno si estende fino a una distanza considerevolmente più grande.

2.3.2 Camera Centrale a Drift (CDC)

Uno dei rivelatori principali dello spettrometro di Belle II è il dispositivo di tracciamento centrale, una voluminosa camera a drift con piccole celle di drift. Rispetto a Belle, si estende in un raggio più ampio grazie all'utilizzo di un rivelatore molto meno voluminoso per l'identificazione delle particelle (TOP) nella regione centrale del rivelatore. Per essere in grado di operare a frequenze più elevate di eventi con livelli di fondo maggiori, la camera ha celle di drift più piccole rispetto a quella utilizzata in Belle. In totale, il CDC contiene 14.336 fili di rilevamento disposti in 56 strati, in direzione "assiale" (allineati con il campo magnetico solenoidale) o "stereo" (inclinati rispetto ai fili assiali). Combinando le informazioni da livelli assiali e stereo è possibile ricostruire una traccia ad elica 3D completa.

2.3.3 Sistema di identificazione delle particelle (TOP e ARICH)

Per l'identificazione delle particelle nella regione del barrel, viene utilizzato un "time-of-propagation counter" (TOP). Questo è un tipo speciale di rivelatore Cherenkov in cui le particelle cariche emettono fotoni Cherenkov ad un angolo proporzionale alla velocità. Ogni modulo del rivelatore (16 in totale) è costituito da una barra di quarzo di 45 cm di larghezza e 2 cm di spessore con un piccolo volume di espansione all'estremità del sensore della barra. Questi rivelatori ricoprono la superficie laterale cilindrica intorno al CDC. Nella regione dell'end-cap, ovvero alle due basi del cilindro, vi è l'ARICH, un rivelatore Aerogel Ring Imaging Cherenkov, utilizzato anch'esso per identificare le particelle cariche. Grazie allo strato di aerogel, sempre per effetto Cherenkov, è in grado di proiettare su un pannello di fotorivelatori un anello di raggio proporzionale alla velocità della particella. Queste misure della velocità, unite alle misure dell'impulso ottenibili con il tracciamento, permettono di ricavare la massa della particella.

2.3.4 Calorimetro Elettromagnetico (ECL)

Il calorimetro elettromagnetico viene utilizzato per rilevare fotoni e per identificare elettroni. Si tratta di una serie altamente segmentata di cristalli di ioduro di cesio drogati con tallio CsI(Tl). Tutte e tre le regioni del rivelatore, il barrel e i due end-caps avanti e indietro, sono dotati di un totale di 8736 cristalli, che coprono circa il 90% dell'angolo solido nel sistema del centro della massa. I cristalli CsI(Tl) e le strutture di supporto sono stati riutilizzati da Belle, mentre l'elettronica di lettura è stata aggiornata.

2.3.5 Il rivelatore di K_L e muoni (KLM)

Il rivelatore di K_L e muoni è costituito da un alternarsi di strati di piastre di ferro spesse 4,7 cm ed elementi rivelatori attivi ed è situato nella parte esterna del detector. Il rivelatore di Belle era basato su RPCs(Resistive Plate Chambers), ma per diminuire i fake hits, sono stati sostituiti da strati di scintillatori, affiancati da SiPMs(Silicon Photomultiplier) per leggere il segnale luminoso.

Capitolo 3

Analisi dei Dati Sperimentali

3.1 Introduzione

Per la conservazione dell'impulso totale i due leptoni tau sono prodotti in versi opposti lungo lo stesso asse che forma un angolo β con l'asse dei fasci, come mostra la figura 3.1. Inoltre, per la conservazione dell'energia, l'energia delle due particelle tau è la stessa, ed è uguale alla metà dell'energia del centro di massa.

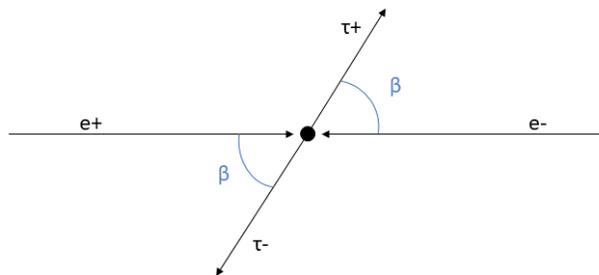


Figura 3.1: Processo di produzione di coppie di leptoni tau in collisioni e^+ e^- .

Dei tanti decadimenti del tau, noi ci interesseremo a una configurazione in cui un tau decade in una singola traccia carica ($\tau \rightarrow \ell \nu \nu$ oppure $\tau \rightarrow \pi \nu$) mentre l'altro decade in tre pioni carichi ($\tau^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \nu$).

In questo lavoro di tesi analizzeremo i dati del primo run sperimentale dell'esperimento Belle II selezionando un campione di dati arricchito in processi $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ con i decadimenti dei tau nella configurazione una traccia carica vs tre tracce cariche. Studieremo le eventuali discrepanze tra le previsioni delle simulazioni e i dati sperimentali, estremamente utili per poter individuare difetti di modellizzazione delle simulazioni e studiare gli effetti sistematici e loro possibili correzioni. In secondo luogo, si effettuerà una misura della massa del tau. Poichè l'energia iniziale dei tau è conosciuta, studiando i tre pioni selezionati dal decadimento del tau, è possibile risalire alla massa del leptone tau, facendo uso di una funzione empirica, adoperata da diversi gruppi di ricerca per una misura simile, per eseguire un fit alla massa invariante del tau. Uno dei parametri di questa funzione è la nostra stima della massa del tau.

3.2 Ambiente di calcolo

Lo strumento utilizzato per leggere ed analizzare i dati provenienti dall'esperimento Belle II e dalla simulazione Monte Carlo è ROOT, un software scientifico modulare, sviluppato dal CERN, che fornisce tutte le funzionalità necessarie per lavorare con grandi quantità di dati. Fa uso principalmente del linguaggio C++ al quale sono aggiunte delle classi proprie di questo programma, tutte iniziati per T, che lo rendono molto versatile e adatto a svariate situazioni. Le principali classi utilizzate in questo lavoro di tesi sono:

1. TTree, con cui è stato possibile avere accesso ai dati in formato .root
2. TH1D, con cui è stato possibile creare degli istogrammi mono-dimensionali con i dati letti dai file .root
3. TH2D, con la stessa funzione di TH1D, ma con istogrammi bi-dimensionali
4. THStack, con cui è stato possibile sommare più istogrammi e visualizzarli a schermo
5. TColor, con cui è stato possibile utilizzare diversi colori per distinguere le varie grandezze
6. TLegend, con cui è stato possibile creare legende che raccogliessero varie informazioni

7. TF1, con cui è stato possibile creare la funzione con cui effettuare il fit della massa del tau

I dati sono stati preliminarmente organizzati in 7 files, 6 contenenti le simulazioni Monte Carlo e 1 i dati sperimentali di Belle II. Ognuno dei 6 files contiene dati di diversa origine, mentre il file dei dati ovviamente contiene tutti gli eventi. I 6 files root della simulazione Monte Carlo contengono i seguenti eventi:

- $u\bar{u}, c\bar{c}, d\bar{d}, s\bar{s}$ e $B\bar{B}$ come processi che consideriamo di fondo
- $\tau^+ \tau^-$ con il leptone tau che decade in modo generico come processo che consideriamo segnale

Tutti i files root hanno la stessa struttura e contengono le stesse variabili, quindi sono stati letti da uno stesso script. Di seguito per ogni variabile indicheremo con 0 o con 1 il leptone tau al quale ci stiamo riferendo, in particolare lo 0 sarà per il tau che decade in 3 pioni e l'1 per il tau che decade in singola traccia carica. Per riferirci alle variabili dei pioni prodotti di decadimento di 0 o 1, essi saranno seguiti da un underscore $_$ con il numero del figlio corrispondente, ovvero 0,1,2 in un caso e 0 nell'altro.

3.3 Preselezione dei dati

Sono stati utilizzati campioni di dati preselezionati che prevedevano una traccia carica più tre pioni. Per un insieme di impulsi, l'asse di Thrust è definito come la direzione lungo la quale la somma delle proiezioni è massima, mentre l'angolo di Thrust è definito come l'angolo tra l'impulso della particella considerata e l'asse di Thrust. Poiché i tau prodotti avranno direzioni opposte, i pioni formati dal loro decadimento non devieranno molto da questa direzione. Quindi, trovato l'asse di Thrust, esso tenderà a esser collineare con la direzione di produzione della coppia di tau e quindi dei pioni. Definiamo la variabile " $\cos\theta_{\text{thrust}}$ " dove " θ_{thrust} " è l'angolo di thrust. Non deviando molto dall'asse di thrust, l'angolo di thrust di ciascun pione sarà molto piccolo e quindi il coseno vicino all'unità. Inoltre, per quanto detto sulla produzione back-to-back dei due tau, i coseni dei tre pioni e il coseno della quarta particella avranno segno opposto. Da queste considerazioni deriva il secondo criterio di selezione, ovvero quello sul coseno dell'angolo di thrust. Supponendo che l'angolo massimo di deviazione di ogni pione dall'asse di thrust

sia tale che il “ $\cos \theta_{\text{thrust}}$ ” sia circa 0,9, e che 3 coseni su 4 siano dello stesso segno, si è imposta sui dati questa condizione:

$$|\text{costhetathrust0}_0 + \text{costhetathrust0}_1 + \text{costhetathrust0}_2| \geq 2,7$$

così da eliminare tutti quegli eventi con pioni che deviano troppo o che non hanno almeno tre pioni con direzioni concordi. Un ultimo criterio di selezione è stato aggiunto soltanto in seguito ad una prima analisi dei dati, dopo aver osservato l’andamento del momento mancante degli eventi. Ne parleremo nel prossimo paragrafo dedicato all’analisi dati vera e propria.

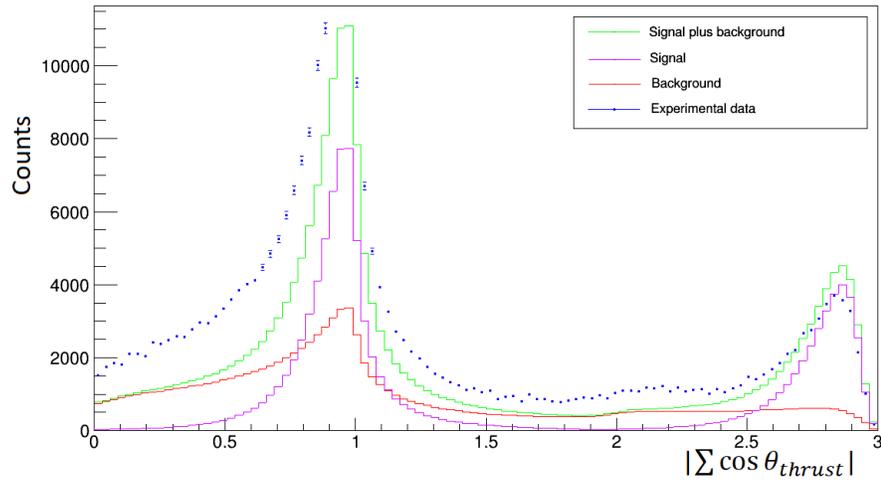


Figura 3.2: Distribuzione del $\sum |\cos \theta_{\text{thrust}}|$ dei 3 pioni.

3.4 Analisi dei dati sperimentali

3.4.1 Confronto dati simulazione

Nel presente paragrafo ci accingiamo ad osservare le distribuzioni di alcune variabili nei dati sperimentali e nei dati simulati di diversi processi. Per un corretto confronto è stato necessario normalizzare tutte le distribuzioni alla stessa luminosità dei dati sperimentali, corrispondente a 0.5 fb^{-1} (già definita nel paragrafo 2.1), in quanto i dati delle simulazioni MC sono stati prodotti a più alta statistica rispetto alla luminosità integrata dei dati e in proporzioni differenti.

	$s\bar{s}$	$c\bar{c}$	$u\bar{u}$	$d\bar{d}$	$B\bar{B}$	τ pair	BelleII
L fb^{-1}	34,9821	37,0315	39,5572	39,6326	40,0425	40,0435	0,5
Fatt. Sc.	0,01429	0,0135	0,01263	0,01261	0,01248	0,01248	1

Tabella 3.1: Luminosità equivalenti delle simulazioni Monte Carlo e luminosità integrata dei dati sperimentali, con relativi fattori di scala rispetto alla luminosità dei dati.

Le figure 3.3 - 3.5 mostrano la massa invariante del tau che decade in 3 pioni.

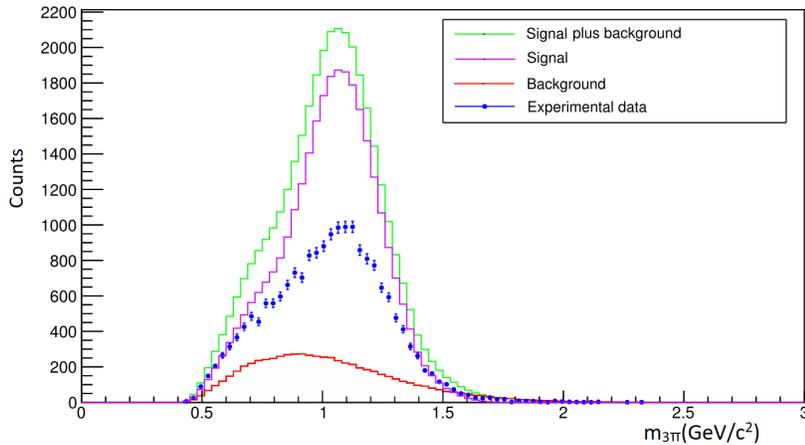


Figura 3.3: Distribuzione della massa invariante del tau che decade in tre pioni.

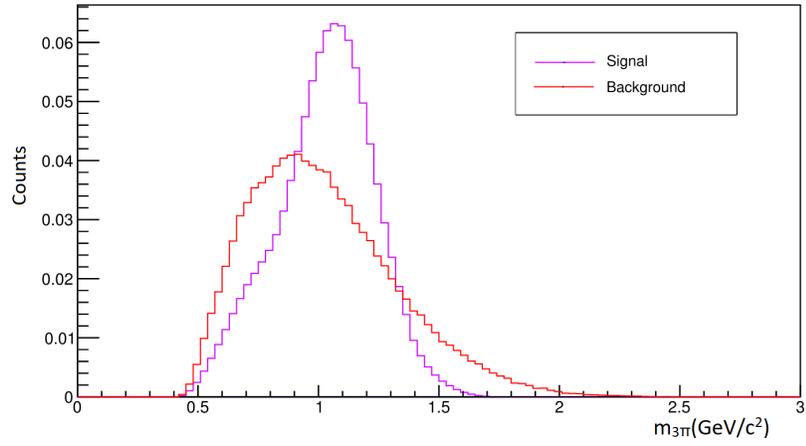


Figura 3.4: Confronto delle forme del segnale e del fondo ottenute normalizzando alla stessa area le distribuzioni.

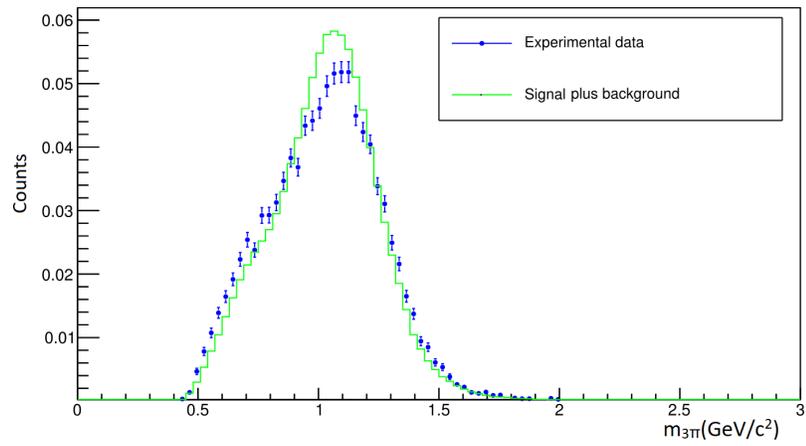


Figura 3.5: Confronto delle forme del segnale+fondo e dei dati sperimentali normalizzando alla stessa area le distribuzioni.

La figura 3.3 mostra un confronto tra le distribuzioni della massa invariante dei tre pioni. É evidente che la simulazione MC sovrastima il numero di eventi raccolti quasi di un fattore 2. La causa di questa discordanza è da attribuire al fatto che il MC sta trascurando totalmente la presenza di un trigger e quindi è come se registrassimo la totalità degli eventi prodotti, cosa sperimentalmente non vera e di assai difficile realizzazione. Se attribuiamo l'effetto interamente al trigger stimiamo l'efficienza di trigger dai dati come il rapporto tra eventi registrati nei dati sperimentali e gli eventi(normalizzati) previsti dalla simulazione MC: $\epsilon_{\text{trig}} = \frac{N_{\text{DATA}}}{N_{\text{MC}}}$. Una volta scalata la simulazione, le distribuzioni risultano in accordo, come possiamo vedere dalla figura 3.7.

	tau+ tau - + Fondo	Dati	tau+ tau-	Fondo
N eventi tot	2883817	19089	2374082	509735
N eventi scalati a 0,5 fb-1	36277	19089	29644	6634
Efficienza di trigger		53%		

Figura 3.6: Numero di eventi nei dati e nelle simulazioni Monte Carlo ed efficienza di trigger.

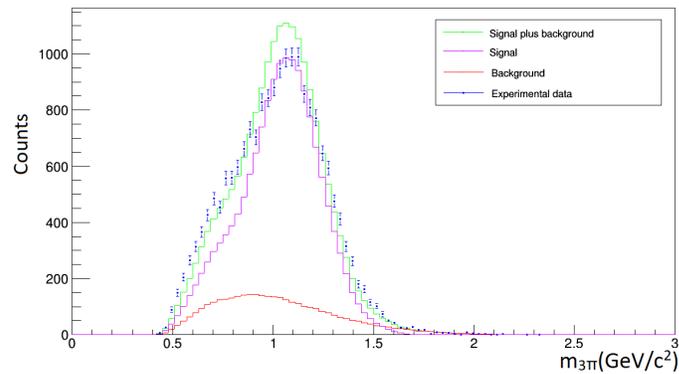


Figura 3.7: Distribuzione della massa invariante del tau che decade in tre pioni con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger.

Si conclude quindi che la simulazione riproduce abbastanza bene la distribuzione dei dati (figura 3.7), ma l'efficienza di selezione è molto sovrastimata.

Una seconda grandezza interessante da analizzare è il momento mancante nei decadimenti (p_{miss}), che possiamo osservare nelle figure 3.8 e 3.9. In tutte le distribuzioni, per $p_{\text{miss}} < 1,4\text{GeV}$ l'andamento dei dati sperimentali e quello della simulazione divergono marcatamente. I dati sperimentali hanno meno eventi per momento mancante minore di 1,4 GeV e più eventi per momento mancante maggiore: questo sta ad indicare che nei processi di decadimento del tau sono prodotti molti neutrini, sicuramente più di uno o due, e quindi molta più energia di quanto prevista viene portata via da questi ultimi. Inoltre, possiamo osservare nella figura 3.9 le shapes del segnale e del fondo normalizzate alla stessa area e vedere come eseguire un taglio a 1,4 GeV ci permetta di eliminare una buona parte del fondo, senza rinunciare a troppo segnale. Infatti l'efficienza della richiesta $p_{\text{miss}} > 1,4\text{GeV}$ per eventi di segnale è stimabile dalla simulazione essere $\epsilon_{\text{SIG}} = 75\%$, mentre il fondo è pari a $\epsilon_{\text{BKG}} = 55\%$. Inoltre la discrepanza dati/MC è più marcata là dove il MC prevede fondi più alti. Il taglio effettuato sul momento mancante migliora anche questo parametro, selezionando un campione di dati con migliore accordo.

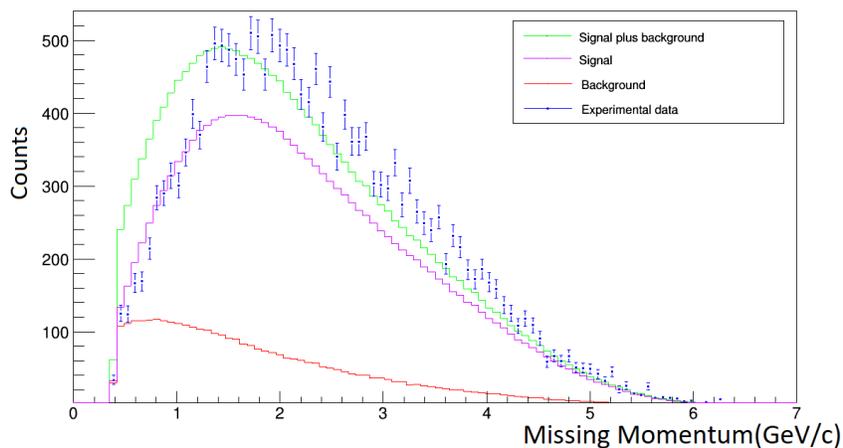


Figura 3.8: Distribuzione del momento mancante del decadimento con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger.

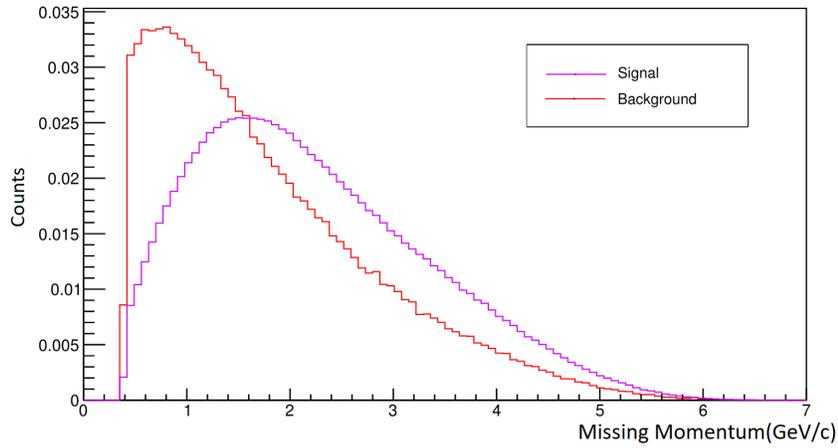


Figura 3.9: Confronto delle forme del segnale e del fondo normalizzando alla stessa area le distribuzioni.

Dunque, l'ultima condizione imposta sul campione di dati e simulazioni è che il momento mancante negli eventi da considerare dovesse essere maggiore o uguale ad 1,4 GeV. Effettato questo taglio, si è proceduto a ricalcolare i nuovi fattori di scala.

	tau+ tau- + Fondo	Dati	tau+ tau-	Fondo
N eventi tot	2034373	14992	1755006	279367
N eventi scalati a 0,5 fb-1	25567	14992	21914	3653
Efficienza di trigger		59%		

Figura 3.10: Numero di eventi nei dati e nelle simulazioni Monte Carlo ed efficienza di trigger dopo il taglio.

Si vede chiaramente come l'andamento dei dati sperimentali e quello della simulazione adesso abbiano un accordo migliore.

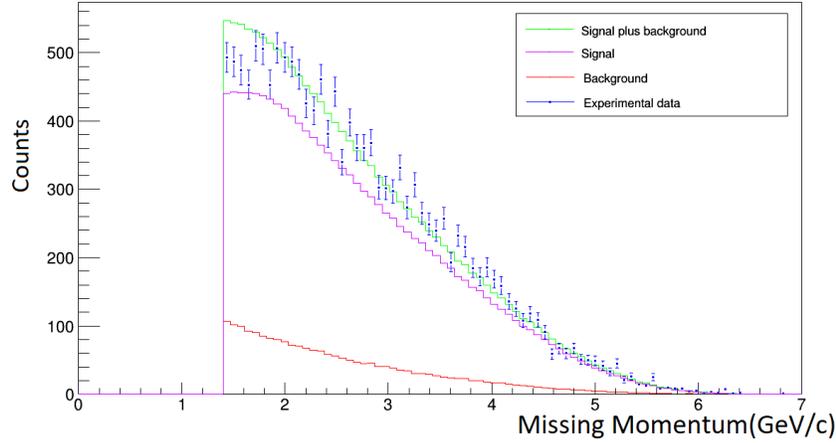


Figura 3.11: Distribuzione del momento mancante del decadimento con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger e con taglio a 1,4 GeV.

Nelle figure 3.12-3.17 sono riportate le distribuzioni di altre grandezze cinematiche di interesse, quali l'angolo corrispondente al momento mancante, θ_{miss} e P_{π} . Anche in questi casi l'accordo è soddisfacente. Si è infine studiata la distribuzione del rapporto E_{cal}/P , dove E_{cal} è l'energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico associata ad una traccia carica e P è l'impulso misurato con il tracciatore. Questa distribuzione è diversa a seconda della specie delle particelle. Gli elettroni tendono a rilasciare nel materiale denso del calorimetro tutta la loro energia avviando uno sciame elettromagnetico interamente contenuto nel calorimetro, pertanto E_{cal}/P è distribuito intorno al valore 1. I muoni, invece, rilasciano al minimo di ionizzazione con E_{cal}/P che si accumula intorno a 0. I pioni invece o ionizzano e si comportano come i muoni o subiscono un'interazione con il nucleo e avviano uno sciame adronico, la cui energia è completamente misurata e quindi producono un'ampia distribuzione per E_{cal}/P . La figura 3.16 mostra la distribuzione per E_{cal}/P per le tracce da $\tau \rightarrow 3\pi$ (solo pioni), mentre la figura 3.17 mostra E_{cal}/P per $\tau \rightarrow 1$ traccia con evidente il picco degli elettroni.

Se osserviamo l'ingrandimento effettuato nella figura 3.18 si vedono ancora meglio questi picchi e come essi differiscono: infatti la simulazione mostra un picco più alto e centrato su 1, mentre i dati sono più spostati a sinistra e più distribuiti intorno al picco. Questa discrepanza può essere attribuita alla imperfetta calibrazione del calorimetro: il campione di dati raccolto da eventi $\tau \rightarrow 3\pi \nu$ e $\tau \rightarrow (\pi, \mu, e) \nu$ può essere utile per studiare questi effetti e correggerli.

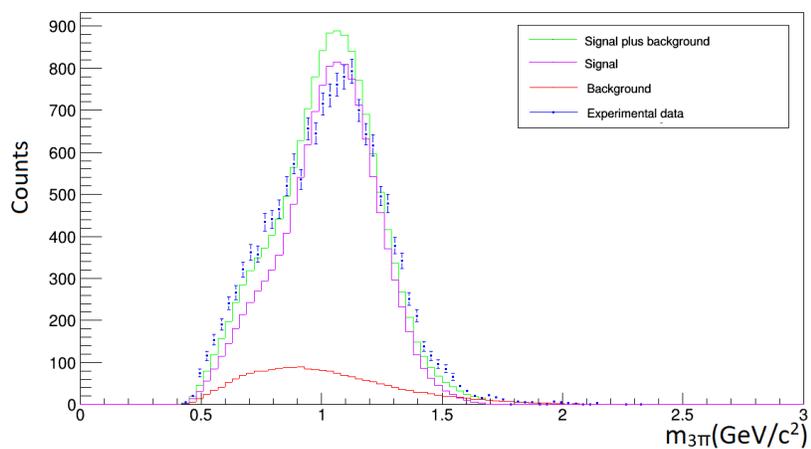


Figura 3.12: Distribuzione della massa invariante del tau che decade in tre pioni con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger e con taglio a 1,4 GeV.

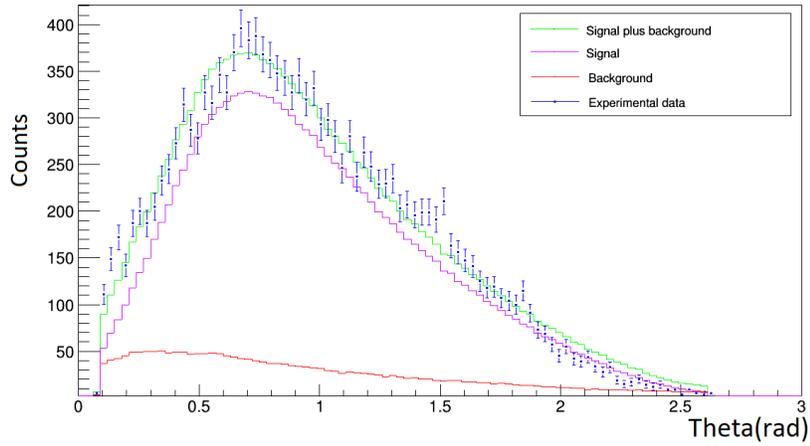


Figura 3.13: Distribuzione dell'angolo corrispondente al momento mancante del decadimento con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger e con taglio a 1,4 GeV.

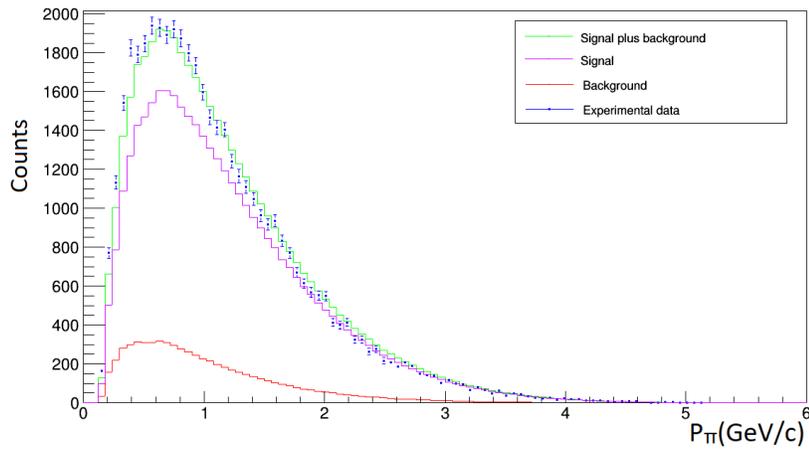


Figura 3.14: Distribuzione del momento di un generico pione dei 3 del decadimento con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger e con taglio a 1,4 GeV.

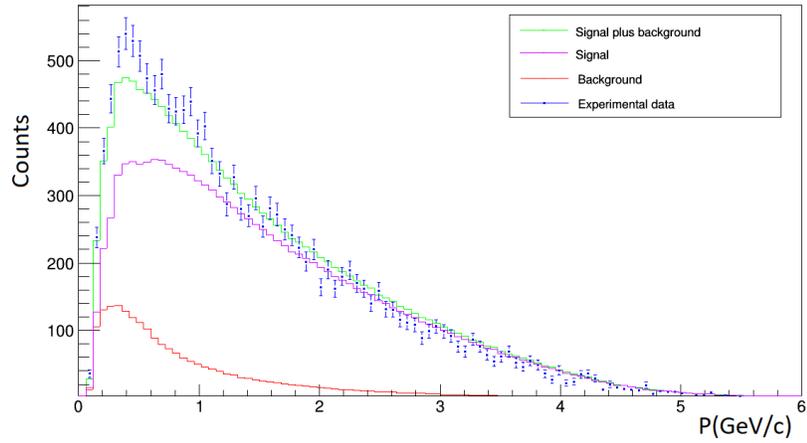


Figura 3.15: Distribuzione del momento della particella carica del decadimento con con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger e con taglio a 1,4 GeV.

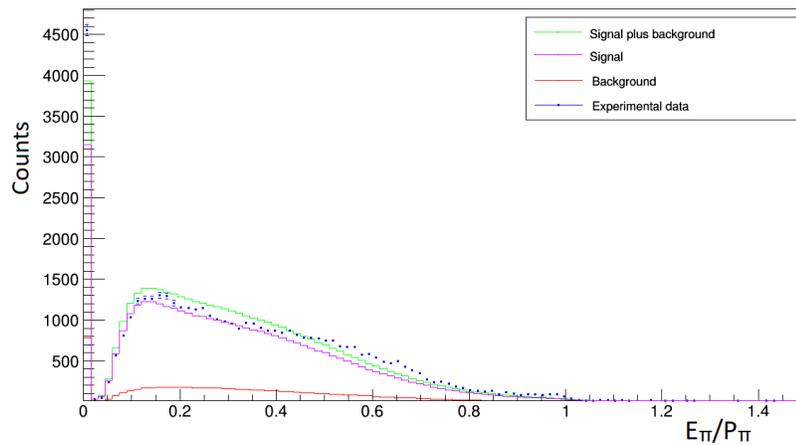


Figura 3.16: Distribuzione dell'energia persa nel calorimetro da un generico pione dei 3 del decadimento con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger e con taglio a 1,4 GeV.

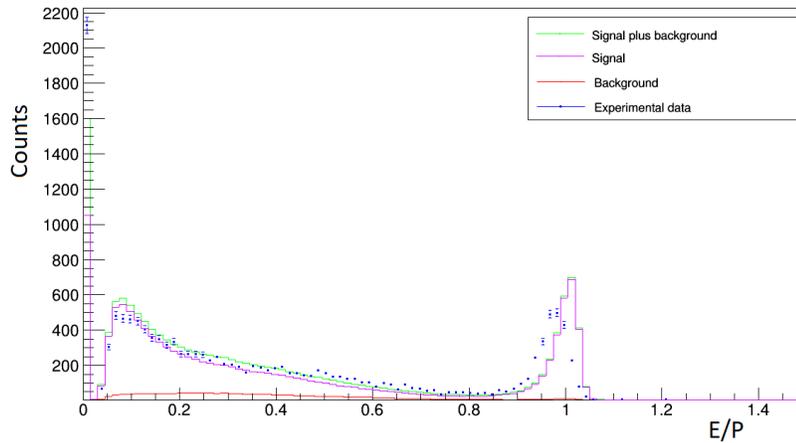


Figura 3.17: Distribuzione del rapporto tra l'energia persa nel calorimetro e l'impulso misurato per la particella carica proveniente dal decadimento $\tau \rightarrow (\pi, \mu, \nu)$ con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger e con taglio a 1,4 GeV.

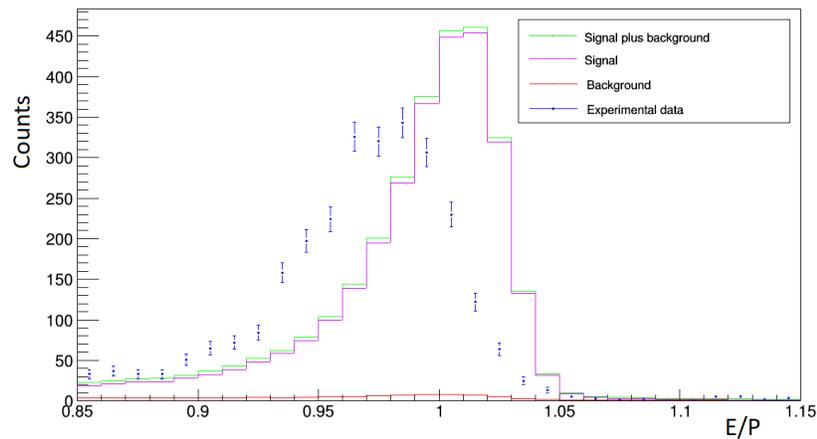


Figura 3.18: Ingrandimento tra 0.85 e 1.15 della distribuzione del rapporto tra l'energia persa nel calorimetro e l'impulso misurato per la particella carica proveniente dal decadimento $\tau \rightarrow (\pi, \mu, \nu)$ con la simulazione riscalata per l'efficienza di trigger e con taglio a 1,4 GeV.

3.4.2 Stima della massa del τ

In questo paragrafo, si presenta un metodo per stimare la massa del tau che fa uso di una funzione definita come "empirica" per eseguire un fit su di una quantità arbitraria M [14].

$$M = \sqrt{M_{3\pi}^2 + 2(E_{\text{beam}} - E_{3\pi})(E_{3\pi} - P_{3\pi})}$$

che è minore o uguale alla massa del lepton tau. Qui, $M_{3\pi}$, $E_{3\pi}$ e $P_{3\pi}$ sono la massa, l'energia e il valore assoluto del momento, rispettivamente, del sistema adronico nel riferimento del centro di massa di $e^+ e^-$, e E_{beam} è l'energia dell'elettrone (o positrone) in questo riferimento, che è 5,29 GeV, ovvero la metà dell'energia nel centro di massa. La funzione è:

$$F(M, \vec{P}) = A \tan^{-1}[(M - M_0)/\Delta m] + C$$

dove A tiene conto dell'ampiezza della funzione sull'asse y , M_0 è il parametro che stima la massa del tau, Δm regola l'ampiezza della regione di massa della zona in cui varia la funzione e C è un parametro che serve a shiftare lungo l'asse y il punto di flesso della funzione.

NO.	NAME	VALUE	ERROR
1	A	-3.02178e+01	3.50500e+00
2	M0	1.77374e+00	4.39804e-03
3	Delta	6.62255e-03	3.15253e-03
4	C	7.15903e+01	3.88429e+00

Figura 3.19: Stima dei parametri ottenuta dal fit sui dati sperimentali.

Effettuando il fit sui dati otteniamo per la massa:

$$m_\tau = 1,774 \pm 0,004 \text{ GeV}$$

che, confrontata con le misure della massa del tau del PDG (di $1776.86 \pm 0.12 \text{ MeV}$), rappresenta una buona stima. La figura 3.19 mostra i valori dei parametri ottenuti. L'errore riportato è solamente statistico. In realtà andrebbero considerati anche gli errori sistematici: il contributo maggiore è dato dalla ricostruzione dell'energia del fascio e dal tracciamento delle particelle, mentre un altro importante contributo è dato dal fatto che la funzione che stiamo supponendo fittare i nostri dati non è l'unica parametrizzazione possibile, ma anzi ne esistono di altre che daranno risultati differenti.

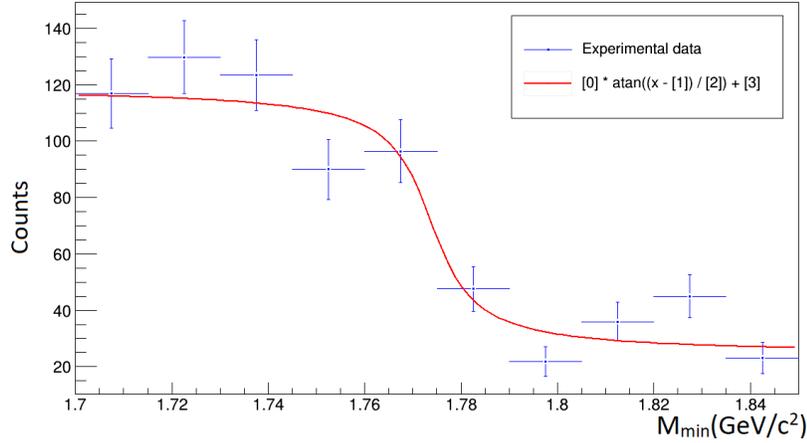


Figura 3.20: Fit sui dati sperimentali.

3.4.3 Dalitz Plot

A conclusione di questo lavoro di tesi, si è proceduto a eseguire un Dalitz plot del tau in tre pioni. Il Dalitz plot è un plot ternario spesso usato nella fisica delle particelle per rappresentare la frequenza relativa dei vari modi (cinematicamente distinti) in cui i prodotti di alcuni decadimenti a tre corpi (altrimenti simili) possono essere generati. La cinematica di un decadimento a tre corpi può essere descritta completamente utilizzando due variabili. In un tradizionale Dalitz plot, gli assi sono i quadrati delle masse invarianti di due coppie di prodotti di decadimento. In particolare, nel nostro caso saranno le masse dei pioni scelti con segno opposto. Se non ci sono correlazioni angolari tra i prodotti di decadimento, la distribuzione di queste variabili è piatta. Inoltre, i decadimenti a tre corpi sono spesso dominati da processi di risonanza, in cui la particella decade in due prodotti di decadimento, con uno di quei prodotti di decadimento che decade immediatamente in due prodotti di decadimento aggiuntivi. In questo caso, il Dalitz plot mostrerà una distribuzione non uniforme, con un picco attorno alla massa del decadimento risonante. In questo modo, il Dalitz plot fornisce un eccellente strumento per studiare le dinamiche dei decadimenti a tre corpi. Infatti, nel nostro caso, vogliamo vedere se sono presenti delle risonanze nel decadimento del tau in tre pioni. Come si osserva dalla figura 3.21, l'andamento non è piatto, ma anzi presenta dei picchi. Il primo, vicino allo zero, può essere molto inquinato da eventi di

fondo. Invece il picco presente intorno a $0,6 \text{ (GeV}/c^2)^2$ per entrambe le masse corrisponde quindi ad una massa risonante di $m = \sqrt{0,6} = 0,775 \text{ GeV}/c^2$ che è proprio la massa del mesone ρ , che decade in due pioni.

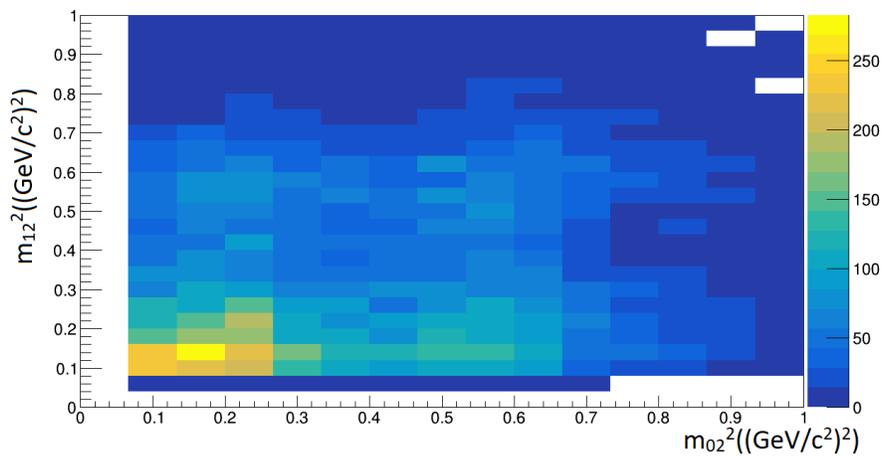


Figura 3.21: Dalitz Plot del τ in 3π dove m_{12}^2 e m_{02}^2 sono rispettivamente la somma delle masse invarianti del pione 2 e 3 e del pione 1 e 3 al quadrato.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati studiati i primi dati sperimentali raccolti con il rivelatore Belle II, durante un primo run di test da Aprile a Luglio del 2018. E' stata realizzata una selezione degli eventi per studiare il processo $e^+e^- \rightarrow \tau_0\tau_1$ con τ_0 che decade in tre tracce cariche più un neutrino e τ_1 che decade in una singola traccia carica e uno o due neutrini (la traccia carica essendo un pione, un elettrone o un muone).

Sono state confrontate le distribuzioni cinematiche e di ricostruzione dei prodotti di decadimento confrontando i risultati sperimentali con le previsioni della simulazione, allo scopo di evidenziarne e stimarne le attuali imperfezioni.

Si è stimata una efficienza di trigger del 59% per questo processo e un buon accordo per quanto riguarda la ricostruzione delle tracce e della cinematica. Si è evidenziata una marcata discrepanza nelle distribuzioni dell'energia rilasciata nel calorimetro da attribuire ad un'imperfetta calibrazione del calorimetro per i rilasci energetici da parte di particelle cariche di basso momento.

Si è infine misurata, dalla massa invariante del sistema dei tre pioni, la massa del tau $m_\tau = 1774 \pm 4MeV$, con l'incertezza unicamente statistica. Possibili sviluppi futuri richiedono di raccogliere una statistica più elevata al fine di studiare nel dettaglio questo processo per una calibrazione del calorimetro elettromagnetico in funzione dell'impulso e delle regioni angolari ed una determinazione più accurata della massa del leptone tau, che dovrà tener conto anche delle incertezze sistematiche.

Bibliografia

- [1] Povh, B., Zetsche, F., Rith, K., Scholz, C. (1993). *Particles and nuclei: An introduction to the physical conceptions.*(Translated by Martin Lavelle).
- [2] Williams, W. S. (1991). *Nuclear and particle physics. Nuclear and particle physics.*, by Williams, W.S. Clarendon Press, Oxford (UK), (1991)
- [3] Cottingham, W. N., Greenwood, D. A. (2007). *An introduction to the standard model of particle physics.* Cambridge university press.
- [4] Abbiendi G. et al. (OPAL Collaboration) (2000), *A measurement of the tau mass and the first CPT test with tau leptons*, *Phys. Lett. B* 492, 23.
- [5] Balest R. et al. (CLEO Collaboration)(1993), *Measurement of the τ -lepton mass*, *Phys. Rev. D* 47, R3671(R).
- [6] Albrecht, H., Ehrlichmann, H., Hamacher, T., et al. (1992). *A Measurement of the tau mass. Physics Letters B*, 292(1-2), 221-228.
- [7] Bai, J. Z. et al. (BES Collaboration), *Phys. Rev. D* 53, 20 (1996).
- [8] Luo, T., BESIII Collaboration. (2015). *Precision Measurement of the Mass of the τ Lepton at BESIII. Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 260, 23-26.
- [9] Vojík, M., Lichard, P. (2010). *Three-pion decays of the tau lepton, the a_{-1} (1260) properties, and the a_{-1} -rho-pi Lagrangian.*

- [10] Albrecht, H., Binder, U., Böckmann, P., et al. (1986). *Measurement of tau decays into three charged pions. Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 33(1), 7-12.
- [11] BelleII <https://www.belle2.org/>
- [12] Kou, E., Urquijo, P., Altmannshofer, W., et al. (2018). *The Belle II Physics book*.
- [13] Abe, T. et al. (Belle II Collaboration) (2010), *Belle II Technical Design Report*.
- [14] Belous, K., Shapkin, M., Sokolov, A., et al. (2007). *Measurement of the τ Lepton Mass and an Upper Limit on the Mass Difference between τ^+ and τ^-* . Physical review letters, 99(1), 011801.