

Università degli Studi di Bari

Dipartimento Interateneo di Fisica “M. Merlin”

Scuola di dottorato di ricerca in Fisica XXIX ciclo
Relazione sulle attività del secondo anno di dottorato

Dottorando: Dr. Leonardo Cristella

Tutore: Dr. Alexis Pompili

5 Dicembre 2015

In relazione al secondo anno del Dottorato di ricerca in Fisica si illustra l'attività di ricerca nelle sezioni 1 e 2 e si presenta il resoconto dell'attività di partecipazione a scuole e conferenze nella sezione 3.

1 Attività di ricerca

1.1 Introduzione

La descrizione di mesoni e barioni come combinazioni senza colore rispettivamente di una coppia quark-antiquark e tre quark risale al *Constituent Quark Model* (CQM, Gell-Mann e Zweig, 1964). Con lo sviluppo della *Quantum Chromodynamics* (QCD) apparve chiaro che non vi fossero ragioni fondamentali perchè quelle fossero le uniche possibili aggregazioni di quark (Jaffe e altri). Vennero proposte aggregazioni non ordinarie quali molecole adroniche, tetraquark, ibridi (con ulteriori gradi di libertà gluonici) e persino *glueballs*, ma fino a tempi recenti non si aveva evidenza sperimentale per stati di questo tipo. Negli ultimi dieci anni, sia con esperimenti alle *B-factories* (BaBar, Belle) che ai collisionatori adronici (Tevatron, LHC) sono stati osservati una ventina di stati *charmonium-like* con massa al di sopra delle soglie di open-charm ($D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$, $D^*\bar{D}^*$, $D_s^*\bar{D}_s^*$, ...), denominati stati XYZ. Questi ultimi risultano avere caratteristiche (massa, larghezza, *rate* di decadimento) non compatibili con gli spettri predetti dal *Quark Potential model*, cioè da un modello che invece descrive con estremo successo gli

stati dello spettro del charmonio al di sotto delle suddette soglie (charmonio convenzionale). Questi stati possono essere interpretati secondo i modelli esotici citati sopra (e sono quindi candidati adroni esotici). La natura di questi stati rimane ancora oggetto di interpretazione e di molti non sono ancora stati determinati sperimentalmente i numeri quantici. Per esempio del primo adrone esotico ad essere osservato alle *B-factories* nel 2003, lo stato $X(3872)$, la collaborazione LHCb è riuscita a determinarne lo spin-parità solo nel 2013 e a confermare il risultato con un'analisi più completa nel 2015.

1.2 Ricerca della $Z(4430)^-$

Parte dell'attività di ricerca svolta nel secondo anno di dottorato è stata dedicata allo studio dei canali di decadimento $B^0 \rightarrow \psi(1S)/\psi(2S) K^+ \pi^-$ concentrandosi sulla ricerca dello stato carico $Z(4430)^-$, osservato per la prima volta dall'esperimento Belle nel 2008 nel decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S) K^+ \pi^-$: la $Z(4430)^-$ sarebbe uno stato intermedio che decade in $\psi(2S)\pi^-$. Trattandosi di uno stato carico questo stato è il più significativo candidato esotico di tipo tetraquark finora osservato insieme alla $Z(3900)^+$. Ne deriva l'importanza di studiarlo anche in CMS. Questa osservazione è stata oggetto di controversia, anche metodologica, con l'esperimento BaBar che, nel 2009, effettuando una *partial wave decomposition* ha suggerito che le strutture dello spettro $\psi(2S)\pi^\pm$ potessero essere descritte come riflessioni dell'insieme dei principali stati eccitati K^* . Belle ha poi riconfermato l'osservazione della $Z(4430)^-$ con un'analisi di Dalitz Plot fit e recentemente (2014) LHCb ne ha confermato l'esistenza, misurandone i numeri quantici ($J^P = 1^+$) e verificando la sua natura risonante. Entrambi gli esperimenti hanno anche mostrato la presenza di un ulteriore stato: $Z_c(4240)^+$ nel sistema $\psi(2S)\pi$ con una significatività statistica pari a 6.0σ (LHCb) e $Z_c(4200)^+$ nel sistema $J/\psi\pi$ con una significatività statistica pari a 7.2σ (Belle).

In CMS già con i dati del 2011 sono stati avviati studi preliminari per la ricostruzione ed estrazione del segnale $B^0 \rightarrow \psi(2S) K^+ \pi^-$. I dati del 2012 (12700 candidati con una purezza del 40%), sono mostrati in Fig. 1.

Grazie agli stessi trigger di alto livello di tipo “ $\psi(2S)$ inclusivo” è stata effettuata anche la ricerca di un segnale nella massa invariante $\psi(2S)\pi^-$ in caso di produzione inclusiva, cioè in processi del tipo $pp \rightarrow Z(4430)^- + X$. Tale ricerca è stata effettuata usando i dati 2011 e 2012 senza trovare alcun segnale significativo. La ricerca inclusiva è un'analisi più semplice del canale esclusivo ma dall'esito del tutto incerto dato che la sezione d'urto di produzione inclusiva della $Z(4430)^-$ è sconosciuta (e sicuramente molto piccola, per esempio molto inferiore a quella della $X(3872)$) e la sua larghezza è $\sim 150 - 200 MeV$ secondo le ultime stime di Belle e LHCb. Le due analisi sono complementari.

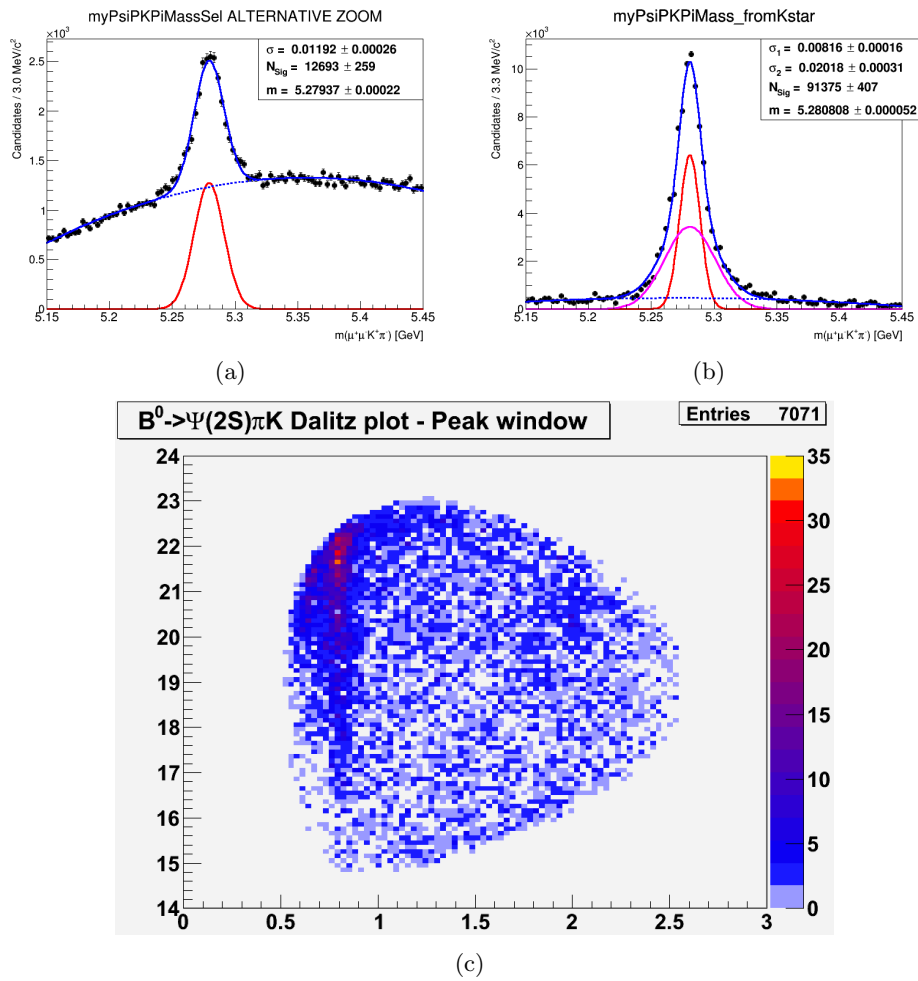


Figura 1: (a) Fit della distribuzione di massa invariante $m(\psi(2S)K^+\pi^-)$ nei dati 2012 eseguito con una gaussiana e un polinomio di primo grado; (b) Fit della distribuzione di massa invariante $m(\psi(2S)K^*(892))$ eseguito con due gaussiane e un polinomio di primo grado; (c) Dalitz plot della massa invariante $m^2(\psi(2S)\pi^-)$ verso $m^2(K^+\pi^-)$.

Nell'ambito dello studio del canale esclusivo sono stati generati campioni di eventi Monte Carlo ("MC") (fino a 12M di eventi) al fine di

- stabilire i criteri di selezione da applicare in caso di eventi che presentano più di un candidato B^0 ,
- determinare il vertice di interazione ricostruito che meglio rappresenta quello generato,
- valutare l'efficienza di ricostruzione sia sul Dalitz Plot che sulle variabili angolari definite come in Fig. 2.

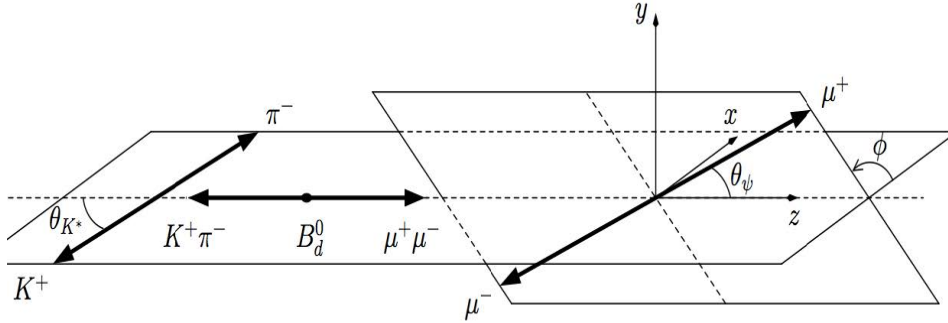


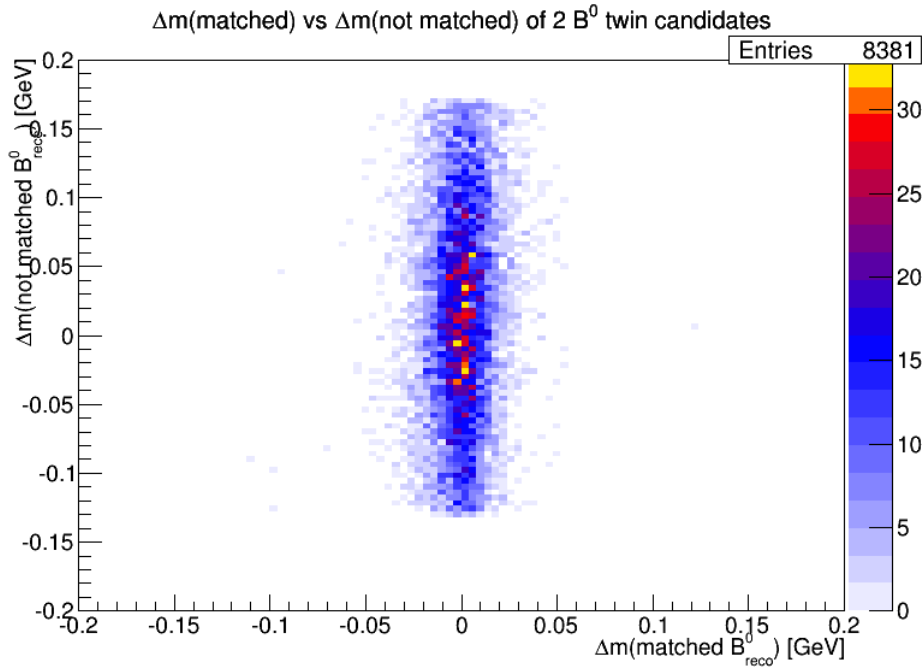
Figura 2: Definizione delle variabili angolari nel canale di decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-$.

1.2.1 Molteplicità dei candidati B^0

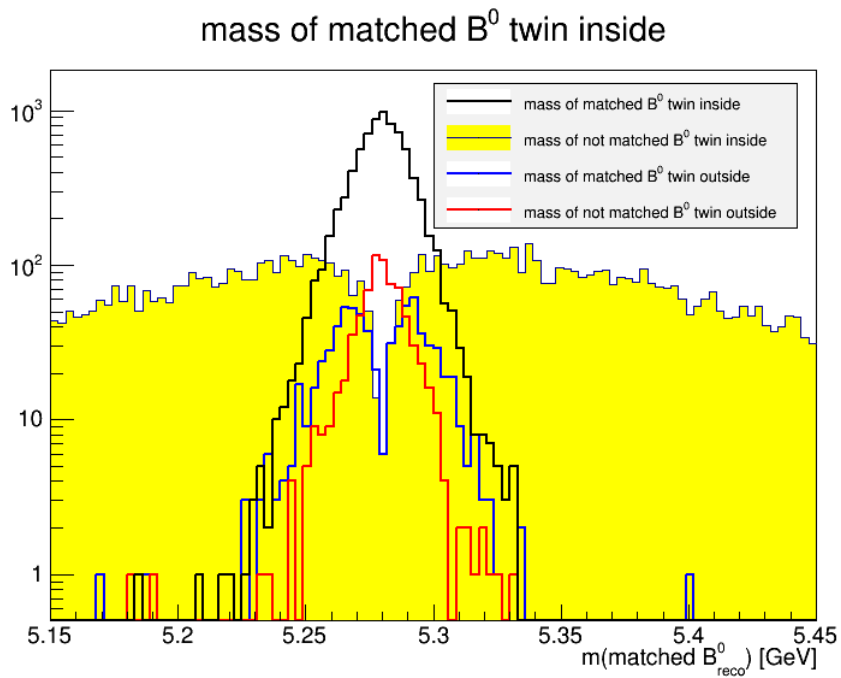
L'esperimento CMS non dispone di identificazione adronica per impulsi maggiori di 1 GeV e di conseguenza nella ricostruzione del canale di decadimento $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-$ si presenta l'ambiguità dell'assegnazione della massa del pione o del kaone alle due tracce. Nel caso in cui entrambe le combinazioni forniscano un candidato B^0 che soddisfa i criteri di selezione adottati, è necessario stabilire un criterio con cui scegliere l'assegnazione corretta. A tal fine, selezionando tutti gli eventi del campione MC di segnale in cui entrambe le assegnazioni delle masse ($K_1\pi_2$ e $K_2\pi_1$) forniscono un candidato B^0 , si è valutato lo scarto tra la massa di ciascuno dei due candidati B^0 e la sua massa nominale ottenendo la distribuzione in Fig. 3 (a). Uno dei due candidati ricostruiti viene associato al candidato B^0 generato quando ciascuna delle tracce delle sue particelle figlie ($\psi(2S)$, K^+ e π^-) rientra in un cono costruito intorno alla direzione della particella generata corrispondente.

In questo modo è possibile suddividere ciascuno dei due candidati B^0 in quattro categorie:

- quello che corrisponde al B^0 generato nell'evento e con lo scarto in massa minore,
- quello che corrisponde al B^0 generato nell'evento e con lo scarto in massa maggiore,
- quello che non corrisponde al B^0 generato nell'evento e con lo scarto in massa minore,
- quello che non corrisponde al B^0 generato nell'evento e con lo scarto in massa maggiore,



(a)



(b)

Figura 3: (a) Scarto tra la massa nominale del mesone B^0 e quella del candidato corrispondente al mesone generato, in funzione dello scarto calcolato rispetto all'altro candidato, in eventi con due candidati B^0 . (b) Distribuzione della massa invariante $\psi(2S)K^+\pi_5^-$ per le quattro categorie di candidati B^0 descritte nel testo.

Le relative quattro distribuzioni di massa invariante sono riportate in Fig. 3 (b). Alla luce di questo studio si presentano due alternative:

- scegliere il candidato B^0 la cui massa è più vicina a quella nominale,
- escludere tutti gli eventi che presentano due candidati B^0 .

La scelta dipenderà dalla molteplicità di tali eventi nel campione di dati e dalla purezza che si vuole raggiungere.

1.2.2 Studio delle riflessioni

L'assenza di un'identificazione adronica può generare riflessioni nello spettro di massa invariante $\psi(2S)K^+\pi^-$ che ne costituiscono il fondo fisico, in aggiunta a quello combinatorio. Ad esempio, assegnando la massa del pione alla traccia un kaone, il segnale del decadimento $B_s \rightarrow \psi(2S)\phi \rightarrow \psi(2S)K^+K^-$ viene “riflesso” nello spettro $\psi(2S)K^+\pi^-$. Per valutare la distribuzione di tale riflessione si sono prima selezionati gli eventi in cui, assegnando ad entrambe le tracce la massa del kaone, si osserva il segnale del mesone ϕ . Quindi si è selezionato il segnale del mesone B_s nella massa invariante $\psi(2S)\phi$ ed infine è stata riassegnata la massa del pione ad una delle due tracce. Le distribuzioni così ottenute sono presentate in Fig. 4. La stessa procedura è stata adoperata per il canale di decadimento $B_s \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ ed è mostrata in Fig. 5.

1.2.3 Vertice di interazione

All'interno della lista dei vertici di interazione ricostruiti in ogni evento, in CMS si è soliti considerare come Vertice Primario (“PV”) quello che massimizza la somma dei quadrati degli impulsi trasversi delle tracce associate al vertice. Tuttavia il mesone B^0 è caratterizzato da una vita media che gli consente di percorrere alcune centinaia di micron prima di decadere. Di conseguenza le tracce delle particelle “figlie” del mesone B si originano da un vertice diverso da quello di interazione, chiamato vertice “secondario”, ed è possibile ricalcolare la lista dei vertici di interazione escludendo le tracce associate al μ^+ , μ^- , K^+ , π^- . Un altro criterio di selezione del vertice studiato consiste nello scegliere quello che massimizza il coseno dell'angolo individuato dalla direzione di volo del candidato B^0 e dalla congiungente il vertice secondario con il vertice d'interazione (“pointing angle”). Tale angolo può essere calcolato in tre dimensioni (3D) oppure solamente nel piano trasverso (2D). Questo criterio è stato utilizzato sia sulla collezione di vertici standard che su quella ottenuta escludendo le tracce associate al candidato B^0 . Sfruttando il campione di dati MC, la posizione di ciascuno dei vertici così ricostruiti è stata confrontata con la posizione del vertice generato in ogni evento, ottenendo le distribuzioni in Fig. 6.

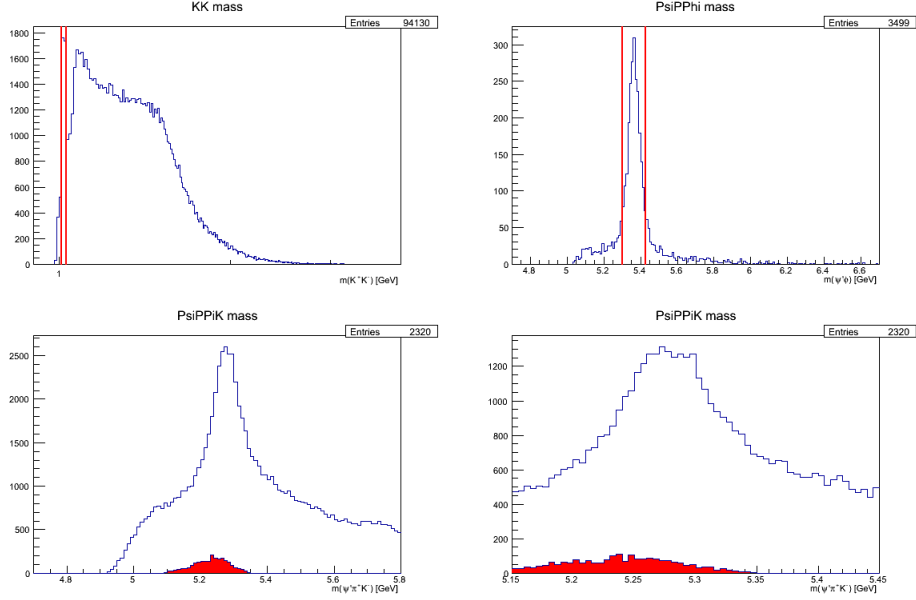


Figura 4: Distribuzione delle masse invarianti K^+K^- , $\psi(2S)\phi$ e $\psi(2S)K^+\pi^-$ come descritto nel testo.

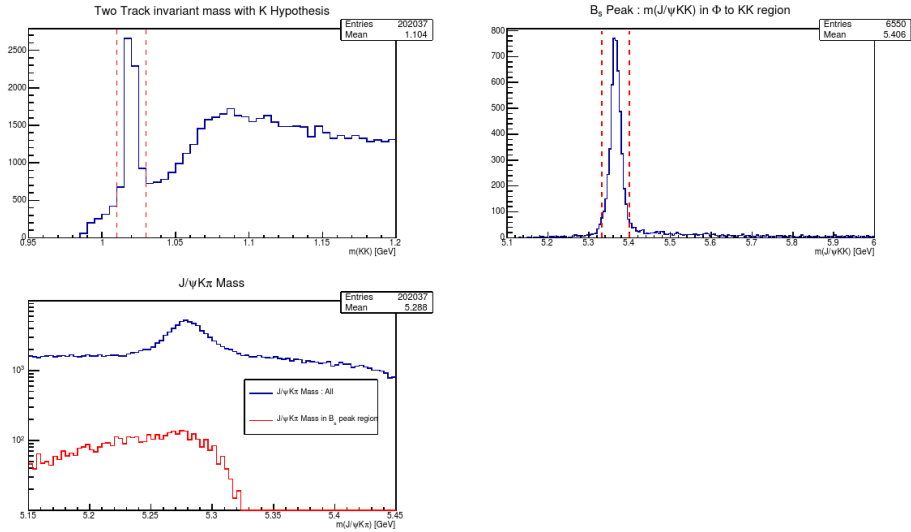


Figura 5: Distribuzione delle masse invarianti K^+K^- , $J/\psi(2S)\phi$ e $J/\psi(2S)K^+\pi^-$ come descritto nel testo.

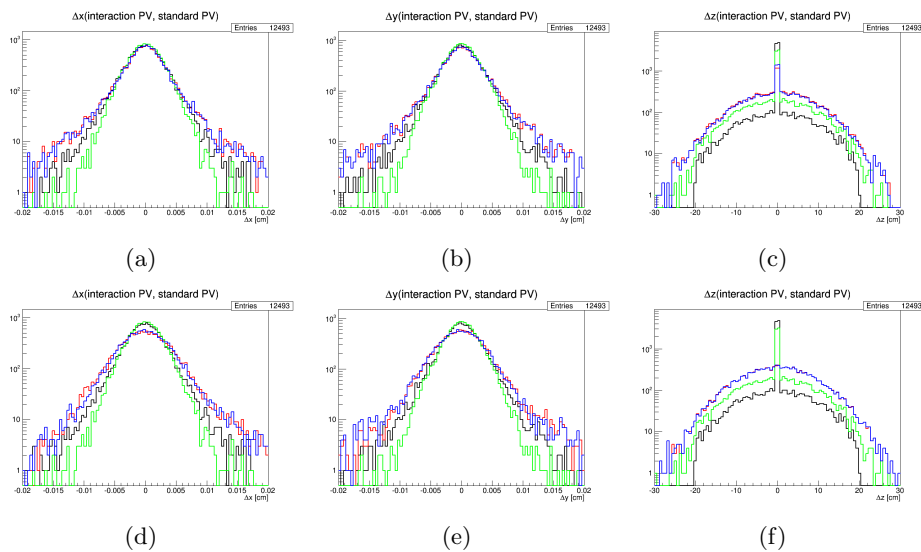


Figura 6: Distribuzione dello scarto nelle coordinate x, y e z tra la posizione del vertice ricostruito e quello generato. (a) (b) e (c) contengono le distribuzioni relative al pointing angle 2D, (c) (d) e (f) quelle relative al pointing angle 3D.

Si evince che il vertice privato delle tracce associate al candidato B^0 rappresenta meglio il vertice generato nelle coordinate x e y, mentre il vertice che massimizza il pointing angle 2D è preferibile al 3D. Questo studio va completato considerando i pointing angle 2D e 3D calcolati rispetto al beam spot.

1.3 Attività previste per il terzo anno di dottorato

Nel terzo anno di dottorato si prevede di contribuire, all'interno del gruppo *B-Physics* di CMS, alle seguenti analisi:

1. studio dei decadimenti $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^-$ estraendo un segnale B^0 abbastanza puro e statisticamente sufficiente per confermare l'esistenza della $Z(4430)^-$ come uno stato risonante nel decadimento *quasi-two body* $B^0 \rightarrow Z^-K^+$, in cui $Z^- \rightarrow \psi(2S)\pi^-$, ed eventualmente confermare anche la $Z(4200)$ e $Z(4240)$;
2. esplorare la natura dei due picchi osservati nello spettro di massa $J/\psi\phi$ nel decadimento esclusivo $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$.

A tal proposito lo stato $Y(4140)$, osservato da CDF, è stato recentemente confermato da CMS (ma non da LHCb) attraverso lo studio dello spettro di massa $J/\psi\phi$ nel decadimento $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ al quale il sottoscritto ha contribuito e che ha costituito l'argomento della propria tesi magistrale. Per

questo stato sono state avanzate diverse interpretazioni, nessuna delle quali del tutto convincenti: molecola $D_s^* \bar{D}_s^*$, tetraquark $c\bar{s}c\bar{s}$, effetto cinematico in soglia, charmonio ibrido, transizione debole con rescattering $D_s \bar{D}_s$. Entrambe le analisi richiedono l'uso della totalità dei dati raccolti da CMS nel Run-I al fine di estrarre segnali B abbastanza puri da consentire una *full amplitude analysis*. Quest'ultima è necessaria per accertare la presenza e lo spin-parità di uno stato intermedio risonante in un decadimento a 3 corpi con almeno un vettore nello stato finale. In particolare la seconda analisi andrebbe aggiornata con i dati raccolti nel 2012 per riuscire a studiare compiutamente, mediante una *full amplitude analysis*, le possibili riflessioni dal sistema ϕK^+ e gli effetti legati alla eventuale polarizzazione dei vettori nello stato finale. La presenza di 2 vettori nello stato finale rende quest'analisi più complicata rispetto a quella della $Z(4430)^-$, caratterizzata da un solo vettore nello stato finale. Le due analisi richiedono una sinergia nello sviluppo del metodo dell'analisi in ampiezza e la trattazione del canale più semplice (con un vettore nello stato finale) è propedeutica a quella del canale più difficile (avente 2 vettori nello stato finale).

2 Altra attività di ricerca di supporto alle “early analyses” di CMS con i dati del Run-II: il metodo “Tag and Probe”

In supporto alle attività di ricerca condotte nell'ambito del B-Physics working group di CMS il sottoscritto ha lavorato all'estrazione delle efficienze di ricostruzione di singolo muone con il metodo “Tag and Probe” (T&P). Il T&P è un metodo sviluppato in CMS che consente di misurare l'efficienza di un singolo oggetto ricostruito sfruttando risonanze, quali Z o J/ψ , che decadono in due oggetti della stessa natura ($\mu^+ \mu^-$, $e^+ e^-$). La procedura seguita può essere così descritta:

1. le risonanze sono ricostruite come coppie di oggetti di cui uno soddisfa criteri di identificazione più stringenti (“tag”) e l'altro meno stringenti (“probe”);
2. le “passing probes” sono definite secondo i criteri della selezione di cui si vuole misurare l'efficienza;
3. le distribuzioni (tag + passing probe) e (tag + failing probe) sono interpolate separatamente con un modello di segnale più fondo (Fig. 7);
4. l'efficienza è calcolata come il rapporto tra lo yield del segnale nelle due distribuzioni;
5. la procedura viene ripetuta in vari bin delle variabili della probe (p_T , η , ...) al fine di calcolare l'efficienza in funzione di tali variabili (Fig. 8).

In particolare le efficienze calcolate sono quelle di trigger, ricostruzione e identificazione di singolo muone a basso impulso trasverso (da 2 a 20 GeV/c) proveniente dal decadimento di una J/ψ . Le figure 7 e 8 rappresentano rispettivamente i fit alle distribuzioni (tag + passing probe) e (tag + failing probe) nel caso dell'efficienza di ricostruzione e identificazione di un muone, e l'andamento di tale efficienza in funzione dell'impulso trasverso della probe.

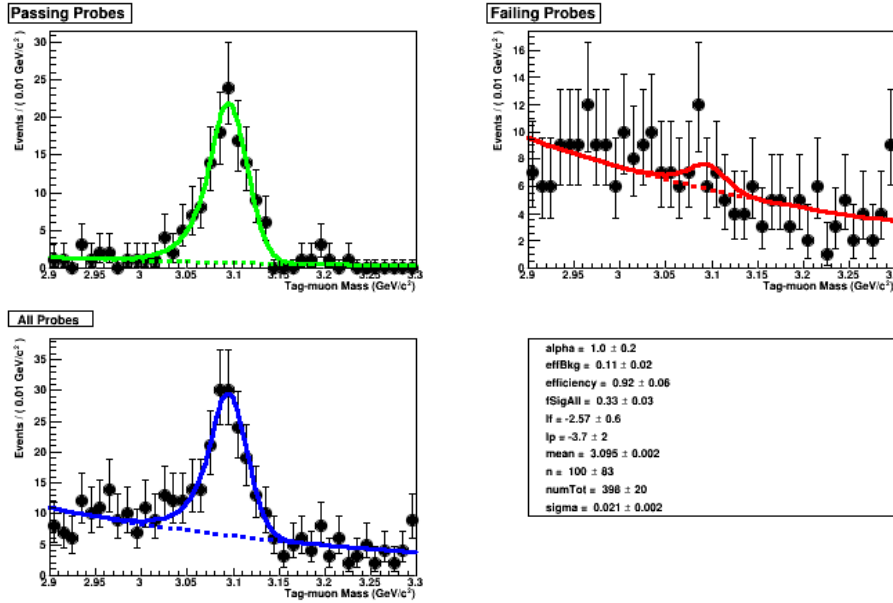


Figura 7: Esempio di fit alle distribuzioni in massa di tag + “Passing”/“Failing”/“All” probes (eseguito con una Crystal Ball per il segnale ed una funzione esponenziale per il fondo) per l’efficienza di ricostruzione e identificazione di un muone in un particolare bin ($0 < |\eta| < 0.9$ $3.5 < p_T < 4$ GeV/c).

Questo studio costituisce una parte fondamentale nelle analisi dei dati di Run-II finora raccolti da CMS, in particolare per le misure delle sezioni d’urto di charmonio, bottomonio e mesoni B condotte all’interno del gruppo B -Physics di CMS.

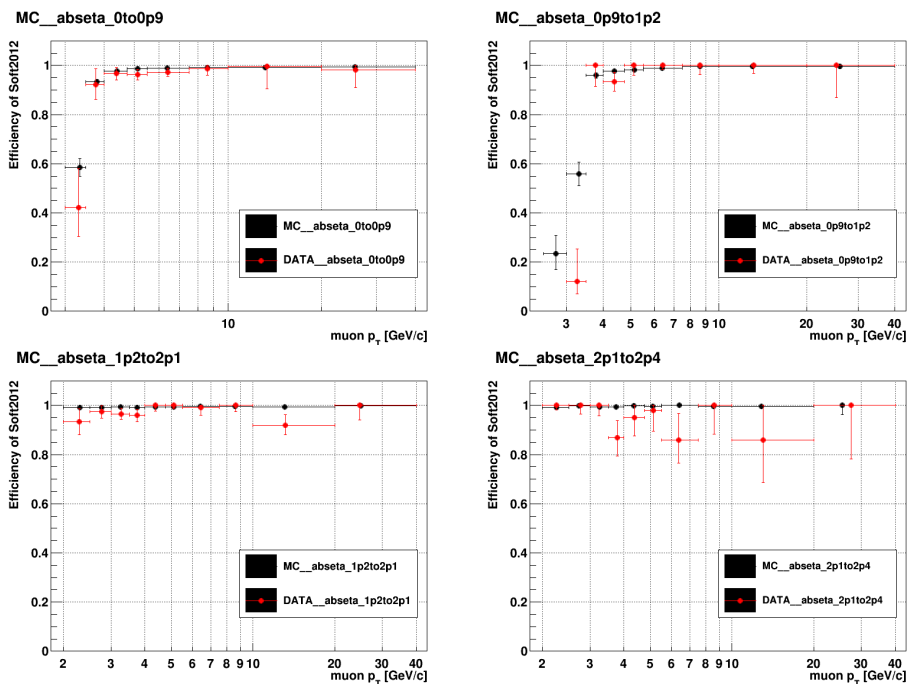


Figura 8: Efficienza di ricostruzione e identificazione di un muone in funzione di p_T per diversi intervalli in $|\eta|$. I punti in rosso rappresentano i dati, i punti in nero il MC.

3 Attività didattica

L'attività didattica svolta nel secondo anno di dottorato si articola nelle seguenti scuole e workshop.

Conferenze con presentazione orale a nome della collaborazione CMS:

- LHCP 2015 (San Pietroburgo, 1-5 Settembre 2015): “Heavy flavour spectroscopy and exotic states in CMS”
- Lake Louise Winter Institute (Lake Louise, 15-21 Febbraio 2015): “Recent results of flavour physics in CMS”

Conferenze con presentazione di poster:

- IFAE 2015 (Roma, 8-10 Aprile), vincendo il premio per il miglior poster dal titolo “Strutture esotiche in decadimenti di mesoni B in CMS”

Workshop seguiti:

- Data Science @ LHC (CERN, 9-13 November 2015)
- CMS week (CERN, 19-23 Ottobre 2015)
- CMS week (CERN, 9-13 Febbraio 2015)

Scuole frequentate:

- Summer school on Machine Learning in High Energy Physics (San Pietroburgo, 27-30 Agosto 2015)
- XXVII Seminario Nazionale di Fisica Nucleare e Subnucleare “Francesco Romano” (Otranto, 4-11 Giugno 2015)
- INFN School of Statistics (Ischia, 25-29 Maggio 2015)
- CMS Data Analysis School (Università di Bari, 19-23 Gennaio 2015), contribuendovi anche in qualità di facilitatore per i “pre-exercises” degli studenti

Leonardo Cristella