

UNIVERSITÀ DI PISA



Dipartimento di Fisica
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

TESI DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA

Studio di un nuovo metodo di
flavour tagging dei mesoni D^0 e \bar{D}^0
con l'esperimento Belle II

CANDIDATO
Giacomo De Pietro

RELATORE
Prof. Francesco Forti

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

Indice

Indice	i
Introduzione	1
1 Dalla fisica del <i>flavour</i> alla fisica del charm	3
1.1 La matrice CKM ed il triangolo di unitarietà	4
1.2 Mixing e violazione di CP	6
1.2.1 Mixing dei mesoni neutri	6
1.2.2 Violazione di CP	9
1.3 Lo stato attuale della fisica del charm	13
1.3.1 Teoria	14
1.3.2 Esperimenti	15
1.3.3 Non solo mixing e violazione di CP	17
2 Metodi sperimentali alle B-factories	21
2.1 Caratteristiche principali di una B -factory	21
2.2 Caratteristiche di un evento $c\bar{c}$	23
2.2.1 Confronto con un evento $b\bar{b}$	26
2.3 <i>Flavour tagging</i> con il D^{*+}	28
2.3.1 Efficienza di ricostruzione del D^{*+}	29
2.4 <i>Flavour tagging</i> con i decadimenti semileptonici dei B	30
2.5 Confronto e differenze con altri esperimenti	31
2.5.1 LHCb	31
2.5.2 BES-III	32
3 L'esperimento Belle II	37
3.1 L'acceleratore SuperKEKB	37
3.1.1 Lo schema dei <i>nano-beams</i>	39
3.2 Il rivelatore Belle II	40
3.3 Rivelatore di vertice a pixel di silicio (PXD)	44
3.3.1 La tecnologia DEPFET	44
3.3.2 Regioni di interesse (ROI)	45
3.4 Rivelatore di vertice a <i>strip</i> di silicio (SVD)	46

3.5	Camera centrale a deriva (CDC)	47
3.6	Rivelatori dedicati all'identificazione delle particelle (PID)	48
3.6.1	Rivelatore per la misura del tempo di propagazione (TOP)	48
3.6.2	<i>Aerogel Ring-Imaging Cherenkov Counter</i> (ARICH)	50
3.6.3	<i>Particle identification</i> delle particelle cariche	51
3.7	Calorimetro elettromagnetico (ECL)	52
3.8	Rivelatore per K_L e μ (KLM)	53
3.9	Magnete solenoidale	55
3.10	Trigger	55
3.10.1	Trigger di primo livello (L1)	56
3.10.2	Trigger di alto livello (HLT)	57
4	Attività di assemblaggio e test elettrico di moduli del SVD di Belle II	59
4.1	Principio di funzionamento dei sensori a <i>strip</i> di silicio a doppia faccia	60
4.2	Struttura complessiva del SVD	62
4.3	Descrizione dei moduli <i>forward</i> e <i>backward</i> del SVD	65
4.4	Procedura di assemblaggio dei moduli <i>forward</i> e <i>backward</i>	67
4.5	Procedura di test elettrico dei moduli <i>forward</i> e <i>backward</i>	71
4.6	Qualità dei moduli <i>forward</i> e <i>backward</i> prodotti	73
4.7	Prestazioni rilevanti del SVD per la fisica del charm	74
5	Il metodo ROE per il <i>flavour tagging</i> del charm	79
5.1	Descrizione del metodo di <i>flavour tagging</i>	79
5.1.1	Fondi attesi	81
5.2	Valutazione a livello di generatore	82
5.2.1	Valutazione su eventi $c\bar{c}$ con un singolo D^0 generato nell'evento	83
5.2.2	Valutazione su eventi $c\bar{c}$ con almeno un D^0 generato nell'evento	89
5.2.3	Incremento del numero di mesoni D neutri taggati	90
5.3	Prestazioni rilevanti del rivelatore	91
6	Strumenti software utilizzati	93
6.1	<i>Belle II Analysis Software Framework</i>	93
6.2	Generazione e simulazione degli eventi	95
6.3	<i>Toolkit for Multivariate Analysis</i>	96
6.3.1	<i>Decision Tree</i> e <i>Boosted Decision Tree</i>	96
6.4	Limitazioni del software	98
7	Risultati dell'applicazione del metodo di <i>flavour tagging</i>	101
7.1	Ricostruzione dei candidati D^0 e \bar{D}^0	101
7.2	Selezione dei candidati K^\pm nel ROE	104
7.2.1	Accettanza del rivelatore Belle II per i K^\pm	104
7.2.2	Prestazioni dei selettori PID nella selezione dei K^\pm	104

7.2.3	Selezione dei candidati K^\pm nel ROE usando i selettori PID	105
7.2.4	Selezione dei candidati K^\pm nel ROE usando una analisi multivariata	109
7.3	Risultati del metodo di <i>flavour tagging</i>	111
7.4	Valutazione dell'impatto dei miglioramenti del software BASF2	116
7.5	Valutazione dell'impatto del metodo di <i>flavour tagging</i> sulla fisica del charm a Belle II	118
7.5.1	Incremento del campione di mesoni D^0 e \bar{D}^0 taggati	118
7.5.2	Utilizzo del metodo di <i>flavour tagging</i> con il D^{*+} per la misura del livello di <i>mistagging</i> sui dati raccolti	120
7.5.3	Impatto sulla misura di un'asimmetria di CP	121
	Conclusioni e prospettive	125
	A Analisi multivariata per la selezione dei candidati K^\pm	127
	Ringraziamenti	133
	Bibliografia	135

Introduzione

Lo studio dei sistemi di mesoni neutri ha dato un grande contributo alla costruzione del Modello Standard e rappresenta un laboratorio importante per la verifica sperimentale di teorie di Nuova Fisica, in particolar modo grazie alla analisi dei fenomeni di mixing e di violazione di CP . Il sistema formato dai mesoni D^0 e \bar{D}^0 offre la possibilità unica di studiare tali fenomeni in mesoni composti unicamente da quark e antiquark di tipo up .

A livello sperimentale, il mixing tra D^0 e \bar{D}^0 è stato osservato per la prima volta alle B -factories $BABAR$ e Belle, e successivamente è stato ampiamente confermato anche da CDF e LHCb. Per quanto riguarda la violazione di CP , invece, le misure più precise sinora effettuate (ad opera di LHCb) non hanno osservato alcun effetto nel settore del charm.

Per le misure di mixing e di violazione di CP è necessario conoscere il *flavour* dei mesoni neutri al momento della produzione (*flavour tagging*). La tecnica standard di *flavour tagging* di un mesone D^0 prodotto in un evento $c\bar{c}$ consiste nell'utilizzare il decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, in cui il *flavour* del D^0 è univocamente determinato dalla carica del π nello stato finale.

Un metodo di *flavour tagging* che non utilizzi il D^{*+} comporterebbe due vantaggi: aumentare la statistica dei D neutri disponibili per le analisi di fisica; fornire un campione di controllo con cui confrontare e combinare i risultati ottenuti con il metodo del D^{*+} . Lo scopo principale del mio lavoro di tesi è stato quindi di studiare e mettere a punto un metodo completamente nuovo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti in un evento $c\bar{c}$ a Belle II.

L'esperimento Belle II è attualmente in fase di costruzione e costituirà la generazione futura di B -factory. Belle II opererà presso il collisionatore e^+e^- SuperKEKB (situato presso il laboratorio KEK di Tsukuba, Giappone), avente una luminosità istantanea di progetto pari a $\mathcal{L} = 8 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Poiché la sezione d'urto di produzione di coppie $c\bar{c}$ ad una B -factory è di poco superiore alla sezione d'urto di produzione di coppie $b\bar{b}$, Belle II costituirà un laboratorio ideale per studiare i fenomeni di mixing e di violazione di CP nel sistema $D^0 - \bar{D}^0$. Infatti Belle II accumulerà in pochi anni circa 50 ab^{-1} di dati, a cui corrispondono circa $6.5 \cdot 10^{10}$ mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti in eventi $c\bar{c}$.

L'idea alla base del metodo di *flavour tagging* dei mesoni D neutri che ho studiato consiste nell'analizzare la topologia del cosiddetto "resto dell'evento", ovvero tutte quelle particelle che non sono prodotte dal decadimento del D^0 di cui si vuole determinare il

flavour e che portano memoria dell'altro quark c , di *flavour* opposto, prodotto nell'interazione primaria. Selezionando gli eventi con un solo K carico nel resto dell'evento è possibile determinare il *flavour* del D^0 di segnale mediante la carica del K . Tale K carico è la segnatura di una transizione $c \rightarrow s$ o $\bar{c} \rightarrow \bar{s}$ avvenuta nel resto dell'evento. In Figura 1 è schematizzata l'idea alla base di tale metodo di *flavour tagging*.

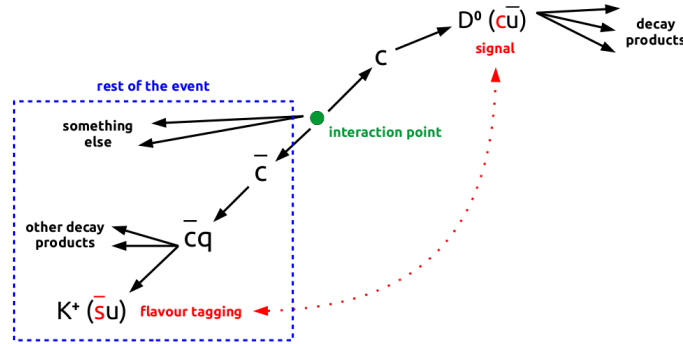


Figura 1: Schema del metodo proposto per il *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 .

L'intero studio è stato effettuato analizzando eventi Monte Carlo generati e simulati tramite apposite librerie implementate nel software di Belle II (*Belle II Analysis Software Framework*). In primo luogo ho studiato le caratteristiche di un evento $c\bar{c}$ a livello di generatore (senza ricostruzione), valutando le possibili prestazioni del metodo e individuando le sorgenti di segnale e di fondo. Successivamente, sono passato a studiare gli eventi ricostruiti, mettendo a punto un'analisi multivariata (basata sull'utilizzo di un *Boosted Decision Tree*) per la selezione dei K carichi con un elevato livello di purezza. Ho infine applicato tale analisi per selezionare gli eventi con un singolo K carico nel resto dell'evento e valutare il potere di *tagging* del metodo studiato, utilizzando opportuni tagli cinematici per ridurre gli eventi di fondo.

L'efficienza di *tagging* del metodo che ho analizzato è $\epsilon_{tag} \simeq 27\%$, mentre il livello di *mistagging* è $\omega \simeq 13\%$. Ho inoltre stimato che, combinando le analisi effettuate con il metodo che ho studiato con quelle condotte con il metodo standard di *flavour tagging* del D^{*+} , è possibile ridurre di circa il 15% l'incertezza statistica sulla misura di asimmetrie di CP .

Nella tesi è presentata anche l'attività sperimentale che ho svolto presso i Laboratori di Alta Tecnologia della sezione di Pisa dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), durante la quale ho partecipato all'assemblaggio meccanico ed al test elettrico dei moduli *forward* e *backward* per i *layer* 4, 5 e 6 del *Silicon Vertex Detector* (SVD), che è parte integrante del rivelatore di vertice dell'esperimento Belle II. L'SVD è composto da 4 *layer* basati su rivelatori a *strip* di silicio a doppia faccia (DSSD) con una elettronica di lettura costituita dai chip APV25. Assieme ai due *layer* più interni del rivelatore di vertice, basati su rivelatori a pixel di silicio, l'SVD ha la funzione di misurare con estrema precisione le tracce delle particelle cariche in prossimità della regione di interazione e di ricostruire con accuratezza i vertici primari e secondari dei decadimenti dei mesoni B e dei mesoni D .

Capitolo 1

Dalla fisica del *flavour* alla fisica del charm

Il Modello Standard delle interazioni fondamentali (MS) è una teoria che descrive i costituenti primi della materia e le interazioni tra di loro, eccezion fatta per l'interazione gravitazionale. Matematicamente il MS può essere descritto come una teoria di gauge:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y , \quad (1.1)$$

dove $SU(3)_C$ rappresenta la simmetria di colore delle interazioni forti, $SU(2)_L$ rappresenta la simmetria di isospin debole delle interazioni deboli e $U(1)_Y$ rappresenta la simmetria di ipercarica delle interazioni elettromagnetiche.

La materia è costituita da fermioni, particelle aventi spin semi-intero, i quali possono essere raggruppati in 3 generazioni di quark e di leptoni. I quark sono sensibili a tutte le interazioni conosciute, mentre i leptoni non sono sensibili all'interazione forte.

Le 3 generazioni di quark sono composte da doppietti di quark di tipo *up* (di carica $+2/3e$) e di tipo *down* (di carica $-1/3e$). Ciascun quark ha un rispettivo antiquark. In totale si hanno pertanto 6 sapori di quark (e di antiquark):

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} , \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} , \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} .$$

Le masse dei quark variano in un ampio spettro, da pochi MeV^1 per i quark *u* e *d* fino a un centinaio di GeV per il quark *t*. A causa del confinamento di colore, non si possono osservare quark liberi, ma solo in stati legati neutri dal punto di vista dell'interazione forte (singoletti di colore). Tali stati si distinguono in barioni, costituiti da 3 quark o 3 antiquark, e in mesoni, costituiti da una coppia di quark e antiquark.

Anche le 3 generazioni di leptoni sono organizzate in doppietti: ciascun doppietto è

¹In tutto il resto della tesi si utilizzeranno le unità naturali, ponendo $\hbar = c = 1$. Pertanto, come unità di misura di massa, energia ed impulso si utilizzano l'eV ed i suoi multipli.

composto da un leptone carico (di carica $-e$) e da un leptone neutro, denominato neutrino. Come per i quark, anche ciascun leptone ha un rispettivo antileptone. Si hanno quindi 6 tipi di leptoni (e di antileptoni):

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}.$$

Le masse dei leptoni variano in uno spettro compreso tra la frazione di eV (ν) ed il GeV (τ).

Le interazioni sono mediate da bosoni di gauge, i quali hanno spin intero. Il fotone γ media le interazioni elettromagnetiche tra le particelle cariche; i bosoni W^\pm e Z mediano le interazioni deboli; gli 8 gluoni g mediano le interazioni forti tra gli adroni (ovvero, i singoli quark, i barioni ed i mesoni). Il bosone di Higgs H completa infine la teoria, introducendo le masse dei fermioni nel MS tramite la loro interazione con il campo di Higgs (meccanismo di Higgs).

In Figura 1.1 è riportato un quadro riassuntivo delle particelle elementari finora descritte, con relativi valori di massa, carica elettrica e spin.

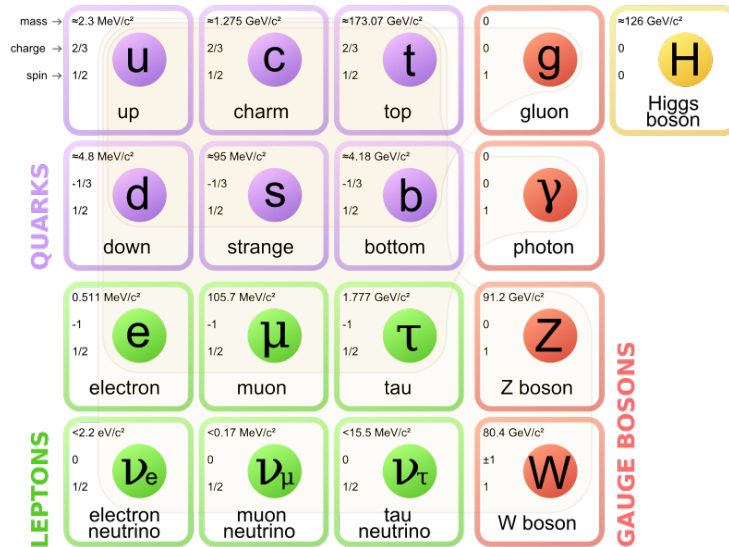


Figura 1.1: Una visione d'insieme delle particelle elementari descritte nel MS: le 3 generazioni di quark, le 3 generazioni di leptoni, i bosoni di gauge ed il bosone di Higgs.

1.1 La matrice CKM ed il triangolo di unitarietà

Le transizioni tra quark che ne cambiano il sapore sono mediate dalle correnti cariche dell'interazione debole. Oltre alle transizioni all'interno della stessa generazione, sono permesse anche le transizioni tra quark di generazioni differenti, sebbene tali transizioni siano sfavorite. Per spiegare questo fenomeno Cabibbo introdusse una matrice unitaria di mescolamento (2×2) tra i quark allora conosciuti [1]. Tale matrice è caratterizzata da

un angolo di rotazione θ_C , denominato angolo di Cabibbo, e descrive la rotazione degli autostati di massa dei quark negli autostati di interazione debole:

$$\begin{aligned} |d'\rangle &= \cos\theta_C|d\rangle + \sin\theta_C|s\rangle, \\ |s'\rangle &= -\sin\theta_C|d\rangle + \cos\theta_C|s\rangle. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Dai risultati sperimentali, Cabibbo calcolò $\theta_C \approx 13^\circ$.

Successivamente, Kobayashi e Maskawa ripresero l'idea di Cabibbo e la estesero, introducendo una matrice unitaria (3×3) col fine di spiegare la violazione di CP [2]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

dove $V_{q_1q_2}$ è il termine relativo alla transizione $q_1 \rightarrow q_2$.

La matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) possiede 4 parametri liberi: 3 angoli di mescolamento reali ed 1 fase irriducibile complessa, la quale è alla base della violazione di CP . In letteratura sono presenti molte parametrizzazioni, ma due sono le più usate: la parametrizzazione standard e la parametrizzazione di Wolfenstein.

La parametrizzazione standard è basata sul prodotto di tre matrici di rotazione:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}s_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}c_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

dove $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ e $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$; θ_{ij} sono 3 angoli reali che possono essere scelti nel primo quadrante; δ è la fase che viola CP .

Sperimentalmente si osserva che $s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12} \ll 1$ e la parametrizzazione di Wolfenstein è utile proprio per mostrare questo andamento gerarchico. I quattro parametri indipendenti utilizzati in questa parametrizzazione sono A , λ , ρ e η (il termine che viola CP), definiti nel modo seguente [3]:

$$s_{12} = \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} \quad s_{23} = A\lambda^2 = \lambda \frac{|V_{cb}|}{|V_{us}|} \quad s_{13}e^{i\delta} = A\lambda^3(\rho + i\eta) = V_{ub}^*, \quad (1.5)$$

la matrice CKM diventa:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (1.6)$$

Quella riportata è un'espansione degli elementi della matrice in termini di λ fino all'or-

dine $\mathcal{O}(\lambda^4)$. Questa espansione ha senso a fronte del valore misurato di λ che risulta: $\lambda = 0.2272 \pm 0.0010$.

Utilizzando questa parametrizzazione si osserva che gli elementi sulla diagonale sono dell'ordine di 1 mentre, mano a mano che ci si allontana da essa, il loro valore diminuisce. In termini di interazioni questo significa che il decadimento di un quark di tipo *up* è favorito se ha nello stato finale il quark di tipo *down* appartenente alla sua stessa generazione, mentre risulta sfavorito se quest'ultimo appartiene ad un'altra generazione. I decadimenti del primo tipo, che coinvolgono gli elementi sulla diagonale di V_{CKM} , si dicono “Cabibbo favoriti” (CF). Quelli del secondo tipo si dicono “Cabibbo soppressi” (CS) quando l'ampiezza è proporzionale a λ e “doppiamente Cabibbo soppressi” (DCS) quando l'ampiezza è proporzionale a λ^2 .

Dalla condizione di unitarietà $V_{CKM}V_{CKM}^\dagger = 1$ si ottengono le relazioni $\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = 0$ ($j \neq k$) che possono essere rappresentate nel piano complesso come triangoli, la cui area è legata all'entità della violazione di CP . La relazione di gran lunga più usata è:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 = \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}, \quad (1.7)$$

che si traduce in un triangolo non degenere denominato “triangolo di unitarietà”.

Tale triangolo è normalizzato secondo un fattore $|V_{cd}V_{cb}^*|$, ha i vertici della base fissati nei punti $(0, 0)$ e $(0, 1)$ mentre il vertice rimanente è nel punto $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, definito da $\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2)$ e $\bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$. Gli angoli interni del triangolo di unitarietà sono definiti come:

$$\alpha = \arg \left[\frac{V_{ub}^*V_{ud}}{V_{tb}^*V_{td}} \right], \quad \beta = \arg \left[\frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{cb}^*V_{cd}} \right], \quad \gamma = \arg \left[\frac{V_{cb}^*V_{cd}}{V_{ub}^*V_{ud}} \right]. \quad (1.8)$$

Una panoramica delle estrapolazioni più recenti di $\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$ e di altri parametri della matrice CKM e del triangolo di unitarietà è mostrata in Figura 1.2.

1.2 Mixing e violazione di CP

In questa sezione si introducono gli elementi essenziali dei fenomeni di mixing e di violazione di CP rilevanti per il lavoro di tesi, mentre per una trattazione completa dell'argomento si rimanda a [5].

1.2.1 Mixing dei mesoni neutri

In natura esistono sistemi composti da due adroni, distinti tra loro solo grazie ad un numero quantico interno, in cui gli autostati di massa non coincidono con gli autostati di *flavour*, e le due particelle si trasformano una nell'altra durante l'evoluzione temporale. Le particelle che compongono questi sistemi devono soddisfare a richieste ben precise: devono essere mesoni neutri distinguibili, uno l'antiparticella dell'altro. Il numero quantico che li distingue è il *flavour*. Tale fenomeno è denominato *mixing*.

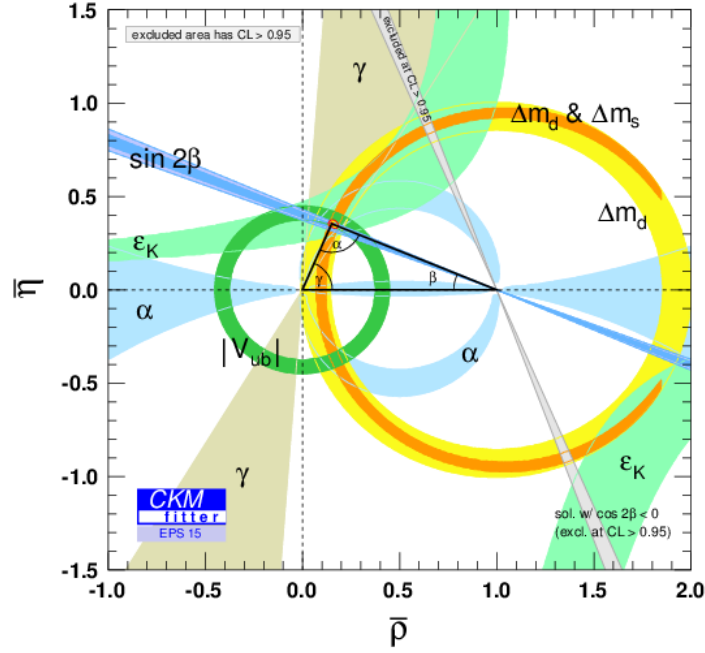


Figura 1.2: I risultati più recenti delle misure di $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ e dei vincoli sugli altri parametri della matrice CKM [4].

Nel MS esistono 4 sistemi di questo tipo: $K^0 - \bar{K}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$, $B_s - \bar{B}_s$ e $D^0 - \bar{D}^0$. Queste particelle possono essere prodotte in stati di *flavour* definito e in seguito decadere attraverso un processo debole che non conserva il *flavour*.

Sia M^0 un mesone neutro con autostati di *flavour* $|M^0\rangle$ e $|\bar{M}^0\rangle$ ed autostati di massa $|M_L\rangle$ e $|M_H\rangle$. Un generico stato del mesone può essere descritto come una sovrapposizione degli autostati di *flavour*. Se all'istante $t = 0$ si ha:

$$|\psi(t=0)\rangle = a(t=0)|M^0\rangle + b(t=0)|\bar{M}^0\rangle, \quad (1.9)$$

durante l'evoluzione temporale è necessario considerare ulteriori stati finali a causa del decadimento del mesone:

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|M^0\rangle + b(t)|\bar{M}^0\rangle + \sum_k c_k(t)|f_k\rangle, \quad (1.10)$$

dove $|f_k\rangle$ sono i possibili prodotti di decadimento e $c_k(t)$ le ampiezze di transizione.

Per questo stato, l'equazione di Schrödinger dipendente dal tempo è descritta da un'hamiltoniana efficace \mathcal{H}_{eff} . Tale hamiltoniana può essere suddivisa in una matrice di massa ed in una di decadimento:

$$\mathcal{H}_{eff} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

Gli autostati di massa dell'hamiltoniana efficace, con massa e larghezza di decadimento definite, possono essere scritti come:

$$\begin{aligned} |M_L\rangle &= p|M^0\rangle + q|\bar{M}^0\rangle, \\ |M_H\rangle &= p|M^0\rangle - q|\bar{M}^0\rangle, \end{aligned} \quad (1.12)$$

dove p e q sono coefficienti complessi tali che $|p|^2 + |q|^2 = 1$. La differenza di massa e di larghezza di decadimento dei due stati è data da:

$$\begin{aligned} \Delta m &\equiv m_H - m_L = \mathcal{R}e(\lambda_H - \lambda_L), \\ \Delta\Gamma &\equiv \Gamma_H - \Gamma_L = -2\mathcal{I}m(\lambda_H - \lambda_L), \end{aligned} \quad (1.13)$$

dove λ_H e λ_L sono gli autovalori di \mathcal{H}_{eff} .

Assumendo l'invarianza CPT si ha $M_{11} = M_{22}$ e $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. Valgono quindi le relazioni:

$$m_H - m_L = \frac{q}{p} \left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right), \quad \frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \quad (1.14)$$

Per gli autostati di \mathcal{H}_{eff} l'evoluzione temporale è:

$$\begin{aligned} |M_H(t)\rangle &= e^{-i\lambda_H t} |M_H\rangle, \\ |M_L(t)\rangle &= e^{-i\lambda_L t} |M_L\rangle, \end{aligned} \quad (1.15)$$

e si può verificare che la probabilità di passare da uno stato all'altro è nulla mentre la probabilità di rimanere nello stesso stato è descritta da un esponenziale con vita media $1/\Gamma_{H,L}$.

La descrizione dell'evoluzione temporale per gli stati con *flavour* definito, ovvero $|M^0\rangle$ e $|\bar{M}^0\rangle$, è leggermente più complicata ed è data da:

$$\begin{aligned} |M^0(t)\rangle &= g_+(t) |M^0\rangle + |q/p| g_-(t) |\bar{M}^0\rangle, \\ |\bar{M}^0(t)\rangle &= g_+(t) |\bar{M}^0\rangle + |p/q| g_-(t) |M^0\rangle, \end{aligned} \quad (1.16)$$

dove la dipendenza temporale è stata incorporata nelle funzioni $g_+(t)$ e $g_-(t)$ definite di seguito:

$$g_{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left(e^{-i\lambda_H t} \pm e^{-i\lambda_L t} \right). \quad (1.17)$$

È possibile ora calcolare la probabilità che una particella, creata all'istante $t = 0$ con *flavour* definito, all'istante $t > 0$ abbia cambiato *flavour* in seguito ad una interazione debole oppure sia rimasta la stessa. Ad esempio, la probabilità che una particella *non*

cambi *flavour* risulta essere la stessa per $|M^0\rangle$ e $|\bar{M}^0\rangle$:

$$\begin{aligned} P(M^0 \rightarrow M^0, t) &\propto |\langle M^0(t)|M^0\rangle|^2 = |g_+(t)|^2, \\ P(\bar{M}^0 \rightarrow \bar{M}^0, t) &\propto |\langle \bar{M}^0(t)|\bar{M}^0\rangle|^2 = |g_+(t)|^2, \end{aligned} \quad (1.18)$$

mentre la probabilità che una particella cambi *flavour* è diversa per i due mesoni:

$$\begin{aligned} P(M^0 \rightarrow \bar{M}^0, t) &\propto |\langle M^0(t)|\bar{M}^0\rangle|^2 = |q/p| \cdot |g_-(t)|^2, \\ P(\bar{M}^0 \rightarrow M^0, t) &\propto |\langle \bar{M}^0(t)|M^0\rangle|^2 = |p/q| \cdot |g_-(t)|^2. \end{aligned} \quad (1.19)$$

I moduli quadri delle funzioni $g_{\pm}(t)$ che appaiono nelle espressioni precedenti valgono:

$$|g_{\pm}(t)|^2 = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_L t} \left[1 + e^{\Delta\Gamma t} \pm 2e^{\frac{\Delta\Gamma}{2}t} \cos(\Delta m t) \right]. \quad (1.20)$$

Situazione sperimentale del mixing dei mesoni neutri

Il fenomeno di mixing è stato osservato in tutti e 4 i sistemi conosciuti: $K^0 - \bar{K}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$, $B_s - \bar{B}_s$ e $D^0 - \bar{D}^0$. In Tabella 1.1 sono riportati i valori approssimati delle quantità $\Delta m/\Gamma$ e $\Delta\Gamma/2\Gamma$ misurate per i 4 sistemi, mentre in Figura 1.3 è mostrata la probabilità per tali sistemi di cambiare *flavour* e di non cambiarlo a causa del mixing.

Sistema	$\Delta m/\Gamma$	$\Delta\Gamma/2\Gamma$
$K^0 - \bar{K}^0$	0.99	-0.95
$B^0 - \bar{B}^0$	0.77	$5 \cdot 10^{-3}$
$B_s - \bar{B}_s$	26	0.15
$D^0 - \bar{D}^0$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$

Tabella 1.1: Valori approssimati delle quantità $\Delta m/\Gamma$ e $\Delta\Gamma/2\Gamma$ misurate per i 4 sistemi di mesoni neutri elencati.

Si nota come nel sistema $D^0 - \bar{D}^0$ il fenomeno di mixing sia estremamente piccolo (non è infatti apprezzabile, in Figura 1.3, la differenza tra la linea nera della funzione $e^{-\Gamma t}$ e la linea blu della probabilità di cambiare il *flavour*). Per questo motivo, che differenzia notevolmente il sistema $D^0 - \bar{D}^0$ dagli altri, sono necessari degli esperimenti di estrema precisione per misurare il fenomeno di mixing in tale sistema, ed infatti solo recentemente è stato possibile osservarlo.

1.2.2 Violazione di CP

La violazione di CP è introdotta nel MS attraverso la fase complessa presente nella matrice CKM (come accennato nella Sezione 1.1) e si può manifestare in tre modi:

1. violazione di CP nel decadimento;
2. violazione di CP nel mixing;

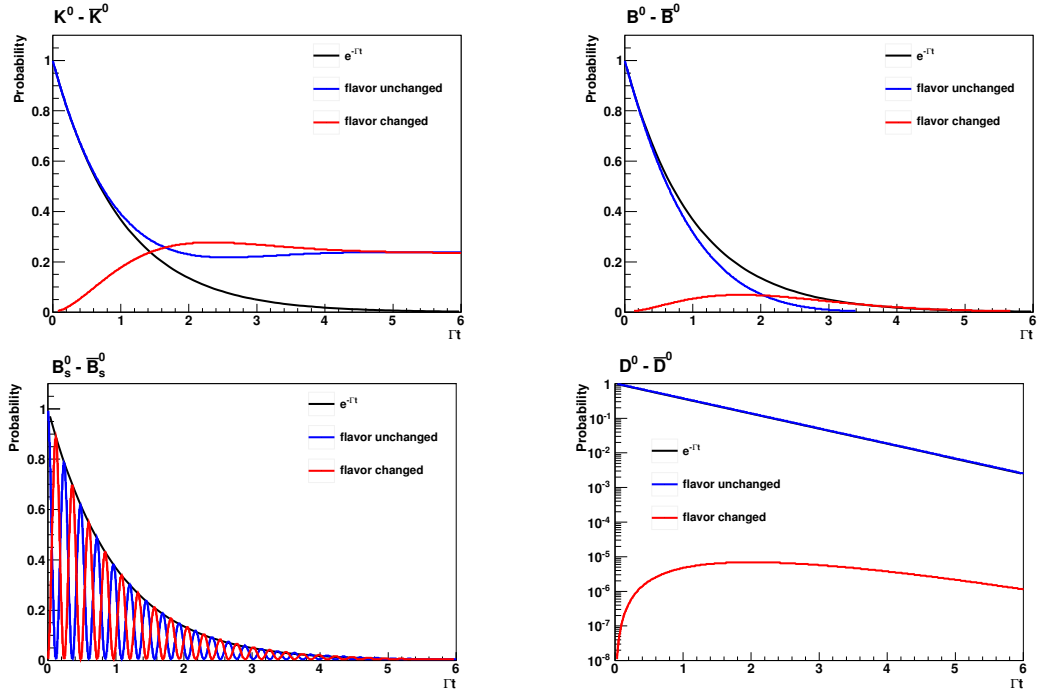


Figura 1.3: Probabilità di cambiare il *flavour* (linea rossa), di non cambiarlo (linea blu) e la funzione $e^{-\Gamma t}$ per i 4 sistemi sistemi di mesoni neutri: in alto a sinistra, $K^0 - \bar{K}^0$; in alto a destra, $B^0 - \bar{B}^0$, in basso a sinistra, $B_s^0 - \bar{B}_s^0$; in basso a destra, $D^0 - \bar{D}^0$ (si noti la scala logaritmica in questo caso).

3. violazione di CP nell'interferenza tra decadimento e mixing.

Per poter misurare un qualsiasi tipo di violazione di CP è necessario poter identificare il *flavour* iniziale del mesone (ovvero, al momento della sua produzione).

In generale, se \mathcal{H} è l'hamiltoniana che descrive il decadimento, è possibile definire le ampiezze di decadimento di M e \bar{M} negli stati finali f e \bar{f} come:

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | \mathcal{H} | M \rangle, & \bar{A}_f &= \langle f | \mathcal{H} | \bar{M} \rangle, \\ A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | M \rangle, & \bar{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | \mathcal{H} | \bar{M} \rangle. \end{aligned} \quad (1.21)$$

L'ampiezza di decadimento A_f è legata alla larghezza di decadimento $\Gamma(M \rightarrow f)$ tramite la relazione:

$$\Gamma(M \rightarrow f) = |A_f|^2 \Phi_f, \quad (1.22)$$

dove Φ_f è un fattore relativo allo spazio delle fasi del decadimento $M \rightarrow f$.

Violazione di CP nel decadimento

La prima tipologia di violazione di CP non è collegata al mixing dei mesoni e può avvenire sia nei decadimenti dei mesoni neutri che nei decadimenti dei mesoni carichi. Essa avviene quando la larghezza di decadimento di un mesone M nello stato finale f differisce dalla

larghezza di decadimento dell'antimesone \bar{M} nello stato finale \bar{f} :

$$\Gamma(M \rightarrow f) \neq \Gamma(\bar{M} \rightarrow \bar{f}) . \quad (1.23)$$

L'osservabile utilizzato per misurare la violazione di CP nel decadimento è il seguente:

$$\mathcal{A}_f = \frac{\Gamma(M \rightarrow f) - \Gamma(\bar{M} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(M \rightarrow f) + \Gamma(\bar{M} \rightarrow \bar{f})} = \frac{1 - |A_f/\bar{A}_{\bar{f}}|^2}{1 + |A_f/\bar{A}_{\bar{f}}|^2} , \quad (1.24)$$

dove si è utilizzata l'Equazione 1.22. Pertanto, la condizione fisica per cui si ha violazione di CP nel decadimento è:

$$|A_f/\bar{A}_{\bar{f}}| \neq 1 . \quad (1.25)$$

Si può avere violazione di CP di questo tipo solo se due o più diagrammi sono coinvolti nel processo di decadimento.

Violazione di CP nel mixing

La violazione di CP nel mixing coinvolge unicamente i mesoni neutri e si ha quando la probabilità che un mesone M^0 oscilli nella sua antiparticella \bar{M}^0 è diversa dalla probabilità che l'antiparticella \bar{M}^0 oscilli in M^0 :

$$P(M^0 \rightarrow \bar{M}^0) \neq P(\bar{M}^0 \rightarrow M^0) . \quad (1.26)$$

Ricordando l'Equazione 1.19, la condizione fisica per cui si ha violazione di CP è:

$$|q/p| \neq 1 \quad \Rightarrow \quad \left| M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \right| \neq \left| M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* \right| . \quad (1.27)$$

Gli elementi fuori diagonale dell'hamiltoniana definita nell'Equazione 1.11 sono correlati alla probabilità che un mesone M^0 oscilli nella sua antiparticella \bar{M}^0 e viceversa.

Sperimentalmente, un modo per misurare la violazione di CP nel mixing è sfruttare il caso in cui una particella M^0 non può decadere in uno stato finale \bar{f} mentre la sua corrispondente antiparticella può. Pertanto, è necessario che M^0 oscilli nello stato \bar{M}^0 prima di poter decadere nello stato finale \bar{f} . Un esempio di tale fenomeno è dato dai decadimenti semileptonici, dove $f = l^- \bar{\nu}_l X^+$ e $\bar{f} = l^+ \nu_l X^-$.

L'osservabile utilizzato per misurare la violazione di CP nel mixing in questo caso specifico è il seguente:

$$\mathcal{A}_{SL} = \frac{d\Gamma(M^0(t) \rightarrow \bar{f})/dt - d\Gamma(\bar{M}^0(t) \rightarrow f)/dt}{d\Gamma(M^0(t) \rightarrow f)/dt + d\Gamma(\bar{M}^0(t) \rightarrow \bar{f})/dt} . \quad (1.28)$$

È possibile mostrare che tale osservabile si può riscrivere come:

$$\mathcal{A}_{SL} = \frac{1 - |p/q|^4}{1 + |p/q|^4}. \quad (1.29)$$

Violazione di CP nell'interferenza tra decadimento e mixing

La terza ed ultima tipologia di violazione di CP si ha quando, in un sistema di mesoni soggetti a mixing, entrambe le particelle possono accedere ad uno stesso autostato di CP , f_{CP} . Dato il mesone all'istante $t = 0$ lo stato finale può essere raggiunto in due modi (Figura 1.4):

1. attraverso un decadimento diretto: $M^0 \rightarrow f_{CP}$;
2. attraverso il mixing e successivamente il decadimento: $M^0 \rightarrow \bar{M}^0 \rightarrow f_{CP}$.

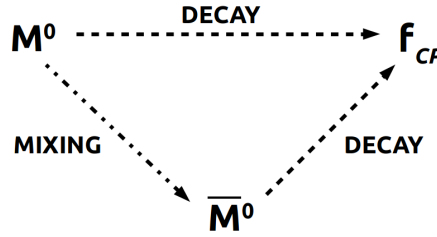


Figura 1.4: I due modi in cui un mesone M^0 può raggiungere lo stato finale f_{CP} : o tramite decadimento diretto o tramite mixing e successivo decadimento.

Questa tipologia di violazione di CP si manifesta nell'interferenza tra questi due modi di raggiungere f_{CP} ed è possibile anche nel caso in cui CP sia conservata separatamente nel mixing e nel decadimento.

Definendo la quantità:

$$\lambda_f = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}, \quad (1.30)$$

la condizione fisica per cui si ha violazione di CP nell'interferenza tra decadimento e mixing è:

$$\mathcal{I}m(\lambda_f) \neq 0. \quad (1.31)$$

Dal punto di vista sperimentale, un modo con cui misurare questo tipo di violazione di CP è andare a studiare i canali in cui i due mesoni neutri decadono in un autostato di CP , misurando l'osservabile:

$$\mathcal{A}_{f_{CP}} = \frac{d\Gamma(\bar{M}^0(t) \rightarrow f_{CP})/dt - d\Gamma(M^0(t) \rightarrow f_{CP})/dt}{d\Gamma(\bar{M}^0(t) \rightarrow f_{CP})/dt + d\Gamma(M^0(t) \rightarrow f_{CP})/dt}. \quad (1.32)$$

che può essere riscritto, nel caso in cui $|q/p| = 1$ e $\Delta\Gamma = 0$, come:

$$\mathcal{A}_{f_{CP}} = \frac{(1 - |\lambda_f|^2) \cos(\Delta mt) - 2\mathcal{I}m(\lambda_f) \sin(\Delta mt)}{1 + |\lambda_f|^2} . \quad (1.33)$$

Si osserva che, sotto queste condizioni, la violazione di CP nell'interferenza tra decadimento e mixing è misurabile se si verificano le seguenti condizioni:

$$\Delta m \neq 0 \quad , \quad \mathcal{I}m(\lambda_f) \neq 0 . \quad (1.34)$$

Situazione sperimentale della violazione di CP

Dopo la scoperta della violazione di CP nei K neutri, sono state spese molte forze a livello sperimentale per misurare effetti dovuti alla violazione di CP . Alcune delle osservabili in cui la violazione di CP è stata osservata ad un livello superiore a 5σ sono le seguenti²:

- la violazione di CP nel decadimento nei processi $K \rightarrow \pi\pi$ è data da:

$$\mathcal{R}e(\epsilon'/\epsilon) = (1.65 \pm 0.26) \cdot 10^{-3} ;$$

- la violazione di CP nell'interferenza tra decadimento e mixing nei processi $B^0 \rightarrow \psi K^0$ è data da:

$$S_{\psi K^0} = +0.682 \pm 0.019 ;$$

- la violazione di CP nel decadimento nei processi $B^\pm \rightarrow D_+ K^\pm$, dove D_+ è l'auto-stato con $CP = +$ del mesone D neutro, è data da:

$$\mathcal{A}_{B^\pm \rightarrow D_+ K^\pm} = +0.19 \pm 0.03 ;$$

- la violazione di CP nel decadimento nei processi $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ è data da:

$$\mathcal{A}_{\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+ \pi^-} = +0.26 \pm 0.04 .$$

Inoltre, degli effetti significativi di violazione di CP sono stati osservati anche in alcune regioni dello spazio delle fasi di alcuni processi, come $B^\pm \rightarrow K^+ K^- K^\pm$.

Al momento, non sono stati osservati effetti di violazione di CP che coinvolgono i quark di tipo c e \bar{c} .

1.3 Lo stato attuale della fisica del charm

I mesoni neutri nello stato fondamentale contenenti un quark c o \bar{c} sono, rispettivamente, il mesone D^0 ($c\bar{u}$) ed il mesone \bar{D}^0 ($\bar{c}u$). Essi sono autostati di *flavour* e sono contraddistinti unicamente dal numero quantico interno C , che vale $+1$ per il D^0 e -1 per il \bar{D}^0 . Essi

²Per la definizione delle osservabili ed ulteriori informazioni si rimanda a [3].

offrono un'opportunità unica di studiare il fenomeno del mixing in un sistema contenente unicamente quark di tipo *up*. Infatti, il quark *top* è talmente massivo da decadere prima di formare stati legati, mentre stati legati del tipo $(u\bar{u})$ e $(c\bar{c})$ non presentano fenomeni di mixing in quanto non esiste alcun numero quantico interno che permetta di distinguere mesoni ed antimisoni.

Ad oggi non è ancora stata osservata alcuna violazione di *CP* nel charm, per cui c'è un ampio interesse nel cercare evidenze sperimentali in questo settore. Inoltre, il contributo dovuto a nuove teorie fisiche può essere rilevante e comparabile agli effetti spiegabili all'interno del MS.

Infine, lo studio delle proprietà degli adroni contenenti quark *c* e \bar{c} contribuisce ad una migliore comprensione del funzionamento delle interazioni forti e della formazione di stati legati contenenti sia quark pesanti che quark leggeri.

1.3.1 Teoria

In generale, esistono due tipi di contributi all'ampiezza del mixing dei mesoni neutri: i contributi a breve distanza e quelli a lunga distanza. La scala di lunghezza è definita comparando la distanza percorsa nello spazio-tempo dallo stato intermedio che media il fenomeno di mixing rispetto alla scala tipica che caratterizza le interazioni forti.

Nel caso specifico del sistema $D^0 - \bar{D}^0$, i diagrammi di Feynmann che descrivono il fenomeno di mixing all'interno del MS sono riportati in Figura 1.5.

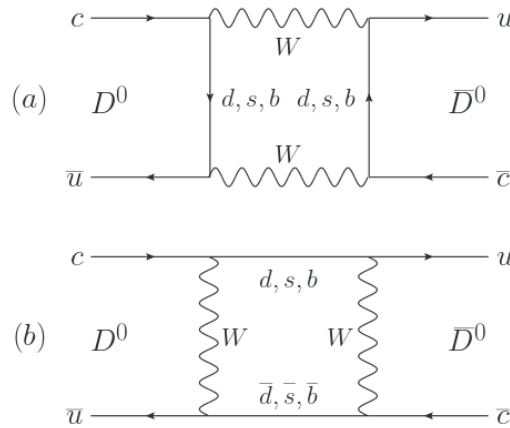


Figura 1.5: I due tipi di diagrammi di Feynmann che descrivono il fenomeno di mixing del sistema $D^0 - \bar{D}^0$ nel MS.

Nel diagramma indicato con (a) in Figura 1.5 lo stato intermedio è rappresentato da una coppia di bosoni W , i quali sono prodotti *off-shell*: lo stato intermedio è virtuale. Poichè lo stato intermedio non viaggia affatto nello spazio-tempo, l'interazione può essere descritta come un'interazione di Fermi a 4 quark (interazione puntiforme) e pertanto questo diagramma appartiene alla classe del contributo a breve distanza. Nel diagramma indicato con (b) lo stato intermedio è dato da quark leggeri che possono viaggiare per distanze non trascurabili rispetto al punto di interazione. Quando ciò avviene, nel caso in

cui la distanza percorsa è comparabile con la lunghezza tipica delle interazioni forti, tali quark possono adronizzare e formare degli stati intermedi reali, come riportato in Figura 1.6. Tale diagramma appartiene alla classe del contributo a lunga distanza.

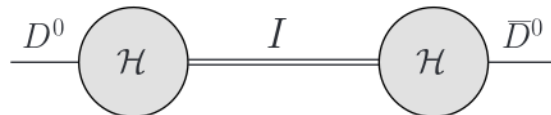


Figura 1.6: Contributo a lunga distanza nel mixing del sistema $D^0 - \bar{D}^0$.

Il contributo dei diagrammi in Figura 1.5 al fenomeno del mixing è piccolo. Infatti, la transizione $c \rightarrow b$ è CKM soppressa, per cui il contributo del quark b è DCS (ovvero ordine λ^2 nell'ampiezza). Anche il contributo dei quark d ed s è CKM soppresso; oltre a ciò, il loro contributo è anche soppresso a causa del meccanismo GIM: le masse dei quark d e s sono comparabili se confrontate alla massa del bosone W e quindi i due contributi, aventi segno opposto nella matrice CKM, si cancellano.

Poiché il contributo a breve distanza è soppresso nel MS, eventuali contributi di Nuova Fisica possono essere competitivi con i contributi del MS. Tuttavia, i contributi a lunga distanza sono dominanti nel mixing del charm. Tali contributi non sono però perturbativi, per cui non è possibile stimare il loro contributo nella maniera usuale. Esistono due differenti approcci per calcolare l'impatto dei fenomeni a lunga distanza nel mixing del charm, anche se sono scarsamente predittivi [6].

Il primo approccio, di tipo “inclusivo”, è denominato *Operator Product Expansion* (OPE), e consiste nell'assunzione che la massa del quark c sia sufficientemente grande rispetto alla scala tipica Λ delle interazioni forti. Δm e $\Delta\Gamma$ sono calcolati tramite uno sviluppo in serie di potenze di Λ/m_c . Tuttavia, il termine Λ/m_c non è piccolo a sufficienza, per cui il troncamento della serie causa degli errori non trascurabili nelle predizioni di Δm e $\Delta\Gamma$.

Il secondo approccio, di tipo “esclusivo”, consiste nel sommare su tutti i possibili stati adronici. Tuttavia, il D^0 ha un'elevato numero di stati finali in cui può decadere, per cui è necessario calcolare con accurata precisione il contributo di tutti questi stati

In prospettiva futura, il calcolo di tali contributi potrebbe essere fatto tramite modelli di QCD su reticolo che tengono conto degli effetti di *rescattering* di adroni leggeri (π , K).

Come conseguenza, le predizioni del MS per il mixing sono affette da un'incertezza teorica molto grande (come mostrato in Figura 1.7). I risultati sperimentali, in questo caso, sono fondamentali sia per validare o meno i modelli teorici sia per fornire *input* ai modelli stessi per produrre ulteriori predizioni.

1.3.2 Esperimenti

Nelle 2007 Belle [7] e BABAR [8] hanno riportato la prima evidenza del mixing nel sistema $D^0 - \bar{D}^0$ negli stati finali K^+K^- , $\pi^+\pi^-$, e $K^+\pi^-$. Questi risultati sono stati successiva-

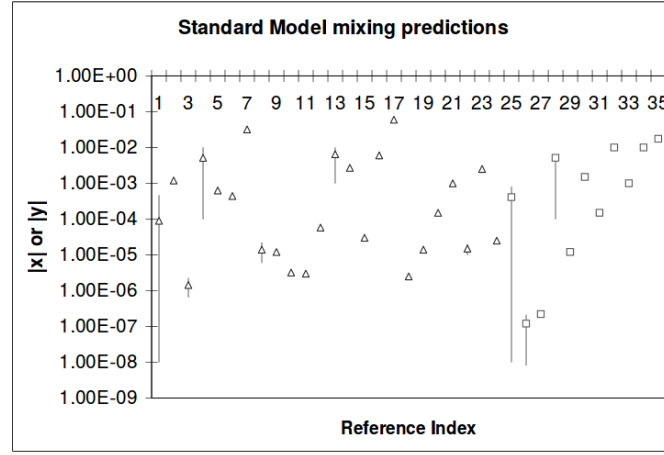


Figura 1.7: Predizioni del MS per i parametri di mixing $x = \Delta m/\Gamma$ (triangoli) e $y = \Delta\Gamma/2\Gamma$ (quadrati). Figura tratta da [6].

mente confermati da CDF [9] e da LHCb [10], misurando il mixing nello stato finale $K^+\pi^-$. Recentemente LHCb [11] ha osservato il mixing anche nello stato finale $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

Le medie complessive delle principali misure dei parametri di mixing, effettuata dall'Heavy Flavour Average Group (HFAG) [12], sono compatibili con il limite superiori delle predizioni effettuate dal MS:

$$\begin{aligned} x &\equiv \Delta m/\Gamma = (0.37 \pm 0.16) \% , \\ y &\equiv \Delta\Gamma/2\Gamma = (0.66^{+0.07}_{-0.10}) \% . \end{aligned} \quad (1.35)$$

L'ipotesi di assenza di mixing nel sistema $D^0 - \bar{D}^0$ è esclusa ad un livello di significanza superiore a 11 deviazioni standard. In Figura 1.8, a sinistra, è rappresentato il grafico bidimensionale con la media delle misure dei parametri di mixing.

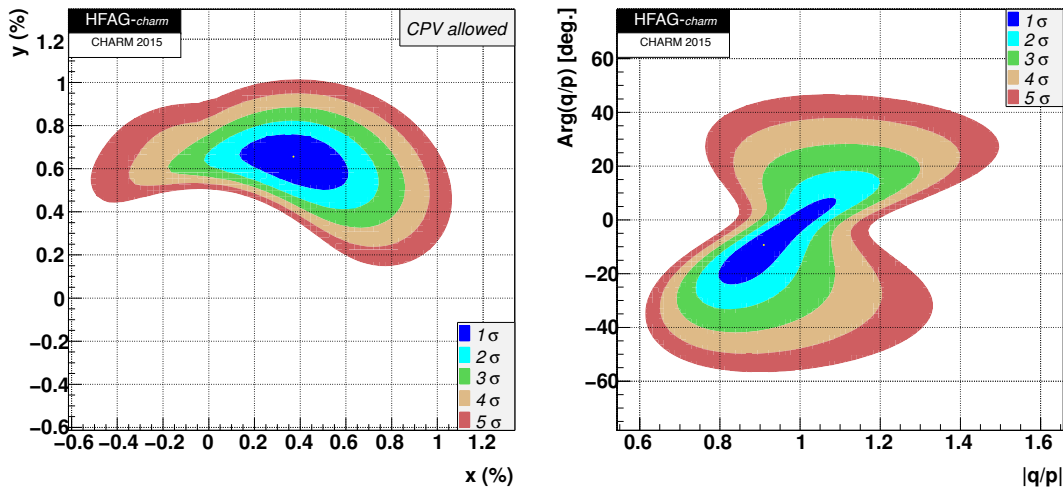


Figura 1.8: Media complessiva delle misure dei parametri di mixing x e y (sinistra) e dei parametri di violazione di CP $|q/p|$ e il suo argomento, realizzata da HFAG [12].

Per quanto riguarda la violazione di CP , invece, la situazione è ancora incerta. Nel

2012 LHCb [13] ha riportato un'evidenza (3.5 deviazioni standard) di asimmetria di CP tra $D^0 \rightarrow K^-K^+$ e $D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$, analizzando un campione di dati pari ad una luminosità integrata di 0.6 fb^{-1} . Tale evidenza è stata successivamente riscontrata anche da CDF [14] (2.7 deviazioni standard), e da Belle [15] (2.1 deviazioni standard). Successivamente, LHCb [16] non ha confermato tale evidenza ripetendo l'analisi su un campione indipendente di D^0 (D^0 provenienti dai decadimenti semileptonici dei B anziché dal decadimento del D^{*+}). Inoltre, un recente aggiornamento di LHCb [17], il quale costituisce la misura di asimmetria di CP nel settore del charm più precisa sinora ottenuta, non segnala alcuna evidenza di violazione di CP . Tale analisi è stata effettuata utilizzando D^0 provenienti dal decadimento del D^{*+} utilizzando un campione di dati pari ad una luminosità integrata di 3 fb^{-1}

Le medie delle misure dei parametri che regolano la violazione indiretta di CP , effettuata dall'HFAG [12], sono le seguenti:

$$\begin{aligned} |q/p| &= 0.91_{-0.08}^{+0.12}, \\ \arg(q/p) &= (-9.4_{-9.8}^{+11.9})^\circ. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Tale risultato (rappresentato in un grafico bidimensionale in Figura 1.8, a destra) è compatibile con l'assenza di violazione di CP ad un livello di confidenza di 0.27.

Combinando i risultati ottenuti dalle misure dirette ed indirette di violazione di CP si ottengono i seguenti risultati (per la definizione dei parametri riportati si rimanda a [12]):

$$\begin{aligned} a_{CP}^{\text{ind}} &= (0.056 \pm 0.040) \% , \\ \Delta a_{CP}^{\text{dir}} &= (-0.137 \pm 0.070) \% , \end{aligned} \quad (1.37)$$

risultati che sono consistenti con l'assenza di violazione di CP ad un livello di confidenza di 6.5 %. In Figura 1.9 sono riportati tali risultati in un grafico bidimensionale.

Poichè l'eventuale violazione di CP nel settore del charm è piuttosto piccola, futuri esperimenti potranno contribuire sperimentalmente in tale direzione, cercando di capire se la violazione di CP predetta dal MS sarà compatibile con i risultati sperimentali e verificare se ci saranno contributi dovuti a nuovi fenomeni fisici.

1.3.3 Non solo mixing e violazione di CP

Lo studio delle proprietà degli adroni contenenti quark c o \bar{c} ricopre un notevole interesse per ulteriori misure di precisione del MS che esulano dal mixing e dalla violazione di CP trattati fino ad ora.

La misura sperimentale delle proprietà dei decadimenti semileptonici dei D sono importanti per fornire validazioni dei modelli teorici di QCD su reticolo utilizzati per effettuare predizioni ed estrapolare parametri importanti per la fisica del *flavour* [18]. Sebbene le

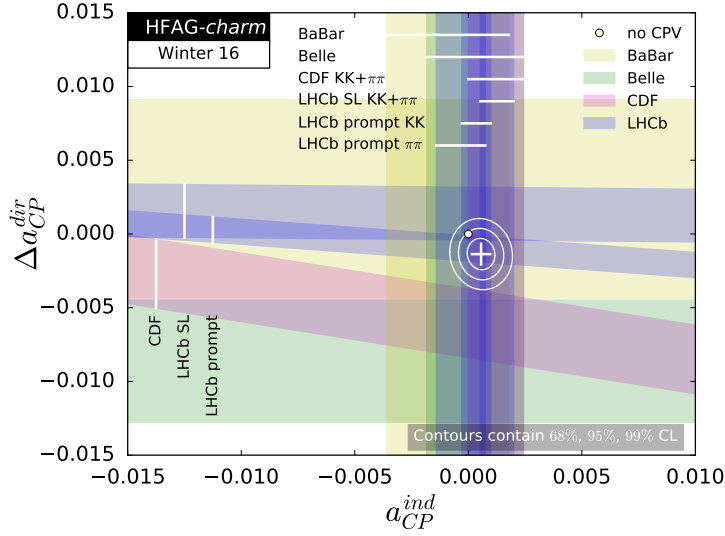


Figura 1.9: Combinazione delle misure di violazione di CP diretta ed indiretta nel settore del charm, realizzata da HFAG [12].

odierne misure siano compatibili con il MS, lo studio dei decadimenti semileptonici dei mesoni D può essere un settore in cui ricercare effetti di nuova fisica [19].

Un fenomeno di particolare interesse è il decadimento puramente leptonic del tipo $D^0 \rightarrow l^- l^+$, processo che nel MS è fortemente soppresso sia per il meccanismo GIM che per motivi di elicità. Lo studio di tali decadimenti è interessante per verificare l'esistenza a livello albero di correnti neutre che non conservano il *flavour* dei quark (esistenza predetta da molti modelli che mirano ad estendere il MS). Una misura significativa di questo tipo di decadimenti è il limite superiore posto da LHCb per il processo $D^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ [20]. La predizione del MS del *branching ratio* \mathcal{B} del processo $D^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ è di circa $6 \cdot 10^{-11}$, mentre LHCb ha posto un limite superiore al \mathcal{B} di tale processo pari a $6.2 \cdot 10^{-9}$ (livello di confidenza del 90 %).

Similmente, sono oggetto di interesse e di studio anche i decadimenti semileptonici rari del tipo $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \mu^- \mu^+$ o $D_{(s)}^+ \rightarrow \pi^+ \mu^- \mu^+$. Per questo tipo di studi è molto importante escludere il contributo risonante in massa invariante $m(\mu^- \mu^+)$ proveniente da decadimenti permessi (ad esempio: $D_{(s)}^+ \rightarrow \pi^+ X$, $X \rightarrow \mu^- \mu^+$, dove $X = \eta, \rho, \omega, \phi$).

In merito a processi proibiti all'interno del MS, sono stati ricercati anche decadimenti che violassero il *flavour* leptonic. Sebbene esistano sistemi in cui sia possibile porre limiti più stringenti, Belle ha ricercato il decadimento $D^0 \rightarrow \mu^\mp e^\pm$ [21], ponendo un limite superiore a $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow \mu^\mp e^\pm)$ pari a $2.6 \cdot 10^{-7}$ con un livello di confidenza del 90 %. Recentemente anche LHCb ha studiato lo stesso processo [22], ponendo un limite superiore pari a $1.3 \cdot 10^{-8}$ con un livello di confidenza del 90 % (oltre un ordine di grandezza più basso rispetto al limite posto da Belle).

Un altro ambito di ricerca nel settore del charm riguarda la spettroscopia degli stati di charmonio ($c\bar{c}$). La caratteristica principale di queste analisi è la ricerca di strutture nello spettro di massa invariante di combinazioni di mesoni contenenti quark di tipo c e

mesoni più leggeri. Tali studi, insieme a quelli degli stati di bottomio ($b\bar{b}$), permettono di comprendere le interazioni tra quark pesanti e le sue proprietà, fornendo anche input utili per la modellizzazione dell'interazione tra quark pesanti e quark leggeri.

In tale direzione va l'osservazione di *BABAR* della risonanza $D_{s0}^*(2317)^+$ (all'epoca denominata $D_{sJ}^*(2317)^+$) nella distribuzione in massa invariante $D_s^+ \pi^0$ intorno a 2.32 GeV [23]. Un'ipotesi è che la $D_{s0}^*(2317)^+$ sia un adrone esotico³, tuttavia con le attuali misure sperimentali non è ancora chiara la natura di tale risonanza.

Molto importante è stata la scoperta di Belle, nel 2003, del primo adrone inequivocabilmente esotico, la $X(3872)$ [24]. Dall'analisi del processo $B^+ \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ J/\psi$ è stata scoperta una risonanza stretta ($\Gamma < 2.3$ MeV) nella massa invariante $m(\pi^- \pi^+ J/\psi)$ piccata al valore di circa 3872 MeV. Il contenuto minimo in quark di tale stato adronico è $(c\bar{c}u\bar{u})$. Sebbene la scoperta della $X(3872)$ sia stata confermata da molti altri esperimenti, sia nello stato finale con cui è stata scoperta sia in altri, ancora non è stata ben compresa la sua struttura interna. Esistono modelli che spiegano la $X(3872)$ come uno stato fortemente legato a 4 quark oppure come uno stato molecolare di D^0 e D^{*0} legati tramite lo scambio di un π .

Dal 2003 sono stati condotti molti studi sia per chiarire la natura della $X(3872)$ sia per cercare l'esistenza di ulteriori adroni esotici. La lista di stati esotici osservati fino ad'oggi è molto lunga. Vale la pena citare la recente osservazione, da parte di LHCb, di 2 stati esotici risonanti nello studio del processo $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$, denominati $P_c(4380)^+$ e $P_c(4450)^+$ [25]. Tali risonanze sono state osservate nel canale $J/\psi p$, per cui il loro contenuto in quark minimo è $(c\bar{c}uud)$: questi 2 stati costituiscono, pertanto, la prima osservazione di uno stato adronico composto da 5 quark.

³I cosiddetti adroni esotici sono adroni composti da almeno 4 quark, la cui esistenza non è esclusa dalla QCD.

Capitolo 2

Metodi sperimentali alle B -factories

Come illustrato nel Capitolo precedente, i fenomeni di mixing e di violazione di CP nel sistema $D^0 - \bar{D}^0$ sono oggetto di numerosi studi a livello sperimentale. Le B -factories costituiscono un laboratorio ideale per studiare tali fenomeni.

In questo Capitolo si illustrano le principali caratteristiche delle B -factories e di un tipico evento $c\bar{c}$, confrontandolo con un evento $b\bar{b}$ con particolare riferimento alla produzione dei mesoni D .

Successivamente vengono descritte le tecniche, denominate di *flavour tagging*, utilizzate alle B -factories per determinare il *flavour* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 al momento della produzione. Vengono infine presentati i metodi di *flavour tagging* dei mesoni D neutri utilizzati in altri due importanti esperimenti, attualmente operativi e completamente differenti dalle B -factories, in cui vengono effettuati studi dedicati alla fisica del charm: LHCb e BES-III.

2.1 Caratteristiche principali di una B -factory

Una B -factory è un collisionatore di elettroni e positroni appositamente progettato per studiare le proprietà dei mesoni B . La produzione di coppie di mesoni B^0/\bar{B}^0 e B^+/B^- in una B -factory viene realizzata facendo collidere i positroni e gli elettroni ad una energia del centro di massa \sqrt{s} pari alla massa della particella $\Upsilon(4S)$. Tale particella ha la particolarità che il suo *branching ratio* (\mathcal{B}) in coppie di mesoni B è superiore al 96 % [3]. Le altre proprietà peculiari della $\Upsilon(4S)$ sono riassunte in Tabella 2.1.

m	Γ	J^{PC}	Composizione in quark
10579.4 ± 1.2 MeV	20.5 ± 2.5 MeV	1^{--}	$b\bar{b}$

Tabella 2.1: Proprietà della $\Upsilon(4S)$ [3].

Oltre a studiare le proprietà dei mesoni B , lo scopo principale di una B -factory è effettuare misure di violazione di CP dipendenti dal tempo dei mesoni B^0 sfruttando il

fatto che la coppia $B^0 - \bar{B}^0$ evolve come un singolo stato quantistico coerente fino al decadimento di uno dei due. I requisiti fondamentali di una B -factory sono, pertanto:

- un'elevata luminosità: i mesoni B hanno molti canali di decadimento con \mathcal{B} piuttosto piccoli. Ad esempio, un canale di estremo interesse tramite il quale è stata ampiamente studiata la violazione di CP è $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S$, il cui \mathcal{B} è circa lo 0.04 %, a cui si aggiunge che il \mathcal{B} del processo $J/\Psi \rightarrow l^+l^-$ è circa il 12 %. È pertanto necessaria la produzione di un'elevato numero di coppie B/\bar{B} per effettuare delle misure significative anche nei canali più interessanti.
- un collisionatore asimmetrico: i mesoni B devono avere una lunghezza di decadimento sufficientemente grande nel sistema di riferimento del rivelatore affinché possa essere misurata con precisione. Tuttavia, il Q -value del processo $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ è circa 20 MeV, per cui, in un collisionatore simmetrico, i mesoni B sono prodotti quasi a riposo. Ciò impone l'utilizzo di un collisionatore asimmetrico, in modo tale da boostare i mesoni B ed incrementare la loro lunghezza di decadimento nel sistema di riferimento del rivelatore.
- un rivelatore con ottime prestazioni: è richiesta un'elevata risoluzione nella misura dei vertici dei decadimenti delle particelle e delle proprietà tracce, oltre ad un rivelatore che offra una grande copertura insieme ad un ottimo sistema di identificazione delle particelle e di misura dell'energia delle particelle neutre e dei muoni.

Una B -factory, oltre a costituire un laboratorio ideale per studiare i mesoni B , è anche una macchina eccellente per studiare le proprietà dei mesoni D e dei leptoni τ : infatti, il numero di eventi $c\bar{c}$ e $\tau^+\tau^-$ prodotti in collisioni di elettroni e positroni all'energia della $\Upsilon(4S)$ è comparabile col numero di eventi $B\bar{B}$ prodotti alla stessa energia, come è mostrato in Tabella 2.2.

$e^+e^- \rightarrow$	Sezione d'urto (nb)
$\Upsilon(4S)$	1.05
$u\bar{u}(\gamma)$	1.61
$d\bar{d}(\gamma)$	0.40
$s\bar{s}(\gamma)$	0.38
$c\bar{c}(\gamma)$	1.30
$e^+e^-(\gamma)$	300 ^(a)
$\gamma\gamma(\gamma)$	4.99 ^(b)
$\mu^+\mu^-(\gamma)$	1.148
$\tau^+\tau^-(\gamma)$	0.919
$\nu\bar{\nu}(\gamma)$	0.25×10^{-3}

^(a) $10^\circ < \theta_{e's}^* < 170^\circ, E_{e's}^* > 0.15$ GeV

^(b) $10^\circ < \theta_{\gamma's}^* < 170^\circ, E_{\gamma's}^* > 0.15$ GeV

Tabella 2.2: Sezione d'urto di diversi processi fisici ad una B -factory [26].

Le prime B -factories ad essere state costruite sono state *BABAR* e *Belle*, rispettivamente negli USA ed in Giappone. Entrambi gli esperimenti sono stati operativi dalla fine degli anni 90 fino a quasi tutti gli anni 2000. *BABAR* era collocato presso il collisionatore asimmetrico PEP-II allo SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford ed ha collezionato dati per una luminosità totale integrata pari a circa 530 fb^{-1} . *Belle*, invece, era posizionato presso l'acceleratore KEKB all'High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, collezionando dati pari ad una luminosità totale integrata di circa 1 ab^{-1} .

La futura generazione di B -factories è rappresentata da *Belle II*, rivelatore in fase di costruzione presso il collisionatore SuperKEKB, dove si fanno collidere due fasci di elettroni e positroni di, rispettivamente, 7 GeV e 4 GeV, per un'energia nel centro di massa di 10.58 GeV ed un *boost* di Lorentz $\beta\gamma = 0.28$. Di *Belle II* e di SuperKEKB si discuterà in dettaglio nel Capitolo 3.

2.2 Caratteristiche di un evento $c\bar{c}$

La comprensione delle caratteristiche basilari di un evento $c\bar{c}$ ad una B -factory è di fondamentale importanza per conoscere il numero medio di mesoni D prodotti in un evento e la loro origine. Queste informazioni sono necessarie per valutare, ad esempio, la frazione di mesoni D^0 e \bar{D}^0 finora utilizzati alle B -factories per le misure di mixing e di violazione di CP . Inoltre, questi dati costituiscono il punto di partenza dello studio del nuovo metodo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 presentato in questo lavoro di tesi.

Come indicato nella Tabella 2.2, la sezione d'urto di produzione $c\bar{c}$ vale $\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}) = 1.3 \text{ nb}$, per cui il numero di eventi $c\bar{c}$ prodotti ad una B -factory è atteso essere $1.3 \cdot 10^9$ con una luminosità integrata $\mathcal{L} = 1 \text{ ab}^{-1}$ (ovvero la luminosità integrata di dati raccolti dalle B -factories *Belle* e *BABAR*) e $6.5 \cdot 10^{10}$ con una luminosità integrata $\mathcal{L} = 50 \text{ ab}^{-1}$ (ovvero la luminosità integrata che raggiungerà *Belle II* in 5 anni di presa dati).

Per studiare le proprietà basilari di un evento $c\bar{c}$ ho analizzato 20000 eventi $c\bar{c}$ (eventi senza il fondo macchina) generati tramite il software dell'esperimento *Belle II*, denominato *Belle II Analysis Software Framework 2*. Il software di *Belle II* sarà descritto in dettaglio nel Capitolo 6. Tali eventi provengono dalla *MC Production 5.0* di *Belle II* e sono stati prodotti con la versione 00-05-03 del software.

Esiste un ampio spettro di mesoni D che possono essere prodotti in un evento $c\bar{c}$. La maggior parte dello spettro è composta da mesoni e risonanze che decadono istantaneamente tramite processi di tipo forte o elettromagnetico. I mesoni D in cui tutti gli altri mesoni e risonanze decadono sono i mesoni D^0 , D^+ , D_s^+ ed i rispettivi antimesoni. Questi mesoni decadono tramite processi di tipo debole ed hanno una vita media τ tale per cui $c\tau > 100 \mu\text{m}$. Il numero medio di mesoni D^0 , D^+ e D_s^+ prodotti in un evento $c\bar{c}$ è riportato in Tabella 2.3. Lo spettro dell'impulso di tali mesoni, nel sistema di riferimento del centro di massa, è riportato in Figura 2.1.

L'impulso dei mesoni D in un evento $c\bar{c}$ si estende fino a 5 GeV, con un valore medio intorno a 3 GeV. Si osserva inoltre come in media sia prodotto poco più di un D^0 per

Mesone D	\bar{N}	Madre D^0	%
D^0/\bar{D}^0	1.119 ± 0.007	D^{*+}/D^{*-}	24.2 ± 0.3
D^+/D^-	0.595 ± 0.005	D^{*0}/\bar{D}^{*0}	34.8 ± 0.4
D_s^+/D_s^-	0.195 ± 0.003	γ^*	41.0 ± 0.4

Tabella 2.3: A sinistra: numero medio di mesoni D prodotti in un evento $c\bar{c}$; a destra: origine dei mesoni D^0 prodotti in eventi $c\bar{c}$.

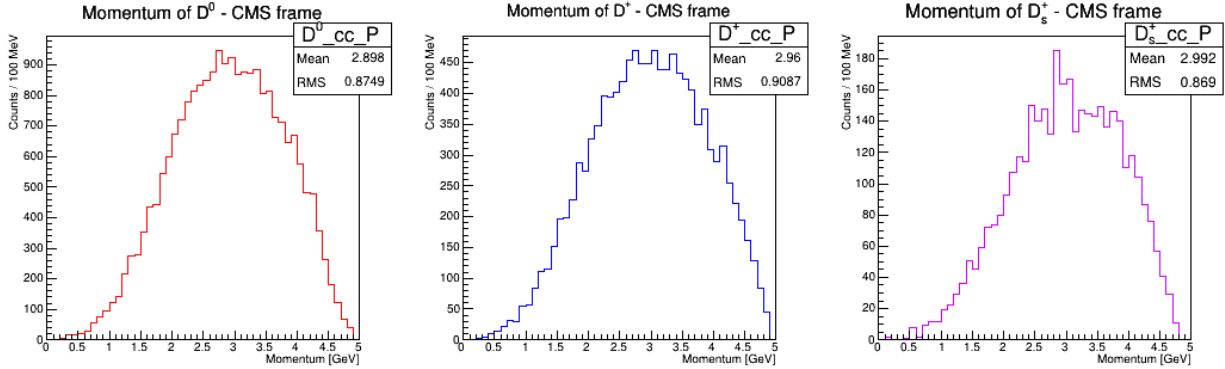


Figura 2.1: A sinistra: impulso del mesone D^0 ; al centro: impulso del mesone D^+ ; a destra: impulso del mesone D_s^+ . I valori graficati sono riferiti ad eventi $c\bar{c}$ e calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa.

evento¹. È interessante analizzare ulteriori proprietà circa la produzione dei D^0 in un evento $c\bar{c}$.

Per quanto riguarda il numero di D^0 per evento, nel 20 % (circa) degli eventi $c\bar{c}$ non vengono prodotti D^0 , nel 50 % degli eventi ne viene prodotto 1 mentre nel 30 % degli eventi ne vengono prodotti 2.

La produzione di un D^0 può avvenire tramite il decadimento del D^{*+} ($D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$), tramite il decadimento del D^{*0} ($D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$) oppure direttamente dall'adronizzazione di uno dei due quark c prodotti nell'evento $c\bar{c}$ ($e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D^0X$). In Tabella 2.3 sono riportate le percentuali in merito alla produzione del D^0 .

Le particelle cariche che vengono effettivamente rivelate, in quanto hanno una lunghezza di decadimento, nel sistema del laboratorio, superiore alle dimensioni del rivelatore, sono denominate *Final State Particles* (FSP). Le FSP sono il K^-/K^+ , il π^-/π^+ , il μ^-/μ^+ , il e^-/e^+ ed il p/\bar{p} ². Oltre alle FSP, sono presenti anche particelle neutre che possono essere rivelate direttamente, come i γ ed i K_L . Ricoprono un ruolo di fondamentale importanza anche i π^0 ed i K_S , i quali possono essere ricostruiti utilizzando coppie di γ (π^0) o coppie di π (K_S).

Il numero medio di FSP e di particelle neutre prodotte in un evento $c\bar{c}$ è mostrato in Tabella 2.4. Poichè BASF2 può generare decadimenti al di fuori del volume del rivelatore,

¹In questo caso e nel resto del capitolo con D^0 si intendono sia i mesoni D^0 che i mesoni \bar{D}^0 . Nel caso in cui sia necessario distinguere i 2 mesoni e specificarne il *flavour*, si esplicherà nel testo.

²A differenza delle altre FSP, il protone e l'antiprotone sono stabili.

è stato richiesto che per ciascuna particella valga:

$$\sqrt{x_V^2 + y_V^2} < 3 \text{ m} , \quad -3 \text{ m} < z_V < 4 \text{ m} , \quad (2.1)$$

dove x_V , y_V e z_V corrispondono alle coordinate x , y , e z del vertice di produzione della particella. I valori utilizzati per i tagli corrispondono alle dimensioni del rivelatore Belle II.

FSP	\bar{N}	Neutri	\bar{N}
K^-/K^+	1.322 ± 0.008	γ	8.471 ± 0.021
π^-/π^+	6.483 ± 0.018	K_L	0.576 ± 0.005
μ^-/μ^+	0.226 ± 0.003	π^0	3.713 ± 0.014
e^-/e^+	0.380 ± 0.004	K_S	0.654 ± 0.006
p/\bar{p}	0.192 ± 0.003		

Tabella 2.4: A sinistra: numero medio di FSP prodotte in un evento $c\bar{c}$; a destra: numero medio di particelle neutre prodotte in un evento $c\bar{c}$.

Lo spettro di impulso delle FSP e dei fotoni, nel sistema di riferimento del centro di massa, è riportato in Figura 2.2.

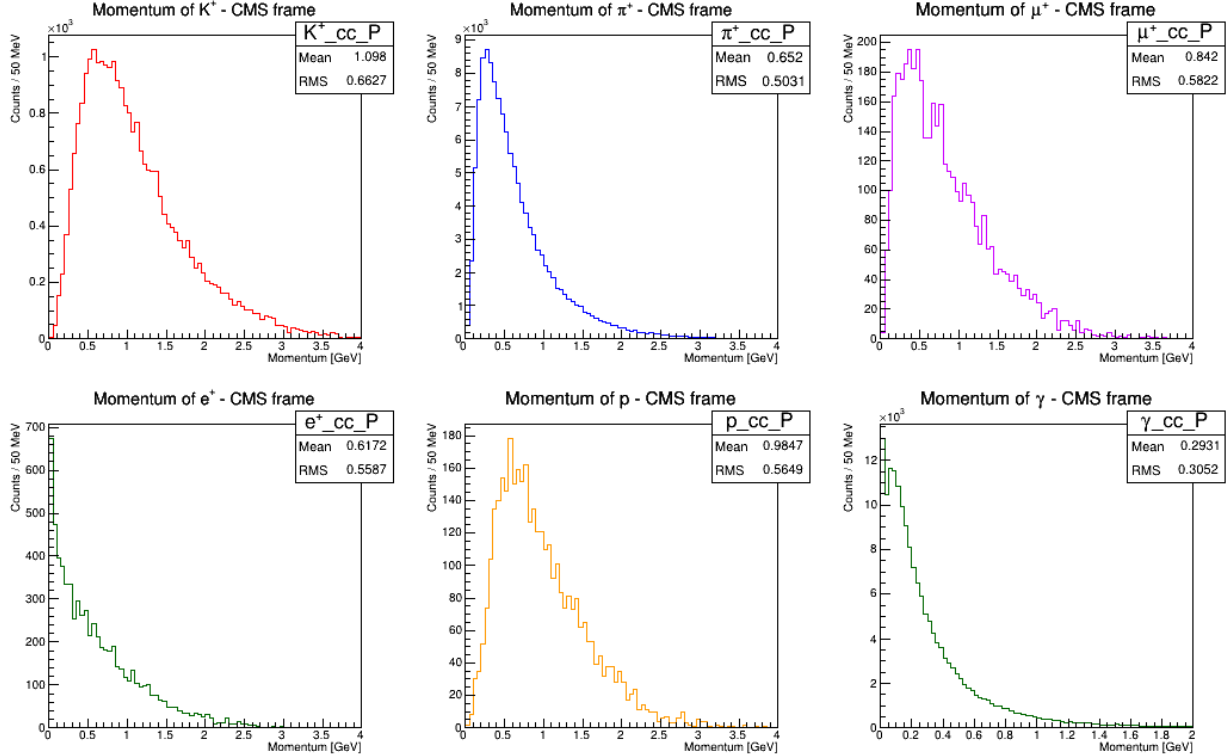


Figura 2.2: In alto a sinistra: impulso dei K^-/K^+ ; in alto al centro: impulso dei π^-/π^+ ; in alto a destra: impulso dei μ^-/μ^+ ; in basso a sinistra: impulso dei e^-/e^+ ; in basso al centro: impulso dei p/\bar{p} ; in basso a destra: impulso dei γ . I valori graficati sono riferiti ad eventi $c\bar{c}$ e calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa.

2.2.1 Confronto con un evento $b\bar{b}$

È utile confrontare la topologia di un evento $b\bar{b}$ con quella di un evento $c\bar{c}$. Sono stati analizzati 10000 eventi B^0/\bar{B}^0 e 10000 eventi B^+/B^- (eventi senza fondo macchina), realizzati durante la *MC Production 5.0* di Belle II con la versione 00-05-03 del software di Belle II. Il confronto è stato effettuato analizzando le stesse quantità mostrate nella Sezione precedente per gli eventi $c\bar{c}$.

La transizione più probabile che può effettuare un quark b è $b \rightarrow c$ (Equazione 1.6), per cui un evento $b\bar{b}$ generato dal decadimento della $\Upsilon(4S)$ è ricco di mesoni D . Il numero medio di mesoni D prodotti in un evento $b\bar{b}$ è riportato in Tabella 2.5.

Mesone D	\bar{N}	Madre D^0	%
D^0/\bar{D}^0	1.405 ± 0.008	B/\bar{B}	29.7 ± 0.4
D^+/D^-	0.625 ± 0.006	D^{*+}/D^{*-}	28.0 ± 0.4
D_s^+/D_s^-	0.247 ± 0.004	D^{*0}/\bar{D}^{*0}	40.7 ± 0.4
		Altre risonanze D^*	1.6 ± 0.1
		$\psi(3770)$	0.31 ± 0.05

Tabella 2.5: A sinistra: numero medio di mesoni D prodotti in un evento $b\bar{b}$; a destra: origine dei mesoni D^0 prodotti in eventi $b\bar{b}$.

Lo spettro di impulso di tali mesoni, nel sistema di riferimento del centro di massa, è riportato in Figura 2.3.

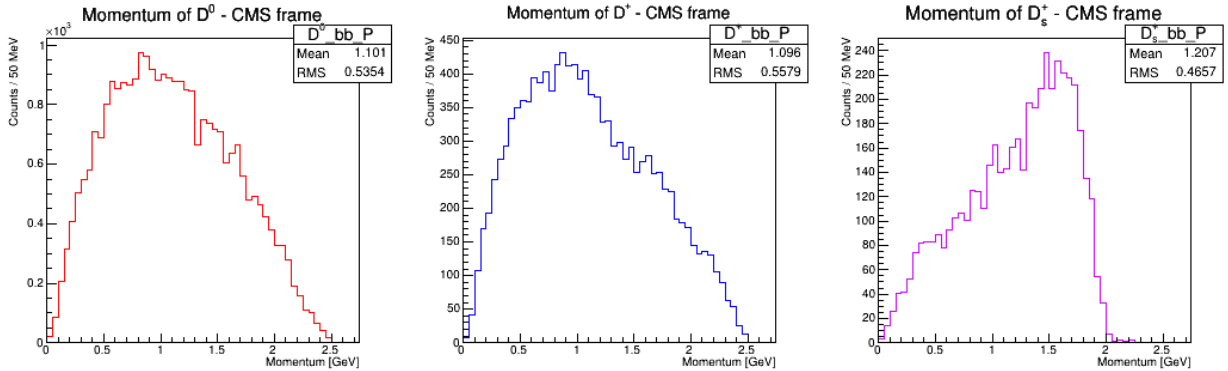


Figura 2.3: A sinistra: impulso del mesone D^0 ; al centro: impulso del mesone D^+ ; a destra: impulso del mesone D_s^+ . I valori graficati sono riferiti ad eventi $b\bar{b}$ e calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa.

Si osserva che l'impulso massimo, in modulo, di un mesone D prodotto in un evento $b\bar{b}$ è circa 2.5 GeV, mentre in un evento $c\bar{c}$ l'impulso può arrivare fino a circa 5 GeV. Questa discrepanza è utile nel caso in cui si sia interessati a selezionare i mesoni D provenienti da un evento $c\bar{c}$, poichè escludendo tutti i mesoni con un impulso inferiore a 2.5 GeV si riesce ad escludere efficacemente il contributo proveniente dai mesoni prodotti in un evento $b\bar{b}$.

Per quanto riguarda il numero di D^0 per evento, in circa il 15 % degli eventi $b\bar{b}$ non vengono prodotti D^0 , nel 36 % degli eventi ne viene prodotto 1, nel 41 % degli eventi ne vengono prodotti 2, nel 7 % degli eventi ne vengono prodotti 3 mentre in meno del 1 %

degli eventi ne vengono prodotti 4, per un numero medio di circa 1.4 mesoni D^0 prodotti per evento; l'origine dei D^0 prodotti è invece riportata in Tabella 2.5.

Il numero medio di FSP e di particelle neutre prodotte in un evento $b\bar{b}$ è mostrato in Tabella 2.6. Anche in questo caso è stato applicato il taglio mostrato in Equazione 2.2 per selezionare soltanto le particelle prodotte all'interno del volume del rivelatore.

FSP	\bar{N}	Neutri	\bar{N}
K^-/K^+	1.614 ± 0.009	γ	11.011 ± 0.022
π^-/π^+	8.26 ± 0.02	K_L	0.695 ± 0.006
μ^-/μ^+	0.446 ± 0.005	π^0	4.735 ± 0.015
e^-/e^+	0.638 ± 0.006	K_S	0.783 ± 0.006
p/\bar{p}	0.229 ± 0.003		

Tabella 2.6: A sinistra: numero medio di FSP prodotte in un evento $b\bar{b}$; a destra: numero medio di particelle neutre prodotte in un evento $b\bar{b}$.

Lo spettro di impulso delle FSP e dei fotoni, nel sistema di riferimento del centro di massa, è riportato in Figura 2.4.

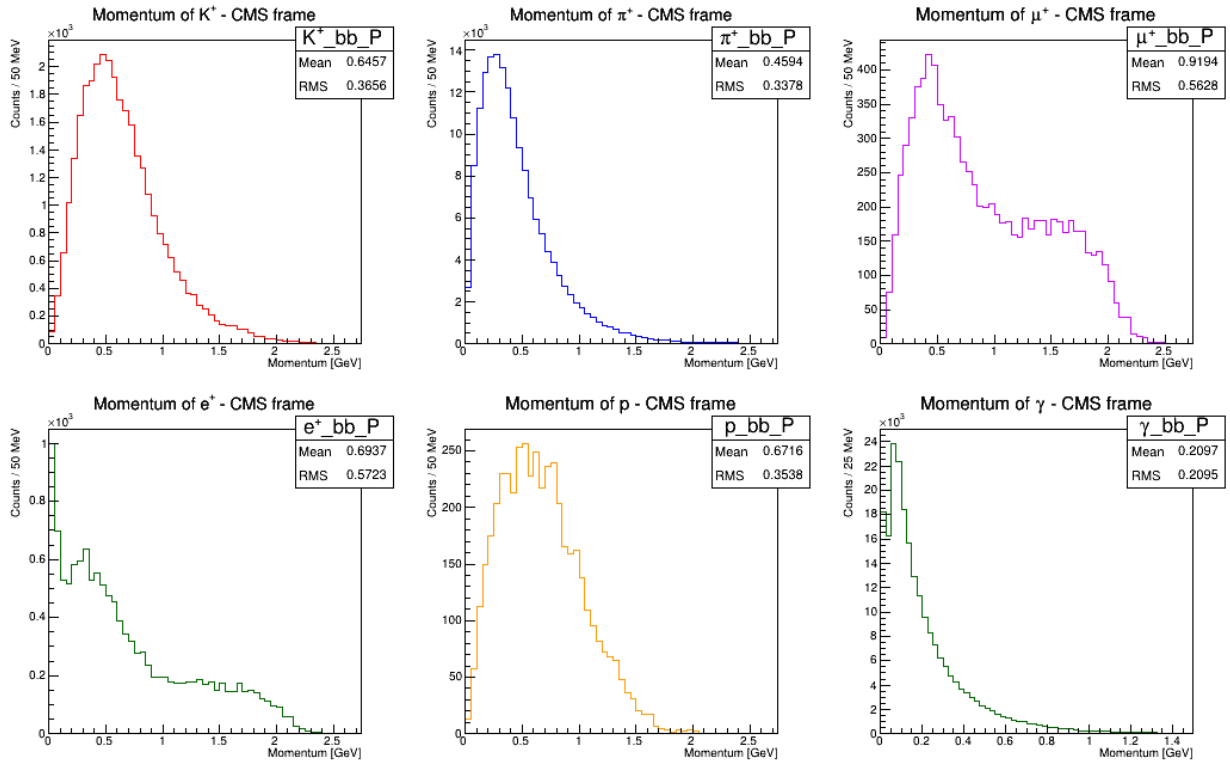


Figura 2.4: In alto a sinistra: impulso dei K^-/K^+ ; in alto al centro: impulso dei π^-/π^+ ; in alto a destra: impulso dei μ^-/μ^+ ; in basso a sinistra: impulso dei e^-/e^+ ; in basso al centro: impulso dei p/\bar{p} ; in basso a destra: impulso dei γ . I valori graficati sono riferiti ad eventi $b\bar{b}$ e calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa.

2.3 *Flavour tagging* con il D^{*+}

Come è stato illustrato nel Capitolo 1, per le analisi di violazione di CP e di mixing dei mesoni neutri è necessario conoscere il *flavour* dei mesoni neutri al momento della produzione. Le tecniche utilizzate per la determinazione del *flavour* di un mesone neutro sono denominate di “*flavour tagging*”.

Nel caso della fisica del charm, i mesoni neutri di interesse sono il D^0 ed il \bar{D}^0 . Il metodo di *flavour tagging* di un mesone D^0 in un evento del tipo $c\bar{c}$ utilizzato alle B -factories per analisi di violazione di CP e di mixing consiste nell'utilizzare il seguente decadimento:

$$D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ . \quad (2.2)$$

Il decadimento del D^{*+} è di tipo forte, quindi il *flavour* dei quark nello stato iniziale è conservato nello stato finale. Poichè la composizione in quark del D^{*+} è $(c\bar{d})$, il D^0 nello stato finale eredita il *flavour* del D^{*+} . Pertanto, il *flavour* del D^0 è univocamente determinato dalla carica del π nello stato finale: un π^+ identifica un D^0 ($D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$), mentre un π^- identifica un \bar{D}^0 ($D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$).

Questa tecnica di *flavour tagging* del D^0 ha un duplice vantaggio a livello sperimentale:

- la determinazione della carica del π è relativamente semplice, in quanto il suo impulso medio, nel sistema di riferimento del rivelatore, è di circa 235 MeV a Belle II³ (tale π è comunemente denominato π_s , dove la s sta per “soffice” o “soft”);
- la ricostruzione di coppie di D^0 e di π^+ per cui vale $Q \equiv m(D^{*+}) - m(D^0) - m(\pi^+) \leq 40$ MeV permette di aumentare notevolmente la purezza del campione di D^0 (la risoluzione sulla massa del D^0 e su Q in Belle è mostrata in Figura 2.5). In $BABAR$, a differenza di Belle, non si applica una selezione utilizzando Q , bensì utilizzando la grandezza equivalente $\Delta m \equiv m(D^{*+}) - m(D^0) = Q + m(\pi^+)$.

Come accennato sopra, il notevole vantaggio di questo metodo di *flavour tagging* è di fornire un campione di D^0 taggati di elevata purezza. In un'analisi di $BABAR$ sulla misura del mixing tra D^0 e \bar{D}^0 , studiando i processi $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-K^+$ e $D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ in eventi $c\bar{c}$ [28], la purezza del campione di D^0 taggati utilizzando il decadimento del D^{*+} è pari al 99.7 % per lo stato finale in $K^-\pi^+$, al 99.3 % per lo stato finale in K^-K^+ e al 94.4 % per lo stato finale in $\pi^-\pi^+$. Nella stessa analisi è riportato che per i processi $D^0 \rightarrow K^-K^+$ e $D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ circa lo 0.4 % degli eventi di segnale proviene da mesoni D^0 correttamente ricostruiti a cui è stato associato un π_s scorrelato. Tuttavia, poichè solo la metà di tali π_s genera un *mistagging* del *flavour* del D^0 , nell'analisi il livello di *mistagging* (ovvero la frazione di candidati a cui viene assegnato il *flavour* errato) è valutato essere pari allo 0.2 %.

³Si stanno considerando π prodotti da un D^{*+} o da un D^{*-} in un evento $c\bar{c}$.

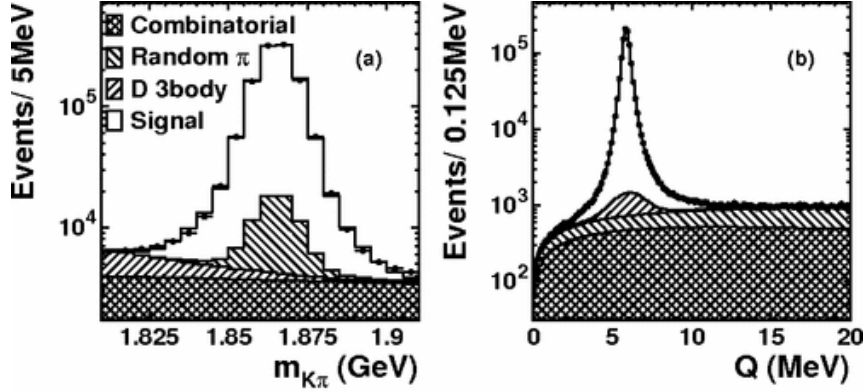


Figura 2.5: Risoluzione della massa del D^0 e di Q del rivelatore Belle, riferita al processo $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. In (a) è mostrata la risoluzione di $m(K^-\pi^+)$ ed in (b) la risoluzione del relativo Q . La distinzione tra segnale e vari tipi di fondi è specificata in (a). Si noti in (b) la risoluzione sulla misura di Q che permette di rigettare gran parte del fondo combinatorio. Grafici tratti da [27].

2.3.1 Efficienza di ricostruzione del D^{*+}

Nella stessa analisi di *BABAR* riportata in [28], effettuata su un campione di dati pari ad una luminosità integrata di 468 fb^{-1} , il numero di D^0 di segnale ricostruiti nel canale $K^-\pi^+$ (utilizzando il decadimento del D^{*+}) è pari a $N^T = 1487000$, mentre il numero di D^0 di segnale, nello stesso canale, il cui *flavour* non è stato taggato è pari a $N^U = 5825300$. I due campioni sono indipendenti.

Si può stimare l'efficienza di ricostruzione ϵ_{D^*} del D^{*+} a *BABAR* nel modo seguente. Denotando con N_{D^0} il numero totale di D^0 prodotti, con $N_{D^0}^T$ il numero totale di D^0 prodotti dal decadimento del D^{*+} , con $N_{D^0}^U$ il numero totale di D^0 che non provengono dal decadimento del D^{*+} e con $\epsilon_{K\pi}$ e $\mathcal{B}_{K\pi}$, rispettivamente, l'efficienza di ricostruzione ed il *branching ratio* del processo $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, si ha:

$$\begin{aligned} N^U &= \epsilon_{K\pi} \cdot \mathcal{B}_{K\pi} \cdot N_{D^0}^U + (1 - \epsilon_{D^*}) \cdot \epsilon_{K\pi} \cdot \mathcal{B}_{K\pi} \cdot N_{D^0}^T, \\ N^T &= \epsilon_{D^*} \cdot \epsilon_{K\pi} \cdot \mathcal{B}_{K\pi} \cdot N_{D^0}^T. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Tenendo conto che circa il 25 % dei D^0 prodotti in un evento $c\bar{c}$ proviene dal decadimento di un D^{*+} , vale $N_{D^0}^U = 0.75 \cdot N_{D^0}$ e $N_{D^0}^T = 0.25 \cdot N_{D^0}$, dividendo membro a membro le due equazioni e semplificando si ottiene:

$$\epsilon_{D^*} = 4 \cdot \frac{d}{1+d}, \quad d \equiv \frac{N^T}{N^U}. \quad (2.4)$$

Inserendo i valori riportati nell'articolo per N^U ed N^T si ottiene $\epsilon_{D^*} \simeq 81 \%$. In realtà tale valore è da intendersi come limite superiore, poichè nell'analisi di *BABAR* sono stati scartati tutti quei candidati D^0 non-tagcati presenti in un evento in cui era già presente un candidato D^0 proveniente dal D^{*+} .

Pertanto, con questo metodo di *flavour tagging* è possibile determinare il *flavour* del

81 % · 25 % \simeq 20 % (al più) dei D^0 prodotti in un evento $c\bar{c}$, assumendo l'efficienza di ricostruzione del D^{*+} valutata con l'analisi di $BABAR$ sopra discussa. Quindi, la frazione dei D^0 (in un determinato stato finale X) in un evento $c\bar{c}$ utilizzata fino ad ora per analisi di mixing e di violazione di CP alle B -factories è pari a circa il 20 % del totale dei mesoni D^0 prodotti nello stato finale X .

2.4 *Flavour tagging* con i decadimenti semileptonici dei B

Una tecnica di *flavour tagging* che è stata utilizzata alle B -factories per i D^0 provenienti dai B è l'utilizzo dei decadimenti semileptonici dei B^0 :

$$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l \quad , \quad D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+ . \quad (2.5)$$

Tale tecnica consiste nel determinare un campione di D^0 da utilizzare per successive analisi tramite una ricostruzione parziale del decadimento del B^0 . Un candidato l ed un candidato π_s di carica opposta vengono selezionati all'interno di un opportuno intervallo di impulsi, con la richiesta che le tracce dei due candidati siano consistenti con l'ipotesi che siano originate da un vertice comune. Poichè si ha $p_\nu^\mu = p_B^\mu - p_{D^*}^\mu - p_l^\mu$, vale la relazione (tutte le quantità sono calcolate nel sistema di riferimento del centro di massa):

$$m_\nu^2 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2} - E_{D^*} - E_l \right)^2 - (\vec{p}_{D^*} + \vec{p}_l)^2 , \quad (2.6)$$

dove l'energia del B^0 è stata posta pari a $\sqrt{s}/2$, mentre il suo impulso è stato approssimato a 0 (nel sistema del centro di massa i mesoni B^0 vengono prodotti quasi a riposo, e comunque il modulo dell'impulso del B^0 è, in questo caso, trascurabile rispetto a $|\vec{p}_{D^*}|$ e a $|\vec{p}_l|$). La distribuzione di m_ν^2 , come atteso, presenta un evidente picco intorno a 0 solo quando il π_s ed il l hanno carica elettrica opposta (vedi Figura 2.6, tratta da [29]).

Il *flavour* del D^0 è determinato simultaneamente dalla carica del π_s e dalla carica del leptone carico.

Fino ad ora, questa tecnica di *flavour tagging* non è mai stata impiegata alle B -factories per analisi di violazione di CP o di mixing dei mesoni D , ma è stata impiegata per misurare, ad esempio, il *branching ratio* assoluto del processo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ [29]. Il motivo fondamentale risiede nel fatto che per le analisi di violazione di CP o di mixing dipendenti dal tempo si preferisce usare un mesone D prodotto in un evento $c\bar{c}$ dove è noto che il vertice di produzione del D coincide con la posizione della *beam-spot*, la quale è nota con estrema precisione. Per quanto riguarda invece un D che proviene dal decadimento semileptonico di un B , la posizione del vertice di produzione del D è affetta dall'incertezza derivante dalla combinazione delle tracce del π_s e del leptone carico tramite un fit cinematico dei due impulsi.

È oggetto di valutazione la possibilità di sfruttare tale tecnica, a Belle II, per le analisi di violazione di CP e di mixing dei mesoni D .

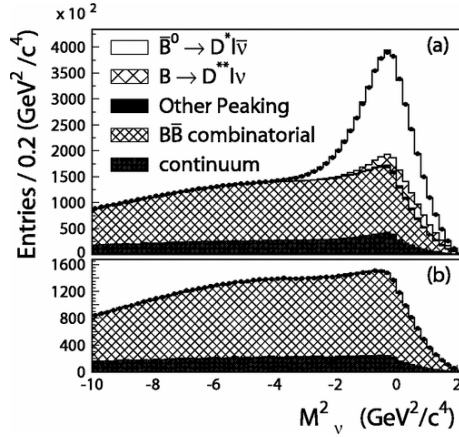


Figura 2.6: Distribuzione della massa invariante al quadrato del neutrino m_ν^2 nel decadimento $B^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, ottenuta da simulazioni Monte Carlo. In alto: caso in cui il π_s ed il l hanno carica opposta; in basso: caso in cui il π_s ed il leptone carico hanno carica concorde. Si nota come la distribuzione abbia un picco significativo a 0 solo nel caso in cui il π_s ed il leptone carico hanno carica elettrica opposta.

2.5 Confronto e differenze con altri esperimenti

La fisica del charm non è studiata esclusivamente alle B -factories. Attualmente, sono presenti 2 esperimenti profondamente diversi rispetto alle B -factories che si occupano, tra le altre cose, di effettuare studi dedicati alla fisica del charm: LHCb e BES-III. Nel resto della sezione si darà una breve descrizione dei 2 esperimenti, con particolare riguardo alle tecniche utilizzate per il *flavour tagging* dei mesoni D .

2.5.1 LHCb

L'esperimento LHCb è un rivelatore posto in uno dei punti di collisione dei fasci del Large Hadron Collider (LHC) al CERN di Ginevra (Svizzera). LHC è un collisionatore di protoni che ha operato tra il 2009 ed il 2013 ad un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (con una luminosità $\mathcal{L} \simeq 7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$) e che dal 2015, dopo un periodo di upgrade, effettua collisioni a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (con una luminosità di progetto pari a $\mathcal{L} \simeq 1.5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-2}$).

LHCb è uno spettrometro magnetico a singolo braccio seguito da un sistema per l'identificazione delle particelle, un sistema calorimetrico ed un sistema di identificazione dei muoni.

Sebbene lo scopo principale di LHCb sia lo studio della fisica del quark b , LHCb ha un intenso programma di ricerca dedicato alla fisica del charm. Il numero di eventi $c\bar{c}$ prodotti da LHC all'interno della regione di accettazione cinematica di LHCb ($0 \text{ GeV} < p_T < 8 \text{ GeV}$ e $2 < y < 4.5$) è estremamente elevato: la sezione d'urto di produzione di coppie $c\bar{c}$ da collisioni pp è stata misurata essere pari $\sigma(c\bar{c}) = 1.4 \text{ mb}$ a $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [30] ed a $\sigma(c\bar{c}) = 2.9 \text{ mb}$ a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ [30]. Naturalmente, anche la sezione d'urto di produzione di eventi adronici è molto elevata, e la sfida principale per LHCb è stata lo sviluppo di

tecnologie di *trigger* che hanno permesso di selezionare efficacemente gli eventi con quark di tipo b e c che decadono in stati finali contenenti particelle cariche.

Per la misura di asimmetrie di CP LHCb deve fronteggiare una asimmetria non trascurabile nella produzione di quark b e \bar{b} e di quark c e \bar{c} nelle interazioni pp . Inoltre, a causa dell'utilizzo di uno spettrometro magnetico a singolo braccio con magnete dipolare, sussistono delle asimmetrie nella ricostruzione delle tracce cariche in corrispondenza dei bordi dell'accettanza del rivelatore. È quindi necessario tenere conto di tali asimmetrie effettuando diversi *run* di misure invertendo la polarità del magnete.

LHCb ha osservato il mixing nel sistema D^0 - \bar{D}^0 sia nello stato finale $K\pi$ [10] che nello stato finale $K\pi\pi\pi$ [11]. In entrambi i casi è stato utilizzato il decadimento del D^{*+} per determinare il *flavour* dei mesoni D^0 alla produzione. Per queste analisi, viene richiesto che i candidati D^{*+} siano originati da un vertice primario delle collisioni pp .

Oltre ad essere stato il primo esperimento a osservare il mixing nel settore del charm in 2 stati finali differenti, LHCb ha implementato l'utilizzo dei decadimenti semileptonici dei B per il *flavour tagging* dei mesoni D^0 per le analisi di violazione di CP [16] nei processi $D^0 \rightarrow K^- K^+$ e $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$, ottenendo pertanto 2 campioni indipendenti di mesoni D su cui effettuare le analisi.

I processi utilizzati sono:

$$B \rightarrow D^0 \mu^- X, \quad (2.7)$$

dove con X si indicano ulteriori particelle presenti nello stato finale che non vengono considerate. In questo caso, si richiedono candidati D^0 che formino un buon vertice assieme alla traccia del candidato μ^- , ed il *flavour* del D^0 è determinato dalla carica del μ . Opportuni tagli vengono applicati per rigettare il fondo proveniente da processi del tipo $B \rightarrow J/\psi X$ o $B \rightarrow \psi(2S)X$.

In Figura 2.7 è mostrata la distribuzione in massa dei candidati $D^0 \rightarrow K^- K^+$ e $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$.

Il livello di *mistagging* dovuto alla errata associazione di un μ ad D^0 di segnale è pari al 1 % e presenta una dipendenza dalla vita media misurata del D^0 . Come metodo di controllo, il livello di *mistagging* è misurato anche tramite la ricostruzione del processo $B \rightarrow D^{*+} \mu^- X$, ed anche in questo caso è pari al 1 %.

Tale analisi non ha confermato l'evidenza di violazione di CP osservata nell'analisi dei D^0 prodotti dal decadimento del D^{*+} [13]. Tuttavia, tale analisi ha mostrato l'importanza di avere a disposizione un campione indipendente di mesoni D^0 taggati con cui confrontare i risultati ottenuti con il metodo del D^{*+} ed ottenere un *cross-check* dei risultati all'interno dello stesso esperimento.

2.5.2 BES-III

L'esperimento BES-III consiste in un rivelatore a simmetria cilindrica collocato presso il Beijing Electron Positron Collider (BEPCII) a Pechino, in Cina [31]. BEPCII è un

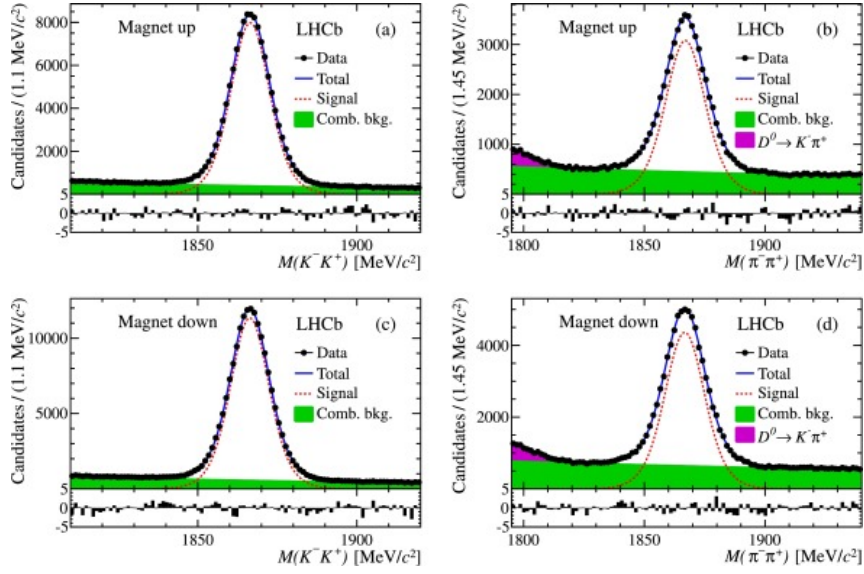


Figura 2.7: Distribuzione in massa dei candidati D^0 provenienti dal processo $B \rightarrow D^0 \mu^- X$, tratta da [16]. A sinistra: distribuzione per i candidati $D^0 \rightarrow K^- K^+$; a destra: distribuzione per i candidati $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$. In alto ed in basso sono mostrati i dati ottenuti con polarità opposte dei magneti del rivelatore. Oltre ai dati, è presente il fit totale ed il contributo dovuto al segnale (rosso) ed al fondo (verde).

acceleratore di elettroni e positroni che opera nel *range* di energia nel centro di massa tra 3.0 GeV e 4.6 GeV. La luminosità dell'acceleratore è di $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ per $\sqrt{s} = m(\psi(2S))$ e $\sqrt{s} = m(\psi(3770))$, mentre la luminosità è di $0.6 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ per $\sqrt{s} \simeq m(J/\psi)$ e $\sqrt{s} > 4 \text{ GeV}$.

Il programma di fisica di BES-III è molto vasto, e spazia dallo studio delle collisioni e^+e^- alla spettroscopia dei mesoni e dei barioni leggeri, dalla spettroscopia degli stati di charmonio e degli adroni esotici alla fisica dei mesoni D [32]. Per quanto riguarda lo studio dei mesoni D , la fisica più interessante a BES-III è quella effettuata a $\sqrt{s} = m(\psi(3770))$. Infatti, la $\psi(3770)$ è il primo stato di charmonio sopra la soglia di produzione di coppie $D\bar{D}$ (ed appena sotto la soglia di produzione di coppie $D\bar{D}^*$), ed il suo *branching ratio* in coppie $D\bar{D}$ è superiore al 95 %. In tal caso, BESIII lo si può considerare una D -factory. A quest'energia, le sezioni d'urto di produzione di coppie $D\bar{D}$ valgono: $\sigma(D^0\bar{D}^0) \simeq 3.35 \text{ nb}$ e $\sigma(D^+D^-) \simeq 2.34 \text{ nb}$.

BES-III ha un ruolo importante nello studio dei fattori di forma dei mesoni D e nell'analisi della dinamica dei decadimenti tramite plot di Dalitz.

Lo studio dei fattori di forma è importante sia per validare i modelli di QCD su reticolo sia per estrarre parametri della matrice CKM (si veda, per esempio, la misura del fattore di forma dei processi $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ e $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ [33], utilizzata anche come ulteriore input per la misura degli elementi di matrice $|V_{cs}|$ e $|V_{cd}|$ della matrice CKM).

L'analisi della dinamica dei decadimenti effettuata tramite plot di Dalitz è invece utile per individuare eventuali comportamenti risonanti in particolari processi di decadimento. Ad esempio, nell'analisi del processo $D^+ \rightarrow K_S \pi^+ \pi^0$ [34] è stato valutato il contributo di 6 risonanze intermedie oltre ad una piccola componente non-risonante. Tali studi sono

utilizzati anche per migliorare i modelli dei processi di decadimento utilizzati nei generatori Monte Carlo.

Per quanto riguarda la violazione di CP e il mixing nel settore del charm, BES-III non può effettuare analisi dipendenti dal tempo. Infatti, BEPCII è un acceleratore simmetrico (a differenza dei collisionatori che operano alle B -factories), e i mesoni D provenienti dal decadimento della $\psi(3770)$ sono prodotti praticamente a riposo. Tuttavia, BES-III ha l'opportunità di studiare gli effetti di violazione di CP e di mixing su stati coerenti $D^0\bar{D}^0$. Infatti, la coppia $D^0\bar{D}^0$ prodotta ha gli stessi numeri quantici $J^{PC} = 1^{--}$ della $\psi(3770)$.

BES-III può quindi effettuare analisi su stati finali con CP definito. A differenza delle B -factories e di LHCb, a BES-III si utilizzano tecniche di CP tagging tramite ricostruzione parziale o completa dell'evento. Nel primo caso si parla di *single tag*, mentre nel secondo caso di *double tag*.

Nella ricostruzione di eventi *single tag* si ricostruiscono gli stati finali dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 con CP definito (K^+K^- , $\pi^+\pi^-$, $K_S\pi^0\pi^0$, $\pi^0\pi^0$, $\rho\pi^0$, $K_S\pi^0$, $K_S\eta$, $K_S\omega$). Le variabili utilizzate per selezionare i mesoni D sono la massa del D M_{BC} con il vincolo dell'energia del fascio (*beam-constrained mass*) e la differenza di energia ΔE tra l'energia del D e quella del fascio:

$$M_{BC} \equiv \sqrt{\frac{s}{4} - p_D^2} \quad , \quad \Delta E \equiv E_D - \frac{\sqrt{s}}{2} \quad , \quad (2.8)$$

dove \vec{p}_D e E_D sono, rispettivamente, l'impulso e l'energia del mesone D ricostruito. Per un mesone D correttamente ricostruito, M_{BC} ha un picco intorno alla massa del mesone, mentre ΔE ha un picco intorno a 0.

All'interno del campione di eventi *single tag*, dopo aver pertanto stabilito lo stato di CP del primo mesone D ricostruito, con le tracce ed i depositi calorimetrici rimanenti si procede a ricostruire un secondo mesone D (eventi *double tag*). Per analisi di violazione di CP si misura quindi l'eventuale asimmetria nel numero di decadimenti osservati (tenuto conto dell'efficienza di ricostruzione) tra gli stati con $CP = +$ e $CP = -$ nello stato finale analizzato.

Un'analisi di BES-III che sfrutta tale tecnica è la misura di y_{CP} nelle oscillazioni D^0 - \bar{D}^0 utilizzando i decadimenti semileptonici $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ e $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ e quelli CP coniugati [35]. Per distinguere il segnale proveniente dai processi semileptonici dal fondo è utilizzata la variabile U_{miss} :

$$U_{miss} \equiv E_{miss} - |\vec{p}_{miss}| \quad , \quad (2.9)$$

dove E_{miss} e \vec{p}_{miss} sono definiti come:

$$E_{miss} \equiv \frac{\sqrt{s}}{2} - E_K - E_l \quad , \quad \vec{p}_{miss} \equiv - \left(\vec{p}_K + \vec{p}_l + \hat{p}_{ST} \sqrt{\frac{s}{4} - m_D^2} \right) \quad . \quad (2.10)$$

dove \hat{p}_{ST} è il versore dell'impulso del mesone *single tag* ricostruito):. Poichè per un

neutrino vale $E \simeq |\vec{p}|$, il segnale proveniente dai decadimenti semileptonici presenta un picco intorno a 0 nella distribuzione di U_{miss} .

In Figura 2.8 è mostrata la distribuzione di M_{BC} per i candidati *single tag* nei canali $D^0 \rightarrow K^-K^+$, $D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^0\pi^0$ e la distribuzione di U_{miss} per i candidati *double tag* nei canali $D^0 \rightarrow K^-e^+\nu_e$.

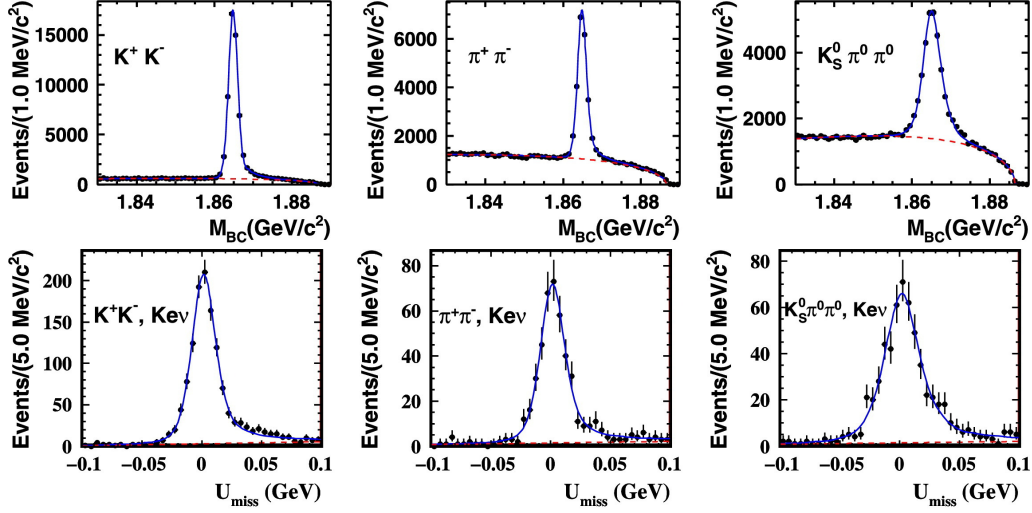


Figura 2.8: In alto: distribuzione di M_{BC} per i candidati *single tag* nei canali $D^0 \rightarrow K^-K^+$, $D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^0\pi^0$; in basso: distribuzione di U_{miss} per i candidati *double tag* nel canale $D^0 \rightarrow K^-e^+\nu_e$. In tutti i casi in blu è mostrato il fit complessivo ed in rosso è mostrato il contributo del fondo. Grafici tratti da [35].

La misura di y_{CP} effettuata da BES-III tramite l'analisi dei decadimenti semileptonici del D^0 è compatibile con 0: il valore misurato è $y_{CP} = [-2.0 \pm 1.3(\text{stat.}) \pm 0.7(\text{syst.})] \%$ (da confrontare con la sensibilità delle *B-factories*: nel 2013 *BABAR* ha misurato $y_{CP} = [0.72 \pm 0.18(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{syst.})] \%$ [28]).

Capitolo 3

L'esperimento Belle II

Gli esperimenti Belle e *BABAR*, rispettivamente a KEKB (a KEK) e PEP-II (a SLAC) e in operazione dal 1999 al 2007-2008, hanno inaugurato la stagione delle *B-factories*, le quali hanno ottenuto importanti risultati nello studio della fisica del bottom, del charm e del τ , primo fra tutti la misura della violazione di *CP* nel settore del *b*, oltre alla ricerca di nuova fisica oltre al Modello Standard.

Belle II è stato concepito come un sostanziale potenziamento del rivelatore Belle. Il suo scopo è di migliorare le misure effettuate alle *B-factories*, con una statistica a disposizione circa 50 volte superiore e delle prestazioni migliori. Come il suo predecessore, Belle II sarà installato ai laboratori KEK di Tsukuba (Giappone), presso il collisionatore asimmetrico di elettroni e positroni SuperKEKB, il quale costituisce il potenziamento di KEKB. Lo scopo di SuperKEKB è di accelerare gli elettroni ed i positroni fino ad un'energia, rispettivamente, di 7 GeV e 4 GeV (corrispondenti ad un'energia nel centro di massa pari alla massa della risonanza $\Upsilon(4S)$) e di farli collidere ad una luminosità istantanea di progetto pari a $\mathcal{L} = 8 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

In questo capitolo si forniranno maggiori dettagli sull'acceleratore SuperKEKB e sui vari rivelatori che compongono Belle II, oltre ad una descrizione del magnete solenoidale e del *trigger* implementato. Tutte le informazioni riportate nel capitolo sono tratte da [26]

3.1 L'acceleratore SuperKEKB

L'acceleratore SuperKEKB è un collisionatore asimmetrico di elettroni e positroni operante alla massa della risonanza $\Upsilon(4S)$. Esso è posizionato nello stesso tunnel utilizzato per l'acceleratore KEKB.

Pacchetti di elettroni e positroni di energia, rispettivamente, pari a 7 GeV e 4 GeV vengono fatti collidere ad un'energia nel centro di massa \sqrt{s} pari a:

$$\sqrt{s} \approx \sqrt{4E_{e^+}E_{e^-}} = 10.58 \text{ GeV} . \quad (3.1)$$

Elettroni a bassa emittanza vengono prodotti nel pre-iniettore attraverso un laser im-

pulsato che colpisce un catodo freddo. Gli elettroni vengono successivamente accelerati tramite un acceleratore lineare (Linac) fino a 7 GeV e vengono quindi iniettati nell'*High Energy Ring* (HER). I positroni vengono generati irraggiando con elettroni un bersaglio di tungsteno. I positroni così prodotti hanno un'emittanza troppo elevata rispetto a quella richiesta: vengono quindi iniettati in un anello di *damping* che riduce l'emittanza di un fattore 130. Successivamente i positroni vengono accelerati fino a 4 GeV tramite il Linac e poi iniettati nel *Low Energy Ring* (LER). I due fasci si intersecano e collidono nel punto di interazione (*Interaction Point*, IP) con un angolo di *crossing* $2\phi = 83$ mrad (circa 4 volte più grande rispetto a KEKB). La regione ampia circa 2 m intorno all'IP è denominata regione di interazione (*Interaction Region*, IR). Uno schema della struttura dell'acceleratore SuperKEKB è presentato in Figura 3.1.

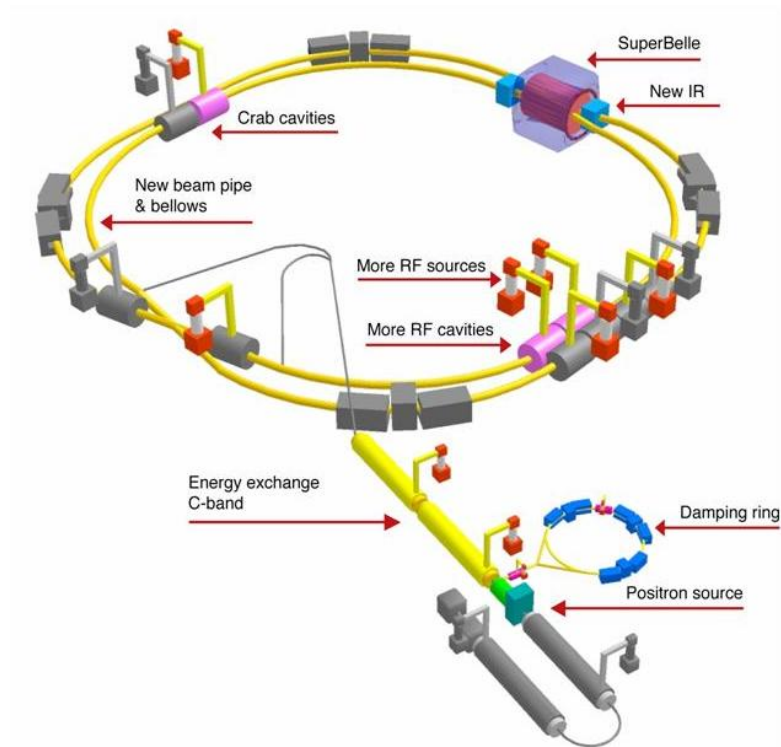


Figura 3.1: Schema dell'acceleratore SuperKEKB.

L'energia asimmetrica dei fasci di elettroni e di positroni produce un *boost* di Lorentz $\beta\gamma$ del sistema di riferimento dell'esperimento rispetto al sistema di riferimento del centro di massa della $\Upsilon(4S)$ pari a:

$$\beta\gamma = \frac{E_{e^-} - E_{e^+}}{2\sqrt{E_{e^-} \cdot E_{e^+}}} = 0.28 . \quad (3.2)$$

Tale *boost* permette la misura del vertice di decadimento dei mesoni B . La riduzione del *boost* in SuperKEKB rispetto a KEKB è dovuta alla necessità di ridurre l'energia del fascio ad alta energia per diminuire il consumo di potenza a radiofrequenza.

SuperKEKB è progettato per raggiungere una luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 8 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 40 volte superiore rispetto al suo predecessore KEKB. Tale luminosità è raggiunta utilizzando lo schema innovativo dei *nano-beams*, proposto per la prima volta da P. Raimondi per SuperB [36].

L'utilizzo della schema dei *nano-beams* ha richiesto una sostanziale riprogettazione della IR rispetto a KEKB. Oltre ad una differente energia dei fasci per il LER ed il HER, altri elementi che caratterizzando l'upgrade di KEKB a SuperKEKB sono:

- una nuova *beam-pipe* per il LER per la riduzione dell'effetto *electron cloud*;
- la riprogettazione dell'anello di *damping*;
- la riprogettazione del sistema a radiofrequenza;
- il miglioramento del sistema del vuoto per far fronte all'incremento della corrente dei fasci.

3.1.1 Lo schema dei *nano-beams*

L'idea fondamentale di questo schema è di ridurre la funzione di betatrone verticale calcolate nell'IP $(\beta_y^*)^1$ minimizzando la dimensione longitudinale della regione di sovrapposizione dei due fasci presso l'IP. La Figura 3.2 mostra la geometria dell'IP con lo schema dei *nano-beams*. La dimensione della regione di sovrapposizione d , che è considerata la lunghezza

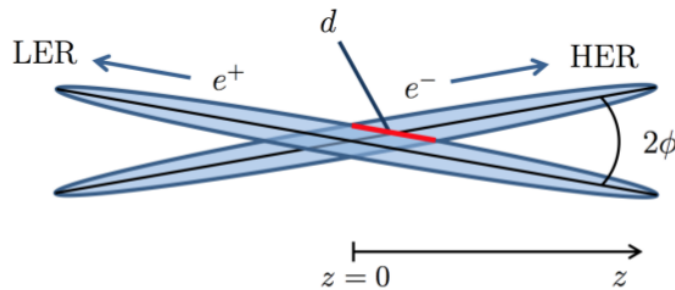


Figura 3.2: La geometria dell'IP.

effettiva dei pacchetti di particelle in questo schema, è molto più piccola della lunghezza σ_z dei pacchetti. Per ridurre la lunghezza d sono necessari un ampio angolo di *crossing* orizzontale e, per entrambi i fasci, una emittanza orizzontale ed una funzione di betatrone orizzontale presso l'IP particolarmente basse.

La luminosità di un collisionatore è espressa tramite la seguente formula:

$$\mathcal{L} = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*} \right) \frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \cdot \frac{R_L}{R_{\xi_y}}, \quad (3.3)$$

¹Nella fisica degli acceleratori la funzione di betatrone è una funzione che descrive lo spostamento trasversale di un fascio di particelle nel punto s rispetto alla traiettoria nominale.

dove γ , e e r_e sono, rispettivamente, il fattore di Lorentz, la carica elettrica del protone e il raggio classico dell'elettrone. I suffissi \pm indicano il fascio di positroni (+) o di elettroni (-).

I parametri σ_y^* e σ_x^* rappresentano le dimensioni dei fasci all'IP lungo, rispettivamente, il piano verticale e quello orizzontale, e a SuperKEKB vale $\sigma_y^* \ll \sigma_x^*$. I parametri R_L e R_{ξ_y} rappresentano i fattori di riduzione della luminosità e del parametro verticale *beam-beam*, derivanti dalla presenza di un angolo di *crossing* non nullo. Il rapporto di questi parametri solitamente non è lontano dall'unità. La luminosità è pertanto determinata dai seguenti 3 parametri fondamentali: la corrente totale del fascio (I), il parametro verticale *beam-beam* (ξ_y) e la funzione di betatrone verticale all'IP (β_y^*).

La scelta di questi 3 parametri, l'energia dei fasci e la luminosità è mostrata in Tabella 3.1 in comparazione a quelli di KEKB. Per il parametro ξ_y è stato assunto lo stesso valore raggiunto da KEKB. Il parametro β_y^* di SuperKEKB è più piccolo di un fattore 20 rispetto a quello di KEKB proprio grazie allo schema dei *nano-beams*. Con questi parametri, è necessario raddoppiare la corrente dei fasci, rispetto a quella di KEKB, per raggiungere la luminosità desiderata di $8 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

	KEKB (LER / HER)	SuperKEKB (LER / HER)
E (GeV)	3.5 / 8.0	4.0 / 7.0
ξ_y	0.129 / 0.090	0.090 / 0.088
β_y^* (mm)	5.9 / 5.9	0.27 / 0.41
I (A)	1.64 / 1.19	3.60 / 2.62
σ_x^* (μm)	1.64 / 1.19	7.75 / 10.2
σ_y^* (nm)	1.64 / 1.19	59 / 59
\mathcal{L} ($10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	0.211	8

Tabella 3.1: Parametri fondamentali di SuperKEKB, comparati con quelli di KEKB.

3.2 Il rivelatore Belle II

Belle II costituirà un potenziamento del rivelatore Belle. Rispetto al suo predecessore, Belle II opererà in un ambiente con un *background* molto elevato e con un *rate* di eventi di Fisica circa 50 volte maggiore. Per mantenere un livello di prestazioni comparabile rispetto a Belle, in Belle II sono stati introdotti i seguenti cambiamenti:

- appena fuori dalla *beam-pipe*, il rivelatore a *strip* in silicio di Belle è stato sostituito da due strati di rivelatori a pixel in silicio (PXD), basati sulla tecnologia DEPFET (*DEPLETED Field-Effect Transistor*);
- il rivelatore a *strip* in silicio (SVD) occupa un volume maggiore rispetto a Belle ed è accompagnato da un'elettronica di lettura, basata sui chip APV25, molto più veloce rispetto ai chip VA1TA utilizzati in Belle;

- la camera a deriva (CDC) per la tracciatura delle particelle cariche occupa un volume maggiore e ha una maggiore granularità;
- i sottorivelatori per l'identificazione delle particelle basati sulla rivelazione della luce Cherenkov (TOP nella parte centrale e ARICH nella parte in avanti) sono completamente nuovi e più compatti; anch'essi hanno un'elettronica di lettura estremamente veloce;
- il calorimetro elettromagnetico (per cui è stato scelto di riutilizzare di CsI(Tl) di Belle) ha una nuova elettronica di lettura basata sul campionamento della forma d'onda;
- la parte centrale del rivelatore per K_L e μ (KLM) è costituita, nei due strati più interni, da scintillatori accoppiati a fotomoltiplicatori al silicio (SiPM), mentre negli strati più esterni è costituita, come in Belle, da camere a piani resistivi; la parte terminale, invece, è sostituita con scintillatori letti da SiPM;
- il magnete solenoidale superconduttore da 1.5 T presenterà un nuovo sistema di alimentazione e di raffreddamento, mentre sarà riutilizzata la struttura in ferro di Belle, la quale costituisce sia un supporto alle varie componenti del rivelatore che un cammino di ritorno per il campo magnetico;
- il sistema di *trigger* è stato riprogettato per far fronte alla luminosità elevata.

Grazie ai numerosi miglioramenti apportati, Belle II offrirà, in molti aspetti, delle prestazioni migliori rispetto a Belle:

- la risoluzione del vertice delle tracce è incrementata grazie ad un'ottima risoluzione spaziale fornita dall'utilizzo di due strati interni di rivelatori a pixel posti ad una distanza minore rispetto al punto di interazione (necessario anche per la riduzione del *boost* di Lorentz);
- l'efficienza di ricostruzione del decadimento $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ è migliorata grazie al maggior volume occupato dal rivelatore di vertice al silicio e dalla camera a deriva;
- i nuovi rivelatori per l'identificazione delle particelle offriranno un'ottima separazione tra K e π fino ai limiti cinematici dell'esperimento;
- la nuova elettronica di lettura del calorimetro ridurrà l'*occupancy*, caratteristica che migliorerà gli studi basati sull'energia mancante.

Nella Tabella 3.2 sono riassunte le caratteristiche principali del rivelatore, mentre in Figura 3.3 è mostrata una sezione laterale di Belle II comparata con quella di Belle, in cui si possono osservare le dimensioni relative dei vari sottorivelatori.

Nelle prossime Sezioni verranno descritti più in dettaglio i vari sottorivelatori che compongono Belle II.

Scopo	Nome	Componenti	Configurazione	Canali	Accettanza in θ
Tracciatura	PXD	Pixel di silicio (DEPFET)	Sensore: $15 \times (L1\ 136, L2\ 170)$ mm ² ; pixel: $50 \times (L1a\ 50, L1b\ 60, L2a\ 75, L2b\ 85)$ μm^2 ; due strati a $r = 8, 12$ mm	10M	[17°;150°]
			Rettang.: $pitch$ di $50(p)/160(n)$ μm ; trapez.: $pitch$ di $75(p)/240(n)$ μm ; quattro strati di a $r = 38, 80, 104, 135$ mm	245k	[17°;150°]
	SVD	DSSD			
	CDC	Camera a deriva	56 strati di fili; risoluzione di 100 μm per <i>hit</i>	15k	[17°;150°]
Calorimetria	ECL	CsI(Tl)	Centrale: $r = 125 - 162$ cm; terminale: $z = -102 - +196$ cm	6624 (centrale), 1152 (FWD), 960 (BWD)	[12.4°;31.4°], [32.2°;128.7°], [130.7°;155.1°]
Identificazione delle particelle	TOP	RICH con radiatore al quarzo	16 moduli in ϕ a $r \simeq 120$ cm, 275 cm di lunghezza; barre al quarzo di 2 cm di spessore con 4×4 canali MCP PMTs	8k	[31°;128°]
			ARICH RICH con radiatore in aerogel	78k	[14°;30°]
Identificazione dei μ e K_L	KLM	Centrale: RPC	14 strati (5cm Fe + 4cm gap) con 2 RPC in ogni gap	θ 16k, ϕ 16k	[40°;129°]
			Terminale: strisce di scintillatori con SiPM	17k	[25°;40°], [129°;155°]

Tabella 3.2: Schema dei vari rivelatori che compongono Belle II.

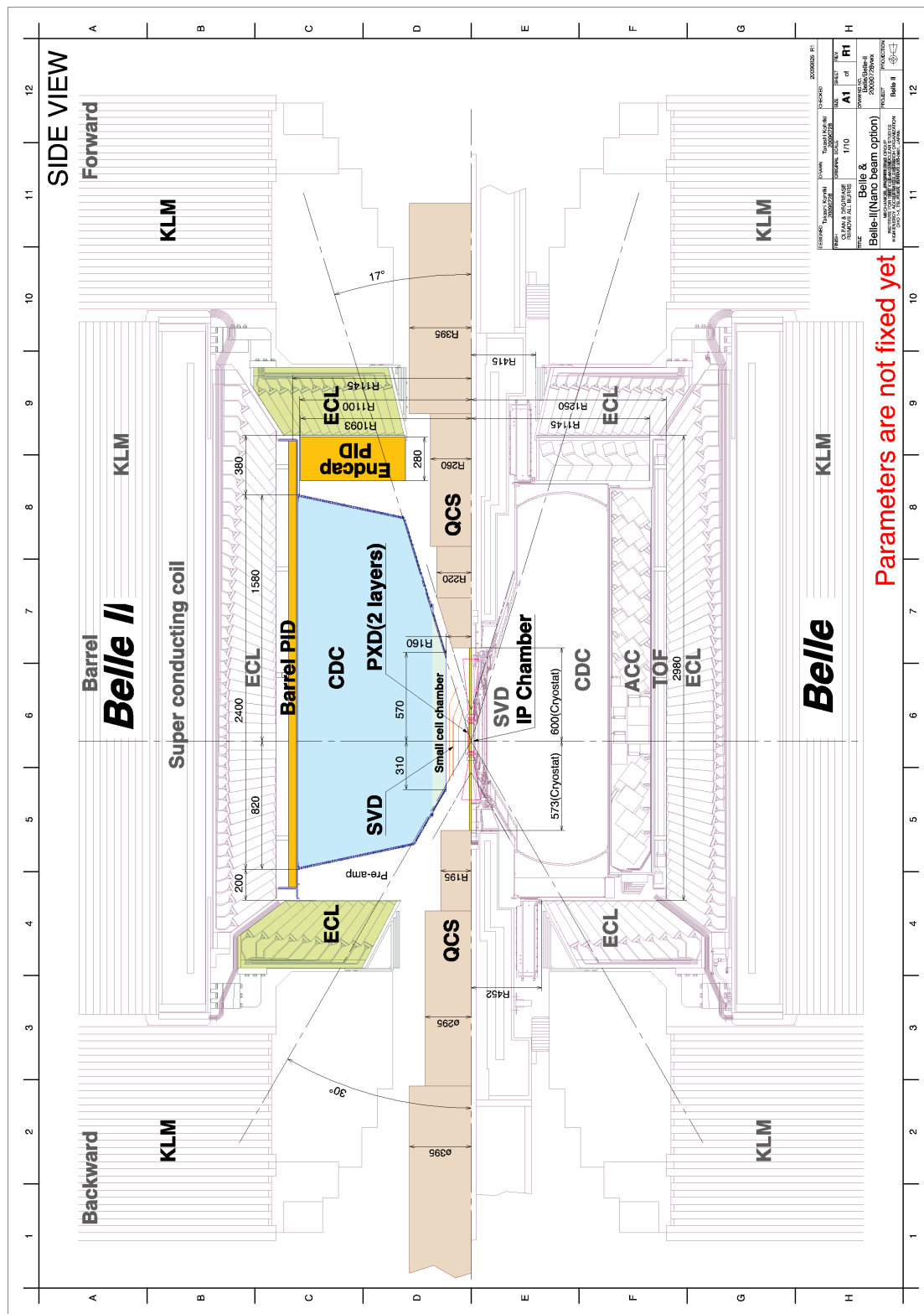


Figura 3.3: Sezione laterale di Belle II (in alto) comparata con quella di Belle (in basso). Si osservino le differenti dimensioni tra i corrispondenti sottorivelatori di Belle II e Belle.

3.3 Rivelatore di vertice a pixel di silicio (PXD)

Il rivelatore di vertice a pixel di silicio (*Pixel Vertex Detector*, PXD) consiste in 2 strati di sensori a pixel basati sulla tecnologia DEPFET (*DEPletet Field-Effect Transistor*).

Per via del nuovo schema dei *nano-beams* e dei nuovi parametri di SuperKEKB, l'incremento di luminosità conduce sia ad un notevole incremento della statistica degli eventi di interesse sia ad un grosso incremento del fondo macchina. Ci si aspetta che il fondo produca un elevato *hit rate* e, conseguentemente, non è possibile costruire gli strati più interni del rivelatore di vertice con sensori a *strip* di silicio. In Belle II gli strati più interni del rivelatore sono posti più vicini all'IP rispetto a Belle, ad un raggio inferiore a 3 cm, necessario per compensare la riduzione del *boost* e mantenere una buona risoluzione sulle differenze in tempo dei decadimenti. Sebbene questo comporti un incremento della risoluzione delle misure di vertice, aumenta anche il livello delle radiazioni che colpiscono il rivelatore. L'elevata *occupancy*² delle *strip* per via del fondo macchina renderebbe impossibile la ricostruzione dei decadimenti dei mesoni *B*. Il PXD risolve questo problema: i sensori a pixel hanno una segmentazione più fine e quindi una *occupancy* molto più bassa.

I due strati di PXD sono posizionati a 14 mm ed a 22 mm dall'IP. Come conseguenza del basso impulso delle particelle nello stato finale, la risoluzione sulla posizione dei singoli *hit* è limitata dallo scattering coulombiano multiplo, richiedendo una tecnologia estremamente sottile (uno spessore di 75 μm di silicio nell'area attiva e uno spessore di 525 μm per i supporti meccanici) per avere una quantità di materiale per strato inferiore a $0.2 X_0$ ³. La risoluzione spaziale richiesta è di 20 μm . Per raggiungere tale risoluzione ottenuta anche attraverso la divisione di carica tra i pixel, la dimensione dei pixel in $r - \varphi$ e z varia da $50 \times (50 \rightarrow 55) \mu\text{m}^2$ (strato più interno) a $50 \times (70 \rightarrow 85) \mu\text{m}^2$ (strato più esterno). In totale, PXD è composto da circa 8 milioni di pixel. L'accettanza del rivelatore copre un angolo azimutale compreso tra 17° e 155° . La lettura dei canali è operata in modalità continua con un *frame time* di 20 μs , consentendo di mantenere un'*occupancy* inferiore al 3%. Inoltre, i sensori e l'elettronica di lettura devono sopportare un livello di radiazione atteso (secondo le simulazioni) di circa 20 kGy per anno.

Per dissipare il calore prodotto dall'elettronica di lettura, PXD opererà ad una temperatura di -20°C tramite un sistema di raffreddamento evaporativo a base di CO_2 .

3.3.1 La tecnologia DEPFET

Un pixel basato sulla tecnologia DEPFET consiste in un transistor a effetto di campo (FET) posizionato alla sommità di un *bulk* di silicio di tipo n ad alta resistività e completamente svuotato. Un impianto ad elevato drogaggio di tipo n, l'*internal gate*, è collocato sotto il canale transistor (circa 1 μm più in basso), crea un minimo di potenziale per gli elettroni (Figura 3.4). Gli elettroni generati per ionizzazione dall'energia rilasciata dalle

²L'*occupancy* è definita come la percentuale media di *strip* per sensore con un segnale sopra soglia per evento.

³Con X_0 si indica la lunghezza di radiazione.

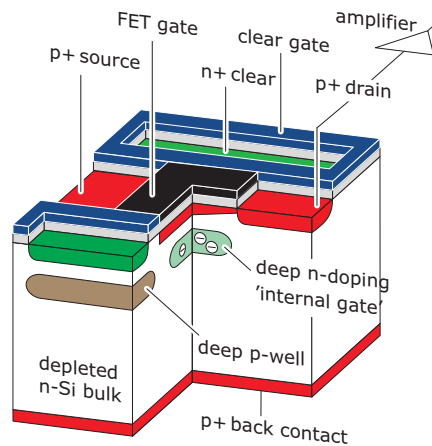


Figura 3.4: La sezione di un pixel basato sulla tecnologia DEPFET.

particelle che attraversano il sensore vengono trasportate fino alla superficie del dispositivo e lì si accumulano. L'*internal gate* è accoppiato capacitivamente al canale del transistor, il che significa che la carica lì localizzata modula la corrente di *drain* attraverso il transistor pMOS, la quale viene utilizzata come segnale di lettura. L'amplificazione interna è definita come la corrente di *drain* in pA per elettrone depositato sull'*internal gate*. Il valore atteso è di circa 400 pA per elettrone.

Il processo di lettura non è distruttivo: la carica localizzata sull'*internal gate* rimane inalterata. Per resettare il sensore ed evitare la saturazione dell'*internal gate*, un contatto addizionale di tipo n^+ (contatto di *clear*) è posizionato alla periferia di ciascun pixel. Applicando una tensione sufficientemente elevata, il contatto di *clear* diventa il potenziale più attrattivo per gli elettroni immagazzinati, forzandoli a spostarsi dall'*internal gate* al contatto di *clear*. La barriera di potenziale tra il contatto di *clear* e l'*internal gate* è modulata tramite una struttura aggiuntiva in silicio policristallino, denominata *clear gate*.

La tecnologia di produzione dei sensori DEPFET è piuttosto complessa e delicata. Belle II sarà il primo rivelatore ad utilizzare su larga scala questo tipo di sensori.

3.3.2 Regioni di interesse (ROI)

Con la luminosità di SuperKEKB è attesa una grande quantità di dati provenienti dal PXD: 8 milioni di pixel con una *occupancy* del 3 % producono circa 20 Gb/s di dati provenienti dal solo PXD. Poiché non è possibile acquisire una tale quantità di dati per evento, è necessario implementare una riduzione dei dati provenienti dal PXD di almeno un ordine di grandezza, considerando che la grande maggioranza dei pixel sono accesi a causa del fondo macchina. Tale riduzione dei dati è implementata a livello di acquisizione dati tramite la determinazione delle cosiddette regioni di interesse (*Region of Interest*, ROI).

Una ricostruzione preliminare delle tracce viene effettuata con le sole *hit* provenienti dal rivelatore a *strip* di silicio (SVD, descritto nella sezione successiva) utilizzando un firmware

dedicato all'interno di una FPGA. Dopo aver eseguito il fit, la traccia viene estrapolata fino ai sensori del PXD in modo tale da definire le ROI, una regione rettangolare le cui dimensioni sono definite dall'incertezza statistica e sistematica sulla posizione della traccia estrapolata. Solo le *hit* all'interno della ROI vengono processate dal sistema di acquisizione dati, mentre quelle al di fuori vengono rigettate. In questo modo si ha una sostanziale riduzione dei dati provenienti dal PXD, unita ad una riduzione delle *hit* prodotte da eventi di fondo.

3.4 Rivelatore di vertice a *strip* di silicio (SVD)

Il rivelatore di vertice a *strip* di silicio (*Silicon-strip Vertex Detector*, SVD) è composto da 4 strati equipaggiati con sensori a *strip* di silicio a doppia faccia (*Double-Sided Silicon Strip Sensor*, DSSD) e copre un angolo azimutale compreso tra 17° (regione denominata *forward*) e 150° (regione denominata *backward*). I 4 strati sono posti ad una distanza di 3.8 cm (*layer* 3), 8.0 cm (*layer* 4), 10.5 cm (*layer* 5) e 13.5 cm (*layer* 6) dall'IP. I *layer* 4-6 presentano una geometria inclinata nella regione *forward* in modo da aumentare l'accettanza angolare ed ottimizzare l'angolo di incidenza delle particelle.

Sono utilizzati 3 differenti tipi di sensore: sensori rettangolari di dimensione $123 \times 38 \text{ mm}^2$ per il *layer* 3, sensori rettangolari di dimensione $123 \times 58 \text{ mm}^2$ per i *layer* 4, 5 e 6 e sensori trapezoidali per le regioni *forward* dei *layer* 4, 5 e 6. I sensori rettangolari sono prodotti da Hamamatsu Photonics [37], mentre quelli trapezoidali da Micron Semiconductor [38]. I sensori hanno un substrato in silicio di tipo n ed hanno uno spessore di 320 (300) μm per i sensori rettangolari (trapezoidali). Alcuni dettagli tecnici sui sensori impiegati sono riportati nella Tabella 3.3.

<i>layer</i>	tipo di sensore	numero <i>strip</i> lato $r-\phi/z$	<i>strip pitch</i> lato $r-\phi/z$	numero di sensori	dimensioni area attiva
4,5,6	rettan. (piccolo)	768/512	75/240 μm	120	7030 mm^2
4,5,6 <i>forward</i>	trapez.	768/512	50-75/240 μm	38	5893 mm^2
3	rettan. (grande)	768/768	50/160 μm	14	4738 mm^2

Tabella 3.3: Specifiche tecniche dei sensori impiegati nell'SVD.

Le *strip* vengono lette dai chip APV25, sviluppati per l'esperimento CMS. Ciascun chip legge 128 *strip* e può effettuare diverse campionature durante la formazione del segnale. Il tempo di formazione è di 50 ns e rappresenta un guadagno di un fattore 10 in velocità se comparato con i chip di lettura utilizzati per l'analogo rivelatore di Belle. Un ulteriore guadagno di un fattore 8 in velocità è ottenuto effettuando un fit della forma del segnale campionato: la precisione sulla determinazione del tempo di picco del segnale è di circa 3 ns. Una tale risoluzione temporale concorre a mantenere una *occupancy* sui *layer* più interni dell'SVD inferiore all'1 %.

Per evitare dei lunghi circuiti di *fan-out*, per le aree più interne del SVD gli APV25 sono stati ridotti di spessore ($100\ \mu\text{m}$) e posizionati all'interno del volume attivo sfruttando il concetto innovativo *Origami chip-on-sensor*. I chip sono posizionati su un *fan-out* flessibile posizionato sulla superficie superiore del sensore e distanziato da esso tramite uno strato di AIREX di $1\ \text{mm}$ di spessore. Le *strip* collocate sul lato superiore del sensore sono connesse ai chip con un *fan-out* planare. Le *strip* del lato più interno sono connesse con gli APV25, collocati sull'altro lato, tramite un circuito di *fan-out* flessibile che viene avvolto intorno al bordo del sensore. I chip di lettura sono raffreddati con un sistema di raffreddamento a CO_2 . Un altro vantaggio del metodo *Origami* consiste nel poter allineare tutti i chip e quindi utilizzare un unico circuito di raffreddamento. La quantità di materiale nella regione attiva corrisponde, in media, a $0.6 X_0$ per *layer*. In Figura 3.5 è mostrato un sensore su cui i chip sono stati applicati sfruttando il metodo *Origami*.

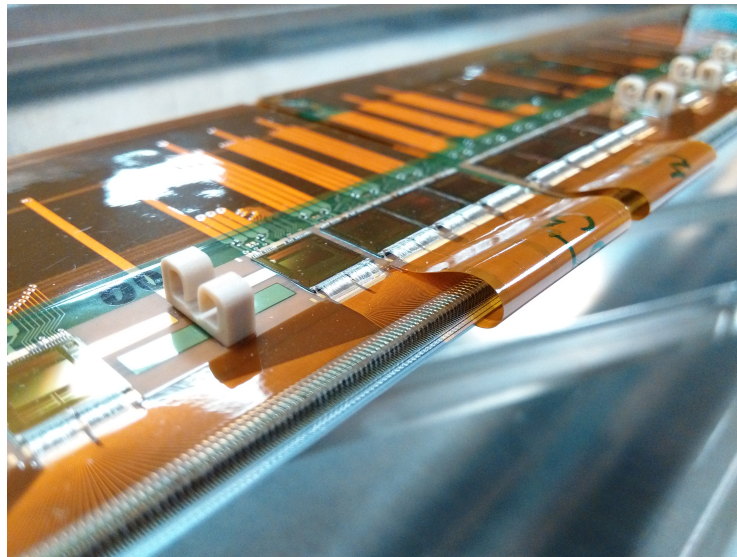


Figura 3.5: Foto di un sensore del SVD assemblato tramite la tecnica *Origami chip-on-sensor*: si noti come gli APV25 siano tutti montati sullo stesso lato del sensore e come le *strip* del lato opposto siano connesse al chip tramite un *fan-out* avvolto attorno al bordo lungo.

3.5 Camera centrale a deriva (CDC)

Lo scopo della camera centrale a deriva (*Central Drift Chamber*, CDC) è di fornire misure precise della traiettoria e dell'impulso delle tracce cariche, informazioni sul *particle identification* tramite la perdita di energia all'interno della camera e segnali per il *trigger* degli eventi. La struttura della CDC impiegata in Belle II ricalca grosso modo quello dell'analogo rivelatore impiegato in Belle.

La CDC è composta da 56 strati di fili (suddivisi in 9 super-strati) immersi in una miscela di gas (50 % He, 50 % C_2H_6). Il raggio interno della CDC è di $160\ \text{mm}$ mentre quello esterno è di $1130\ \text{mm}$, e l'accettanza in angolo azimutale va da 17° a 180° . In

totale sono utilizzati 14336 fili in tungsteno ($30\ \mu\text{m}$ di diametro) per la lettura del segnale, intervallati da 42240 fili in alluminio ($126\ \mu\text{m}$ di diametro) per la generazione del campo elettrico. La dimensione radiale delle celle dei 2 super-strati più interni è di $10\ \text{mm}$, mentre per tutti gli altri super-strati è di $18.2\ \text{mm}$. L'intera CDC è sostenuta da 2 cilindri (uno interno ed uno esterno) in fibra di carbonio e da 2 piastre terminali in alluminio.

L'elettronica di *front-end* è composta da 15k canali di lettura, con una risoluzione temporale di $1\ \text{ns}$ ed una latenza massima di *trigger* di $5\ \mu\text{s}$.

La risoluzione spaziale sulla singola *hit* è di $100\ \mu\text{m}$, mentre la risoluzione sulla misura della perdita di energia per ionizzazione all'interno della camera è dell' $11.9\ \%$ per tracce con un angolo di incidenza di 90° .

3.6 Rivelatori dedicati all'identificazione delle particelle (PID)

Belle II impiega due differenti rivelatori dedicati all'identificazione delle particelle: un rivelatore per la misura del tempo di propagazione (*Time-of-Propagation Counter*, TOP) nella parte centrale ed un (*Aerogel Ring-Imaging Cherenkov Counter* (ARICH) nella parte terminale. Entrambi i rivelatori sfruttano l'effetto Cherenkov per la determinazione dell'identità delle particelle cariche.

3.6.1 Rivelatore per la misura del tempo di propagazione (TOP)

La struttura principale del TOP è presentata in Figura 3.6. Quando una particella carica

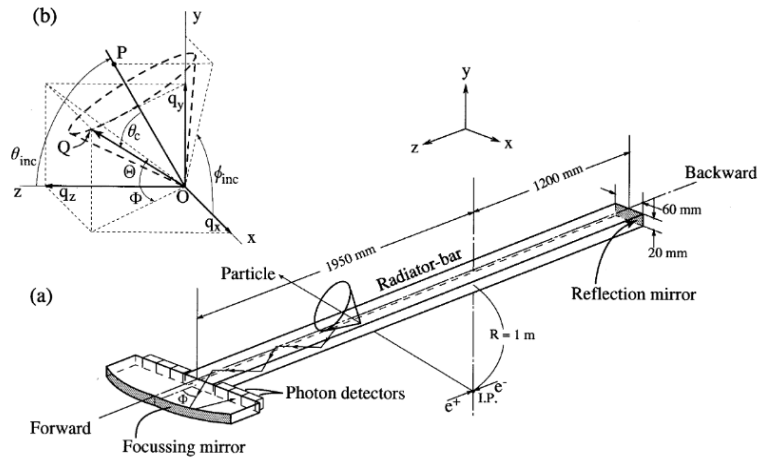


Figura 3.6: Schema della struttura del TOP: la direzione OP in b) rappresenta la direzione dell'impulso della particella carica incidente. N.B.: il design presente in a) si riferisce ad un primo prototipo del TOP, differente nelle dimensioni e nella forma della parte denominata *forward* da quello effettivamente implementato in Belle II.

attraversa il radiatore in quarzo, i fotoni Cherenkov vengono emessi in una direzione, rispetto all'impulso della particella, definita dall'angolo Cherenkov θ_C . Quindi, i fotoni si propagano all'interno del radiatore per mezzo della riflessione totale sulla superficie interna

del quarzo. Una delle due parti terminali è equipaggiata con fotomoltiplicatori per la misura del tempo di propagazione t_{TOP} in funzione dell'angolo orizzontale Φ (Figura 3.6): l'altra parte è equipaggiata con specchi per riflettere i fotoni e indirizzarli verso i rivelatori di luce.

Il t_{TOP} è determinato unicamente dalla componente z della velocità del fotone Cherenkov nella barra di quarzo:

$$t_{TOP} = \frac{L}{c/n(\lambda)} \cdot \frac{1}{q_z}, \quad (3.4)$$

dove L è la distanza totale percorsa dal fotone dal punto di emissione fino al fotorivelatore, $n(\lambda)$ è l'indice di rifrazione del quarzo alla lunghezza d'onda λ , c è la velocità della luce nel vuoto e q_z la componente z della velocità del fotone.

Denotando con θ_i e ϕ_i l'angolo polare e quello azimutale dell'impulso della particella carica incidente, le componenti della velocità del fotone emesso q_i ($i = x, y, z$) sono date da:

$$\begin{aligned} q_x &= q_{x'} \cos \theta_i \cos \phi_i - q_{y'} \sin \phi_i + q_{z'} \sin \theta_i \cos \phi_i, \\ q_y &= q_{x'} \cos \theta_i \sin \phi_i + q_{y'} \sin \phi_i + q_{z'} \sin \theta_i \sin \phi_i, \\ q_z &= -q_{x'} \sin \theta_i + q_{z'} \cos \theta_i. \end{aligned} \quad (3.5)$$

dove $q_{x'}$, $q_{y'}$ e $q_{z'}$ sono le componenti della velocità del fotone emesso nel sistema di riferimento in cui la particella incidente si muove lungo l'asse z' :

$$\begin{aligned} q_x &= \sin \theta_C \cos \phi_C, \\ q_y &= \sin \theta_C \sin \phi_C, \\ q_z &= \cos \theta_C. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Gli angoli orizzontali e verticali del fotone emesso al termine del radiatore sono quindi dati da:

$$\begin{aligned} \Phi &= \arctan\left(\frac{q_x}{q_z}\right), \\ \Theta &= \arctan\left(\frac{q_y}{q_z}\right). \end{aligned} \quad (3.7)$$

L'angolo ϕ_C del fotone Cherenkov è distribuito uniformemente su 2π . Fissato ϕ_C , le 3 componenti della velocità del fotone q_i sono univocamente correlate a θ_C . Pertanto, la misura di due qualsiasi delle relazioni contenute in Equazione 3.6 o in Equazione 3.7 costituisce una misura di θ_C . La misura del punto di emissione del fotone e degli angoli θ_i e ϕ_i sono fornite dal CDC, mentre la misura dell'istante iniziale del tempo di propagazione del fotone Cherenkov è fornita dal trigger di Belle II.

Secondo il concetto del TOP, vengono utilizzati i parametri q_z e Φ per ricavare θ_C . Il vantaggio del TOP è dato dal fatto che la misura di q_z non è sensibilmente influenzata

dalle dimensioni trasverse del radiatore.

Il TOP utilizzato in Belle II è composto da 16 barre al quarzo di dimensione $2.5 \text{ m} \times 0.45 \text{ m} \times 2 \text{ cm}$. Tali barre sono poste intorno alla parte centrale del rivelatore ad una distanza di circa 1.2 m dall'IP. Su un lato di ciascuna di barra è posto uno specchio per evitare la dispersione dei fotoni; sul lato opposto è incollato un blocco di espansione di 10 cm che proietta i fotoni su una matrice piana 2×16 di fotomoltiplicatori a micro-canali (*Micro-Channel Plate Photo-Multipliers*, MCP PMT).

Gli MCP PMT implementati sono gli Hamamatsu SL-10 ($27.5 \text{ mm} \times 27.5 \text{ mm}$) della Hamamatsu Photonics e aventi due stadi di moltiplicazione e con micro canali del diametro di $10 \text{ }\mu\text{m}$. Essi possono operare all'interno di un campo magnetico, hanno un elevato guadagno ($2 \cdot 10^6$) ed una risposta molto veloce ($\sigma_t = 40 \text{ ps}$). Grazie al fotocatodo bialcalino essi hanno una efficienza quantica minima del 24 % ed una efficienza di raccolta del 50 % - 55 %.

I 512 MCP PMT implementati vengono letti da degli ASIC a campionamento della forma d'onda (ad una frequenza di 4 GHz), aventi 8 canali per chip e con una risoluzione temporale di 50 ps.

3.6.2 *Aerogel Ring-Imaging Cherenkov Counter (ARICH)*

Nella parte in avanti del rivelatore, nella direzione dell'HER, verrà installato un RICH foccheggiante con un radiatore in aerogel (*Aerogel Ring-Imaging Cherenkov Detector*, ARICH). Il cono di luce Cherenkov viene "espanso" in uno spessore di 20 cm e rivelato, sotto forma di anello, da appositi rivelatori.

La cinematica delle particelle cariche fissa l'indice di rifrazione del radiatore intorno a 1.05, valore a cui l'angolo Cherenkov di π con impulso di 3.5 GeV è di 307 mrad e la differenza dell'angolo Cherenkov dei π e dei K è di 30 mrad. La soglia in impulso affinché venga emessa della radiazione Cherenkov nel radiatore è di 0.44 GeV per i π e di 1.54 GeV per i K . L'unico radiatore conosciuto con un tale indice di rifrazione è l'aerogel in silice.

Lo spessore del radiatore è di 2 cm per minimizzare la larghezza della distribuzione dell'angolo Cherenkov per traccia carica. Con tale aerogel il numero di fotoni rivelati per anello è circa 10. Per incrementare il numero di fotoni senza degradare la risoluzione, è stata scelta una configurazione foccheggiante, ovvero l'aerogel posto "a monte" della traccia carica ha un indice di rifrazione più basso (1.045) mentre l'aerogel posto "a valle" ha un indice di rifrazione più alto (1.055). In questo modo, gli anelli Cherenkov prodotti nei due tipi di aerogel si sovrappongono sul piano del rivelatore. La sovrapposizione è ottimale per un impulso della traccia carica di 3.5 GeV, ma è stato verificato che le prestazioni non vengono degradate anche a impulsi inferiori. Il principio di funzionamento dell'ARICH, assieme al risultato di una simulazione per paragonare la differenza di prestazioni utilizzando una configurazione foccheggiante ed un radiatore omogeneo, è mostrato in Figura 3.7.

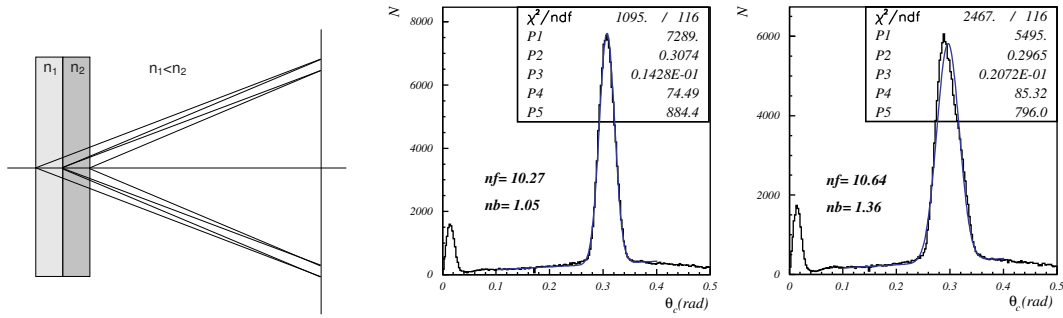


Figura 3.7: A sinistra: principio di funzionamento dell'ARICH con configurazione foceggiante; al centro: distribuzione degli *hit* dei fotoni Cherenkov rispetto all'angolo Cherenkov nella configurazione foceggiante, con $n_1 = 1.046$ e $n_2 = 1.056$; a destra: stessa distribuzione con radiatore omogeneo. In entrambe le simulazioni è stato usato un radiatore spesso 4 cm.

Per operare in un campo magnetico ortogonale da 1.5 T sono stati scelti dei fotorivelatori ibridi a valanga (*Hybrid Avalanche Photo-Detector*, HAPD). I fotoelettroni prodotti da un fotocatodo bialcalino vengono prima accelerati da una differenza di potenziale di 8 kV, quindi attraversano un fotodiodo a valanga, dove circa 1500 elettroni vengono prodotti durante la ionizzazione. Una tensione inversa di circa 300 V è applicata al fotodiodo per produrre la valanga, durante la quale il segnale viene amplificato di un aggiuntivo fattore 30. I sensori hanno una dimensione di 73 mm \times 73 mm e sono formati da una matrice 12 \times 12 di pixel di dimensioni 4.9 mm \times 4.9 mm (i pixel vengono letti a blocchi di 6 \times 6). Tali rivelatori offrono un'ottima separazione per singolo fotone, separazione che migliora quando vengono utilizzati all'interno di un campo magnetico.

L'ARICH copre un'accettanza angolare compresa tra i 15° ed i 30°. Dalle misure ottenute da *test beam* e considerando il contributo di varie sorgente di errore, la risoluzione sul singolo fotone per tracce cariche di 4 GeV di impulso è di $\sigma_\theta = 14$ mrad. Considerando 20 fotoni rivelati per traccia carica si ha una risoluzione pari a:

$$\sigma_{\theta N} = \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N}} = 3.1 \text{ mrad} . \quad (3.8)$$

3.6.3 *Particle identification* delle particelle cariche

Poiché non è possibile identificare con certezza il tipo di particella, la strategia di identificazione delle particelle cariche a Belle II consiste nell'utilizzo di selettori PID basati su una likelihood \mathcal{L} . L'informazione proveniente da ciascun sottomodulo (come il t_{TOP} dal TOP, il raggio degli anelli Cherenkov dall'ARICH, l'energia persa per ionizzazione dalla CDC) viene analizzata indipendentemente per determinare una likelihood per ciascuna ipotesi di particella carica (π^\pm , K^\pm , e^\pm , μ^\pm , p). Successivamente queste likelihood vengono combinate tra di loro per formare il selettore PID che l'utente potrà utilizzare durante le analisi di fisica.

Il selettore PID $L(\alpha : \beta)$ utilizzato è definito nel seguente modo:

$$L(\alpha : \beta) = \frac{\prod_{\text{det}} \mathcal{L}_\alpha}{\prod_{\text{det}} \mathcal{L}_\alpha + \prod_{\text{det}} \mathcal{L}_\beta}, \quad (3.9)$$

dove α e β rappresentano due ipotesi differenti di particella carica ed il prodotto è definito su tutti i sottorivelatori di interesse (TOP, ARICH, CDC).

Il selettore $L(\alpha : \beta)$ è maggiore di 0.5 per le tracce cariche per cui l'ipotesi di tipo α è più probabile dell'ipotesi di tipo β , mentre è minore di 0.5 nel caso contrario.

3.7 Calorimetro elettromagnetico (ECL)

Per il calorimetro elettromagnetico (*Electromagnetic Calorimeter*, ECL) di Belle II la scelta è stata quella di riutilizzare i cristalli di CsI(Tl) di Belle sostituendo completamente l'elettronica di lettura per fronteggiare il livello di fondo più elevato dovuto all'incremento di luminosità della macchina.

L'ECL è composto da una parte centrale lunga 3 m, il cui raggio più interno è di 1.25 m, e da due parti terminali di forma anulare poste ad una distanza $z = +2.0$ m e $z = -1.0$ m dall'IP. Tutti i cristalli che compongono l'ECL hanno una forma a tronco di piramide e sono posizionati in modo tale che puntino nella direzione dell'IP. L'accettanza dell'ECL copre un angolo azimutale compreso tra 17° e 150° , corrispondente ad una copertura del 91 % dell'intero angolo solido. Un piccolo spazio tra la parte centrale e le due parti terminali è stata introdotta per lasciare spazio a cavi e strutture di supporto dei rivelatori più interni.

L'intero rivelatore contiene 8736 cristalli in CsI(Tl). I cristalli hanno, mediamente, una sezione di $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$ ed una lunghezza di 30 cm (corrispondente a $16.2 X_0$). La scelta delle dimensioni dei cristalli asseconda le seguenti richieste:

- circa l'80 % dell'energia depositata da un fotone iniettato al centro di un cristallo deve essere rilasciata all'interno dello stesso cristallo;
- evitare il deterioramento della risoluzione del calorimetro ad alte energie per via di fluttuazioni causate dalla perdita di parte dello sciame.

Ciascun cristallo è ricoperto da uno strato di 200 μm di teflon poroso e da un ulteriore strato di 50 μm di polietilene alluminato.

Per la rivelazione della luce viene utilizzata una coppia di fotodiodi Hamamatsu S2744-08, della Hamamatsu Photonics, di dimensione $10 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$, i quali sono incollati sulla parte posteriore dei cristalli mediante uno strato di plexiglas spesso 1 mm. Dei LED connessi al plexiglas possono iniettare degli impulsi luminosi nel volume del cristallo per controllare la stabilità delle condizioni ottiche. Un preamplificatore è connesso a ciascun fotodiodo in modo tale da avere due *output* indipendenti da ciascun cristallo. I due segnali vengono successivamente sommati tramite uno *shaper*. Tramite un test di calibrazione con

raggi cosmici, il segnale medio misurato in uscita è di circa 5000 fotoelettroni raccolti per 1 MeV di energia rilasciata, con un livello di rumore di circa 200 keV.

Per fronteggiare l'elevato fondo dovuto all'incremento di luminosità di SuperKEKB è stata progettata una nuova elettronica di lettura basata sul campionamento del segnale misurato dai fotodiodi. Il tempo di *shaping* è di 0.5 μ s ed il segnale in uscita da ciascun cristallo è digitalizzato in continua con un intervallo di 0.5 μ s (ridurre il tempo di *shaping* non produce alcun miglioramento significativo in quanto il tempo di decadimento della luce di scintillazione del CsI(Tl) è di 1 μ s). Dal segnale di trigger, all'interno della finestra temporale dell'evento, vengono misurati 16 punti del segnale e fittati con una funzione del tipo $F(t) = A_0 f(t - t_0)$, dove A_0 (l'ampiezza del segnale) e t_0 (l'istante temporale del segnale) sono ottenuti dal fit, mentre la funzione di *shape* $f(t)$ è ottenuta da misurazioni indipendenti.

Con l'introduzione della nuova elettronica, è stato stimato che la fluttuazione del numero di fotoni soffici⁴ di *pile-up* raccolti durante il tempo di integrazione del segnale contribuisce al livello di fondo di una quantità variabile tra 3 MeV e 8 MeV. Per quanto riguarda i fotoni ad alta energia di fondo, è stato stimato che il numero medio di sciami casuali prodotti è di 6 sciami per evento con energia superiore a 20 MeV (livello di fondo comparabile a quello di Belle).

La risoluzione intrinseca dell'ECL, misurata mediante un prototipo, è approssimabile tramite la seguente formula:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.066\%}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.81\%}{\sqrt[4]{E}}\right)^2 + (1.34\%)^2}, \quad (3.10)$$

dove l'energia E è misurata in GeV.

È in fase di valutazione di utilizzare per le parti terminali dell'ECL dei nuovi cristalli di CsI puro. Rispetto al CsI(Tl), il CsI puro ha un tempo di decadimento della luce di scintillazione più basso (che aiuterebbe a sopprimere ulteriormente il fondo dovuto agli sciami casuali generati dai fotoni ad alta energia), tuttavia produce un segnale in uscita 10 volte meno intenso, richiedendo dei nuovi rivelatori di luce con un livello di rumore estremamente basso.

3.8 Rivelatore per K_L e μ (KLM)

Il rivelatore per K_L e μ (KLM) è composto da lastre di ferro (spesse 4.7 cm) intervallate da rivelatori attivi ed è collocato esternamente rispetto al magnete superconduttore. Le lastre di ferro forniscono 3.9 lunghezze di interazione in cui i K_L possono formare sciami adronici.

La parte centrale del KLM utilizza come rivelatori attivi degli scintillatori nei primi due strati più interno e delle camere a piani resistivi (*Resistive Plate Chamber*, RPC)

⁴In questo contesto, si considerano soffici quei fotoni che hanno un'energia inferiore ad 1 MeV.

negli altri strati e copre un angolo azimutale compreso tra 45° e 125° , mentre le due parti terminali del KLM utilizzano degli scintillatori accoppiati con SiPM e coprono un angolo azimutale compreso tra 20° e 45° e tra 125° e 155° .

Le RPC sono composte da 2 piani paralleli (elettrodi) spessi circa 2 mm in vetro ad alta resistività posti ad una distanza relativa di circa 2 mm. L'alta tensione è distribuita su ciascun elettrodo tramite una vernice drogata al carbonio applicata sulla superficie esterna e genera un campo elettrico uniforme di circa 4 kV/mm. Lo spazio tra i 2 elettrodi è riempito da una miscela di gas composta al 62 % da HFC-134a, al 30 % da argon e al 8 % da butano. Per la lettura del segnale generato all'interno della camera, delle strisce metalliche di 5 cm di larghezza sono montate su ciascun lato della RPC. Per aumentare l'efficienza di rivelazione delle particelle, viene creato un cosiddetto "superstrato" accoppiando 2 RPC; sui due lati di entrambe le RPC le strisce metalliche sono montate ortogonalmente. Le 2 RPC all'interno di un superstrato sono alimentate indipendentemente, in modo tale da poter continuare ad utilizzare il modulo (con efficienza ridotta) in caso di malfunzionamento di una sua parte. Ciascun superstrato ha una dimensione variabile tra $2.2 \times 1.5 \text{ m}^2$ e $2.2 \times 2.7 \text{ m}^2$.

I due strati più interni della parte centrale e le parti terminali del KLM sono equipaggiate con strisce di scintillatore accoppiate con SiPM per la lettura del segnale. Ciascun modulo comprende 2 piani di strisce ortogonali. Ciascuna striscia ha una sezione di (7-10) mm \times 40 mm ed una lunghezza fino a 2.8 m. Ogni striscia presenta un solco al centro in cui è posizionata una fibra che raccoglie la luce di scintillazione e la trasporta fino al SiPM. Tali sensori sono prodotti da Hamamatsu Photonics ed hanno 667 pixel di dimensione $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$. L'ottima risoluzione temporale di ciascuna striscia accoppiata ad un SiPM ($\sigma_t = 0.7 \text{ ns}$) permette di usare le parti del KLM equipaggiate con gli scintillatori anche come un misuratore del tempo di volo dei K_L .

I segnali provenienti dal KLM vengono utilizzati per la ricostruzione dei μ e dei K_L . La ricostruzione dei μ inizia con la ricostruzione della traccia all'interno della CDC utilizzando come ipotesi che tale traccia sia stata generata da un π . Tale traccia viene estrapolata fino alla regione del KLM e viene considerata all'interno dell'accettanza se attraversa almeno un modulo del KLM. Se un *hit* del KLM si trova in prossimità della traccia estrapolata, quel particolare *hit* viene associato alla traccia. Il modulo più esterno del KLM attraversato dalla traccia estrapolata (tenendo conto dell'interazione della particella con gli strati di ferro) definisce il *range* predetto della traccia; il *range* effettivo è determinato dal modulo più esterno del KLM con una *hit* associata alla traccia. Se il *range* predetto differisce sostanzialmente da quello misurato, la traccia è classificata come adrone. Altrimenti, tutto il procedimento viene ripetuto, a partire dall'estrapolazione della traccia misurata, utilizzando però come ipotesi di base quella del μ . La differenza tra il *range* predetto e quello misurato e la deviazione sul piano trasverso delle *hit* associate alla traccia sono variabili utilizzati in un fit per stabilire, tramite un test d'ipotesi, se è stato rivelato un μ o meno.

Per la ricostruzione del K_L le *hit* che sono all'interno di un cono avente un'apertura

di 5° dall'IP vengono raggruppate in uno sciame. Dopo che tutti gli sciami sono stati definiti, ciascuna traccia rivelata nella CDC viene estrapolata fino alla regione del KLM. Se tale traccia è all'interno di un cono di apertura angolare di 15° dal centro di uno sciame, tale sciame viene rigettato. Se uno sciame del KLM è allineato all'interno di 15° con uno sciame neutro nell'ECL, i due sciami vengono associati. Infine, viene applicato un taglio sulla dimensione dello sciame: un candidato K_L deve avere o *hit* in almeno 2 moduli distinti del KLM o 1 *hit* nell'ECL ed almeno 1 *hit* nel KLM.

Nella regione centrale del KLM, l'efficienza di ricostruzione dei μ è pari all'89 % per tracce aventi impulso superiore ad 1 GeV (con una contaminazione dell'1.3 % dovuta a particelle adroniche), mentre l'efficienza di ricostruzione dei K_L raggiunge un *plateau* dell'80 % per impulsi superiori a 3 GeV.

3.9 Magnete solenoidale

Un magnete solenoidale superconduttore fornisce un campo magnetico di 1.5 T all'interno di un volume cilindrico di 3.4 m di diametro e 4.4 m di lunghezza. La bobina, avente un peso di 23 t, è composta da NbTi/Cu, opera ad una corrente di 4400 A ed ha un tempo di carica di circa mezz'ora. Il sistema di criogenia utilizza un sistema di raffreddamento a elio liquido a 2 fasi.

La struttura in ferro di Belle II, oltre a dare un supporto per tutte le componenti del rivelatore e a servire come assorbitore per il KLM, fornisce un cammino di ritorno per il campo magnetico generato dal solenoide. Tale struttura è formata da una parte centrale fissa, composta da 8 blocchi del KLM e da barre di 20 cm di spessore, e da 2 parti terminali, entrambe removibili per poter accedere all'interno del rivelatore.

Una mappatura del campo magnetico (misurando le componenti r , θ e ϕ in 100000 punti all'interno del volume del rivelatore) è stata condotta con sonde di Hall commerciali. L'impatto della precisione della mappatura del campo magnetico sulle prestazioni della ricostruzione delle tracce è valutata con la ricostruzione della massa della J/Ψ proveniente dal decadimento dei mesoni B . L'incertezza sulla misura del campo magnetico è pari allo 0.25 %.

3.10 Trigger

Le sezioni d'urto totali e le frequenze di *trigger* di alcuni processi di interesse fisico alla luminosità di progetto di SuperKEKB sono presentate in Tabella 3.4.

Per quanto riguarda gli eventi di fondo, campioni di eventi Bhabba e $\gamma\gamma$ sono utilizzati per misurare la luminosità della macchina e calibrare la risposta del rivelatore.

Poichè gli eventi $B\bar{B}$ ed i processi del continuo adronico hanno un'elevata molteplicità di tracce cariche nello stato finale (differentemente dagli eventi di fondo), è molto semplice progettare un *trigger* per questi eventi richiedendo un grande numero di tracce nell'evento. Tuttavia, molti processi fisici come i decadimenti leptonic del τ e la ricerca di materia

Processo fisico	Sezione d'urto (nb)	Frequenza (Hz)
$\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	1.2	960
Produzione adronica dal continuo	2.8	2200
$\mu^+\mu^-$	0.8	640
$\tau^+\tau^-$	0.8	640
Bhabha ($\theta_{\text{lab}} \geq 17^\circ$)	44	350 ^(a)
$\gamma\gamma$ ($\theta_{\text{lab}} \geq 17^\circ$)	2.4	19 ^(a)
Processi a 2γ ($\theta_{\text{lab}} \geq 17^\circ$, $p_t \geq 0.1$ GeV)	$\simeq 80$	$\simeq 15000$
Totale	~ 130	$\simeq 20000$

^(a) frequenza pre-scalata di un fattore 1/100

Tabella 3.4: Sezione d'urto totale e frequenza di *trigger* ad $\mathcal{L} = 8 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ per diversi processi fisici all'energia della $\Upsilon(4S)$.

oscura hanno 0 o solamente 2 tracce nello stato finale, cosa che rende difficile distinguere tali eventi dal fondo. In aggiunta, la topologia di alcuni eventi a bassa molteplicità di tracce è simile a quella dei processi Bhabba, che hanno una sezione d'urto molto elevata come mostrato in Tabella 3.4. È necessario un veto per sopprimere gli eventi Bhabba, veto che riduce inevitabilmente l'efficienza di *trigger* degli eventi a bassa molteplicità di tracce.

Il sistema di *trigger* contiene un trigger di primo livello (*Level 1 Trigger*, L1), basato sull'hardware, ed un trigger di alto livello (*High Level Trigger*, HLT), basato sul software ed implementato nel sistema di acquisizione (*Data Acquisition*, DAQ).

3.10.1 Trigger di primo livello (L1)

Nel *trigger* di primo livello (L1) i segnali del rivelatore vengono analizzati con sistemi hardware come FPGA che, pur non fornendo la migliore risoluzione, possono rispondere molto rapidamente. Vengono generati più segnali di *trigger* (ad esempio, l'esistenza di una traccia carica o di un cluster calorimetrico), che poi vengono combinati per formare la decisione finale. L'efficienza di *trigger* per eventi adronici provenienti da $B\bar{B}$ e dal continuo deve essere superiore al 99.9 % ed elevata per gli eventi a bassa molteplicità. La frequenza totale di processi fisici è di 15 kHz, come mostrato in Tabella 3.4. La frequenza totale di *trigger* deve essere inferiore a 30 kHz, che è la frequenza massima di acquisizione del DAQ. Il tempo di latenza del *trigger* L1 è di 15 μs . Il *trigger* deve essere robusto e flessibile per operare anche in condizioni estreme di fondo.

Per andare in contro a queste richieste, Belle II adotta lo stesso schema di *trigger* usato da Belle implementando una nuova tecnologia. Il sistema di *trigger* è composto da alcuni sistemi di *sub-trigger*, una logica di ricostruzione globale (*Global Reconstruction Logic*, GRL) e una logica di decisione globale (*Global Decisional Logic*, GDL). Le informazioni dai vari sottorivelatori ed i risultati dei *sub-trigger* vengono inviati alla GRL dove viene effettuata una ricostruzione di basso livello combinando queste informazioni. I risultati

della ricostruzione vengono inviati alla GDL che, successivamente, invia un segnale di *trigger* basato su queste informazioni.

Ciascun componente del trigger ha un *Field Programmable Gate Array* (FPGA) in modo tale che la logica del *trigger* sia configurabile. Tutte le informazioni vengono trasmesse tramite connessioni seriali ad alta velocità, in modo tale da incanalare una grande quantità di informazioni in un unico FPGA.

I principali sottorivelatori che contribuiscono al *trigger* L1 sono il CDC e l'ECL. Gli altri 2 sottorivelatori che contribuiscono al *trigger* L1 sono il TOP ed il KLM.

Gli eventi di fondo tendono ad avere una posizione del vertice longitudinale (denominato vertice- z) al di fuori dell'area nominale dell'IR, area in cui vengono prodotti dalle collisioni e^+e^- gli eventi fisicamente interessanti. Ricostruendo il vertice- z all'interno del tempo di latenza del *trigger* L1, un'ampia frazione degli eventi di fondo può essere rigettata. Poichè la latenza totale del *trigger* L1 è di 5 μs , la ricostruzione del vertice- z deve avvenire entro 1 μs . Per questo motivo viene impiegata una rete neurale, propriamente allenata su un campione di tracce di riferimento, per predire velocemente la posizione del vertice- z .

L'ECL può generare un segnale veloce di *trigger* utile per gli eventi di fisica sia con particelle neutre che con particelle cariche. Sono stati progettate due configurazioni di *trigger* complementari: un segnale basato sull'energia totale depositata ed uno basato sul numero di sciami isolati. Il primo è sensibile agli eventi di fisica con un elevato deposito elettromagnetico, mentre il secondo è sensibile agli eventi di fisica con molti adroni che hanno sciami di bassa energia e/o particelle al minimo di ionizzazione. In aggiunta, il sistema di *trigger* dell'ECL è in grado di identificare gli eventi Bhabba e $\gamma\gamma$ per una misura in tempo reale della luminosità ed un monitoraggio della presa dati. La logica di questi eventi richiede due sciami ad alta energia che soddisfano una topologia *back-to-back* utilizzando una tabella di riferimento. Questa logica può identificare gli eventi Bhabba e $\gamma\gamma$ con una elevata purezza, che è essenziale per mantenere elevata l'efficienza del *trigger* per gli eventi con bassa molteplicità di tracce.

3.10.2 Trigger di alto livello (HLT)

Nel HLT viene effettuata una ricostruzione completa dell'evento a livello *software*. Sulla base dell'esperienza acquisita con il DAQ di Belle, l'HLT è composto da due livelli distinti di *trigger*.

Il primo livello di HLT è il cosiddetto *trigger* di terzo livello (*Level 3 Trigger*, L3). Dopo una rapida ricostruzione delle tracce, effettuata utilizzando i soli dati provenienti dal CDC, ed una veloce ricostruzione degli sciami elettromagnetici, questo *trigger* effettua una prima selezione basata sulla molteplicità delle tracce, la posizione del vertice dell'evento e l'energia totale depositata. La riduzione attesa di eventi effettuata da questo *trigger* è intorno al 50 %. Inoltre, la pre-selezione così effettuata diminuisce il tempo medio di elaborazione di un evento.

Il secondo livello di HLT è una selezione effettuata utilizzando i risultati della ricostruzione completa dell'evento. Circa la totalità delle analisi di fisica di Belle sono state effettuate su campioni di dati con eventi adronici (per analisi di fisica dei B e dei D) o su eventi a bassa molteplicità di tracce. I codici per la selezione di questi eventi sono stati utilizzati *offline* nell'analisi dei dati di Belle e hanno comportato una riduzione di un fattore 14.2 % e 9.6 %, rispettivamente, su eventi che hanno superato il *trigger* L3. Per il monitoraggio della presa dati sono necessari eventi Bhabba e con coppie di μ . Applicando tutte queste selezioni, è atteso un fattore totale di riduzione del 25 % per gli eventi che hanno superato il *trigger* L3. Combinando questi due fattori, il fattore di riduzione degli eventi ottenuto applicando l'HLT è del 12.5 %. Nella progettazione del DAQ, è stato assunto un fattore di riduzione introdotto dall'HLT del 20 %, applicando un margine di sicurezza del 5 %.

Il *software* di ricostruzione utilizzato per l'HLT è lo stesso utilizzato per la ricostruzione *offline* degli eventi per evitare di introdurre errori sistematici aggiuntivi dovuti all'utilizzo di *software* differenti.

Capitolo 4

Attività di assemblaggio e test elettrico di moduli del SVD di Belle II

L'attività di costruzione del gruppo di Pisa di Belle II è focalizzata sull'assemblaggio e sul test elettrico dei moduli *forward* e *backward* dei *layer* 4, 5 e 6 del SVD. Tale attività, che si svolge presso i Laboratori di Alta Tecnologia della Sezione di Pisa dell'INFN, ha lo scopo di produrre e testare, in totale, circa 100 moduli del SVD, i quali, una volta terminati, vengono spediti presso i siti di produzione dei *layer* 4 (TIFR¹), 5 (HEPHY²) e 6 (IPMU³) per l'assemblaggio dei *ladder*. Terminata la produzione dei *ladder*, questi saranno infine spediti presso il laboratorio KEK per il montaggio sulla struttura di supporto e l'installazione finale del SVD all'interno di Belle II. In Figura 4.1 è mostrato un *rendering* tridimensionale di una sezione del SVD.

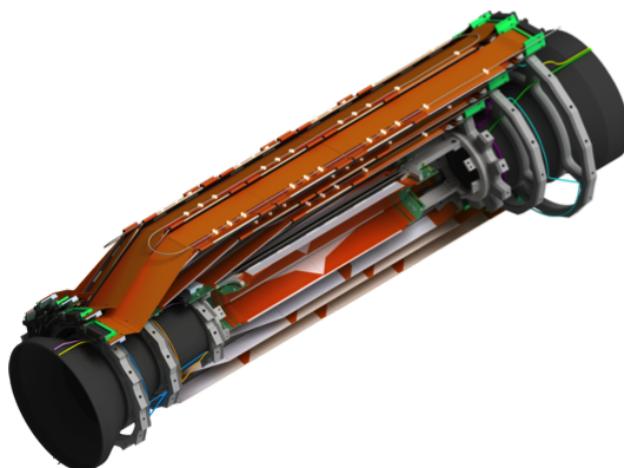


Figura 4.1: Sezione del SVD di Belle II.

¹Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India.

²Institute of High Energy Physics, Austrian Academy of Sciences, Vienna, Austria.

³Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe, University of Tokyo, Kashiwa, Giappone.

Oltre allo studio del nuovo metodo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 presentato in questo lavoro di tesi, ho partecipato all'attività di assemblaggio e di test elettrico dei moduli del SVD prodotti a Pisa. In seguito descriverò brevemente il principio di funzionamento dei sensori a *strip* di silicio a doppia faccia su cui si basa l'SVD di Belle II. Successivamente sarà fornita una descrizione della struttura del SVD e dei *ladder* che lo compongono. Infine, descriverò le procedure di assemblaggio e di test elettrico dei moduli che sono state adottate a Pisa, procedure che, a meno di indicazioni contrarie, coincidono con l'attività a cui ho preso direttamente parte.

Le ottime prestazioni del SVD di Belle II permetteranno di ricostruire con precisione i vertici dei decadimenti dei mesoni D , caratteristica indispensabile per studiare i fenomeni di mixing e di violazione di CP dipendenti dal tempo.

Le caratteristiche principali dell'intero SVD sono state presentate nella Sezione 3.4.

4.1 Principio di funzionamento dei sensori a *strip* di silicio a doppia faccia

Lo scopo principale del SVD di Belle II, insieme al PXD, è di misurare con estrema precisione le tracce delle particelle cariche in prossimità della regione di interazione e di ricostruire con accuratezza i vertici primari e secondari dei decadimenti dei mesoni B e dei mesoni D . Allo stesso tempo, per la misura delle tracce con basso impulso trasverso, è necessario ridurre il più possibile la quantità materiale attraversato dalle particelle per limitare il fenomeno dello scattering coulombiano multiplo. I sensori a *strip* di silicio a doppia faccia su cui si basa l'intero SVD si adattano perfettamente a questo duplice scopo, fornendo con un singolo sensore una precisa misura bidimensionale della posizione delle particelle cariche. Il funzionamento di un sensore a *strip* di silicio a doppia faccia è basato sul principio di una giunzione p-n polarizzata inversamente.

Una particella carica che attraversa un materiale perde energia a causa delle interazioni elettromagnetiche. Tale energia persa può ionizzare il materiale e, nel caso del silicio, vengono generate delle coppie elettrone-lacuna (coppie e-h). Il numero di coppie e-h generate N_{e-h} dipende dall'energia media persa dalla particella carica nel silicio ($dE/dx|_{\text{mean}}$), dall'energia minima richiesta per creare una coppia e-h (E_{e-h}) e dallo spessore di silicio attraversato (d_{Si}). Poiché per una particella al minimo di ionizzazione (MIP) nel silicio vale $dE/dx|_{\text{mean}} = 388 \text{ eV } \mu\text{m}^{-1}$, per il silicio vale $E_{e-h} = 3.63 \text{ eV}$ e assumendo $d_{\text{Si}} = 250 \mu\text{m}$, si ha:

$$N_{e-h} = \frac{dE/dx|_{\text{mean}} \cdot d_{\text{Si}}}{E_{e-h}} = \frac{388 \cdot 250}{3.63} \simeq 2.7 \cdot 10^4 . \quad (4.1)$$

Tuttavia, ad una temperatura di 300 K il silicio ha una densità intrinseca di portatori di carica n^i pari a circa $1.45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Per un sensore avente una superficie $A_{\text{Si}} = 100 \mu\text{m} \times 10\text{cm} = 0.1 \text{ cm}^2$ ed uno spessore $d_{\text{Si}} = 250 \mu\text{m}$, il numero intrinseco di coppie e-h

4.1 Principio di funzionamento dei sensori a *strip* di silicio a doppia faccia 61

N_{e-h}^i vale:

$$N_{e-h}^i = n^i \cdot A_{Si} \cdot d_{Si} = 1.45 \cdot 10^{10} \cdot 0.1 \cdot 2.5 \cdot 10^{-2} \simeq 3.6 \cdot 10^7 \quad (4.2)$$

Si osserva che il numero di coppie e-h intrinseche nel silicio è circa tre ordini di grandezza superiore rispetto al numero di coppie generate da una MIP. Il miglior modo per ridurre drasticamente il numero di coppie e-h intrinseche nel silicio è di utilizzare quindi una giunzione p-n polarizzata inversamente.

L'elemento principale della giunzione p-n di un sensore a *strip* di silicio a doppia faccia è la regione di svuotamento. Viene creata una giunzione p-n asimmetrica inserendo uno strato superficiale altamente drogato (ad esempio, di tipo p) su un substrato di silicio già drogato (ad esempio, di tipo n). La regione di svuotamento viene quindi incrementata applicando una tensione di polarizzazione inversa V_b , la quale permette di rimuovere i portatori intrinseci di carica dal substrato del sensore. Inoltre, la tensione V_b genera un campo elettrico all'interno del sensore, il quale genera un moto di deriva delle coppie e-h verso degli appositi elettrodi (ad esempio, in alluminio) posti sulla superficie del silicio.

Il segnale che costituisce la risposta del sensore al passaggio di una particella carica è quindi dato dalla corrente elettrica indotta ai capi degli elettrodi dal moto di deriva delle coppie e-h. Se gli elettrodi sono segmentati, il segmento più vicino al punto di produzione della coppia e-h "raccolgerà" la maggior parte del segnale indotto, mentre gli altri segmenti vicini ne "raccolgeranno", eventualmente, una parte minore. I segmenti sensibili sono solitamente elettricamente isolati rispetto al substrato di silicio tramite uno strato di ossido di silicio, il quale funge da capacità di accoppiamento ed impedisce il passaggio della componente continua della corrente.

Segmentando l'elettrodo su un lato del sensore di silicio, formando delle strisce, si ottiene un sensore a *strip* di silicio, il quale permette la misura unidimensionale della posizione di una particella carica che lo attraversa. Segmentando anche l'elettrodo sul lato opposto del sensore con delle strisce ortogonali rispetto a quelle presenti sull'altro lato si ottiene un sensore a *strip* a doppia faccia (DSSD), che permette una misura bidimensionale utilizzando la stessa quantità di materiale di un sensore a *strip* ordinario. La segmentazione degli elettrodi sul lato del contatto n pone dei problemi tecnologici dovuti alla presenza di un canale di conduzione di elettroni alla superficie di separazione tra silicio e ossido di silicio. Per evitare che questo canale cortocircuiti tutte le strisce si introduce uno speciale drogaggio di isolamento detto "p-stop".

In un sensore a *strip* a doppia faccia la tensione di polarizzazione viene applicata a ciascuna *strip* attraverso una resistenza elevata, integrata sul sensore, e connessa ad un collegamento comune. Solitamente la larghezza delle *strip* è dell'ordine di qualche decina di micrometri, mentre la distanza tra due *strip* consecutive (detto *pitch*) può variare da 25 μm fino a oltre 100 μm .

In Figura 4.2 è illustrato il principio di funzionamento di un sensore a *strip* di silicio a doppia faccia.

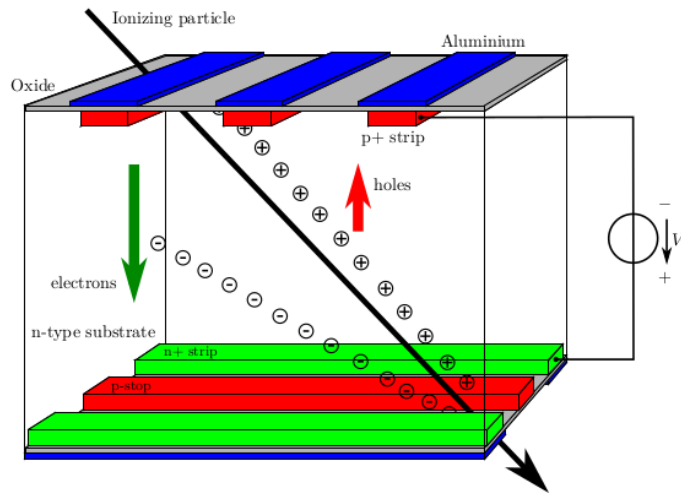


Figura 4.2: Principio di funzionamento di un sensore a *strip* di silicio a doppia faccia. Il passaggio di una particella carica genera delle coppie e-h; le coppie e-h inducono una corrente elettrica ai capi degli elettrodi durante il loro moto di deriva, generato dall'applicazione della tensione di polarizzazione inversa.

Le caratteristiche principali dei sensori a *strip* di silicio a doppia faccia impiegati nel SVD di Belle II (come le dimensioni del *pitch* delle *strip* e dell'area attiva) sono state riportate nella Tabella 3.3 (Sezione 3.4).

La posizione di una particella che attraversa il sensore sarà data dalla posizione della *strip* su cui viene indotto il segnale prodotto dal moto di deriva delle coppie e-h. Se d_{pitch} è la dimensione del *pitch* della *strip*, la risoluzione è data da $d_{\text{pitch}}/\sqrt{12}$ (denominata risoluzione digitale).

Nel caso in cui il segnale venga indotto su due o più *strip*, la posizione x_p della particella è calcolata per interpolazione, calcolando il centro di gravità delle strisce colpite: se x_i è la posizione delle *strip* su cui è stato indotto un segnale di intensità S_i , si ha $x_p = \sum_i x_i S_i / \sum_i S_i$. Se il segnale è indotto su più *strip*, la risoluzione sulla misura della posizione è determinata dal rapporto segnale su rumore oltre che dalla dimensione del *pitch*, e può essere migliore rispetto alla risoluzione digitale.

4.2 Struttura complessiva del SVD

L'SVD di Belle II è composto da 4 strati equipaggiati con DSSD e copre un angolo azimutale compreso tra 17° (regione denominata *forward*) e 150° (regione denominata *backward*). La denominazione dei vari strati va da *layer 3* (strato più interno e vicino all'IP) a *layer 6* (strato più esterno). I *layer 4-6* presentano una geometria inclinata nella regione *forward* in modo da aumentare l'accettanza angolare ed ottimizzare l'angolo di incidenza delle particelle.

Ciascun *layer* è composto da più *ladder*. Un *ladder* è composto da un numero variabile di sensori montati su una struttura di supporto costruita con costole di fibra di carbonio, dette *rib*. I sensori posizionati nelle regioni *forward* e *backward* di un *ladder* sono connessi,

tramite dei circuiti flessibili, all'elettronica di lettura (chip APV25) montata su delle schede denominate *Hybrid Sandwich*. Il collegamento dei sensori nelle regioni più interne del *ladder* ai chip di lettura è effettuata mediante il metodo *Origami chip-on-sensor*, già descritto nella Sezione 3.4. Tra i sensori e i circuiti flessibili *Origami* è posto un foglio di AIREX, il quale funge da isolante termico ed aumenta la distanza tra sensore ed ibrido di lettura, riducendo i fenomeni di *cross-talk* elettrico. .

Tutti i chip APV25 per la lettura di un sensore posto nella regione centrale di un *ladder* vengono allineati e incollati sui circuiti flessibili *Origami*, lungo lo stesso lato. Le *strip* del lato opposto del sensore vengono connesse ai chip tramite un ulteriore circuito flessibile, il quale viene avvolto lungo il lato lungo del rivelatore (Figura 3.5). Ciascun chip APV25 dissipa 0.35 W e, grazie all'allineamento permesso dal metodo *Origami*, vengono raffreddati con unico sistema di raffreddamento a CO₂. L'utilizzo di un'unica linea di raffreddamento per i chip all'interno dell'accettanza del rivelatore (assottigliati fino a 100 μm) contribuisce a mantenere bassa la quantità media di materiale attraversato dalle particelle (circa 0.6 X₀).

I *ladder* del *layer* 3⁴ hanno una struttura più semplice rispetto a quelli dei *layer* 4, 5 e 6, poiché non presentano moduli assemblati col metodo *Origami* e non hanno una geometria inclinata nella regione in avanti. Inoltre, le caratteristiche dei sensori impiegati per il *layer* 3 sono differenti rispetto a quelle dei sensori utilizzati negli altri *layer* (vedi Tabella 3.3).

In Figura 4.3 è raffigurata la struttura e le varie componenti di un *ladder* del *layer* 5 del SVD.

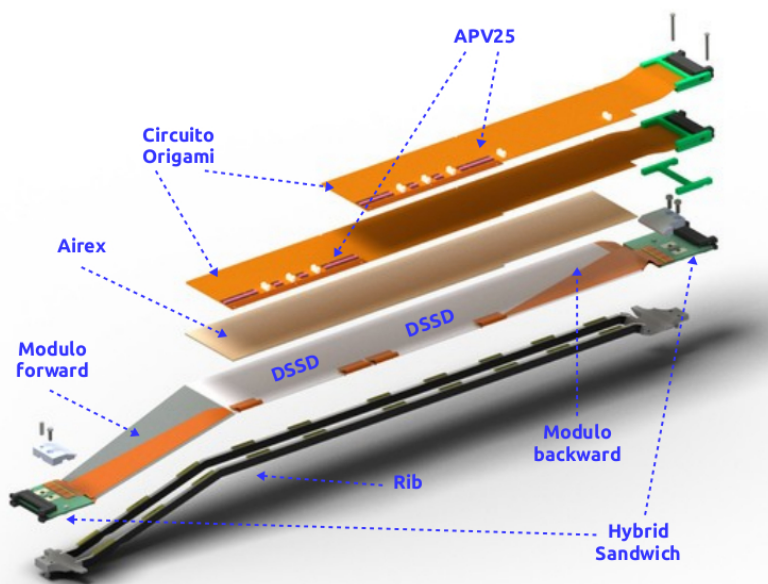


Figura 4.3: Struttura di un *ladder* del *layer* 5 del SVD.

In Tabella 4.1 sono riportate alcune caratteristiche dei *ladder* dei vari *layer*: distanza

⁴I *ladder* per il *layer* 3 sono interamente assemblati da un gruppo della School of Physics, University of Melbourne, Melbourne, Australia.

del *ladder* dall'IP, lunghezza del *ladder*, angolo di inclinazione del *ladder* nella regione *forward* ϑ_{fwd} , numero di *ladder* per *layer*, numero di sensori impiegati in ciascun *ladder*, numero di circuiti *Origami* per *ladder* e numero di chip APV25 connessi a ciascun sensore del *ladder*.

<i>layer</i>	Distanza dall'IP	Lunghezza <i>ladder</i>	Angolo ϑ_{fwd}	# <i>ladder</i> per <i>layer</i>	# DSSD per <i>ladder</i>	# <i>Origami</i> per <i>ladder</i>	# chip per DSSD
3	3.8 cm	26.2 cm	0°	7	2	0	12
4	8.0 cm	29.0 cm	11.9°	10	3	1	10
5	10.5 cm	51.5 cm	17.2°	12	4	2	10
6	13.5 cm	64.5 cm	21.1°	16	5	3	10

Tabella 4.1: Caratteristiche dei *ladder* dei vari *layer* del SVD.

Poiché la struttura dei moduli *forward* e *backward* è identica per i *ladder* dei *layer* 4, 5 e 6, questi vengono prodotti presso la Sezione di Pisa dell'INFN e successivamente vengono spediti ai siti di produzione per l'assemblaggio dei *ladder*. L'assemblaggio ed il test elettrico dei moduli *forward* e *backward* saranno discussi in dettagli nelle Sezioni successive.

I circuiti *Origami* e gli *Hybrid Sandwich* vengono equipaggiati con i chip APV25, con i componenti passivi e con i connettori di collegamento prima dell'assemblaggio sui *ladder*. In questa fase è fondamentale un corretto allineamento dei chip, su cui sarà applicato, una volta assemblato l'intero SVD, il tubo del sistema di raffreddamento.

Successivamente, sul lato p dei sensori che verranno posti nella zona centrale del *ladder* viene incollato il circuito flessibile che sarà poi avvolto attorno al bordo lungo del sensore e si effettuano le microsaldature. Quindi si utilizza un apposito *jig* meccanico su cui vengono posti i sensori nella zona centrale del *ladder* ed i moduli *forward* e *backward*, i quali vengono allineati tra di loro. I moduli *forward* e *backward* vengono incollati sulle *ribs* di supporto del *ladder*.

Sui sensori centrali, sul lato n, vengono incollati il foglio in AIREX ed i circuiti flessibili *Origami*, quindi si procede ad effettuare le microsaldature tra le *strip* del lato n ed il circuito *Origami*. In seguito viene avvolto, lungo il bordo del sensore, il circuito precedentemente incollato sul lato p e viene incollato sul circuito *Origami* in corrispondenza dei chip. Vengono effettuate le microsaldature per collegare le *strip* del lato p all'elettronica di lettura.

Infine si incollano i sensori su cui è stato applicato il circuito *Origami* alla struttura di supporto, mantenendo sotto controllo la planarità del sensore rispetto al piano delle *ribs*. L'intero *ladder* viene quindi testato elettricamente per verificare la presenza di difetti eventualmente introdotti durante la fase di assemblaggio. Durante i test elettrici dei *ladder* viene utilizzata una sorgente radioattiva di ^{90}Sr per verificare la risposta dei sensori alle radiazioni.

Lo spostamento massimo tollerato dei punti di riferimento dei sensori assemblati su un *ladder* rispetto alla posizione di riferimento è di $\pm 150 \mu\text{m}$ nelle direzioni x e y e di

$\pm 300 \mu\text{m}$ nella direzione z (il corretto posizionamento del sensore lungo la direzione z è più complicato rispetto a quello lungo le direzioni x e y). Tuttavia, con l'assemblaggio del primo *ladder* elettricamente funzionante è stato mostrato che è possibile effettuare un corretto posizionamento del sensore entro $100 \mu\text{m}$ rispetto alla posizione nominale in tutte e tre le direzioni [39].

I *ladder* assemblati e testati saranno quindi inviati a KEK per l'assemblaggio del SVD. I *ladder* saranno installati, dal *layer* più interno a quello più esterno, su delle strutture di supporto a forma di cono. I *ladder* saranno testati elettricamente sia prima che dopo l'installazione sulle strutture di supporto. Per poterlo integrare attorno a PXD, sarà prima assemblata la prima metà del SVD e, successivamente, la seconda metà. Le due metà sono denominate “*half-SVD*”. Sui due *half-SVD* già assemblati sarà installato il tubo del sistema di raffreddamento dell'elettronica di lettura.

Successivamente i due *half-SVD* verranno installati attorno a PXD (il quale sarà, al momento dell'integrazione con l'SVD, già installato attorno alla *beam-pipe*). Con il sistema di raffreddamento in funzione saranno effettuati i test elettrici di SVD e di PXD; saranno effettuati anche dei test con i raggi cosmici (utilizzando un apposito sistema di *trigger*) per verificare l'allineamento interno dei due sottorivelatori. Il sistema complessivo costituito da PXD e SVD è denominato *Vertex Detector* (VXD).

L'intero VXD sarà infine installato all'interno della CDC e quindi integrato in Belle II. Prima di iniziare la presa dati con le collisioni prodotte da SuperKEKB, sarà effettuata una fase di presa dati con i raggi cosmici, per verificare, tra le altre cose, l'allineamento di VXD all'interno di Belle II e le prestazioni di tracciatura assieme alla CDC.

In Figura 4.4 è mostrato un *rendering* tridimensionale in cui si può osservare l'integrazione del SVD attorno al PXD.

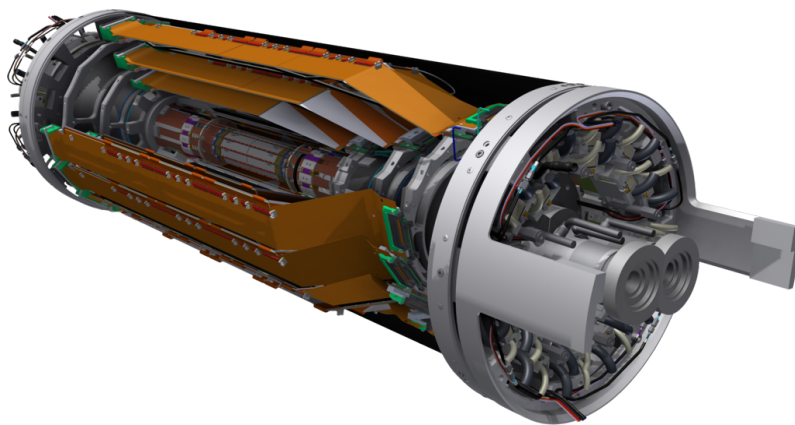


Figura 4.4: Sezione del VXD, formato dall'integrazione del SVD attorno al PXD.

4.3 Descrizione dei moduli *forward* e *backward* del SVD

I moduli *forward* e *backward* del SVD sono composti da un rivelatore a *strip* di silicio a doppia faccia (DSSD), da una scheda su cui è montata l'elettronica di lettura (denominata

Hybrid Sandwich) e da un circuito flessibile (denominato *Pitch Adapter*) che connette il sensore con i *chip*. In Figura 4.5 sono mostrati un modulo *forward* ed un modulo *backward* del SVD. A meno delle caratteristiche dei sensori e della geometria delle singole parti, i 2 tipi di moduli hanno una struttura identica.

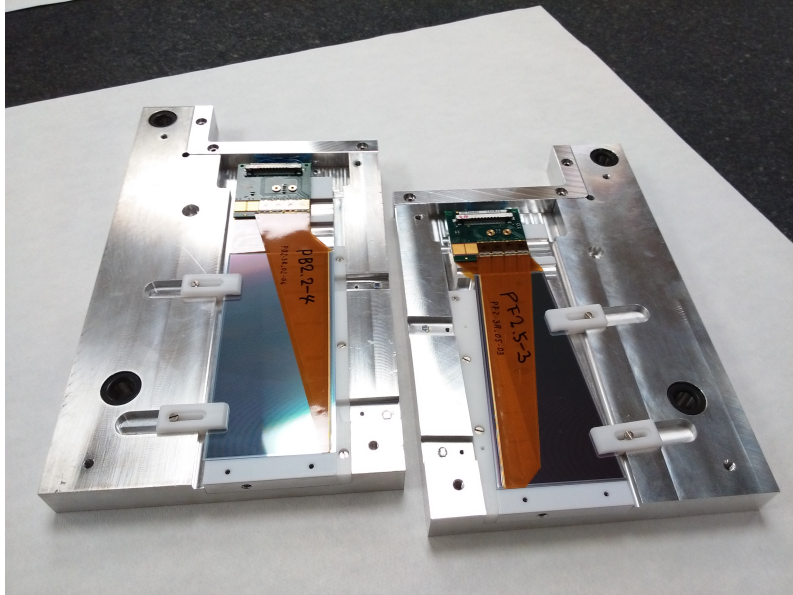


Figura 4.5: Un modulo *forward* (a sinistra) ed un modulo *backward* (a destra) del SVD. Si osserva come il sensore ed i chip siano connessi tra di loro tramite il *Pitch Adapter* di colore arancione. Il lato mostrato in figura è quello di tipo n.

Per i moduli *forward* vengono utilizzati i sensori trapezoidali (prodotti da Micron Semiconductor [38]), mentre per i moduli *backward* sono utilizzati i sensori rettangolari di dimensione $123 \times 58 \text{ mm}^2$ (prodotti da Hamamatsu Photonics [37]). Entrambi i tipi di sensori hanno un substrato di tipo n. In Tabella 4.2 si riportano alcuni dettagli tecnici specifici dei sensori, già presentati nella Sezione 3.4.

modulo	tipo di sensore	numero <i>strip</i> lato p/n	<i>strip pitch</i> lato p/n	spessore	dimensioni area attiva
<i>forward</i>	trapez.	768/512	50-75/240 μm	300 μm	5893 mm^2
<i>backward</i>	rettan.	768/512	75/240 μm	320 μm	7030 mm^2

Tabella 4.2: Specifiche tecniche dei sensori impiegati per i moduli *forward* e *backward* del SVD di Belle II.

All'interno di Belle II, i sensori del SVD saranno montati in maniera tale da rivolgere il lato p verso la regione d'interazione. Le strip poste sul lato p misureranno le coordinate $r-\phi$ delle *hit* delle tracce cariche, mentre le strip sul lato n misureranno la coordinata z .

L'*Hybrid Sandwich* (HS) è una scheda su cui è posizionata l'elettronica di lettura dei moduli, basta sui chip APV25 (sviluppati originariamente per l'esperimento CMS). Un HS è composto da due schede singole (una dedicata alla lettura del lato p del sensore, l'altra alla lettura del lato n), denominate "ibridi a singola faccia", che vengono incollate tra di

loro per formare un singolo HS. Sull'ibrido relativo al lato p sono presenti 6 chip APV25, mentre sull'ibrido relativo al lato n ne sono presenti 4: in totale, quindi, un sensore è letto da 10 chip.

Ciascun chip riceve, in ingresso, il segnale proveniente da 128 *strip* e può effettuare diverse campionature durante la formazione del segnale. Il tempo di formatura è di 50 ns e rappresenta un guadagno di un fattore 10 in velocità se comparato con i chip di lettura utilizzati per l'analogo rivelatore di Belle. Un ulteriore guadagno di un fattore 8 in velocità è ottenuto effettuando un fit della forma del segnale campionato: la precisione sulla determinazione del tempo di picco del segnale è di circa 3 ns.

Il *Pitch Adapter* (PA) è un circuito flessibile il cui scopo è di portare il segnale dalle singole *strip* dei sensori in silicio all'elettronica di lettura (i chip APV25) posizionata sul HS. Il PA è composto da più strati di poliammide tra cui sono posizionate le linee di interconnessione, in rame, tra sensore e chip. Le piazzole per le saldature sono, invece, in nichel ed oro per facilitare la microsaldatura, effettuata tramite tecnologia ad ultrasuoni con un filo di Al/Si di 25 μm di diametro.

Esistono 4 diverse tipologie di PA, differenti per dimensioni sia del PA sia delle *pad*, a seconda che il PA debba essere impiegato per un modulo *forward* o *backward*, lato p o lato n. Le dimensioni dei PA più piccoli (utilizzati per il lato p) è di circa 6 cm \times 2 cm, mentre la dimensione dei PA più grandi (impiegati per il lato n) è di circa 6 cm \times 16 cm. La dimensione delle *pad* di saldatura varia a seconda che questa si trovi sul lato sensore o sul lato HS. Sul lato sensore, la dimensione delle *pad* varia tra 50 μm e 240 μm , mentre sul lato HS la dimensione delle *pad* è di 45 μm . La lunghezza delle *pad* è superiore a 200 μm . Lo spessore totale del PA è, invece, di circa 80 μm . Su ciascun PA sono presenti 2 fori utilizzati per l'allineamento dello stesso PA durante le fasi di assemblaggio dei moduli.

4.4 Procedura di assemblaggio dei moduli *forward* e *backward*

Come descritto precedentemente, la produzione di un modulo *forward* o *backward* del SVD di Belle II consiste nell'assemblare un sensore di silicio con un HS mediante l'incollaggio del PA, che funge da connessione tra i due elementi. Le procedure di assemblaggio, a meno delle tolleranze meccaniche previste, sono le stesse per i due tipi di moduli (*forward* e *backward*) e per i due tipi di lati (p e n).

Prima di procedere con l'assemblaggio dei moduli⁵, viene un'ispezione al microscopio di tutte le componenti per verificarne l'integrità. In particolare, viene verificato che i sensori non presentino graffi sulla superficie o depositi di sporcizia, che i chip e le saldature presenti

⁵In seguito ci si riferirà ai moduli *forward* e *backward* dell'SVD semplicemente come moduli, a meno che non sia necessario specificare il tipo di modulo. Sebbene l'SVD sia composto anche da altri tipi di moduli (moduli del *layer* 3, Origami dei *layer* 4, 5 e 6), con il termine generico modulo ci si riferirà, per tutto il resto del Capitolo, esclusivamente ai moduli *forward* e *backward* dei *layer* 4, 5 e 6 del SVD. Eventuali riferimenti ad altri tipi di moduli saranno esplicitati laddove necessario.

sugli ibridi a singola faccia siano integri, che i PA siano integri e che le *pad* per la saldature non siano coperte (nemmeno parzialmente) dallo strato protettivo di poliammide.

Successivamente, si procede all'assemblaggio degli HS tramite l'incollaggio di due ibridi a singola faccia. Viene misurato lo spostamento di ogni chip dalla propria posizione nominale sugli ibridi verificando che sia entro 200 μm . Quindi, gli ibridi a singola faccia ritenuti idonei vengono testati elettricamente, misurando rumore e guadagno di ogni singolo canale. Quelli che funzionano correttamente passano alla fase di assemblaggio successiva. Un ibrido a singola faccia relativo al lato p ed uno relativo al lato n e vengono incollati assieme utilizzando un apposita maschera di supporto in modo da fissare con precisione la posizione relativa dei due ibridi. Una volta polimerizzata la colla, l'HS appena assemblato viene rimosso dalla maschera e viene ispezionato per verificare che l'incollaggio sia avvenuto correttamente.

In seguito, viene misurato l'allineamento relativo tra i due ibridi singola faccia che compongono un HS e, se non vengono riscontrati problemi, l'HS viene testato elettricamente per verificare che durante la fase di assemblaggio non siano stati introdotti eventuali difetti. Se l'HS supera il test elettrico viene ritenuto idoneo per l'assemblaggio di un modulo.

Per l'assemblaggio dei moduli si utilizzano dei sistemi di posizionamento meccanici (*jig*) fissati sul banco in granito di una *Coordinate Measurement Machine* (CMM) di elevata precisione, che permette la misura della posizione relativa dei vari componenti con una risoluzione di circa 5 μm . Su tali *jig* vengono posizionati il sensore di silicio e l'HS in modo tale che la loro posizione relativa sia corretta entro le tolleranze meccaniche previste. Sono stati costruiti 4 tipi diversi di *jig*, ognuno con caratteristiche geometriche differenti e ognuno utilizzato per un particolare tipo di incollaggio (*forward p o n*, *backward p o n*). Le superfici dei *jig* su cui vengono posizionati il sensore e l'HS sono rivestite in teflon per evitare che le parti si possano danneggiare; tali superfici, inoltre, possono essere mosse lungo la direzione verticale tramite delle apposite viti micrometriche in modo tale da poter regolare la quota relativa tra sensore ed HS (Figura 4.6).

Il sensore viene portato in posizione nominale sul *jig* utilizzando delle battute in teflon, mentre l'HS è posizionato tramite delle spine che vanno a combaciare con due fori presenti sugli HS. Il sensore viene mantenuto in posizione sul *jig* tramite un sistema a vuoto, mentre l'HS viene fissato sul *jig* con delle viti. Tramite il software di allineamento della CMM viene tracciato un sistema di coordinate solidale con il sensore, rispetto al quale si misurano le posizioni degli altri componenti. Dei piccoli aggiustamenti della posizione del HS vengono effettuati manualmente per far sì che esso sia posizionato, entro 100 μm , nella sua posizione nominale. Una volta effettuato l'allineamento, si registrano le posizioni dei punti di riferimento del sensore e del HS su un apposito *spreadsheet* e si portano sia il sensore sia l'HS ad una quota più bassa per evitare che entrino successivamente in contatto con il PA.

Si procede quindi a posizionare il PA su un apposito *chuck*. Il posizionamento del PA sul *chuck* viene effettuato utilizzando delle spine che vengono poste in corrispondenza dei due fori già presenti sul PA. Il PA viene fissato al *chuck* tramite un sistema a vuoto e

si verifica che sulla superficie del PA non siano presenti pieghe o bombature causate da difetti meccanici del PA. Quindi, si colloca il *chuck* del PA sul *jig* su cui sono posizionati il sensore e l'HS e, tramite l'utilizzo di viti micrometriche, si sistema la posizione del *chuck* per allineare il PA alla posizione di riferimento (Figura 4.6).

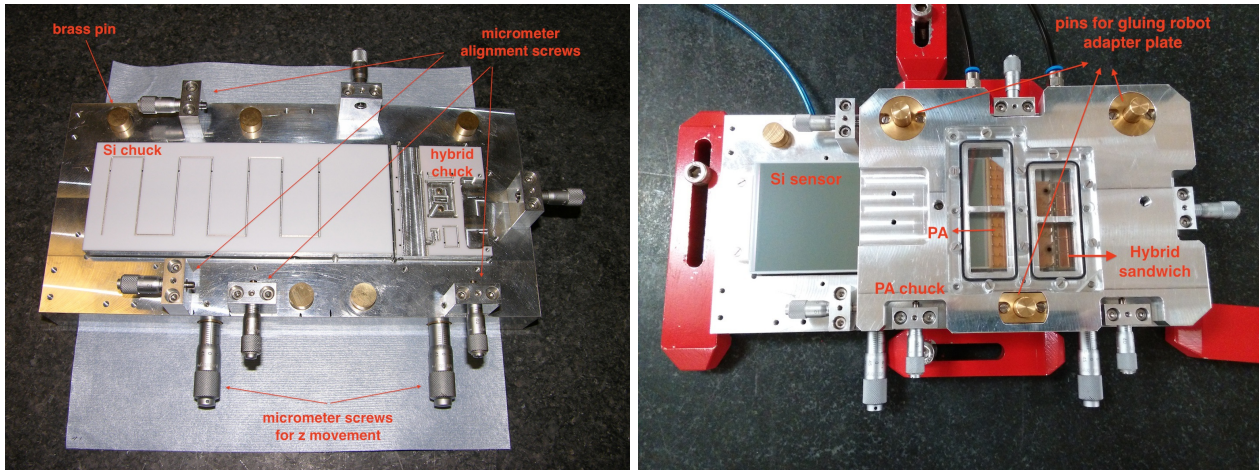


Figura 4.6: A sinistra: foto di uno dei *jig* utilizzati per l'assemblaggio dei moduli: in rosso sono indicate le postazioni su cui vengono collocati il sensore e l'HS, le viti micrometriche per il movimento verticale del sensore e dell'HS, i supporti su cui viene posizionato il *chuck* del PA e le viti micrometriche utilizzate per i movimenti orizzontali di quest'ultimo. A destra: foto in cui si osserva il *chuck* del PA collocato sul *jig* per l'assemblaggio dei moduli.

L'allineamento del PA viene effettuato tenendo conto di eventuali restringimenti del PA rispetto alla propria dimensione nominale e tenendo conto di eventuali spostamenti della posizione dei chip rispetto alla loro posizione nominale. In ogni caso, la posizione del PA viene mantenuta entro $150\ \mu\text{m}$ rispetto alla posizione nominale. Per raggiungere una condizione di planarità (entro $50\ \mu\text{m}$) tra sensore e PA e tra HS e PA nelle zone in cui successivamente sarà deposta la colla, viene misurata la quota dei vari punti di riferimento del PA.

Una volta raggiunto l'allineamento desiderato del PA, si procede a depositare la colla sullo stesso. Questa operazione viene effettuato tramite un robot per la deposizione della colla, programmato con delle coordinate che dipendono dal tipo di PA. La colla viene immessa in una siringa, la quale viene fissata ad un supporto mobile della macchina e collegata ad un sistema di aria compressa per depositare la colla in maniera controllata. La fase di preparazione della colla è di fondamentale importanza, in quanto si vuole evitare la formazione bolle durante la deposizione che possono creare problemi successivamente durante l'incollaggio. La possibilità di effettuare l'assemblaggio in un ambiente a temperatura, pressione ed umidità costanti e controllate evita di avere delle variazioni significative di fluidità e viscosità della colla tra una sessione di assemblaggio e l'altra. Il *chuck* viene collocato sotto il robot per la deposizione della colla e viene fissato ad un piatto metallico. Tramite delle apposite viti micrometriche (Figura 4.7) è possibile regolare finemente la posizione del piatto metallico in modo tale da allineare il PA rispetto alle coordinate su

cui sarà depositata la colla. Per effettuare tale allineamento, vengono fatti eseguire alcuni programmi di prova che simulano la deposizione della colla per verificare il corretto posizionamento delle linee di colla. Si procede quindi alla deposizione della colla (Figura 4.7): la punta della siringa viene portata ad un'altezza di circa 200 μm rispetto al PA durante la fase di deposizione.

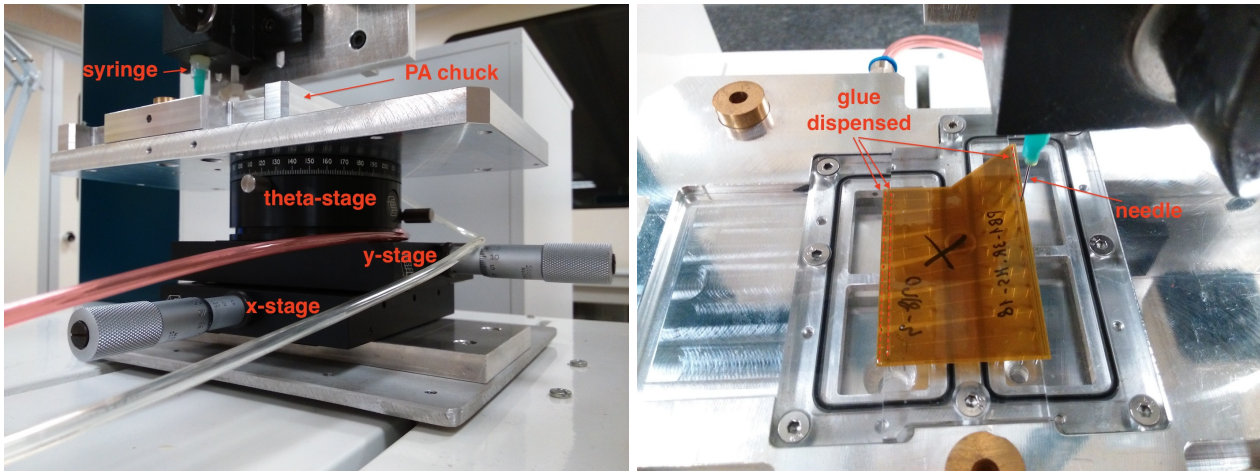


Figura 4.7: A sinistra: foto delle viti micrometriche utilizzate per regolare finemente la posizione del piatto metallico su cui viene collocato il *chuck* del PA per la deposizione della colla. A destra: foto delle linee di colla dispensate sulla superficie del PA.

Una volta depositata la colla, si riposiziona il *jig* del PA sul *jig* dell'incollaggio e si fissa nella posizione precedentemente determinata. Tramite delle apposite viti micrometriche si procede quindi a incrementare la quota del HS e del sensore fino a quando non entrano in contatto con la colla. Da procedura, si procede prima con l'incollaggio del HS e poi con l'incollaggio del sensore. La diffusione della colla sulle superfici del HS e del sensore viene costantemente monitorata con la macchina di misura CMM; in particolare, si verifica che la colla non si depositi sulle parti sensibili del sensore o del HS. Quando si verifica che la colla si è diffusa uniformemente su tutta l'area da incollare, si interrompe il movimento verticale del sensore e del HS e si attendono almeno 15 ore affinché la colla si asciughi completamente.

Ad incollaggio terminato, si rimuove il *chuck* del PA e si procede con la misura delle posizioni di riferimento dei vari componenti del modulo per verificare che le tolleranze meccaniche previste siano rispettate. Si procede infine ad un'ispezione ottica del modulo per verificare che la colla si sia diffusa in maniera uniforme su tutta la superficie di interesse.

Tale procedura viene effettuata prima per incollare il lato p del sensore e, successivamente, il lato n. Una volta incollato il lato p, per capovolgere in sicurezza il modulo e portarlo nella posizione necessaria per poter effettuare l'incollaggio sul lato opposto, si utilizzano degli appositi strumenti.

Terminata la procedura di incollaggio dell'intero modulo (lato p e lato n), un tecnico specializzato effettua le microsaldature tra sensore e PA e tra PA ed HS per mezzo di un'apposta macchina saldatrice (Figura 4.8). Effettuate le saldature su entrambi i lati del

modulo, viene effettuata un'ulteriore ispezione ottica prima di procedere al test elettrico del modulo.

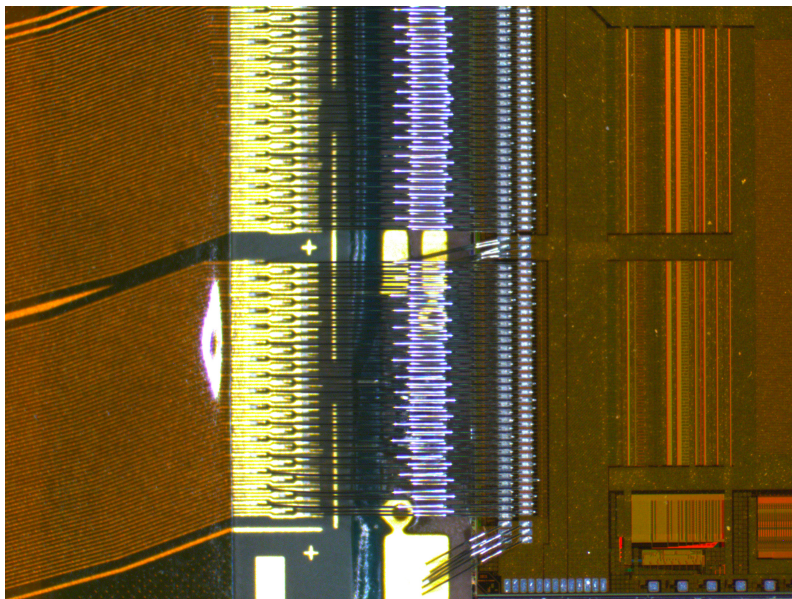


Figura 4.8: Foto delle microsaldature effettuate tra PA e chip. Sotto alle saldature si può osservare la colla deposta per incollare il PA all'HS.

4.5 Procedura di test elettrico dei moduli *forward* e *backward*

Lo scopo dei test elettrici è di individuare eventuali difetti dei moduli e di classificarli. Poiché i sensori sono stati testati prima dell'incollaggio⁶, in fase di test elettrico si verifica la presenza dei difetti rilevati durante il test precedente e si controlla se durante le fasi di assemblaggio siano stati introdotti nuovi difetti.

I test elettrici dei moduli vengono effettuati collegando gli HS (connessi al sensore, ma anche presi singolarmente per verificare la funzionalità dei chip prima di effettuare l'incollaggio) ad una apposita postazione denominata *test stand*. Il *test stand* è composto dalla seguente strumentazione:

- il sistema di acquisizione APVDAQ ed il relativo software (sviluppato dall'istituto HEPHY di Vienna);
- alimentatori per le basse tensioni (-5 V, 0 V e $+5$ V), utilizzati per alimentare i chip APV25;
- alimentatori per le alte tensioni, utilizzati per fornire la tensione di polarizzazione V_b alle *strip* dei sensori;

⁶Il test dei sensori trapezoidali è stato effettuato presso l'istituto HEPHY di Vienna e la Sezione di Trieste dell'INFN, mentre il test dei sensori rettangolari è stato effettuato direttamente dalla Hamamatsu Photonics che li ha prodotti.

- sorgente di laser impulsato infrarosso, utilizzato per verificare la risposta alle radiazioni delle *strip* dei sensori;
- controllore per la movimentazione del laser;
- una scatola per la schermatura elettromagnetica e della luce, al cui interno viene collocato il modulo da testare.

Operativamente, il test elettrico viene effettuato utilizzando il software del sistema di acquisizione APVDAQ. Tuttavia, è stata programmata una interfaccia in LabView per interagire sia con il sistema di acquisizione che con la strumentazione del *test stand* (in particolare, gli alimentatori per le alte tensioni ed il controllore per la movimentazione del laser).

I test elettrici che vengono effettuati sugli HS (o, equivalentemente, sugli ibridi a singola faccia) e sui moduli *forward* e *backward* completamente assemblati sono i seguenti (in parentesi è indicato se il test effettuato soltanto sugli HS o sul modulo):

- misure passive (modulo e HS): si misurano le varie componenti passive presenti sugli HS e si verifica che i valori misurati corrispondano a quelli nominali;
- caratterizzazione $I-V$ (modulo): variando la tensione di polarizzazione V_b applicata al modulo in maniera inversa, si misura la corrente di *leakage* totale del modulo. Per i moduli *forward* il test viene condotto variando V_b tra 0 V e 100 V, mentre per i moduli *backward* V_b viene variata tra 0 V e 200 V;
- *pedestal run* (modulo e HS): applicata una tensione di polarizzazione $V_b = 100$ V, si misura il livello medio del segnale proveniente da ciascun canale (pedistallo) e la sua varianza (*noise*) quando le *strip* non sono irraggiate (o nel caso degli HS e degli ibridi, quando non viene iniettato alcun segnale nei chip). Sono selezionati 600 eventi tramite un *trigger* interno casuale;
- *internal calibration run* (modulo e HS): viene iniettato un impulso in ingresso ad ogni canale dei chip e si misura il segnale in uscita. Variando il *timing* Δt dell'impulso si riesce a misurare l'intera forma del segnale in uscita. Tramite un fit dell'ampiezza in uscita al variare del *timing* dell'impulso in ingresso si estraggono il guadagno massimo (o picco) del segnale in uscita ed il tempo di picco;
- *vsep scan* (modulo): si inietta un impulso in ingresso ad ogni canale dei chip, a Δt fissato, e si misura l'ampiezza del guadagno in uscita. Si ripete la misura variando contemporaneamente le due tensioni (denominate "tensioni di separazione", V_{sep}) applicate tra la tensione di alimentazione dei chip ed il riferimento di tensione del sensore su ciascun lato (mantenendo invariata la tensione di polarizzazione del rivelatore V_b). V_{sep} viene variata tra -5 V e $+5$ V.
- *laser scan* (modulo): le *strip* del sensore vengono irraggiate da un laser impulsato infrarosso e si misura il numero degli *hit* registrati da ciascuna *strip* durante il

passaggio del laser. Viene conteggiato un *hit* se il rapporto segnale su rumore è superiore a 6. Il test viene ripetuto due volte: ciascuna volta viene fatto muovere, a velocità costante, in maniera ortogonale rispetto alle *strip* di un lato del sensore.

I dati ottenuti dal test elettrico di un modulo vengono analizzati tramite un software⁷ che individua i possibili difetti del modulo e li classifica secondo dei criteri prestabiliti.

I difetti che possono essere rilevati durante un test elettrico sono i seguenti:

- *open*, causato da una rottura nella *strip* di alluminio del sensore, da una rottura di un canale del chip o da una saldatura mancante. Un canale classificato come *open* presenta un rumore molto elevato, dei valori inusuali di guadagno massimo e di tempo di picco e poche *hit* rispetto alla media del sensore dovute alla radiazione incidente del laser;
- *short*, causato dal cortocircuito tra due o più *strip* adiacenti. Il cortocircuito può essere causato da un contatto tra le *strip* in alluminio del sensore o tra le saldature. Due o più canali adiacenti classificati come *short* presentano dei valori molto bassi di guadagno massimo e di *hit* dovute alla radiazione incidente del laser;
- *pinhole*, causato dalla rottura dello strato di ossido di silicio tra la *strip* di alluminio del sensore e l'impianto sottostante. Una *strip* classificata come *pinhole* presenta un guadagno molto basso per $V_{sep} = -5$ V e per $V_{sep} = +5$ V ed un valore normale intorno a $V_{sep} = -0.75$ V;
- *laser response*, causato da una bassa risposta alla radiazione incidente del laser.

Alcuni canali possono risultare più rumorosi rispetto alla media senza, tuttavia, rientrare in una delle classificazioni precedenti. Tuttavia, questa caratteristica non viene considerata al momento un difetto, in quanto il livello del rumore è fortemente dipendente dal *setup* del *test stand*.

È importante sottolineare che dopo aver acceso la strumentazione che compone il *test stand* e prima di effettuare qualsiasi test elettrico (di un modulo, di un HS o di un ibrido a singola faccia) si procede a qualificare il *test stand*, verificandone il corretto funzionamento. La qualifica del *test stand* avviene collegando un HS usato come riferimento ed effettuando un *pedestal run* ed un *internal calibration run*.

4.6 Qualità dei moduli *forward* e *backward* prodotti

In generale, la qualità media dei moduli *forward* e *backward* prodotti è ottima. I dati riportati in seguito si riferiscono a 20 moduli *forward* e 27 moduli *backward* assemblati e a 15 moduli *forward* e 27 moduli *backward* elettricamente testati. Tali moduli, a meno di gravi problemi in fase di assemblaggio o a severi difetti elettrici individuati durante il test, sono previsti essere impiegati per l'assemblaggio dei *ladder* che saranno installati

⁷Tale software è denominato `aDefectFinder` ed è stato sviluppato presso la Sezione di Pisa dell'INFN.

all'interno di Belle II. Oltre ai moduli sopra citati, sono stati assemblati anche 6 moduli *forward* e 7 moduli *backward* di qualità inferiore, utilizzati durante dei *test beam*, e 10 moduli *forward* e 9 moduli *backward* non funzionanti dal punto di vista elettrico e utilizzati per test meccanici.

In merito alla qualità meccanica dei moduli, tutti i moduli assemblati (ad esclusione di tre moduli *forward* per cui si sono verificati dei problemi durante l'incollaggio) non presentano "difetti", in quanto tutti i punti di riferimento dei moduli (posizione relativa tra sensore e HS e tra sensore e PA, quota relativa tra sensore e PA e tra HS e PA) rientrando all'interno delle tolleranze meccaniche previste.

Eventuali degradazioni dei *jig* meccanici usati per l'incollaggio dei moduli potrebbero ridurre la qualità meccanica dei moduli prodotti. Tuttavia, a meno di eventuali modifiche nelle procedure effettuate durante le prime fasi della produzione dei moduli, la qualità dei moduli risulta essere costante nel tempo. È stato inoltre verificato che non sono presenti sostanziali degradazioni meccaniche dei *jig*.

In merito alla qualità elettrica dei moduli, considerando i difetti dovuti a *open*, *short* e *pinhole*, la qualità media dei moduli è ottima. I moduli *forward* e *backward* presentano una percentuale di *strip* difettose inferiore al 1 % per lato. Tale percentuale è comprensiva dei difetti già presenti sui sensori al momento dell'assemblaggio (rivelati pertanto durante test elettrici effettuati in precedenza) e dei difetti introdotti durante le fasi di assemblaggio. Includendo nel computo il numero di *strip* rivelatesi rumorose durante i test elettrici al *test stand*, la percentuale media di *strip* difettose per lato rimane inferiore al 1 %. Includendo anche le *strip* con problemi legati al *laser response*, solo per il lato p dei moduli *forward* la percentuale media di *strip* difettose supera l'1 %: tale problema è stato provocato da un errato *setup* del laser impulsato a infrarossi utilizzato per il *laser scan* di quattro moduli.

In Tabella 4.3 si riporta la percentuale media di *strip* difettose per lato. I difetti dovuti a *open*, *short* e *pinhole* sono classificati come AC, e sono suddivisi tra i difetti rivelati durante test precedenti alla fase di assemblaggio (AC, DSSD), i difetti introdotti durante la fase di assemblaggio (AC, nuovi) e la somma dei difetti già presenti in fase di assemblaggio ed i difetti introdotti successivamente (AC, somma). La percentuale di *strip* risultate rumorose (*noisy*) e con problemi dovuti al *laser response* (*laser*) è riportata separatamente. Nell'ultima colonna è riportata la somma dei difetti AC rivelati, delle *strip* rumorose e di quelle affette da problemi di *laser response*.

Una qualità elettrica paragonabile a quella misurata per i moduli *forward* e *backward* è attesa anche per gli altri moduli che saranno assemblati per formare i *ladder* del SVD.

4.7 Prestazioni rilevanti del SVD per la fisica del charm

Lo scopo primario del SVD, insieme al PXD, è di misurare precisamente le caratteristiche delle tracce delle particelle cariche in prossimità della regione di interazione e di ricostruire con accuratezza i vertici primari e secondari dei decadimenti dei mesoni *B* e dei mesoni *D*.

Modulo e lato	AC, DSSD	AC, nuovi	AC, somma	Noisy	Laser	Somma
<i>backward</i> , p	0.08 %	0.06 %	0.14 %	0.04 %	0.15 %	0.33 %
<i>backward</i> , n	0.02 %	0.08 %	0.10 %	0.41 %	0.09 %	0.50 %
<i>forward</i> , p	0.28 %	0.23 %	0.51 %	0.09 %	2.12 %	2.21 %
<i>forward</i> , n	0.17 %	0.13 %	0.30 %	0.14 %	0.40 %	0.54 %

Tabella 4.3: Percentuali medie di *strip* difettose per lato, suddivise per tipo di modulo e lato. I difetti dovuti a *open*, *short* e *pinhole* sono classificati come AC, e sono suddivisi tra i difetti rivelati durante test precedenti alla fase di assemblaggio (AC, DSSD), i difetti introdotti durante la fase di assemblaggio (AC, nuovi) e la somma dei difetti già presenti in fase di assemblaggio ed i difetti introdotti successivamente (AC, somma). La percentuale di *strip* risultate rumorose (*noisy*) e con problemi dovuti al *laser response* (*laser*) è riportata separatamente. Nell'ultima colonna è riportata la somma dei difetti AC rivelati, delle *strip* rumorose e di quelle affette da problemi di *laser response*.

Grazie alla maggiore vicinanza dell'intero tracciatore di vertice all'IP ed alle maggiori prestazioni sulla misura della posizione delle singole *hit* delle singole tracce, Belle II avrà una risoluzione migliore nella misura dei parametri d'impatto d_0 e z_0 delle tracce cariche rispetto alle *B-factories* della generazione precedente. Dato il punto di minimo avvicinamento della traccia misurata rispetto all'IP (detto *Point of Closest Approach*, POCA), i due parametri d_0 e z_0 sono definiti come segue:

- d_0 (parametro d'impatto trasverso) è la distanza segnata del POCA rispetto alla direzione del fascio HER (indicata con \hat{z}); se r_{POCA} è la distanza del POCA dall'IP e p è l'impulso della traccia, il segno di d_0 è dato da $(\hat{r}_{\text{POCA}} \times \hat{p}) \cdot \hat{z}$;
- z_0 (parametro d'impatto longitudinale) è la proiezione del POCA lungo la direzione \hat{z} .

In Figura 4.9 è riportata la risoluzione, in funzione dell'impulso trasverso, del sistema di tracciatura di Belle II sulla misura dei parametri d'impatto d_0 e z_0 confrontata con la risoluzione di *BABAR*. In particolare, la risoluzione riportata per Belle II è riferita alle tracce con almeno un *hit* nel PXD, ed è stata valutata su eventi simulati e ricostruiti mediante la versione 00-05-03 del software di Belle II (il software di Belle II sarà descritto in dettaglio nel Capitolo 6).

Si osserva che la posizione e le prestazioni del tracciatore di vertice di Belle II permetteranno di incrementare di circa un fattore due la risoluzione della misura dei parametri d'impatto rispetto a *BABAR*.

Le ottime prestazioni del tracciatore di Belle II si traducono in un significativo miglioramento della misura del vertice di decadimento dei mesoni D prodotti in eventi $c\bar{c}$ rispetto alle *B-factories* della generazione precedente. La misura del vertice del decadimento è necessaria per misurare il tempo proprio di un mesone D e per effettuare, pertanto, delle misure di mixing e di violazione di CP dipendenti dal tempo.

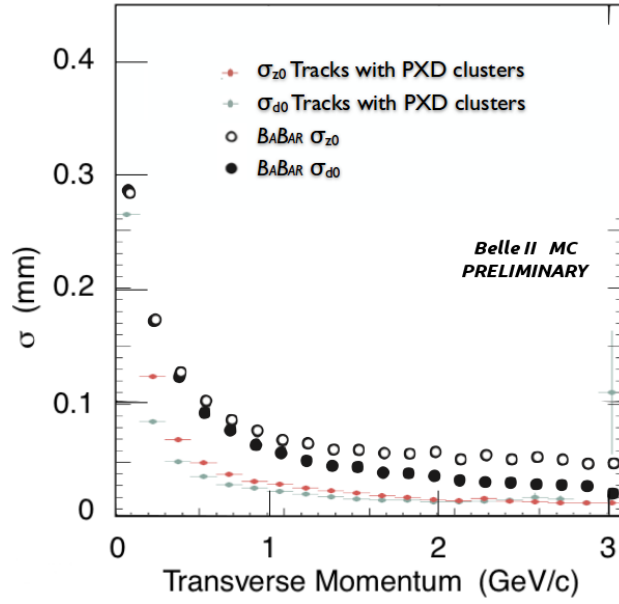


Figura 4.9: Risoluzione di Belle II sui parametri d’impatto d_0 e z_0 in funzione dell’impulso trasverso confrontata con la risoluzione di BABAR. La risoluzione di Belle II è riferita alle tracce con almeno un *hit* nel PXD.

Il tempo proprio t di un mesone D è definito come:

$$t = \frac{l}{\beta\gamma c} = \frac{l}{c} \cdot \frac{m_D}{|\vec{p}|}, \quad (4.3)$$

dove l , m_D e \vec{p} sono, rispettivamente, la *flight distance*, la massa e l’impulso misurato del mesone D .

Denotando con \vec{V}_D il vettore che determina la posizione misurata del vertice di decadimento del mesone D e con \vec{V}_{IP} il vettore che determina la posizione dell’IP, la *flight distance* l del mesone D è data da:

$$l = \frac{(\vec{V}_D - \vec{V}_{IP}) \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}. \quad (4.4)$$

Si osserva pertanto che per migliorare la risoluzione della misura del tempo proprio è necessario incrementare la risoluzione della misura del vertice di decadimento. In tal senso, anche le dimensioni estremamente ridotte della *beam spot* di SuperKEKB permettono di incrementare la risoluzione della misura del tempo proprio.

Tramite la generazione, simulazione e ricostruzione del processo $D^0 \rightarrow K^- K^+$ prodotto in eventi $c\bar{c}$ è stata misurata la risoluzione di Belle II della misura del tempo proprio dei mesoni D neutri nel canale KK [40]. Se t_{mes} è il tempo proprio misurato sui mesoni D^0 ricostruiti mentre t_{gen} è il tempo proprio generato, si definisce la quantità $\delta t = t_{mes} - t_{gen}$. La risoluzione sulla misura del tempo proprio ($\sigma_{\delta t}$) è data dalla deviazione standard della distribuzione di δt . In Figura 4.10 è riportata la misura del tempo proprio t_{mes} del D^0 nel canale KK .

Per i mesoni D^0 generati e ricostruiti nel canale canale KK si ha $\sigma_t = 0.15$ ps (Figura 4.10), che è migliore rispetto alla risoluzione di $BABAR$ di circa un fattore due (pari a $\sigma_t^{BABAR} = 0.26$ ps). È stato inoltre verificato che, per i mesoni D neutri prodotti dal decadimento di un D^* carico, la ricostruzione dell'ulteriore processo $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ (processo necessario per determinare il *flavour* del mesone D neutro al momento della produzione) non migliora significativamente la risoluzione sulla misura del tempo proprio del mesone D neutro ($\sigma_t = 0.14$ ps, Figura 4.10).

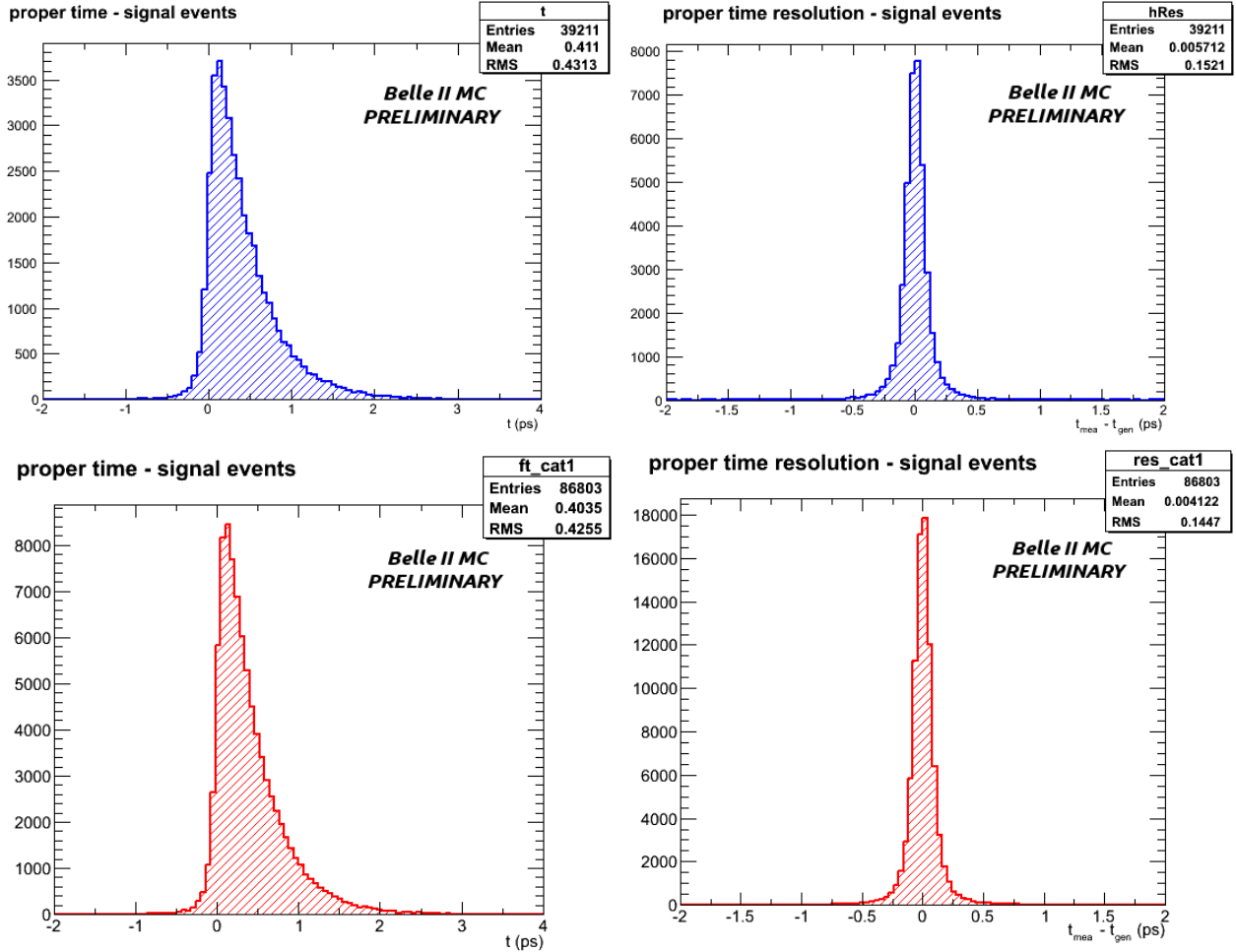


Figura 4.10: Distribuzione della misura del tempo proprio t_{mes} del mesone D neutro prodotto in eventi $c\bar{c}$ (a sinistra) e relativa distribuzione della quantità $\delta t = t_{mes} - t_{gen}$ (a destra). In alto: distribuzioni relative al processo ricostruito $D^0 \rightarrow K^- K^+$; in basso: distribuzioni relative al processo ricostruito $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$; $D^0 \rightarrow K^- K^+$. I grafici sono tratti da [40].

Le elevate prestazioni del rivelatore di vertice di Belle II (formato dall'integrazione di SVD con PXD), unite ad una minore distanza del tracciatore rispetto all'IP, permettono di incrementare la risoluzione sulla misura del tempo proprio dei mesoni D neutri di circa un fattore due rispetto alle B -factories della generazione precedente. Tale risoluzione non varia nel caso in cui il mesone D sia prodotto dal decadimento di un mesone D^* carico.

Come studiato nella Sezione 2.2, in un evento $c\bar{c}$ circa il 75 % dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti non provengono dal decadimento di un D^* carico. Nonostante sia possibile misurare con una ottima risoluzione il tempo proprio anche di questi mesoni D neutri, al momento attuale non è possibile utilizzarli per misure di mixing e di violazione di CP dipendenti dal tempo poiché non è possibile determinarne il *flavour* al momento della produzione. Ovviamente ciò è valido anche per le misure indipendenti dal tempo.

Nei prossimi Capitoli di questo lavoro di tesi sarà presentato un metodo innovativo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 per cui non è richiesta la ricostruzione del mesone D^* carico.

Capitolo 5

Il metodo ROE per il *flavour tagging* del charm

Nel Capitolo 2 sono stati illustrati i metodi utilizzati alle B -factories per effettuare il *flavour tagging* dei mesoni D^0 per analisi di violazione di CP e di mixing.

Il metodo utilizzato per mesoni D^0 prodotti in un evento $c\bar{c}$, ovvero l'utilizzo del decadimento del D^{*+} , ha la duplice funzione di determinare il *flavour* del D^0 al momento della produzione e di rigettare gran parte del fondo combinatorio. Tuttavia, come evidenziato nella Tabella 2.3, solo il 25 % dei D^0 prodotti in un evento $c\bar{c}$ proviene dal decadimento di un D^{*+} . Inoltre, l'efficienza di ricostruzione del D^{*+} , sebbene sia intorno al 80 %, riduce ulteriormente la frazione di mesoni D^0 disponibili per le analisi di fisica al 20 %.

Lo scopo del mio lavoro è di individuare un nuovo metodo di *flavour tagging* che miri a determinare il *flavour* di parte di quei D^0 che sono ricostruiti in un evento $c\bar{c}$, ma il cui *flavour* non viene determinato per la mancata ricostruzione di un D^{*+} .

Un nuovo metodo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 comporta 2 vantaggi:

- aumentare la statistica dei D^0 disponibili per le analisi di fisica;
- fornire un campione di controllo con cui confrontare e/o combinare i risultati ottenuti con il metodo del D^{*+} .

Nel resto del capitolo si procederà con la descrizione del metodo di *flavour tagging* che ho sviluppato, illustrando l'idea alla base del metodo, una valutazione delle potenzialità del metodo studiando eventi $c\bar{c}$ generati e le prestazioni del rivelatore rilevanti per l'applicazione di tale metodo.

5.1 Descrizione del metodo di *flavour tagging*

L'idea alla base del metodo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 che ho studiato consiste nell'analizzare la topologia del resto dell'evento (*Rest of Event*, ROE), ovvero tutte quelle particelle che non sono prodotte dal decadimento del D^0 di cui si vuole determinare il

flavour. Il segno dei mesoni K carichi nel ROE è correlato con il *flavour* del D^0 di segnale.

In Figura 5.1 è schematizzata l'idea di base di questo metodo.

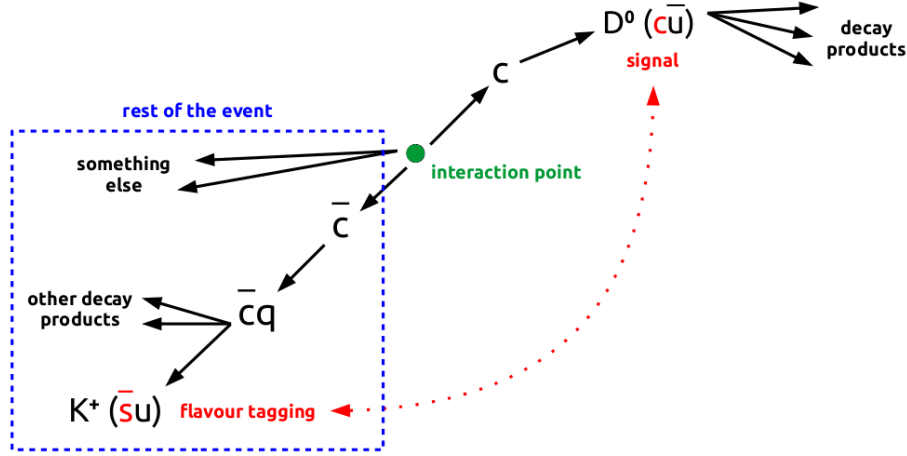


Figura 5.1: Schema del metodo proposto per il *flavour tagging* dei mesoni D^0 .

In un evento $c\bar{c}$ viene prodotta una coppia di quark c e \bar{c} , i quali adronizzeranno a formare un determinato stato finale. Assieme alla coppia di quark c e \bar{c} può essere prodotta anche una o più coppie q e \bar{q} di quark leggeri ($q = u, d, s$), le quali adronizzeranno a loro volta o si possono combinare con i quark c e \bar{c} prodotti.

Supponiamo che il quark c prodotto adronizzi per formare, nello stato finale, un mesone D^0 . Nel ROE c'è sicuramente un quark \bar{c} , il quale adronizzerà a sua volta. Gli stati finali mesonici in cui esso può adronizzare (escludendo mesoni esotici o eventuali stati eccitati, i quali in ogni caso decadono in brevissimo tempo in uno dei seguenti stati finali) sono:

- $(\bar{c}u)$: \bar{D}^0 ;
- $(\bar{c}d)$: D^- ;
- $(\bar{c}s)$: D_s^- .

Un quark \bar{c} può produrre per adronizzazione anche uno stato finale barionico: un esempio è dato dal barione Λ_c^- ($\bar{c}u\bar{d}$). I barioni contenenti almeno un quark \bar{c} o c sono denominati “barioni charmati”.

Come illustrato nella Sezione 1.1, la transizione più probabile che può avere un quark \bar{c} per interazione debole è $\bar{c} \rightarrow \bar{s}$ (equivalentemente: $c \rightarrow s$). Pertanto, lo stato finale di un mesone contenente un quark \bar{c} contiene nella maggior parte dei casi almeno un mesone contenente un quark \bar{s} . Escludendo anche in questo caso eventuali stati eccitati o stati ($s\bar{s}$), i mesoni leggeri contenenti un quark \bar{s} sono:

- $(\bar{s}u)$: K^+ ;
- $(\bar{s}d)$: K^0 .

Poichè gli stati fisici dei K neutri sono il K_S ed il K_L , stati dati dalla sovrapposizione di K^0 e \bar{K}^0 , non è possibile conoscere l'esatta composizione in quark di un K neutro rivelato, cosa che invece è possibile per il K carico. Un K^+ , infatti, contiene un quark \bar{s} , mentre un K^- contiene un quark s .

L'idea per determinare il *flavour* del mesone D^0 è quindi quella di utilizzare gli eventi con un solo K carico nel ROE: per l'argomentazione precedente, tale K carico è la segnatura della transizione $\bar{c} \rightarrow \bar{s}$ che permette di determinare il *flavour* del mesone D^0 di segnale.

Per riassumere, una volta ricostruito un D^0 di segnale, si selezionano gli eventi con un solo K carico nel ROE. L'attribuzione del *flavour* viene quindi effettuata nel modo indicato in Tabella 5.1.

K carico nel ROE	D neutro di segnale	<i>Flavour</i> assegnato
K^+	D^0	+1
K^-	\bar{D}^0	-1

Tabella 5.1: Schema di attribuzione del *flavour* del D neutro di segnale quando si selezionano gli eventi con un solo K carico nel ROE.

In seguito, ci si riferirà a tale metodo con il nome “metodo ROE”.

I K carichi nel ROE che producono un corretto assegnamento del *flavour* del mesone D^0 di segnale provengono dal decadimento di un D carico, un D neutro od un barione charmato. Per identificare queste categorie di segnale, si utilizzeranno in seguito le seguenti “etichette”: K da D^+ , K da D^0 e K da barioni.

I parametri fondamentali per valutare le prestazioni di un metodo di *flavour tagging* sono:

- l'efficienza di *tagging* ϵ_{tag} , ovvero la frazione di candidati a cui è possibile assegnare il *flavour*;
- il livello di *mistagging* ω , ovvero la frazione di candidati a cui viene assegnato il *flavour* errato.

5.1.1 Fondi attesi

Non tutti gli eventi con un solo K carico nel ROE sono utili per la determinazione del *flavour* del D^0 poichè possono essere completamente anti-correlati o completamente scorrelati con il *flavour* del D^0 .

Un esempio di K carico nel ROE che provoca una errata determinazione del *flavour* è dato dai decadimenti doppiamente Cabibbo soppressi (DCS) dei mesoni D o dei barioni charmati, dove si ha una transizione $\bar{c} \rightarrow \bar{d}$ mediata da un bosone W^- che decade in una coppia ($s\bar{u}$). Infatti la presenza di un K^- nel ROE simulerebbe una transizione $c \rightarrow s$ nel ROE, e quindi si determinerebbe la presenza di un quark \bar{c} nel mesone D neutro di segnale

(e quindi si scambierebbe un D^0 di segnale con un \bar{D}^0 , attribuendogli il *flavour* errato). Un esempio di evento di questo tipo è, per esempio:

$$\begin{aligned} \text{SEGNALE:} \quad & D^0 \rightarrow K^- \pi^+ , \\ \text{ROE:} \quad & D^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- . \end{aligned} \tag{5.1}$$

Per identificare queste categorie di fondo, si utilizzeranno in seguito le seguenti “etichette”: K da D^+ DCS, K da D^0 DCS e K da barioni DCS.

Un altro esempio di K carico nel ROE che provoca una errata determinazione del *flavour* è dato da eventi in cui il quark \bar{c} adronizza in un mesone \bar{D}^0 e tale mesone oscilla in un D^0 . Se il mesone D^0 decade tramite un processo Cabibbo-favorito in uno stato finale contenente un solo K carico, la determinazione del *flavour* sarà errata. Un esempio di evento di questo tipo è, per esempio:

$$\begin{aligned} \text{SEGNALE:} \quad & D^0 \rightarrow K^- \pi^+ , \\ \text{ROE:} \quad & \bar{D}^0 \rightarrow D^0 \rightarrow K^- \pi^+ . \end{aligned} \tag{5.2}$$

Un esempio di K carico nel ROE che non è correlato con il *flavour* del D^0 di segnale è dato dagli eventi del tipo $c\bar{c}s\bar{s}$, ovvero eventi $c\bar{c}$ in cui oltre alla coppia di quark c e \bar{c} viene prodotta una coppia di quark s e \bar{s} . Un K carico nel ROE, in questo caso, può provenire o dalla transizione $\bar{c} \rightarrow \bar{s}$ o dalla adronizzazione di un quark s o \bar{s} . Nel secondo caso, è chiaro che la carica del K non è correlata con il *flavour* del D^0 di segnale e può generare quindi sia una corretta assegnazione del *flavour* che un’assegnazione errata. All’interno di questa categoria rientrano anche i decadimenti dei mesoni D_s^- ($\bar{c}s$) in cui il quark s del K carico è “ereditato” dalla particella madre anzichè essere generato da una transizione $c \rightarrow s$. Un esempio di evento di questo tipo è, per esempio:

$$\begin{aligned} \text{SEGNALE:} \quad & D^0 \rightarrow K^- \pi^+ , \\ \text{ROE:} \quad & D_s^- \rightarrow K^- K_S . \end{aligned} \tag{5.3}$$

Per identificare queste categorie di fondo, si utilizzeranno le seguenti etichette: K da $c\bar{c}s\bar{s}$ e K da D_s^\pm .

5.2 Valutazione a livello di generatore

Prima di procedere con l’applicazione del metodo su eventi simulati e ricostruiti, sono state valutate le prestazioni del metodo illustrato a livello di generatore. Sono stati quindi analizzati 10^5 eventi $c\bar{c}$ generici generati tramite i pacchetti EvtGen e PYHTIA inclusi nel software di Belle II. Come mostrato in Tabella 2.5, in un evento $c\bar{c}$ sono presenti in media circa $1.1 D^0/\bar{D}^0$ per evento. All’interno dei 10^5 eventi generati, gli eventi con almeno un D^0/\bar{D}^0 nell’evento sono 80819.

In seguito, quando ci si riferirà al mesone D^0 si intenderà D^0/\bar{D}^0 , a meno che non sia specificato diversamente.

5.2.1 Valutazione su eventi $c\bar{c}$ con un singolo D^0 generato nell'evento

Come primo approccio, ho selezionato gli eventi con un solo D^0 generato per evento per evitare sorgenti di *mistagging* dovute al mixing tra D^0 e \bar{D}^0 . Dei 80819 eventi con almeno un D^0 per evento, 49327 soddisfano tale requisito (61 %). All'interno di questi eventi, ho verificato quanti eventi presentano un solo K carico nel ROE: 18185 eventi su 49327 soddisfano tale condizione (36.9 %). Quindi, 18185 eventi soddisfano il requisito di avere un solo D^0 nell'evento ed un solo K carico nel ROE, pari al 22.5 % degli eventi con almeno un D^0 per evento.

In Tabella 5.2 è riportata la distribuzione tra eventi di segnale e di fondo per i 18185 eventi che presentano un solo D^0 ed un solo K carico nel ROE.

Categoria	Eventi	%
K da D^+	9540	52.5
K da barioni	561	3.1
Totale segnale	10101	55.6

Categoria	Eventi	%
K da D^+ DCS	810	4.4
K da barioni DCS	165	0.9
K da $c\bar{c}s\bar{s}$	6381	35.1
K da D_s^\pm	728	4.0
Totale fondo	8084	44.4

Tabella 5.2: Distribuzione tra le categorie di segnale (a sinistra) e di fondo (a destra) degli eventi con un solo D^0 ed un solo K carico nel ROE.

Per quanto riguarda, invece, il *flavour tagging* dei mesoni D^0 , in Figura 5.2 è riportata la correlazione tra il *flavour* del D^0 e la carica del K nel ROE.

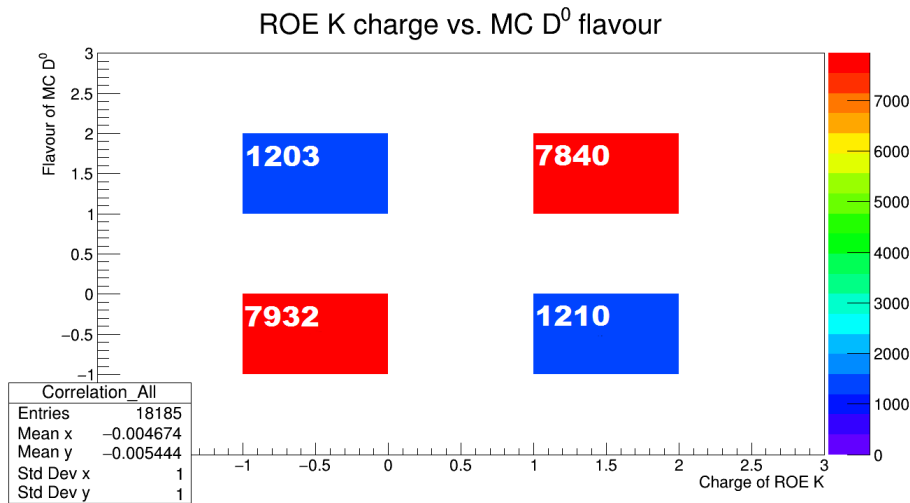


Figura 5.2: Correlazione tra il *flavour* del D^0 e la carica del K nel ROE. Sull'asse delle ascisse è riportata la carica del K nel ROE; sull'asse delle ordinate è riportata il *flavour* del mesone D^0 .

Applicando pertanto le sole richieste di un solo D^0 nell'evento ed un solo K carico nel ROE si ottiene un'efficienza di *tagging* $\epsilon_{tag} = 22.5\%$ (relativa ad eventi con almeno un D^0 nell'evento) ed un livello di *mistagging* $\omega = 13.3\%$.

Suddividendo gli eventi nelle varie categorie, il 52.6 % degli eventi (K da D^+ e K da barioni) sono eventi di segnale con un livello di *mistagging* $\omega = 0\%$; il 5.3 % degli eventi (K da D^+ DCS e K da barioni DCS) sono eventi di fondo con un livello di *mistagging* $\omega = 100\%$; il 39.1 % degli eventi (K da $c\bar{c}s\bar{s}$ e K da D_s^\pm) sono eventi che possono attribuire sia in maniera corretta che in maniera errata il *flavour* del D^0 . È quindi interessante osservare il livello di *mistagging* specifico di queste ultime due categorie di eventi. Si osserva che per gli eventi con K da $c\bar{c}s\bar{s}$ il livello di *mistagging* è $\omega = 14.0\%$, mentre per gli eventi con K da D_s^\pm vale $\omega = 75.1\%$.

È utile studiare alcune variabili cinematiche che caratterizzano i K carichi nel ROE utilizzati per effettuare il *flavour tagging* per verificare se è possibile rigettare le sorgenti di *mistagging*. Denotando con \vec{p}_D e \vec{p}_K gli impulsi, rispettivamente, del D^0 e del K carico nel ROE nel sistema di riferimento del laboratorio, con \vec{p}_D^* e \vec{p}_K^* gli stessi impulsi calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa e con (x_V, y_V, z_V) le coordinate del vertice di produzione del K carico nel ROE nel sistema di riferimento del laboratorio, le variabili cinematiche considerate sono:

- $|\vec{p}_K|$, ovvero il modulo dell'impulso del K carico nel ROE (Figura 5.3);
- $\cos(\theta_{rel}) = (\vec{p}_D^* \cdot \vec{p}_K^*) / (|\vec{p}_K^*| \cdot |\vec{p}_D^*|)$, ovvero il coseno dell'angolo relativo tra gli impulsi del D^0 e del K carico nel ROE calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa (Figura 5.4);
- $V_T = \sqrt{x_V^2 + y_V^2}$, ovvero il vertice di produzione trasverso del K carico nel ROE (Figura 5.5).

Si osserva che $\cos(\theta_{rel})$ e V_T sono variabili utili per discriminare tra i K provenienti da un processo di decadimento e tra i K da $c\bar{c}s\bar{s}$.

Per quanto riguarda $\cos(\theta_{rel})$, il picco a -1 per quanto riguarda i K carichi (sia di segnale che di fondo) provenienti dal decadimento di un mesone o di un barione è atteso. Infatti, nel sistema di riferimento del centro di massa la coppia di quark c e \bar{c} è emessa *back-to-back*, per cui anche i prodotti dell'adronizzazione dei 2 quark tendono ad andare in direzione opposta. Un K carico prodotto dall'adronizzazione di un quark s o \bar{s} in un evento $c\bar{c}s\bar{s}$ può invece essere emesso anche in altre direzioni, come si osserva in Figura 5.4.

Per quanto riguarda V_T , i K da $c\bar{c}s\bar{s}$ sono prodotti all'interno della *beam spot*, mentre gli altri K , provenienti dal decadimento di un mesone o di un barione charmato, sono prodotti anche al di fuori della *beam spot*. Questo è il motivo per cui in Figura 5.5 è presente un picco nella distribuzione dei K da $c\bar{c}s\bar{s}$ per $V_T = 0 \mu\text{m}$. Il motivo per cui il picco è esattamente a $0 \mu\text{m}$ risiede nel fatto che all'interno della versione utilizzata del

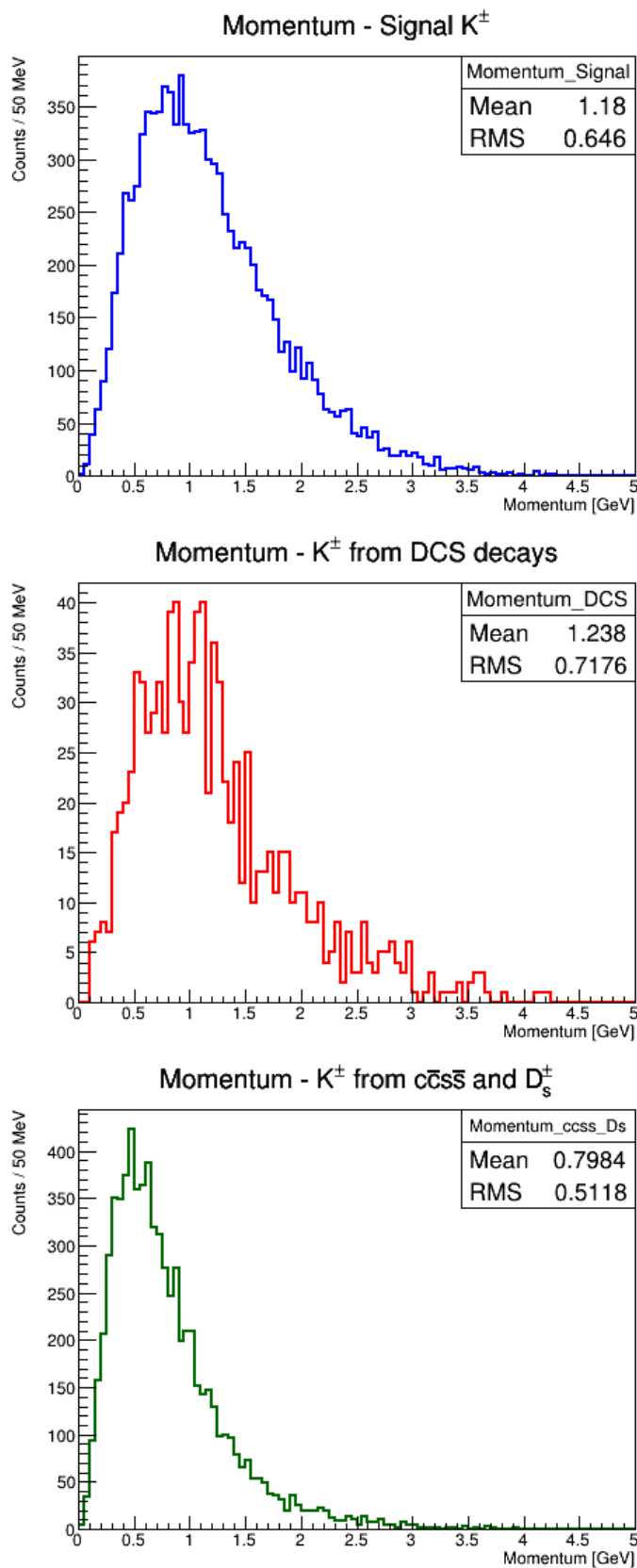


Figura 5.3: Distribuzione del modulo dell'impulso del K carico nel ROE. In alto: K da D^+ e K da barioni; al centro: K da D^+ DCS e K da barioni DCS; in basso: K da $c\bar{c}s\bar{s}$ e K da D_s^\pm .

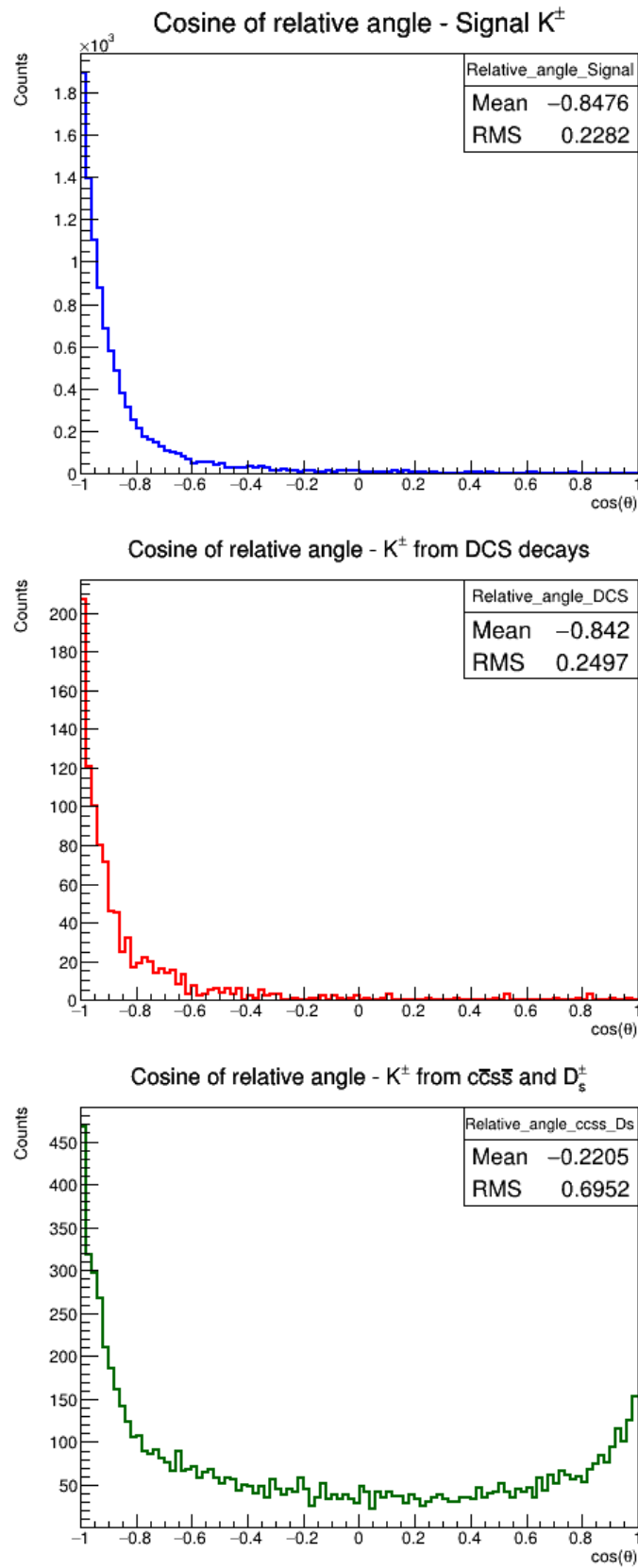


Figura 5.4: Distribuzione del coseno dell'angolo relativo tra l'impulso del D^0 e l'impulso del K carico nel ROE calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa. In alto: K da D^+ e K da barioni; al centro: K da D^+ DCS e K da barioni DCS; in basso: K da $c\bar{c}s\bar{s}$ e K da D_s^\pm .

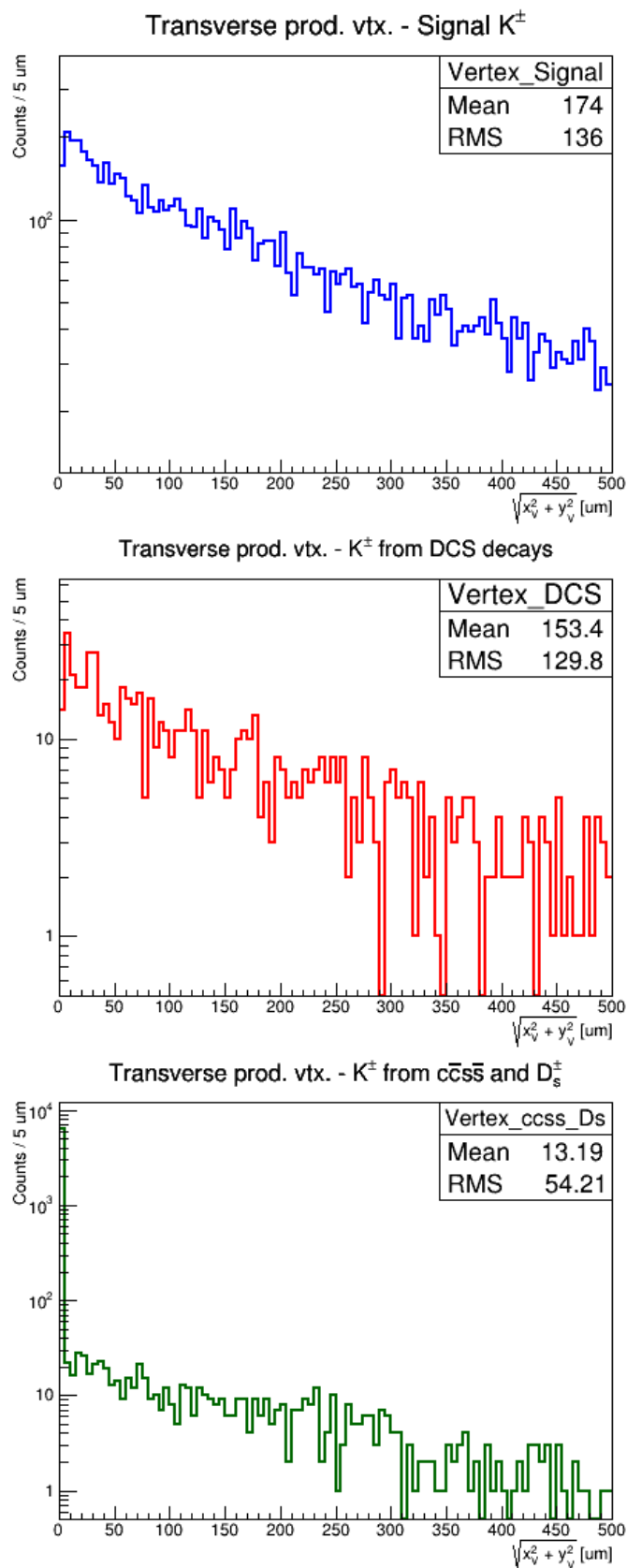


Figura 5.5: Distribuzione del vertice di produzione trasverso dei K carichi nel ROE. In alto: K da D^+ e K da barioni; al centro: K da D^+ DCS e K da barioni DCS; in basso: K da $c\bar{c}s\bar{s}$ e K da D_s^\pm .

software la *beam spot* è centrata esattamente nel punto $(0, 0, 0)$ del rivelatore ed, inoltre, i pacchetti di e^+ ed e^- sono momentaneamente considerati puntiformi.

Per rigettare il fondo è anche possibile utilizzare le informazioni sul numero di K neutri presenti nel ROE. Si prenda in considerazione un K da $c\bar{c}s\bar{s}$: il K carico proviene quindi dall'adronizzazione di uno dei 2 quark s . L'altro quark s adronizzerà quindi in un K neutro (l'adronizzazione in un altro K carico è esclusa dalla richiesta di avere un solo K carico nel ROE).

Applicando quindi un veto sulla presenza di K_S e K_L nel ROE è possibile ridurre considerevolmente il livello di *mistagging* introdotto dai K da $c\bar{c}s\bar{s}$. 11957 eventi soddisfano il requisito di avere un solo D^0 nell'evento, un solo K carico nel ROE e nessun K neutro nel ROE, pari al 14.8 % degli eventi con almeno un D^0 per evento. In Tabella 5.3 è riportata la distribuzione tra eventi di segnale e di fondo all'interno di questi eventi.

Categoria	Eventi	%
K da D^+	8554	71.5
K da barioni	522	4.4
Totale segnale	9076	75.9

Categoria	Eventi	%
K da D^+ DCS	14	0.1
K da barioni DCS	119	1.0
K da $c\bar{c}s\bar{s}$	2739	22.9
K da D_s^\pm	9	0.1
Totale fondo	2881	24.1

Tabella 5.3: Distribuzione tra le categorie di segnale e di fondo degli eventi con un solo D^0 , un solo K carico nel ROE e nessun K neutro nel ROE.

Richiedendo quindi un solo D^0 nell'evento, un solo K carico nel ROE e nessun K neutro nel ROE si ottiene un'efficienza di *tagging* $\epsilon_{tag} = 14.8\%$ (relativa ad eventi con almeno un D^0 nell'evento) ed un livello di *mistagging* $\omega = 0.2\%$. In Figura 5.6 è riportata la correlazione tra il *flavour* del D^0 e la carica del K nel ROE. Inoltre, per gli eventi con

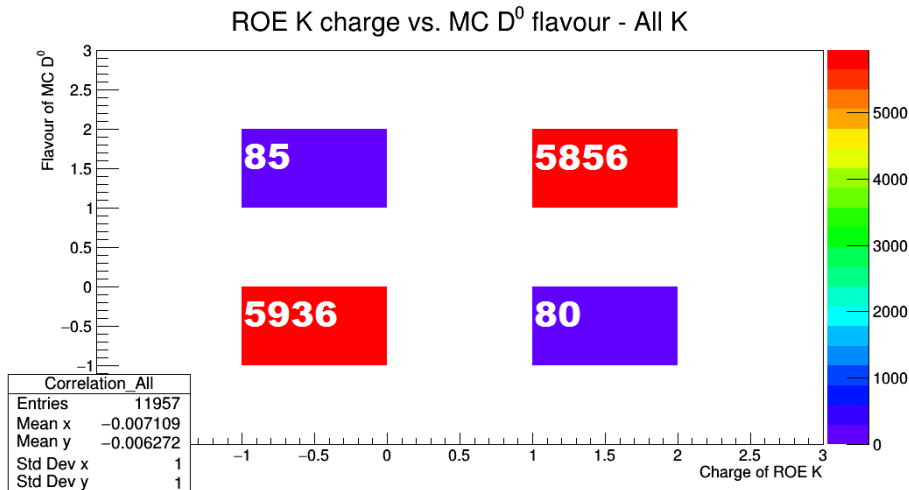


Figura 5.6: Correlazione tra il *flavour* del D^0 e la carica del K nel ROE per gli eventi con un solo D^0 , un solo K carico nel ROE e nessun K neutro nel ROE.

K da $c\bar{c}s\bar{s}$ il livello di *mistagging* è $\omega = 0.3\%$, mentre per gli eventi con K da D_s^\pm vale

$\omega = 100\%$.

La notevole riduzione del *mistagging* dovuto ai K da $c\bar{c}s\bar{s}$ è spiegabile nel modo che segue. Si supponga di avere un D^0 di segnale (prodotto da un quark c), per cui nel ROE è presente un quark \bar{c} . Il K carico nel ROE è prodotto dall'adronizzazione di un quark s/\bar{s} , mentre l'altro quark \bar{s}/s non può adronizzare direttamente in un K carico (escluso dalla richiesta di un solo K carico nel ROE) o in un K neutro (escluso dal veto sulla presenza di K_S e K_L nel ROE). L'altro quark s si lega con il quark \bar{c} a formare un mesone D_s (in questo caso D_s^- , composto da una coppia $(\bar{c}s)$) che decade in uno stato finale senza K . Il K carico nel ROE è prodotto quindi dall'adronizzazione di un quark \bar{s} , per cui il K carico è un K^+ , che attribuisce correttamente, secondo la Tabella 5.1, il *flavour* al mesone D^0 di segnale.

5.2.2 Valutazione su eventi $c\bar{c}$ con almeno un D^0 generato nell'evento

Nella Sezione 2.2 è stato riportato che in circa il 37 % degli eventi $c\bar{c}$ in cui è presente almeno un D^0 ne vengono prodotti due. Il D^0 può decadere in molti stati finali in un cui è presente un solo K carico, e molti di essi sono di difficile ricostruzione (ad esempio, i decadimenti semileptonici). Per cui, in una frazione non trascurabile di eventi in cui viene ricostruito un solo D^0 ne sono prodotti in realtà due. Sebbene la richiesta di avere un solo D^0 generato nell'evento sia necessaria per evitare sorgenti di *mistagging* causate dal mixing tra D^0 e \bar{D}^0 , è necessario valutare il caso in cui siano presenti uno o più D^0 per evento.

Poiché il mixing nel sistema $D^0 - \bar{D}^0$ è un effetto molto piccolo, è atteso che anche il contributo di *mistagging* dovuto al mixing sia piccolo. In particolar modo, è atteso che il contributo dovuto al mixing sia confrontabile con quello dovuto ai decadimenti DCS degli stessi mesoni D^0 e \bar{D}^0 . Nello studio che segue, l'eventuale contributo di *mistagging* dovuto al mixing è quindi incluso nella categoria dei decadimenti DCS del mesone D^0 .

All'interno del 10^5 eventi $c\bar{c}$ analizzati ho verificato che vengono prodotti al più 2 mesoni D^0 per evento di *flavour* opposto. Nel caso in cui nell'evento fosse presente un solo D^0 , tale D^0 viene automaticamente scelto come mesone di segnale di cui si vuole identificare il *flavour*. Nel caso in cui nell'evento fossero presenti 2 mesoni D^0 , ne viene scelto casualmente uno dei 2 come mesone di segnale, mentre l'altro viene trattato come facente parte del ROE. Tra gli 80819 eventi con almeno un D^0 nell'evento, 33274 presentano un solo K carico nel ROE, pari al 41.2 %. In Tabella 5.4 è riportata la distribuzione tra eventi di segnale e di fondo per i 33274 eventi che presentano almeno un D^0 ed un solo K carico nel ROE.

Per quanto riguarda, invece, il *flavour tagging* dei mesoni D^0 , in Figura 5.7 è riportata la correlazione tra il *flavour* del D^0 e la carica del K nel ROE.

Applicando quindi la richiesta di avere almeno un D^0 nell'evento ed un solo K carico nel ROE si ottiene un'efficienza di *tagging* $\epsilon_{tag} = 41.2\%$ ed un livello di *mistagging* $\omega = 7.2\%$.

Categoria	Eventi	%
K da D^+	9540	28.7
K da D^0	13262	39.9
K da barioni	561	1.7
Totale segnale	23363	70.3

Categoria	Eventi	%
K da D^+ DCS	810	2.4
K da D^0 DCS	186	0.5
K da barioni DCS	165	0.5
K da $c\bar{c}s\bar{s}$	6381	24.1
K da D_s^\pm	728	2.2
Totale fondo	9911	29.7

Tabella 5.4: Distribuzione tra le categorie di segnale (a sinistra) e di fondo (a destra) degli eventi con almeno un D^0 ed un solo K carico nel ROE.

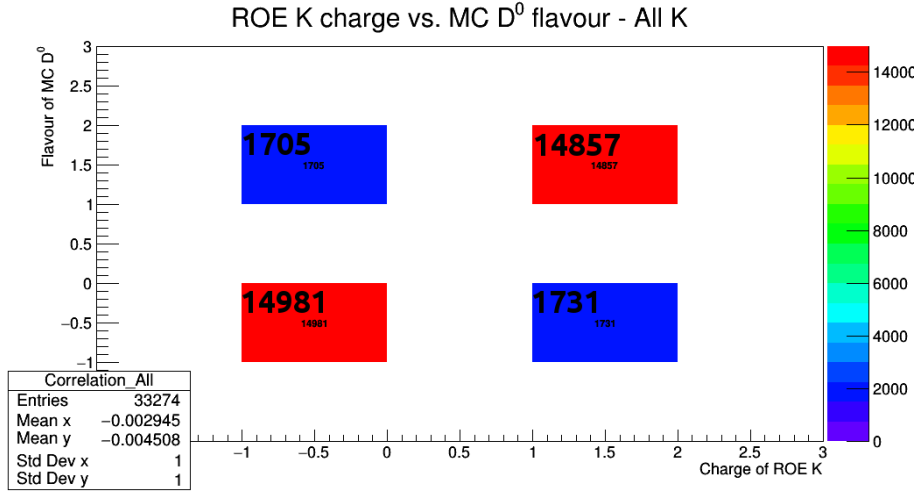


Figura 5.7: Correlazione tra il *flavour* del D^0 e la carica del K nel ROE per gli eventi con almeno un D^0 ed un solo K carico nel ROE.

Richiedendo anche in questo caso la presenza di nessun K_S e K_L nel ROE, gli eventi che soddisfano la condizione tale ulteriore condizione sono 24268, pari al 30.0 % degli eventi con almeno un D^0 per evento. In Tabella 5.5 è riportata la distribuzione tra eventi di segnale e di fondo all'interno di questi eventi.

Il livello di *mistagging* per gli eventi con almeno un D^0 nell'evento, un solo K carico nel ROE e nessun K neutro nel ROE vale $\omega < 1\%$, con un'efficienza di *tagging* $\epsilon_{tag} = 30.0\%$.

A livello di generatore, quindi, questo metodo di *flavour tagging* proposto ha delle ottime prestazioni, sia per quanto riguarda l'efficienza di *tagging* sia per quanto riguarda il livello di *mistagging*.

5.2.3 Incremento del numero di mesoni D neutri taggati

Basandosi sui risultati appena presentati, è possibile valutare di quanto è possibile incrementare il campione di D^0 e \bar{D}^0 taggati per analisi di mixing e di violazione di CP .

Come riportato nella Sezione 2.3, le prestazioni del metodo di *flavour tagging* con il D^{*+} valutate all'esperimento *BABAR* sono $\epsilon_{tag} \leq 81\%$ e $\omega = 0.2\%$.

Se N_{gen}^0 è il numero di mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti tramite il decadimento del D^{*0} oppure tramite l'adronizzazione di uno dei due quark c prodotti in un evento $c\bar{c}$ ed N_{gen}^* è il numero

Categoria	Eventi	%	Categoria	Eventi	%
K da D^+	8554	35.2	K da D^+ DCS	14	0.1
K da D^0	12285	50.6	K da D^0 DCS	17	0.1
K da barioni	522	2.1	K da barioni DCS	119	0.5
Totale segnale	21361	87.9	K da $c\bar{c}s\bar{s}$	2748	11.3
			K da D_s^\pm	9	0.1
			Totale fondo	2907	12.1

Tabella 5.5: Distribuzione tra le categorie di segnale (a sinistra) e di fondo (a destra) degli eventi con almeno un D^0 , un solo K carico nel ROE e nessun K neutro nel ROE.

di mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti tramite il decadimento del D^{*+} , il rapporto tra il numero di mesoni D neutri taggati con il metodo proposto N_{tag}^0 ed il numero di mesoni D neutri taggati con il metodo del D^{*+} è dato da:

$$\frac{N_{tag}^0}{N_{tag}^*} \simeq \frac{\epsilon_{tag}^0 \cdot N_{gen}^0}{\epsilon_{tag}^* \cdot N_{gen}^*}, \quad (5.4)$$

dove ϵ_{tag}^0 è l'efficienza di *tagging* del metodo proposto (pari al 30 % a livello di generatore nel caso presentato nella Sezione precedente ed applicando un veto sulla presenza di K neutri nel ROE) e ϵ_{tag}^* è l'efficienza di *tagging* del metodo con il D^{*+} (pari al 81 % come valutato sui dati di *BABAR* nella Sottosezione 2.3.1. Si ha pertanto:

$$\frac{N_{tag}^0}{N_{tag}^*} \simeq \frac{0.3 \cdot 0.76}{0.81 \cdot 0.24} = 1.17. \quad (5.5)$$

Con le prestazioni di questo innovativo metodo di *flavour tagging* valutate a livello di generatore è quindi possibile raddoppiare il campione disponibile di mesoni D neutri taggati.

Risulta quindi necessario studiare le prestazioni di tale metodo su eventi non solo generati, ma anche in cui è stata simulata l'interazione con il rivelatore (simulazione) e la ricostruzione delle informazioni provenienti dai vari sottorivelatori (ricostruzione).

5.3 Prestazioni rilevanti del rivelatore

Le caratteristiche del rivelatore Belle II, grazie alle sue elevate prestazioni, ben si adattano all'applicazione del metodo di *flavour tagging* proposto. Gli aspetti più rilevanti sono discussi in seguito.

Poiché è necessario individuare eventi con un solo K carico nel ROE, è necessario un rivelatore ermetico per cui l'accettanza per le tracce cariche sia la più elevata possibile, in modo da non perdere un numero di tracce tali da rendere il metodo inapplicabile.

Per poter distinguere i K carichi dalle altre particelle prodotte in un evento $c\bar{c}$ è necessario un sistema di *particle identification* molto efficace, capace di distinguere i K dalle altre particelle in un ampio *range* di impulsi.

È infine necessario un sistema di tracciatura molto efficace per la corretta determinazione della carica e dei parametri che descrivono la traccia come l'impulso ed il vertice di produzione..

Valutate le prestazioni, a livello di generatore, del metodo di *flavour tagging* studiato, è necessario quindi studiarne le prestazioni su un campione di eventi $c\bar{c}$ simulati e ricostruiti. Il software di generazione, simulazione e ricostruzione, oltre a quello di analisi, sarà descritto più in dettaglio nel prossimo Capitolo.

All'interno di eventi simulati e ricostruiti, la selezione di quelli in cui è presente un singolo K carico nel ROE risulta essere un compito non banale. Utilizzando le informazioni provenienti dai sottorivelatori per l'identificazione delle particelle (TOP, ARICH, CDC), è necessario sia distinguere le tracce cariche prodotte dai K carichi rispetto alle altre che saperle contare correttamente.

Nel Capitolo 7 saranno presentati gli studi effettuati per selezionare efficacemente e con un elevato grado di purezza gli eventi con un singolo K carico nel ROE. In seguito, in maniera simile a quanto presentato nel presente Capitolo, si discuteranno i risultati del metodo di *flavour tagging*, valutandone l'efficienza di *tagging* ed il livello di *mistagging*.

Capitolo 6

Strumenti software utilizzati

6.1 *Belle II Analysis Software Framework*

Il software utilizzato dall'esperimento Belle II è denominato *Belle II Analysis Software Framework* (BASF2). Il software è scritto in C++ e Python; in aggiunta vengono impiegate librerie di terze-parti ampiamente diffuse come EvtGen [41] e PYTHIA [42] per la generazione degli eventi in maniera esclusiva ed inclusiva, Geant4 [43] per la simulazione del rivelatore e delle interazioni delle particelle con esso, ROOT [44] e TMVA [45] per l'analisi dei dati.

Il principio di funzionamento di BASF2 è schematizzato in Figura 6.1.

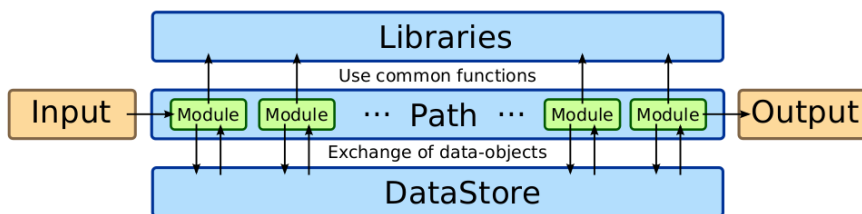


Figura 6.1: Principio di funzionamento di BASF2: i moduli sono collegati nel `path` e processano le informazioni evento per evento; i moduli utilizzano le funzionalità fornite dalle librerie e condividono le informazioni sotto forma di *data-objects* tramite il `DataStore` comune.

Il *software* è suddiviso in pacchetti, i quali ricoprono ciascuno aspetti diversi del processo e dell'analisi dei dati:

- **framework** contiene le librerie principali utilizzate per creare e configurare i moduli, l'interfaccia Python, il database così come le funzionalità di input e di output;
- **generators** contiene i generatori di eventi Monte Carlo;
- **simulation** contiene i moduli che si occupano della simulazione delle interazioni delle particelle generate con i vari sottorivelatori;

- `tracking` utilizza le informazioni reali o simulate provenienti da PXD, SVD e CDC per cercare e ricostruire le tracce delle particelle cariche;
- `reconstruction` utilizza le informazioni reali o simulate provenienti dai vari sotto-rivelatori per ricostruire le informazioni sull'identificazione delle particelle;
- `mdst` (*mini data summary tape*) definisce le strutture dei dati che contengono le informazioni necessarie per le analisi di fisica;
- `display` fornisce un'interfaccia grafica per visualizzare la geometria del rivelatore, le informazioni reali e simulate e gli oggetti ricostruiti;
- `analysis` contiene gli strumenti necessari per le analisi di fisica.

I pacchetti contengono librerie, moduli e *data-objects*. Le librerie sono implementate in C++ e forniscono funzionalità che sono condivise tra moduli differenti.

I moduli sono blocchi che operano sui dati evento per evento e svolgono determinate operazioni. Una serie di moduli che operano sugli eventi in successione è denominata *path*. La maggior parte dei moduli è sviluppata in C++, tuttavia è prevista la possibilità di sviluppare i moduli anche in Python.

Le informazioni che vengono condivise tra i moduli sono denominate *data-objects*. I *data-objects* vengono immagazzinati in un `DataStore` comune a cui tutti i moduli possono accedere sia in modalità di lettura che di scrittura. Alcuni esempi di *data-objects* sono: `Track` (tracce ricostruite), `ECLCluster` (sciame elettromagnetici rivelati dall'ECL), `Particle` (particelle ricostruite), `ParticleList` (liste di particelle). In aggiunta, il `DataStore` contiene le relazioni tra diversi *data-objects*, come, ad esempio, tra `Track` e `Particle`. I *data-objects* contenuti nel `DataStore` possono essere salvati in appositi file processabili con le librerie di ROOT.

Per usare BASF2 l'utente deve fornire al software un file di *steering* scritto in Python. Nel file di *steering* viene creato un *path*, il quale viene successivamente riempito con i moduli desiderati; successivamente il *path* viene processato. I file di *input* e di *output* possono essere letti e scritti aggiungendo gli appositi moduli `RootInput` e `RootOutput` all'inizio e alla fine del *path*.

Si possono distinguere due livelli di esecuzione del codice. In primo luogo, viene processato il file di *steering* scritto in Python e viene costruito il *path*. Secondariamente, i moduli contenuti nel *path* vengono applicati a tutti gli eventi specificati: solitamente, il codice eseguito a questo livello è scritto in C++.

Per lo studio presentato in questo lavoro di tesi ho scritto un apposito modulo da inserire nel *path* del file di *steering* che ho scritto per processare i dati. Tale modulo seleziona gli eventi con un unico candidato K carico nel ROE, verifica la provenienza della particella Monte Carlo che ha generato la particella ricostruita in modo tale da classificarla nella corretta categoria di segnale o di fondo e produce tutte le statistiche ed

i grafici necessari per valutare le prestazioni del metodo di *flavour tagging* studiato. Ho scritto un modulo che effettua lo stesso tipo di analisi anche per gli eventi generati. Ho inoltre definito e implementato delle variabili da utilizzare durante l'esecuzione dei file di *steering* per applicare opportune selezioni sulle particelle generate e ricostruite.

6.2 Generazione e simulazione degli eventi

Gli eventi analizzati in questa tesi sono stati generati utilizzando due differenti generatori: EvtGen 1.3, che è usato per modellizzare i decadimenti esclusivi dei mesoni B e D nei loro stati finali, e PYTHIA 8.2, che è usato per i decadimenti inclusivi e per la produzione di coppie di quark.

EvtGen è un generatore di eventi originalmente sviluppato per *BABAR* e *CLEO*, ed è stato utilizzato anche all'interno di *Belle*. EvtGen gestisce i decadimenti a cascata che richiedono più vertici di decadimenti e più configurazioni di spin. Le informazioni circa ciascun processo di decadimento viene passata al codice sotto forma di ampiezze di transizione complesse. Nel caso in cui più ampiezze di transizione concorrano per lo stesso processo, queste vengono aggiunte prima che siano calcolate le probabilità dei decadimenti e successivamente vengono inclusi i termini di interferenza, i quali sono estremamente importanti in molti studi di fisica dei B e dei D . EvtGen è controllato per mezzo di una tabella completa dei decadimenti, la quale contiene tutti i possibili processi di decadimento, il loro *branching ratio* ed il modello (ampiezza di transizione) che descrive il decadimento.

Poichè EvtGen si occupa soltanto di descrivere gli stati finali esclusivi, PYTHIA è utilizzato per produrre gli stati finali che non sono inclusi nella tabella dei decadimenti. I doppi conteggi sono esclusi scartando i decadimenti prodotti da PYTHIA che sono già inclusi nella tabella dei decadimenti e rigenerando l'evento. EvtGen è utilizzato per simulare gli eventi $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ del continuo che si sono adronizzati in stati finali tramite PYTHIA.

Per simulare le correzioni da apportare ai decadimenti dalla radiazione nello stato finale viene utilizzato PHOTOS [46].

Tutti i generatori di eventi utilizzati da BASF2 utilizzano gli stessi parametri dei fasci come l'energia media dei fasci e la posizione del vertice delle collisioni, parametri che sono forniti da un *database* centrale. La posizione predefinita del vertice delle collisioni è il centro del rivelatore $(0, 0, 0)$, e viene applicato un effetto di *smearing* della posizione del vertice tenendo conto delle dimensioni x , y e z dei fasci dell'HER e del LER all'IP. All'interno del solo EvtGen viene inoltre applicato un effetto di *smearing* dell'energia dei fasci, modellati come una Gaussiana singola di larghezza 5.13 MeV per l'HER e 2.37 MeV per il LER.

Il pacchetto di simulazione del rivelatore all'interno di BASF2 è basato principalmente sul software Geant4, lo standard di fatto per la simulazione di apparati di fisica delle alte energie. Geant4 permette una dettagliata descrizione dei materiali e della geometria del rivelatore e la simulazione della risposta degli elementi attivi col passaggio di particelle.

La lista dei decadimenti che sono stati creati dal software di generazione viene inviata a Geant4 tramite un'apposita interfaccia. La digitalizzazione delle informazioni degli *hit* delle particelle nell'area sensibile del rivelatore è gestita separatamente da appositi moduli di BASF2 piuttosto che usare il software di oggetti già incorporata in Geant4. Per simulare la propagazione delle particelle all'interno del rivelatore, opportuni modelli fisici (già definiti in Geant4) delle interazione tra le particelle ed il materiale vengono tenuti in considerazione. I risultati ottenuti dalla simulazione di Geant4 sono inviati quindi al `DataStore` per la ricostruzione.

6.3 *Toolkit for Multivariate Analysis*

All'interno del pacchetto `analysis` di BASF2 è implementata la libreria *Toolkit for Multivariate Analysis* (TMVA) per effettuare analisi multivariate.

Si supponga di dover effettuare una classificazione di un campione di eventi. Tale classificazione può essere effettuata applicando dei tagli opportuni sulle variabili che descrivono gli eventi. Tuttavia, nel caso in cui le variabili siano correlate tra di loro, una classificazione di questo tipo diventa inefficiente poichè non tiene conto di tali correlazioni. Le analisi multivariate sono state introdotte per sopperire a tali difficoltà.

Un classificatore di un'analisi multivariata può essere descritto come una funzione che mappa le variabili $\vec{x} = (x_1, \dots, x_n)$ di ciascun evento in un singolo discriminante h utilizzando dei pesi opportuni $\vec{a} = (a_1, \dots, a_k)$:

$$h = h(\vec{x}, \vec{a}) . \quad (6.1)$$

I pesi ottimali di tale classificatore vengono determinati tramite una procedura di “allenamento” su un campione di dati di cui è nota a priori la classificazione y_i di ciascun dato.

In seguito si procederà a descrivere le proprietà di un BDT, un tipo di analisi multivariata che è stata utilizzata nel lavoro di analisi presentato in questa tesi.

6.3.1 *Decision Tree e Boosted Decision Tree*

I *Decision Trees* (DT) sono strutture binarie utilizzate per problemi di classificazione e sono basati su un processo di “apprendimento” iterativo. Nei casi di interesse, lo scopo della classificazione è di separare eventi di segnale da quelli di fondo.

La struttura di un DT è illustrata in Figura 6.2. Si supponga di avere un campione di N eventi, e ciascun evento è caratterizzato da n variabili x_1, \dots, x_n . Si supponga anche di conoscere la classificazione dell'evento, ovvero se esso appartiene alla classe del segnale S o a quella del fondo B . A partire dal nodo iniziale (*root*), il campione di eventi viene suddiviso in 2 parti utilizzando la variabile in ingresso x_i con il maggior potere di discriminazione tra segnale e fondo: in questo modo lo spazio delle variabili x_1, \dots, x_n viene suddiviso in regioni rettangolari. Tale procedimento viene chiamato “allenamento”. Il DT

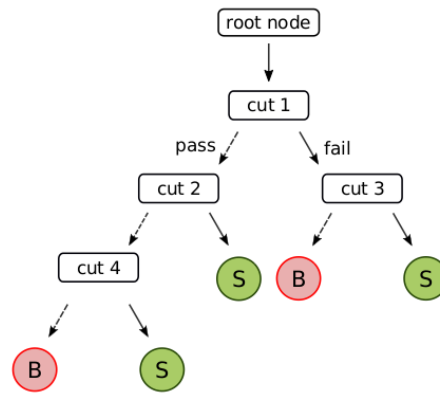


Figura 6.2: Struttura di un *decision tree*.

viene accresciuto applicando iterativamente l’allenamento. L’allenamento si interrompe ad un nodo quando, per quel particolare nodo, viene soddisfatta una condizione critica definita a priori. I nodi finali, denominati “foglie”, determinano se un evento è classificato come segnale o come fondo, e tale classificazione è fatta utilizzando la purezza $p = S/(S + B)$ di quella particolare foglia. Se $p > 0.5$ l’evento è classificato come segnale, altrimenti è classificato come fondo. Pertanto, per ciascun DT il discriminante h vale $+1$ se $p > 0.5$ e vale -1 se $p < 0.5$.

La procedura di allenamento determina quindi la variabile x_i ed il valore del taglio da applicare su di essa che massimizza l’incremento della “qualità di separazione” tra il nodo iniziale e la somma dei nodi successivi pesati per la corrispondente frazione di eventi. La qualità di separazione può essere definita in vari modi: solitamente viene calcolata tramite l’indice di Gini $i = p \cdot (1 - p)$.

I DT sono sensibili alle fluttuazioni statistiche del campione di dati utilizzati per l’allenamento. Per rendere il DT più robusto e quindi aumentare le prestazioni della classificazione generalmente si utilizza una tecnica denominata *boosting*, passando quindi ai cosiddetti *Boosted Decision Trees* (BDT).

Si supponga di aver allenato m DT diversi, le cui risposte sono $h(\vec{x}, \vec{a}_m)$, e sia y la classificazione vera del campione utilizzato per l’allenamento. Si consideri quindi la funzione di risposta H data dalla somma pesata di tutte queste risposte:

$$H(\vec{x}; \beta_m, \vec{a}_m) = \sum_m \beta_m \cdot h(\vec{x}, \vec{a}_m) . \quad (6.2)$$

La procedura di *boosting* consiste quindi nel determinare i parametri β_m e \vec{a}_m in modo tale che la deviazione tra la funzione di risposta $H(\vec{x})$ ed il valore vero y sia minima. La deviazione è misurata tramite la *loss function* $L(H, y)$. Una possibile scelta di L è $L(H, y) = (H(\vec{x}) - y)^2$. Una tecnica di *boosting* comunemente adottata è il *Gradient Boosting*. Il processo di *boosting* viene applicato iterativamente, allenando diversi DT e adattando la loro risposta mediante l’utilizzo del gradiente della *loss function* [45].

In generale è altamente sconsigliato allenare un BDT mediante un campione di eventi

estremamente grande, poichè il BDT può adattarsi troppo ai dettagli (dovuti principalmente a fluttuazioni statistiche) del campione utilizzato per l'allenamento e quindi produrre una risposta differente su un altro campione di eventi provenienti dalla stessa popolazione. Tale fenomeno è denominato *overtraining* (sovrallenamento). Per controllare se uno specifico allenamento di un BDT ha un problema di *overtraining* o meno, solitamente si sottopone alla BDT un campione di test, proveniente dalla stessa popolazione del campione utilizzato per l'allenamento, per verificare se la risposta della BDT è compatibile con quella proveniente dal campione di allenamento. All'interno di TMVA tale controllo è effettuato tramite un test di Kolmogorov-Smirnov.

Nello studio presentato in questa tesi è stata utilizzata una analisi multivariata, ed in particolare il BDT, per la selezione dei candidati K carichi nel ROE, utilizzando come variabili tramite cui effettuare la discriminazione i selettori PID dei vari sottorivelatori per l'identificazione delle particelle, oltre a impulso, direzione, numero di *hit* nei tracciatori e parametri d'impatto della traccia.

6.4 Limitazioni del software

In questo lavoro di tesi non è stata utilizzata la versione finale del software BASF2 in quanto è ancora in fase di sviluppo.

Gli eventi analizzati sono stati generati, simulati e ricostruiti con la versione 00-05-03 del software per la campagna ufficiale di produzione Monte Carlo di Belle II (*MC Production 5.0*). Alcune differenze con le versioni successive del software sono:

- il campo magnetico all'interno del rivelatore è uniforme e pari a 1.5 T;
- la simulazione del background è ancora in fase di ottimizzazione;
- non sono implementati i difetti e gli aspetti diversi dal progetto di ogni sottorivelatore in quanto ancora in fase di assemblaggio o di test;
- in fase di generazione degli eventi non è applicato lo *smearing* della posizione del punto di collisione dei fasci.

Ho scelto di studiare eventi generati, simulati e ricostruiti con questa versione del software perché la maggior parte degli studi in corso all'interno della collaborazione Belle II sono effettuati su eventi provenienti dalla medesima produzione Monte Carlo. I risultati presentati in questo lavoro di tesi sono pertanto applicabili, all'interno della collaborazione, per analisi e valutazioni basate sulla produzione Monte Carlo 5.0.

Per l'analisi di tali dati è stata utilizzata, invece, la versione 00-06-00 del software. Gli eventi generati con versioni precedenti del software sono compatibili anche con versioni successive. Gli eventi sono stati analizzati con la versione 00-06-00 del software poiché nella versione 00-05-03 di BASF2 sono presenti dei problemi, in fase di ricostruzione di stati

compositi con tre o più particelle cariche nello stato finale, con l'utilizzo degli strumenti per effettuare un fit cinematico degli impulsi. Inoltre, nelle versioni precedenti del software mancano delle funzionalità necessarie per lavorare facilmente con gli elementi nel ROE.

Tuttavia, anche la versione 00-06-00 del software presenta delle limitazioni. Ad esempio:

- manca completamente la ricostruzione dei K_L ;
- la ricostruzione degli stati finali neutri (K_S , π^0 , etc.) è ancora da ottimizzare;
- gli strumenti per effettuare un fit cinematico dell'impulso delle tracce ricostruite non sono completamente ottimizzati.

In generale, con versioni successive del software (sia per quanto riguarda la simulazione degli eventi che la loro analisi) sono attese delle modifiche e dei miglioramenti dei risultati presentati in questa tesi.

Sebbene il software utilizzato per lo studio presentato in questo lavoro di tesi non sia alla sua versione finale, i risultati presentati mantengono la loro validità e la loro attendibilità. Le prestazioni simulate del rivelatore corrispondono a quelle di progetto, per cui è atteso che le prestazioni finali non si discostino sensibilmente da quelle implementate nella versione 00-05-03 del software. È quindi atteso che le prestazioni sulla selezione dei candidati K carichi per l'applicazione del metodo di *flavour tagging* proposto rimangano pressoché invariate anche con la versione finale del software di simulazione, ricostruzione ed analisi.

Capitolo 7

Risultati dell'applicazione del metodo di *flavour tagging*

Nel Capitolo 5 è stata illustrata l'idea alla base di un nuovo metodo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 in un evento $c\bar{c}$, metodo basato sull'utilizzo della carica dei mesoni K carichi presenti nel ROE rispetto al mesone D di cui si vuole determinare il *flavour*. Sono state valutate le possibili prestazioni di tale metodo, il quale è risultato essere estremamente promettente: a livello di generatore si possono raggiungere una efficienza di *tagging* pari al 30 % ed un livello di *mistagging* inferiore all'1 %.

In questo Capitolo si presentano i risultati e le prestazioni del metodo di *flavour tagging* valutata su eventi generati, simulati e ricostruiti tramite il software BASF2. Dopo aver discusso la ricostruzione dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 , si presentano in dettagli gli studi effettuati sulla selezione dei candidati K carichi e sulla selezione degli eventi con un solo candidato K carico nel ROE. Si presentano quindi i risultati dell'applicazione del metodo di *flavour tagging* studiato, valutando anche alcuni possibili miglioramenti attesi con ulteriori sviluppi del software di analisi. Vengono infine discussi alcuni possibili impatti dell'utilizzo di questo nuovo metodo di *flavour tagging* sulle analisi di fisica del charm a Belle II.

7.1 Ricostruzione dei candidati D^0 e \bar{D}^0

Per la ricostruzione dei candidati D^0 e \bar{D}^0 ho utilizzato 10^6 eventi $c\bar{c}$ generici prodotti durante la *MC Production 5.0* di Belle II. Tali eventi sono stati generati con la versione 00-05-03 del software BASF2 e sono stati ricostruiti con la versione 00-06-00 del software.

Ho ricostruito i candidati D^0 e \bar{D}^0 negli stati finali adronici contenenti almeno un K carico con *branching ratio* \mathcal{B} più elevato, ovvero:

- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, con $\mathcal{B} = (14.3 \pm 0.8)\%$;
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, con $\mathcal{B} = (8.07 \pm 0.23)\%$;
- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0$, con $\mathcal{B} = (4.2 \pm 0.4)\%$;

- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, con $\mathcal{B} = (3.93 \pm 0.04)\%$;
- $D^0 \rightarrow K^- K^+$, con $\mathcal{B} = (4.01 \pm 0.07) \times 10^{-3}$.

Il *branching ratio* totale degli stati finali ricostruiti è pari al 30.5 %.

Per i candidati K^\pm ho selezionato le tracce cariche tali per cui $L(K : \pi) > 0.5$ (vedi Equazione 3.9) e la probabilità del χ^2 del fit della traccia è superiore a 10^{-3} , mentre per i candidati π^\pm ho selezionato le tracce cariche per cui $L(\pi : K) > 0.5$ e la probabilità del χ^2 del fit della traccia è superiore a 10^{-3} .

All'interno del software di ricostruzione, i candidati γ da utilizzare per la ricostruzione dei π^0 sono definiti come i *cluster* calorimetrici che superano un taglio in energia determinato dalla regione dell'ECL in cui sono stati rivelati. Per i candidati π^0 si combinano quindi tutte le coppie di candidati γ selezionati nel modo appena descritto e si mantengono le coppie per cui il quadrimpulso risultante ha una massa invariante $m(\pi^0)$ tale per cui $110 \text{ MeV} < m(\pi^0) < 160 \text{ MeV}$. Per incrementare la purezza dei π^0 ricostruiti si effettua un fit cinematico dell'impulso dei γ , imponendo il vincolo che la massa invariante del quadrimpulso risultante sia pari alla massa "nominale" del π^0 (si selezionano i candidati π^0 per cui la probabilità del χ^2 del fit cinematico è superiore a 10^{-3}).

Per la ricostruzione dei candidati D^0 e \bar{D}^0 negli stati finali sopra elencati si combinano i candidati K^\pm , π^\pm e π^0 selezionati nel modo precedentemente descritto e si mantengono i candidati D^0 e \bar{D}^0 la cui massa invariante $m(D^0)$ è compresa tra 1.82 GeV e 1.92 GeV.

Per incrementare la purezza del campione dei mesoni D neutri ricostruiti, si effettua un fit cinematico dell'impulso delle particelle figlie, rigettando i candidati D^0 e \bar{D}^0 per cui la probabilità del fit cinematico è inferiore a 10^{-3} . Per gli stati finali $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $K^- \pi^+$ e $K^- K^+$ si pone, nel fit cinematico, il vincolo che le tracce cariche formino un vertice comune e che la massa invariante del quadrimpulso risultante sia pari alla massa "nominale" del D^0 ; per gli stati finali $K^- \pi^+ \pi^0$ e $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0$ si pone il solo vincolo sulla massa invariante.

In Tabella 7.1 si riportano i valori di efficienza di ricostruzione ϵ_{reco} per i vari stati finali ricostruiti. L'efficienza di ricostruzione è definita come:

$$\epsilon_{reco} = \frac{\# \text{ di } D^0/\bar{D}^0 \text{ correttamente ricostruiti}}{\# \text{ di } D^0/\bar{D}^0 \text{ generati}}. \quad (7.1)$$

Stato finale	ϵ_{reco} (%)
$K^- \pi^+ \pi^0$	8.64 ± 0.07
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	37.3 ± 0.2
$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0$	2.35 ± 0.07
$K^- \pi^+$	56.0 ± 0.4
$K^- K^+$	53.8 ± 1.3

Tabella 7.1: Valori di efficienza di ricostruzione ϵ_{reco} dei candidati D^0 e \bar{D}^0 ricostruiti nei vari stati finali elencati.

L'efficienza di ricostruzione mediata su tutti gli stati finali $\bar{\epsilon}_{reco}$ vale $(21.9 \pm 0.1) \%$. È bene sottolineare che la ricostruzione dei candidati D^0 e \bar{D}^0 non è stata ottimizzata, in quanto l'intento in questo lavoro di tesi non è di effettuare un'analisi sui mesoni D neutri, bensì di valutare le prestazioni del metodo di *flavour tagging* su eventi di segnale.

Si osserva che l'efficienza di ricostruzione degli stati finali contenenti un π^0 è piuttosto bassa. Ciò è dovuto al fatto che ci sono dei problemi, all'interno del software di BASF2, con l'algoritmo di ricostruzione dei π^0 . Inoltre, al momento non è stato condotto alcuno studio approfondito all'interno della collaborazione per ottimizzare la ricostruzione dei π^0 : sono attesi quindi dei miglioramenti significativi nei mesi a venire in merito alla ricostruzione delle particelle neutre.

Utilizzando questi stati finali, dato un D^0 o \bar{D}^0 prodotto in un evento $c\bar{c}$, la probabilità di ricostruirlo è di poco inferiore al 7%. Poiché in una larga frazione di eventi $c\bar{c}$ vengono prodotti due mesoni D neutri, si ha un ingente quantità di eventi con più di un mesone D in cui ne riesco a ricostruire solo uno. Un veto sugli eventi con più di un mesone D ricostruito per escludere il *mistagging* dovuto al mixing tra D^0 e \bar{D}^0 risulterà essere, quindi, poco efficace.

Per rendere più efficace la riduzione del *mistagging* dovuto al mixing dei mesoni D neutri è possibile considerare di ricostruire i mesoni D^0 e \bar{D}^0 in un numero maggiore di stati finali, tuttavia è difficile incrementare notevolmente il *branching ratio* totale dei canali di decadimento ricostruiti. I mesoni D neutri presentano un ampio numero di stati finali in cui possono decadere, e inoltre i decadimenti leptonici (di difficile ricostruzione) rappresentano una frazione significativa degli stati finali accessibili. Per gli stati finali con almeno un K carico vale $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- X) \simeq 55 \%$, e gli stati finali in cui sono stati ricostruiti i mesoni D neutri (tutti del tipo $D^0 \rightarrow K^- X$) coprono già circa il 30% del *branching ratio* totale. Inoltre, sebbene siano atteso un aumento dell'efficienza di ricostruzione dovuto al miglioramento degli strumenti software, è difficile pensare di incrementare drasticamente le prestazioni qui presentate per gli stati finali considerati.

Sebbene non sia possibile evitare il *mistagging* dovuto al mixing del charm, come già spiegato nella Sezione 5.2.2 il contributo dovuto al mixing è necessariamente piccolo ed è atteso essere comparabile con quello dovuto ai decadimenti “doppiamente Cabibbo soppressi” (DCS) dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 .

Il campione dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 correttamente ricostruiti negli stati finali $K^- \pi^+ \pi^0$, $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0$, $K^- \pi^+$ e $K^- K^+$ costituisce il campione di mesoni D di segnale di cui determinare il *flavour* che è stato utilizzato per effettuare gli studi presentati nella parte rimanente del Capitolo. Selezionando gli eventi con un unico D^0/\bar{D}^0 correttamente ricostruito nell'evento, il campione di mesoni D neutri studiato è composto da 67971 candidati.

7.2 Selezione dei candidati K^\pm nel ROE

Poiché il metodo di *flavour tagging* proposto si basa sull'individuazione di eventi con un solo K carico nel ROE, la selezione dei candidati K^+ e K^- costituisce la parte principale dello studio effettuato. In questa Sezione presenterò in dettaglio gli studi da me effettuati in merito alla selezione dei candidati K^\pm .

7.2.1 Accettanza del rivelatore Belle II per i K^\pm

L'accettanza del rivelatore per i K carichi \mathcal{A}_K è calcolata, a livello di generatore, come il rapporto tra il numero di K carichi che attraversano il detector ed il numero di K carichi generati. In Tabella 7.2 è riportata l'accettanza dei K carichi all'interno del rivelatore Belle II a seconda che i K attraversino il solo SVD, la sola CDC o entrambi. All'interno del software BASF2 un rivelatore è considerato attraversato quando una particella ne attraversa almeno una sua parte attiva.

Sottorivelatore	\mathcal{A}_K (%)
SVD	92.6 ± 0.5
CDC	87.1 ± 0.5
SVD + CDC	86.2 ± 0.5

Tabella 7.2: Accettanza dei K carichi all'interno del rivelatore Belle II.

7.2.2 Prestazioni dei selettori PID nella selezione dei K^\pm

Per effettuare lo studio ho selezionato tutte le tracce cariche ricostruite tali per cui la probabilità del χ^2 del fit della traccia è superiore a 10^{-3} . Per queste tracce ho valutato le prestazioni del selettore PID definito in Equazione 3.9. Il selettore PID per i K carichi sarà denominato in seguito $\text{PID}(K)$ ed è definito come:

$$\text{PID}(K) \equiv L(K : \pi) . \quad (7.2)$$

Il selettore $\text{PID}(K)$ viene quindi costruito confrontando l'ipotesi che la traccia appartenga ad un K carico con l'ipotesi che essa appartenga ad un π carico.

Applicando diversi tagli utilizzando il selettore $\text{PID}(K)$, ho studiato quindi come variano l'efficienza di selezione dei K carichi ϵ_K e la purezza del campione selezionato ρ_K . ϵ_K e ρ_K sono definiti come segue:

$$\epsilon_K = \frac{\# \text{ di candidati } K \text{ veri selezionati}}{\# \text{ di } K \text{ generati}} \quad \rho_K = \frac{\# \text{ di candidati } K \text{ veri selezionati}}{\# \text{ di candidati } K \text{ selezionati}} . \quad (7.3)$$

L'efficienza di selezione dei K carichi ingloba anche l'accettanza \mathcal{A}_K . L'andamento di ϵ_K e ρ_K è mostrato in Figura 7.1.

Come atteso, si osserva che l'efficienza di selezione dei K carichi decresce incrementando il taglio su $\text{PID}(K)$, mentre la purezza aumenta.

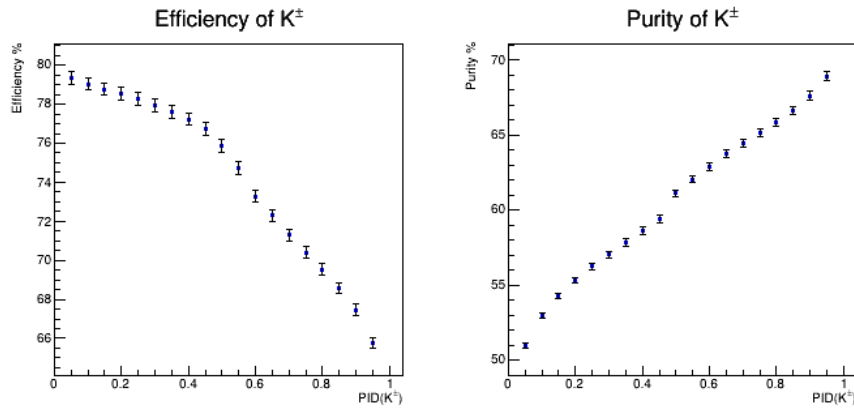


Figura 7.1: A sinistra: andamento di ϵ_K al variare di $\text{PID}(K)$; al centro: andamento di ρ_K ; a destra: andamento di ρ_K rispetto a ϵ_K (il valore di $\text{PID}(K)$ cresce da destra verso sinistra).

È utile sapere anche il livello di contaminazione delle altre FSP (π^\pm , p , μ^\pm ed e^\pm) all'interno del campione di K carichi selezionato. La contaminazione è definita come la frazione di particelle di un determinato tipo all'interno del campione di K . In Figura 7.2 è mostrato come varia la contaminazione delle varie FSP in funzione di $\text{PID}(K)$.

Si osserva come la contaminazione dei p rimane maggiore del 15 % al variare di $\text{PID}(K)$. Anche le altre contaminazioni sono in ogni caso non trascurabili anche per valori elevati di $\text{PID}(K)$.

All'interno del software BASF2, i candidati K definiti “standard” sono le tracce che soddisfano la condizione $\text{PID}(K) > 0.5$. I valori di ϵ_K e ρ_K , oltre alla contaminazione delle varie FSP, sono riportati in Tabella 7.3.

Quantità	%	FSP	%
ϵ_K	74.7 ± 0.4	p	16.5 ± 0.1
ρ_K	62.1 ± 0.3	π^\pm	13.3 ± 0.1
		e^\pm	6.4 ± 0.1
		μ^\pm	1.7 ± 0.1
		$1 - \rho_K$	37.9

Tabella 7.3: A sinistra: valori di ϵ_K e ρ_K per $\text{PID}(K) > 0.5$; a destra: contaminazione delle varie FSP per $\text{PID}(K) > 0.5$.

7.2.3 Selezione dei candidati K^\pm nel ROE usando i selettori PID

Poiché l'obiettivo è di selezionare gli eventi con un solo K carico nel ROE, dai dati appena presentati si comprende che la scelta del punto di lavoro (in questo caso, la scelta del valore di $\text{PID}(K)$ da utilizzare per la selezione dei candidati K) è delicata:

- se si vuole raggiungere un livello di efficienza elevato in modo tale da non perdere alcuni K e modificare il numero di candidati K nel ROE, è necessario scegliere un valore basso di $\text{PID}(K)$ e quindi ridurre la purezza del campione;

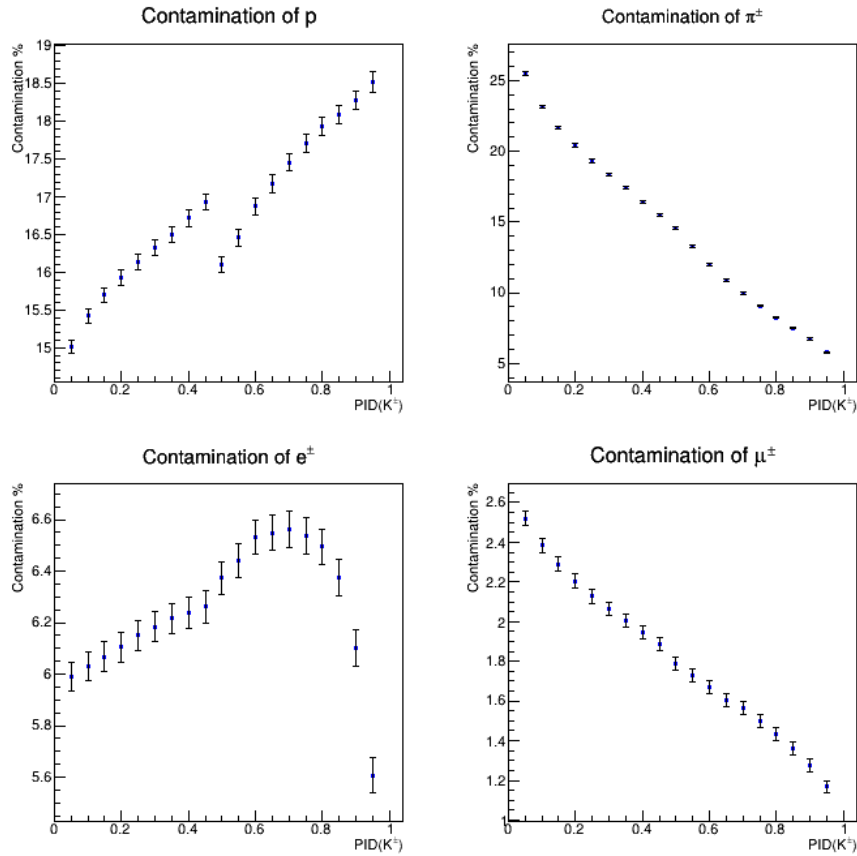


Figura 7.2: Contaminazione delle varie FSP nel campione di K carichi al variare di $PID(K)$. In alto a sinistra: p ; in alto a destra: π^\pm ; in basso a sinistra: e^\pm ; in basso a destra: μ^\pm .

- se si vuole raggiungere un livello di purezza elevato in modo tale da non introdurre altre particelle cariche tra i candidati K e modificarne il numero, è necessario scegliere un valore elevato di $PID(K)$ e quindi ridurre l'efficienza di selezione.

Ho studiato quindi come variano le prestazioni di ricostruzione degli eventi con un solo K carico nel ROE cambiando il valore di $PID(K)$ utilizzato per selezionare i K carichi.

L'algoritmo applicato per la selezione degli eventi con un singolo K carico è il seguente:

- si selezionano gli eventi con un solo candidato D^0 , richiedendo che sia correttamente ricostruito;
- si selezionano i candidati K carichi aventi $PID(K)$ superiore al valore selezionato e con una probabilità del χ^2 del fit della traccia superiore a 10^{-3} ;
- si verifica che i candidati K selezionati facciano parte del ROE del D^0 selezionato, ovvero che gli oggetti utilizzati per la ricostruzione del K carico non facciano parte di quelli utilizzati per ricostruire il D^0 ;
- si mantengono solamente gli eventi con un solo candidato K carico nel ROE.

Per valutare le prestazioni della ricostruzione degli eventi con un singolo K carico nel ROE è necessario introdurre due quantità: l'efficienza di *tagging* ϵ_{tag} e la purezza degli eventi selezionati con un solo K carico nel ROE ρ_{1K} .

L'efficienza di *tagging* ϵ_{tag} è definita come il rapporto tra il numero di eventi selezionati mediante l'algoritmo appena descritto (N_{tag}) ed il numero totale di eventi processati, ovvero il numero di eventi con un candidato D^0 correttamente ricostruito (N_{tot}). ϵ_{tag} misura pertanto la frazione degli eventi su cui è possibile effettuare il *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 tramite il metodo studiato in questo lavoro di tesi.

La purezza degli eventi selezionati con un solo K carico nel ROE ρ_{1K} è definita come il rapporto tra il numero di eventi selezionati con un singolo K carico, a livello di generatore, nel ROE (N_{1K}) ed N_{tag} . ρ_{1K} restituisce la frazione di eventi, rispetto a quelli selezionati, in cui è presente un singolo K carico generato nel ROE.

In Figura 7.3 è mostrato come variano ϵ_{tag} e ρ_{1K} modificando il valore di $PID(K)$ utilizzato per selezionare i candidati K carichi nel ROE. Nella stessa figura è mostrato anche come variano i rapporti N_{fake}/N_{tag} , dove N_{fake} è il numero di eventi in cui il candidato K carico selezionato nel ROE è, in realtà, un'altra FSP a livello di generatore, e N_{miss}/N_{tag} , dove N_{miss} è il numero di eventi in cui è stato correttamente selezionato un K carico, ma nell'evento erano presenti due o più K carichi nel ROE.

Si osserva che per $PID(K) > 0.6$ il valore di ϵ_{tag} si assesta intorno al 38 %. Tuttavia, ρ_{1K} non supera il 60 %: più del 40 % degli eventi selezionati con un solo candidato K nel ROE non presentano un solo K carico a livello di generatore. Si osserva inoltre, come spiegato in precedenza, che il rapporto N_{fake}/N_{tot} effettivamente diminuisce incrementando il taglio applicato su $PID(K)$, mentre il rapporto N_{miss}/N_{tot} aumenta.

Poiché la purezza di selezione degli eventi con un solo K carico nel ROE non è sufficientemente alta, è necessario introdurre una ulteriore condizione durante il processo di selezione dei candidati K carichi.

Una volta selezionati gli eventi con un solo candidato K carico nel ROE nella maniera precedentemente illustrata ("Selezione I"), si richiede che il candidato K abbia un valore $PID(K)$ superiore ad un certo valore ("Selezione II"). Affinché la selezione sia efficace, è necessario che tale valore sia superiore a quello utilizzato per effettuare la selezione precedente. L'obiettivo è di incrementare la purezza della selezione degli eventi con un solo K carico nel ROE riducendo la quantità N_{fake} .

Per valutare l'efficacia di questo metodo di selezione, per la Selezione I dei candidati K è stato richiesto $PID(K) > 0.5$, $PID(K) > 0.75$ o $PID(K) > 0.9$, mentre per la Selezione II è stato richiesto $PID(K) > 0.99$, $PID(K) > 0.995$ o $PID(K) > 0.999$. I risultati sono mostrati in Tabella 7.4. Nella Tabella sono riportati i valori di ϵ_{tag} e ρ_{1K} prima di applicare la Selezione II (i valori corrispondono a quelli presentati in Figura 7.3) e di ϵ_{tag} e ρ_{1K} dopo aver applicato la Selezione II (in questo caso la quantità N_{tag} usata nelle definizioni di ϵ_{tag} e ρ_{1K} corrisponde al numero di eventi che passano la Selezione II).

Si osserva che vi è un significativo aumento della purezza di selezione degli eventi con un solo K carico nel ROE tra la fase di Selezione I e di Selezione II (in particolar modo

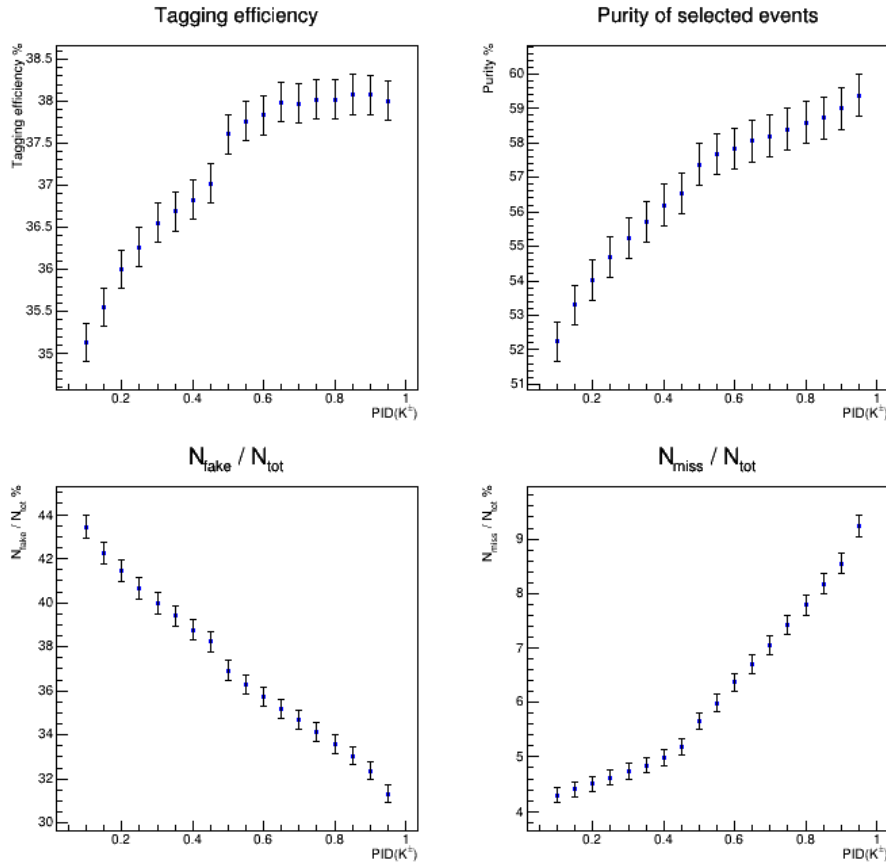


Figura 7.3: In alto a sinistra: andamento di ϵ_{tag} in funzione del valore di $PID(K)$ utilizzato per selezionare i candidati K carichi; in alto a destra: andamento di ρ_{1K} ; in basso a sinistra: andamento di N_{fake}/N_{tag} ; in basso a destra: andamento di N_{miss}/N_{tag} .

Selezione I $PID(K) >$	ϵ_{tag} (%)	ρ_{1K} (%)	Selezione II $PID(K) >$	ϵ_{tag} (%)	ρ_{1K} (%)
			0.990	27.4 ± 0.2	66.6 ± 0.7
0.5	37.6 ± 0.3	57.4 ± 0.6	0.995	26.6 ± 0.2	67.4 ± 0.8
			0.999	24.5 ± 0.2	68.9 ± 0.8
0.75	38.0 ± 0.3	58.4 ± 0.6	0.990	31.1 ± 0.2	64.0 ± 0.7
			0.995	30.1 ± 0.2	64.8 ± 0.7
			0.999	28.1 ± 0.2	66.2 ± 0.8
0.9	38.0 ± 0.3	59.0 ± 0.6	0.990	33.5 ± 0.3	62.5 ± 0.7
			0.995	32.5 ± 0.3	63.2 ± 0.7
			0.999	30.3 ± 0.2	64.7 ± 0.7

Tabella 7.4: Risultati del metodo di selezione di un singolo candidato K carico nel ROE applicando due selezioni consecutive basate su $PID(K)$. Nella seconda e terza colonna ϵ_{tag} e ρ_{1K} sono valutate prima della Selezione II, mentre nella quinta e sesta colonna sono valutate successivamente.

utilizzando la condizione $\text{PID}(K) > 0.5$ per la Selezione I). Tuttavia, il valore raggiunto della purezza di selezione non è ancora soddisfacente.

7.2.4 Selezione dei candidati K^\pm nel ROE usando una analisi multivariata

Fino a questo punto è stata utilizzata solo la quantità $\text{PID}(K)$ per selezionare i candidati K carichi. Il selettore $\text{PID}(K)$ è costruito utilizzando le sole ipotesi di K e π : le ipotesi inerenti le altre FSP (μ , e , p) non vengono tenute di conto. All'interno del software BASF2 sono implementati anche altri selettori PID dedicati alle altre FSP. Ricordando la definizione del selettore PID $L(\alpha : \beta)$ in Equazione 3.9, si definiscono:

$$\begin{aligned} \text{PID}(\pi) &= L(\pi : K) , & \text{PID}(\mu) &= L(\mu : \pi) , \\ \text{PID}(e) &= L(e : \pi) , & \text{PID}(p) &= L(p : \pi) . \end{aligned} \quad (7.4)$$

Si definisce inoltre:

$$\text{PID}_{\text{det}}(\alpha) = L_{\text{det}}(\alpha : \beta) , \quad (7.5)$$

che è il selettore PID della particella α costruito utilizzando le sole informazioni provenienti dal determinato sottorivelatore “det” (TOP, ARICH, CDC).

Durante la fase di Selezione I o di Selezione II è quindi possibile utilizzare questi ulteriori selettori PID per migliorare la selezione dei candidati K e aumentare la purezza di selezione degli eventi con un solo K carico nel ROE. La strategia adottata è stata di combinare i vari selettori PID_{det} delle varie FSP all'interno di una analisi multivariata in modo tale da utilizzare un singolo classificatore durante le fasi di selezione dei candidati K . L'analisi multivariata utilizzata è stata il *Fast Boosted Decision Tree* (FastBDT), che è una variante del metodo *Boosted Decision Tree* (BDT) già implementato nel pacchetto TMVA di ROOT. Alcuni dettagli sulle differenze principali tra il metodo FastBDT ed il metodo “standard” BDT sono riportate in Appendice A.

Per le fasi di allenamento e di test del FastBDT è stato utilizzato un campione di eventi $c\bar{c}$ generici prodotti durante la *MC Production 5.0* di Belle II con la versione 00-05-03 del software BASF2. In particolare, per l'allenamento sono stati utilizzati 17500 candidati K carichi aventi $\text{PID}(K) > 0.1$ e una probabilità del χ^2 del fit della traccia superiore a 10^{-3} ; per la fase di test sono stati utilizzati altrettanti candidati selezionati con gli stessi criteri.

La lista completa delle variabili utilizzate per l'allenamento del FastBDT è riportata in Tabella 7.5. Si noti che non sono state utilizzati i selettori $\text{PID}_{\text{det}}(\pi)$, in quanto, data la definizione in Equazione 7.4, vale $\text{PID}_{\text{det}}(\pi) = 1 - \text{PID}_{\text{det}}(K)$. Inoltre, si è preferito utilizzare soltanto i selettori separati per sottorivelatore, in quanto permettono una migliore ottimizzazione della selezione rispetto al selettore combinato.

In seguito si riportano i risultati essenziali dell'allenamento del FastBDT. L'output del metodo FastBDT sarà denominato, in seguito, Out_{FBDT} . Ulteriori dettagli sono riportati

Nome variabile	Descrizione variabile
$ \vec{p} $	Modulo dell'impulso della traccia nel sistema del laboratorio
$\cos(\theta)$	Coseno dell'angolo polare della traccia
d_0	Proiezione sul piano trasverso del punto di minimo avvicinamento della traccia all'IP
z_0	Proiezione sulla direzione longitudinale del punto di minimo avvicinamento della traccia all'IP
$Prob(\chi^2)$	Probabilità del χ^2 del fit della traccia
nHit(PXD)	Numero di <i>hit</i> della traccia nel PXD
nHit(SVD)	Numero di <i>hit</i> della traccia nel SVD
nHit(CDC)	Numero di <i>hit</i> della traccia nel CDC
$PID_{ARICH}(K)$	Selettore $PID(K)$ del ARICH
$PID_{TOP}(K)$	Selettore $PID(K)$ del TOP
$PID_{CDC}(K)$	Selettore $PID(K)$ del CDC
$PID_{TOP}(p)$	Selettore $PID(p)$ del TOP
$PID_{CDC}(p)$	Selettore $PID(p)$ del CDC
$PID_{ARICH}(\mu)$	Selettore $PID(\mu)$ del ARICH
$PID_{TOP}(\mu)$	Selettore $PID(\mu)$ del TOP
$PID_{CDC}(\mu)$	Selettore $PID(\mu)$ del CDC
$PID_{ARICH}(e)$	Selettore $PID(e)$ del ARICH
$PID_{TOP}(e)$	Selettore $PID(e)$ del TOP
$PID_{CDC}(e)$	Selettore $PID(e)$ del CDC

Tabella 7.5: Lista completa delle variabili utilizzati per l'allenamento del FastBDT utilizzato per la selezione dei candidati K carichi.

in Appendice A.

In Figura 7.4 è riportata la curva che mostra l'andamento dell'efficienza di selezione del segnale S (definito come le tracce cariche generate da un K carico), ϵ_S , contro l'efficienza di reiezione del fondo B (definito come le tracce cariche generate dalle altre FSP), $1 - \epsilon_B$, al variare di Out_{FBTD} . Nello stesso grafico è riportato anche il confronto con le prestazioni del metodo BDT "standard".

Si osserva come il metodo FastBDT offra delle prestazioni migliori rispetto al metodo BDT, motivo per cui è stato scelto di utilizzarlo per quest'analisi. In generale, l'utilizzo di un'analisi multivariata dimostra avere delle ottime prestazioni per quanto riguarda sia l'efficienza di selezione del segnale che l'efficienza di reiezione del fondo.

Per quanto riguarda i valori da utilizzare durante la selezione dei candidati K carichi (Selezione I e Selezione II), è stata effettuata la seguente scelta:

- Selezione I: la soglia scelta di Out_{FBTD} è il valore che massimizza la significatività s^1 , definita come $s = S/\sqrt{S+B}$;

¹Il valore che massimizza la significatività s è stato calcolato tenendo conto del rapporto medio tra eventi di segnale S e di fondo B per le tracce cariche nel ROE aventi $PID(K) > 0.1$ e una probabilità del χ^2 del fit della traccia superiore a 10^{-3} . Tale rapporto è pari a $S/B = 1.143$.

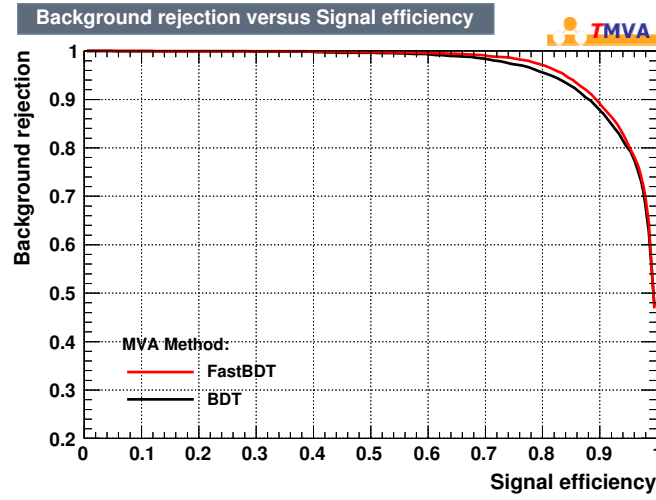


Figura 7.4: Andamento di ϵ_S contro $1 - \epsilon_B$ al variare dell'output del metodo FastBDT (in rosso) e del metodo BDT (in nero).

- Selezione II: la soglia scelta di Out_{FBDT} è il valore per cui si ha un'efficienza di reiezione del fondo pari al 99 %.

Le prestazioni del metodo FastBDT per i due valori scelti di Out_{FBDT} per la selezione dei candidati K carichi sono:

- Selezione I: $\text{Out}_{\text{FBDT}} > 0.41 \implies \epsilon_S = 92.3\%$ e $1 - \epsilon_B = 86.1\%$;
- Selezione II: $\text{Out}_{\text{FBDT}} > 0.82 \implies \epsilon_S = 70.2\%$ e $1 - \epsilon_B = 99.0\%$.

In Tabella 7.6 sono riportati i valori di ϵ_{tag} e ρ_{1K} , oltre a quelli di $N_{\text{fake}}/N_{\text{tot}}$ e $N_{\text{miss}}/N_{\text{tot}}$, dopo le fasi di Selezione I e di Selezione II utilizzando i valori di Out_{FBDT} appena discussi.

Selezione	ϵ_{tag} (%)	ρ_{1K} (%)	$N_{\text{fake}}/N_{\text{tot}}$ (%)	$N_{\text{miss}}/N_{\text{tot}}$ (%)
I	39.2 ± 0.3	77.4 ± 0.7	13.0 ± 0.2	9.6 ± 0.2
II	26.7 ± 0.2	87.8 ± 1.0	1.6 ± 0.1	10.6 ± 0.2

Tabella 7.6: Prestazioni del metodo FastBDT nella selezione degli eventi con un solo candidato K carico nel ROE.

Si osserva che con l'utilizzo di un'analisi multivariata per la selezione dei candidati K carichi si ottiene una purezza di selezione degli eventi con un solo K carico nel ROE prossima al 90 %, a fronte di un'efficienza di *tagging* di poco superiore al 25 %.

I risultati riportati in seguito sono basati su eventi selezionati con il metodo FastBDT appena descritto.

7.3 Risultati del metodo di *flavour tagging*

Una volta selezionati gli eventi con un solo candidato K carico nel ROE è necessario valutare le prestazioni del metodo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 descritto nel

Capitolo 5. Si ricorda, brevemente, che il *flavour* del charm è stabilito utilizzando la carica del (singolo) K carico nel ROE. Come descritto nella Tabella 5.1, un K^+ nel ROE identifica un D^0 nel lato di segnale, mentre un K^- identifica un \bar{D}^0 .

È utile verificare la suddivisione degli eventi con un solo candidato K carico nel ROE tra le categorie di segnale e di fondo definite nella Sezione 5.1, che saranno denominate “categorie di fisica”. Tra le categorie di fondo è necessario introdurre altre tre categorie provenienti dalla ricostruzione e dalla selezione dei candidati K carichi: la categoria di eventi con una traccia selezionata come proveniente da un K carico ma in realtà generata da un'altra FSP (Fake K), la categoria di eventi con una traccia proveniente da un K della quale non è stata correttamente identificata la carica elettrica (Wrong charge K) e la categoria di eventi con un candidato K correttamente ricostruito in cui erano presenti anche altri K carichi nel ROE (Missing K). Quest'ultime categorie di fondo saranno denominate “fondi di ricostruzione”.

Per catalogare gli eventi nelle corrette categorie di segnale e di fondo, si procede nel seguente modo:

- si verifica se la traccia selezionata sia stata generata da un K carico: se no, si cataloga l'evento come Fake K , altrimenti si continua con la catalogazione;
- si verifica se il segno della carica elettrica attribuita alla traccia coincida con quello del K carico che l'ha generata: se no, si cataloga l'evento come Wrong charge K , altrimenti si continua con la catalogazione;
- si verifica se, a livello di generatore, era presente un solo K carico nel ROE: se no, si cataloga l'evento come Missing K , altrimenti si continua con la catalogazione;
- si verifica la provenienza del K carico selezionato per catalogarlo come K da D^+ , K da D^+ DCS, K da D^0 , K da D^0 DCS, K da barioni, K da barioni DCS, K da D_s^\pm o K da $c\bar{c}s\bar{s}$.

Per quanto riguarda l'ultimo punto della catalogazione, nel caso in cui un K non sia prodotto direttamente, per esempio, da un D^+ ma da un suo prodotto di decadimento intermedio (uno stato eccitato K^*), si procede a ritroso nelle varie generazioni precedenti del K scartando gli stati intermedi ed attribuendolo nella categoria K da D^+ o K da D^+ DCS.

In Tabella 7.7 è riportata la distribuzione degli eventi selezionati tra le varie categorie di segnale e di fondo. Per le categorie di fondo è riportato anche il livello di *mistagging* relativo ω_{rel} .

Si osserva come il contributo dei K carichi ricostruiti con il segno della carica elettrica errato è trascurabile rispetto a tutte le altre categorie di eventi. Nel resto del capitolo, quindi, non si discuterà di tale categoria di fondo di ricostruzione.

A questo punto è importante verificare il livello complessivo di *mistagging* ω del *flavour* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 dei candidati K selezionati tramite l'analisi multivariata, che risulta

Segnale	%	Fondo	%	ω_{rel}
K da D^+	18.9 ± 0.3	K da D^+ DCS	1.6 ± 0.1	100
K da D^0	44.2 ± 0.6	K da D^0 DCS	0.74 ± 0.06	100
K da barioni	1.13 ± 0.08	K da barioni DCS	0.41 ± 0.04	100
Totale segnale	64.2 ± 0.8	K da $c\bar{c}s\bar{s}$	19.5 ± 0.3	25.4 ± 0.4
		K da D_s^\pm	1.42 ± 0.08	74.5 ± 3.0
		Fondo di fisica	23.6 ± 0.4	37.1 ± 1.1
		Missing K	10.6 ± 0.2	33.1 ± 0.7
		Wrong charge K	$\simeq 5 \cdot 10^{-3}$	//
		Fake K	1.6 ± 0.1	59.2 ± 2.4
		Fondo di ricostruzione	12.2 ± 0.3	36.9 ± 0.7
		Totale fondo	35.8 ± 0.5	36.5 ± 1.85

Tabella 7.7: Distribuzione tra le categorie di segnale e di fondo degli eventi con un solo D^0 ed un solo candidato K carico nel ROE selezionato con il metodo FastBDT. A sinistra: distribuzione tra le categorie di segnale; a destra: distribuzione tra le categorie di fondo. Per le categorie di fondo è indicato anche il livello di *mistagging* relativo ω_{rel} .

essere $\omega = (13.3 \pm 0.3)\%$. Le prestazioni del metodo di *flavour tagging* sono, pertanto:

$$\epsilon_{tag} = (26.7 \pm 0.2) \% ; \quad \rho_{1K} = (87.8 \pm 1.0) \% ; \quad \omega = (13.3 \pm 0.3) \% . \quad (7.6)$$

Per ridurre il livello di *mistagging* è possibile applicare un veto sulla presenza di K neutri nel ROE. Con la versione del software BASF2 utilizzata per effettuare questi studi (versione 00-06-00) non è possibile effettuare la ricostruzione dei K_L in quanto non è stata ancora implementata. Inoltre, la ricostruzione dei K_S (nel canale $\pi^+\pi^-$) non è ancora ottimizzata, per cui sono attesi miglioramenti con la versione finale del software di ricostruzione e di analisi.

Per la ricostruzione di $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ si procede nel seguente modo:

- si selezionano le tracce appartenenti al ROE tali per cui $\text{PID}(\pi) > 0.5$ e la probabilità del χ^2 del fit della traccia è superiore a 10^{-3} ;
- si combinano le tracce selezionate di carica opposta e si mantengono le coppie per cui il quadrimpulso risultante ha una massa invariante $m(K_S)$ tale per cui $400 \text{ MeV} < m(K_S) < 600 \text{ MeV}$;
- si effettua un fit cinematico dell'impulso delle tracce, imponendo come *constraint* che le due tracce formino un vertice comune e che la massa invariante del quadrimpulso risultante sia pari alla massa “nominale” del K_S (si selezionano i candidati K_S per cui la probabilità del χ^2 del fit cinematico è superiore a 10^{-3});
- si effettua una ulteriore selezione su $m(K_S)$, richiedendo che $m(K_S)$ differisca dal valore “nominale” della massa del K_S per meno di 20 MeV (il valore di $m(K_S)$ utilizzato per questa selezione è quello calcolato prima del fit cinematico).

L'efficienza di ricostruzione del decadimento $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ nel ROE è pari al $(35.3 \pm 0.5)\%$, mentre la purezza di ricostruzione è pari al $(58.4 \pm 0.7)\%$. In media, ci sono circa 0.1 K_S correttamente ricostruiti nel ROE per evento.

Applicando quindi un veto sulla presenza di K_S nel ROE si ottiene, per quanto riguarda il metodo di *flavour tagging*:

$$\epsilon_{tag} = (22.8 \pm 0.2)\% ; \quad \rho_{1K} = (88.1 \pm 1.0)\% ; \quad \omega = (11.9 \pm 0.3)\% . \quad (7.7)$$

Per discriminare ulteriormente tra eventi di segnale e di fondo, e quindi diminuire il livello di *mistagging* (e, contemporaneamente, aumentare la purezza di selezione degli eventi con un solo K carico nel ROE), è possibile utilizzare una delle variabili già presentate nella Sezione 5.2, ovvero il coseno dell'angolo relativo $\cos\theta_{rel}$ tra gli impulsi del D^0 e del K carico nel ROE calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa. In Figura 7.5 è mostrata la distribuzione di $\cos\theta_{rel}$ per le varie categorie di segnale e di fondo (eventi in cui non è stato applicato il veto sui K_S).

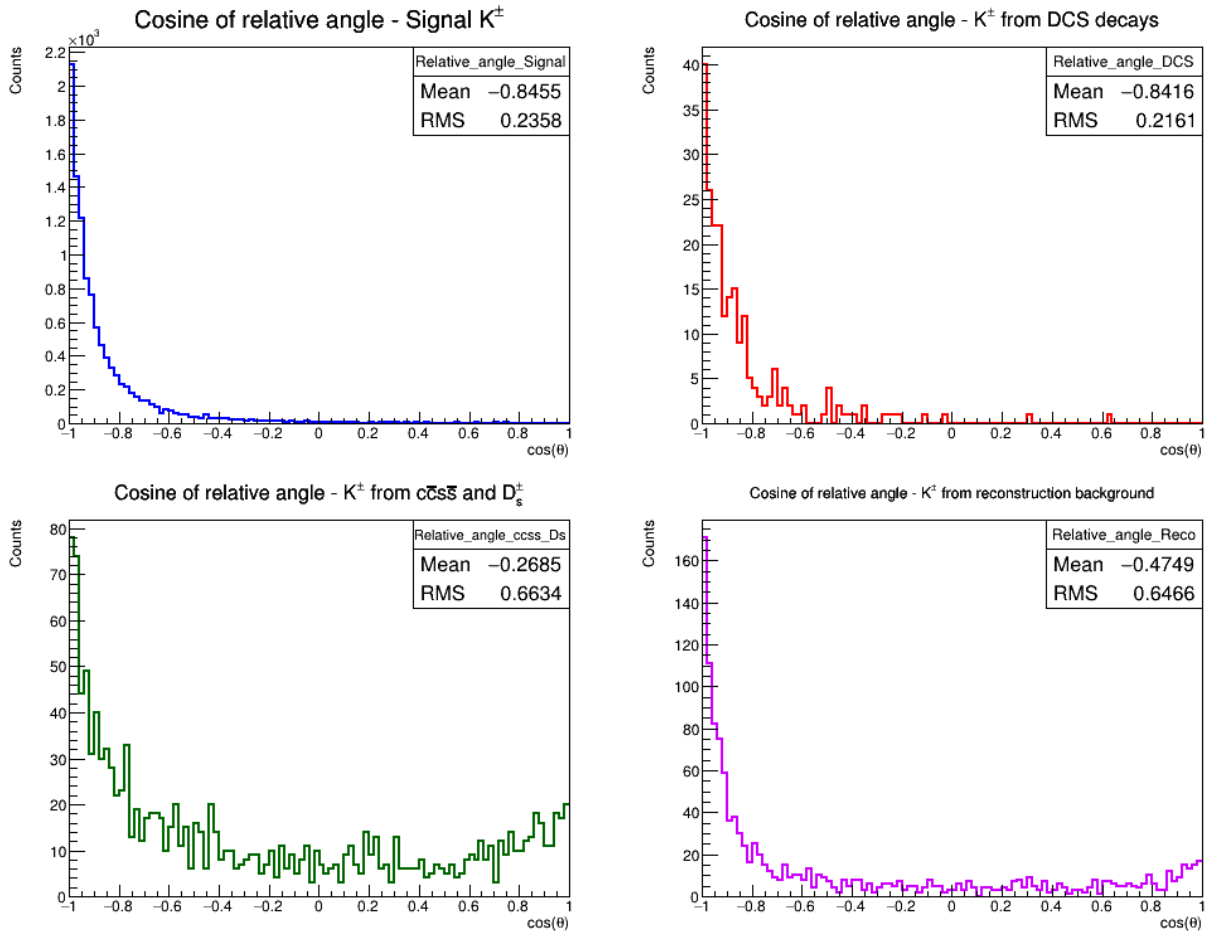


Figura 7.5: Distribuzione del coseno dell'angolo relativo tra l'impulso del D^0 e l'impulso del K carico nel ROE calcolati nel sistema di riferimento del centro di massa. In alto a sinistra: K da D^+ , K da D^0 e K da barioni; in alto a destra: K da D^+ DCS, K da D^0 DCS e K da barioni DCS; in basso a sinistra: K da $c\bar{c}s\bar{s}$ e K da D_s^\pm ; in basso a destra: fondo di ricostruzione.

Una selezione efficace si ha rigettando i candidati K carichi per cui vale $\cos\theta_{rel} > -0.7$. Valutando quindi l'impatto di tale selezione sugli eventi in cui non viene applicato il veto sui K_S si ottiene, per quanto riguarda il metodo di *flavour tagging*:

$$\epsilon_{tag} = (19.2 \pm 0.2) \% ; \quad \rho_{1K} = (90.4 \pm 1.1) \% ; \quad \omega = (10.9 \pm 0.3) \% . \quad (7.8)$$

Utilizzando contemporaneamente il veto sui K_S e la selezione utilizzando $\cos\theta_{rel}$ si ottengono i seguenti risultati:

$$\epsilon_{tag} = (16.8 \pm 0.2) \% ; \quad \rho_{1K} = (90.9 \pm 1.2) \% ; \quad \omega = (9.8 \pm 0.3) \% . \quad (7.9)$$

Per gli eventi in cui viene applicato il veto sui K_S ed il taglio su $\cos\theta_{rel}$, in Tabella 7.8 è riportata la distribuzione degli eventi selezionati tra le varie categorie di segnale e di fondo ed il loro livello di *mistagging* ω relativo, mentre in Figura 7.6 è mostrato il grafico della correlazione tra il *flavour*, a livello di generatore, del D^0 ricostruito di segnale e la carica del candidato K nel ROE.

		Fondo	%	ω_{rel} (%)
Segnale	%	K da D^+ DCS	1.6 ± 0.1	100
K da D^+	24.4 ± 0.5	K da D^0 DCS	0.81 ± 0.08	100
K da D^0	52.9 ± 0.8	K da barioni DCS	0.50 ± 0.06	100
K da barioni	1.4 ± 0.1	K da $c\bar{c}s\bar{s}$	7.9 ± 0.3	29.7 ± 0.9
Totale segnale	78.7 ± 1.1	K da D_s^\pm	1.4 ± 0.1	76.4 ± 3.9
		Fondo di fisica	12.2 ± 0.3	51.9 ± 2.4
		Fondo di ricostruzione	9.1 ± 0.3	38.0 ± 1.1
		Totale fondo	21.3 ± 0.5	46.0 ± 1.6

Tabella 7.8: Distribuzione tra le categorie di segnale (a sinistra) e di fondo (a destra) degli eventi con un solo D^0 ed un solo candidato K carico nel ROE dopo aver applicato il veto sui K_S ed il taglio su $\cos\theta_{rel}$. Per le categorie di fondo è indicato anche il livello di *mistagging* relativo ω_{rel} .

In Tabella 7.9 sono riassunte le prestazioni del metodo di *flavour tagging* proposto, indicando se i risultati fanno riferimento ad eventi a cui è stata applicata una particolare selezione (veto sui K_S , taglio su $\cos\theta_{rel}$) o no.

Selezione applicata	ϵ_{tag} (%)	ρ_{1K} (%)	ω (%)
Nessuna	26.7 ± 0.2	87.8 ± 1.0	13.3 ± 0.3
Veto K_S	22.8 ± 0.2	88.1 ± 1.0	11.9 ± 0.3
$\cos\theta_{rel} < -0.7$	19.2 ± 0.2	90.4 ± 1.1	10.9 ± 0.3
Entrambe	16.8 ± 0.2	90.9 ± 1.2	9.8 ± 0.3

Tabella 7.9: Riassunto delle prestazioni del metodo di *flavour tagging* proposto.

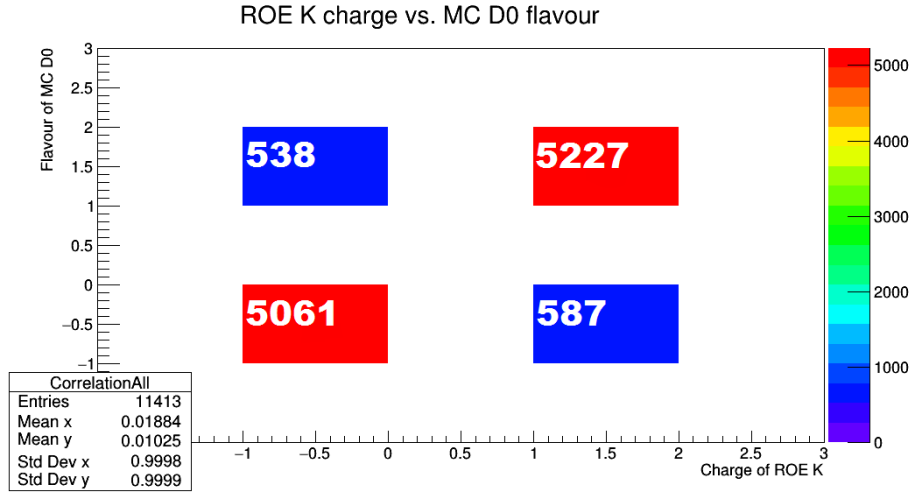


Figura 7.6: Correlazione tra il *flavour*, a livello di generatore, del D^0 ricostruito e la carica del candidato K nel ROE. Sull'asse delle ascisse è riportata la carica del candidato K nel ROE; sull'asse delle ordinate è riportato il *flavour* del mesone D^0 .

In fase di analisi è necessario applicare una selezione sui candidati D^0 ricostruiti, rigettando quelli per cui il modulo dell'impulso nel centro di massa p^* è inferiore a 2.5 GeV. Come osservato nella Sezione 2.2.1, l'impulso nel centro di massa dei mesoni D^0 provenienti da eventi $b\bar{b}$ è mediamente inferiore rispetto a quelli provenienti da eventi $c\bar{c}$. In particolare, per i mesoni D^0 generati dal decadimento di un mesone B vale $p^* < 2.5$ GeV. Rigettare i mesoni D^0 per cui vale $p^* < 2.5$ GeV è necessario quindi per escludere i mesoni prodotti in eventi $b\bar{b}$. È quindi utile valutare l'impatto di tale selezione sui valori di ϵ_{tag} , ω e ρ_{1K} presentati in questa Sezione.

Si osserva che applicando la selezione $p^* > 2.5$ GeV le prestazioni del metodo di *flavour tagging* rimangono pressoché invariate (e comunque all'interno dell'incertezza riportata). Denotando inoltre con $\epsilon_{p^* > 2.5}$ la frazione di candidati D^0 ricostruiti in eventi $c\bar{c}$ per cui l'impulso nel centro di massa è superiore a 2.5 GeV, vale $\epsilon_{p^* > 2.5} = 0.7$.

7.4 Valutazione dell'impatto dei miglioramenti del software BASF2

Come spiegato nella Sezione 6.4 e in quella precedente, la versione del software di analisi e di ricostruzione utilizzata per effettuare questo studio ha delle limitazioni. In particolar modo, la ricostruzione dei K_S in $\pi^+\pi^-$ non è ottimizzata e manca completamente la ricostruzione dei K_L .

Tuttavia, è utile studiare il possibile impatto dei miglioramenti attesi del software sulle prestazioni del metodo di *flavour tagging* studiato. In questo modo è possibile valutare le prestazioni limite che il metodo di *flavour tagging* può raggiungere.

In generale, sono attesi dei miglioramenti delle prestazioni del software su più fronti (simulazione, ricostruzione e analisi). I miglioramenti che ho valutato riguardano la ri-

costruzione del K_S in $\pi^+\pi^-$ e del K_L . Sfruttando l'informazione proveniente dall'evento Monte Carlo generato ed integrandola con la selezione degli eventi con un solo candidato K carico nel ROE tramite l'analisi multivariata, ho studiato il caso estremo in cui ho efficienza e purezza di ricostruzione pari al 100 % sia per i K_S in $\pi^+\pi^-$ nel ROE che per i K_L nel ROE. Chiaramente il livello di *mistagging* ω valutato sotto queste ipotesi è un valore limite che il metodo di *flavour tagging* può raggiungere mantenendo fissate le prestazioni di selezione degli eventi con un solo K carico nel ROE presentate nella sezione precedente.

Applicando il veto sulla presenza di $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ e di K_L nel ROE a livello di generatore (non si applica, al momento, la selezione utilizzando $\cos(\theta_{rel})$) le prestazioni del metodo di *flavour tagging* diventano:

$$\epsilon_{tag} = (20.1 \pm 0.2) \% ; \quad \rho_{1K} = (91.0 \pm 1.1) \% ; \quad \omega = (6.1 \pm 0.2) \% . \quad (7.10)$$

Applicando, invece, sia il veto appena descritto sia la selezione sull'angolo relativo tra gli impulsi del D^0 di segnale ed il candidato K carico nel ROE ($\cos(\theta_{rel}) < -0.7$) le prestazioni diventano:

$$\epsilon_{tag} = (15.9 \pm 0.2) \% ; \quad \rho_{1K} = (93.3 \pm 1.3) \% ; \quad \omega = (4.9 \pm 0.2) \% . \quad (7.11)$$

Per gli eventi di cui sopra in cui viene applicato il veto sui $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ e di K_L nel ROE a livello di generatore ed il taglio su $\cos \theta_{rel}$, in Tabella 7.10 è riportata la distribuzione tra le varie categorie di segnale e di fondo ed il livello di *mistagging* ω relativo.

		Fondo	%	ω_{rel} (%)
Segnale				
K da D^+	24.4 ± 0.5	K da D^+ DCS	0.30 ± 0.05	100
K da D^0	52.9 ± 0.8	K da D^0 DCS	1.1 ± 0.1	100
K da barioni	1.4 ± 0.1	K da barioni DCS	0.43 ± 0.06	100
Totale segnale	86.6 ± 1.2	K da $c\bar{c}s\bar{s}$	4.8 ± 0.3	7.7 ± 0.6
		K da D_s^\pm	0.11 ± 0.03	100
		Fondo di fisica	6.7 ± 0.2	34.0 ± 2.4
		Fondo di ricostruzione	6.7 ± 0.2	39.0 ± 2.5
		Totale fondo	13.4 ± 0.4	36.5 ± 1.8

Tabella 7.10: Distribuzione tra le categorie di segnale (a sinistra) e di fondo (a destra) degli eventi con un solo D^0 ed un solo candidato K carico nel ROE dopo aver applicato il veto sui $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ e sui K_L nel ROE a livello di generatore ed il taglio su $\cos \theta_{rel}$. Per le categorie di fondo è indicato anche il livello di *mistagging* relativo ω_{rel} .

Si vede quindi che ci sono significativi margini di miglioramento delle prestazioni complessive di *flavour tagging* legati agli sviluppi degli algoritmi di ricostruzione, in particolare dei K_S e K_L .

7.5 Valutazione dell'impatto del metodo di *flavour tagging* sulla fisica del charm a Belle II

Studiate le prestazioni del metodo di *flavour tagging* proposto in merito ad efficienza di *tagging* ϵ_{tag} e livello di *mistagging* ω , è importante valutare l'impatto che potrà avere l'utilizzo di questo nuovo metodo sulla fisica del charm a Belle II.

7.5.1 Incremento del campione di mesoni D^0 e \bar{D}^0 taggati

In primo luogo, è possibile determinare la dimensione del campione di mesoni D^0 e \bar{D}^0 , prodotti in eventi $c\bar{c}$, taggati in più utilizzando il metodo presentato (N_{tag}^0) in rapporto al campione di mesoni taggati con il metodo del D^{*+} (N_{tag}^*). Tale valutazione si effettua in maniera analoga rispetto alla stima dell'efficienza di ricostruzione del D^{*+} presentata nella Sottosezione 2.3.1.

Sia N_{gen}^0 il numero di mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti tramite dal decadimento del D^{*0} oppure direttamente tramite l'adronizzazione di uno dei due quark c prodotti in un evento $c\bar{c}$, mentre sia N_{gen}^* il numero di mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti tramite il decadimento del D^{*+} . Indicando con X lo stato finale del mesone D neutro, siano \mathcal{B}_X e ϵ_X , rispettivamente, il *branching ratio* e l'efficienza di ricostruzione del processo $D^0 \rightarrow X$. Siano infine ϵ_{tag}^0 l'efficienza di *tagging* del metodo studiato in questo lavoro di tesi e ϵ_{tag}^* l'efficienza di *tagging* del metodo con il D^{*+} (equivalente all'efficienza di ricostruzione ϵ_{D^*} discussa nella Sottosezione 2.3.1).

Il numero di mesoni D^0 e \bar{D}^0 nello stato finale X taggati con i due metodi, $N_{tag}^0(X)$ e $N_{tag}^*(X)$, vale pertanto:

$$\begin{aligned} N_{tag}^0(X) &= \epsilon_{tag}^0 \cdot [\epsilon_X \cdot \mathcal{B}_X \cdot N_{gen}^0 + (1 - \epsilon_{tag}^*) \cdot \epsilon_X \cdot \mathcal{B}_X \cdot N_{gen}^*] , \\ N_{tag}^*(X) &= \epsilon_{tag}^* \cdot \epsilon_X \cdot \mathcal{B}_X \cdot N_{gen}^* . \end{aligned} \quad (7.12)$$

Dividendo membro a membro le due equazioni si ottiene:

$$\frac{N_{tag}^0(X)}{N_{tag}^*(X)} = \frac{\epsilon_{tag}^0}{\epsilon_{tag}^*} \cdot \frac{N_{gen}^0 + (1 - \epsilon_{tag}^*) \cdot N_{gen}^*}{N_{gen}^*} . \quad (7.13)$$

Si osserva che il risultato ottenuto è indipendente dal particolare stato finale X analizzato e vale in generale: $N_{tag}^0(X)/N_{tag}^*(X) \equiv N_{tag}^0/N_{tag}^*$.

Nella Tabella 2.3 è riportato che circa il 25 % dei D^0 prodotti in un evento $c\bar{c}$ ($N_{gen}^{D^0}$) proviene dal decadimento di un D^{*+} , per cui si ha $N_{gen}^* \simeq 0.24 N_{gen}^{D^0}$ e $N_{gen}^0 \simeq 0.76 N_{gen}^{D^0}$.

Per quanto riguarda ϵ_{tag}^* , nella Sottosezione 2.3.1 è stato stimato $\epsilon_{tag}^* \leq 0.81$ utilizzando i risultati di un'analisi di *BABAR*. Si può ipotizzare che per Belle II il valore di ϵ_{tag}^* non sia distante da quello stimato per *BABAR*. Per verificare tale ipotesi, ho ricostruito il processo $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$; $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ utilizzando il campione di mesoni D neutri di segnale utilizzato per effettuare gli studi sul metodo di *flavour tagging*.

La ricostruzione del processo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ è stata illustrata nella Sezione 7.1. La ricostruzione del processo $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ è stata effettuata selezionando, come candidati π , tutte le tracce cariche aventi $\text{PID}_{\text{CDC}}(\pi) > 0.5$ e una probabilità del χ^2 del fit della traccia superiore a 10^{-3} e combinando tali tracce con i D^0 ricostruiti. Sono stati rigettati i candidati D^{*+} tali per cui vale $Q \equiv m(D^{*+}) - m(D^0) - m(\pi^+) \geq 20 \text{ MeV}$. Per aumentare la purezza del campione di D^{*+} , è stato effettuato un fit cinematico dell’impulso del D^0 e del π , imponendo come *constraint* che le due particelle formino un vertice comune e che la massa invariante del quadrimpulso risultante sia pari alla massa “nominale” del D^{*+} (si selezionano i candidati D^{*+} per cui la probabilità del χ^2 del fit cinematico è superiore a 10^{-3}).

Denotando con $N_{\text{reco}}^0(K\pi)$ e con $N_{\text{reco}}^*(K\pi)$ il numero di candidati correttamente ricostruiti di, rispettivamente, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$; $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, si ha:

$$\begin{aligned} N_{\text{reco}}^0(K\pi) &= \epsilon_{K\pi} \cdot \mathcal{B}_{K\pi} \cdot N_{\text{gen}}^0, \\ N_{\text{reco}}^*(K\pi) &= \epsilon_{D^*} \cdot \epsilon_{K\pi} \cdot \mathcal{B}_{K\pi} \cdot N_{\text{gen}}^*, \end{aligned} \quad (7.14)$$

da cui si ottiene:

$$\epsilon_{D^*} = \frac{N_{\text{reco}}^*(K\pi)}{N_{\text{reco}}^0(K\pi)} \cdot \frac{N_{\text{gen}}^0}{N_{\text{gen}}^*} \equiv \epsilon_{\text{tag}}^*. \quad (7.15)$$

Dalla ricostruzione dei processi $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$; $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ si ha $\mathcal{B}_{K\pi} \cdot N_{\text{gen}}^0 = 38912$, $\mathcal{B}_{K\pi} \cdot N_{\text{gen}}^* = 9336$, $N_{\text{reco}}^0(K\pi) = 23761$ e $N_{\text{reco}}^*(K\pi) = 23761$, da cui vale:

$$\epsilon_{\text{tag}}^* = 78.0 \% , \quad (7.16)$$

che è simile all’efficienza di ricostruzione del D^{*+} stimata sui dati di *BABAR*. Il livello di *mistagging* ω^* è circa lo 0.3 %.

È quindi possibile stimare il rapporto tra il numero di mesoni D neutri taggati con il metodo proposto ed il numero di mesoni D neutri taggati utilizzando il decadimento del D^{*+} . Tale rapporto vale:

$$\frac{N_{\text{tag}}^0}{N_{\text{tag}}^*} = 72.8 \% . \quad (7.17)$$

Utilizzando il metodo di *flavour tagging* proposto è possibile, quindi, avere un campione di mesoni D neutri di segnale taggati pari a circa il 70 % rispetto a quello disponibile ricostruendo il decadimento del D^{*+} . I due campioni sono indipendenti, in quanto taggati tramite due metodi indipendenti tra di loro. È quindi possibile effettuare separatamente le analisi sui due campioni e, quindi, confrontare o combinare i risultati ottenuti.

7.5.2 Utilizzo del metodo di *flavour tagging* con il D^{*+} per la misura del livello di *mistagging* sui dati raccolti

Poiché i due metodi di *flavour tagging* sono tra loro indipendenti, è possibile utilizzare il metodo che sfrutta la ricostruzione del D^{*+} per valutare il livello di *mistagging* del metodo studiato in questo lavoro di tesi direttamente sui dati che saranno raccolti ed analizzati a Belle II. Applicando simultaneamente i due metodi, ovvero selezionando i candidati D^0 con un solo candidato K carico nel ROE e per cui è possibile ricostruire il decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$, è possibile misurare il livello di *mistagging* confrontando la carica del K ricostruito con quella del π_s tramite un grafico come quello mostrato in Figura 7.6 (sostituendo, sull'asse delle ascisse, il *flavour* del D^0 con la carica del π_s).

Una misura del livello di *mistagging* di questo tipo permette di valutare ω in maniera del tutto indipendente dalla simulazione Monte Carlo. L'incertezza sul livello di *mistagging*, utilizzando questo approccio, è quindi determinata dal livello di *mistagging* dovuto al metodo del D^{*+} (dell'ordine del 0.3 %) e dalla quantità di dati utilizzati per valutare il ω .

Si supponga quindi di misurare, sui dati raccolti, il livello di *mistagging* del metodo proposto con una incertezza statistica σ_ω^{stat} dell'ordine del 1 %. È importante determinare, quindi, la quantità di dati necessari per effettuare la misura con questo livello di precisione. Poiché vale $\sigma_\omega^{stat} \simeq 1/\sqrt{N_{double}}$, dove N_{double} è il numero di eventi ricostruiti taggati, simultaneamente, con entrambi i metodi, per avere $\sigma_\omega^{stat} = 10^{-2}$ è richiesto $N_{double} = 10^4$.

Il numero di eventi N_{double} è dato dalla relazione:

$$N_{double} = \sigma_{c\bar{c}} \cdot \mathcal{L}_{int} \cdot \Sigma^{eff} , \quad (7.18)$$

dove $\sigma_{c\bar{c}}$ è la sezione d'urto di produzione di un evento $c\bar{c}$ ad una B -factory e vale 1.3 nb (vedi Tabella 2.2), \mathcal{L}_{int} è la luminosità integrata che si vuole determinare e Σ^{eff} è l'efficienza efficace di ricostruzione di mesoni D^0 doppiamente taggati.

Σ^{eff} vale:

$$\Sigma^{eff} = (1.12 \cdot 0.24) \cdot \epsilon_{tag}^0 \cdot \epsilon_{tag}^* \cdot \epsilon_{p^* > 2.5} \cdot \epsilon_X \cdot \mathcal{B}_X , \quad (7.19)$$

dove 1.12 è il numero medio di mesoni D^0 prodotti in un evento $c\bar{c}$, 0.24 è la frazione di D^0 prodotti dal decadimento di un D^{*+} e \mathcal{B}_X , ϵ_X sono, rispettivamente, il *branching ratio* e l'efficienza di ricostruzione del processo $D^0 \rightarrow X$ e $\epsilon_{p^* > 2.5}$ è la frazione di candidati D^0 per cui l'impulso ricostruito nel centro di massa è superiore a 2.5 GeV, pari a 0.7. Si supponga di voler effettuare la misura ricostruendo il processo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$: $\mathcal{B}_{K\pi}$ vale 3.93 %, mentre si assume $\epsilon_{K\pi} = 0.4^2$.

Utilizzando i valori $\epsilon_{tag}^0 = 0.168$ e $\epsilon_{tag}^* = 0.78$ si ottiene $\Sigma^{eff} \simeq 3.9 \cdot 10^{-4}$, da cui, utilizzando l'Equazione 7.18 si può calcolare la luminosità integrata \mathcal{L}_{int} necessaria per

²Il valore $\epsilon_{K\pi} = 0.4$ è inferiore rispetto al 0.56 valutato sugli eventi che ho ricostruito personalmente. Ho considerato, infatti, la possibilità di effettuare una selezione più stringente dei candidati D^0 per incrementare la purezza del campione ricostruito

ottenere $\sigma_{\omega}^{stat} = 10^{-2}$. Vale:

$$\mathcal{L}_{int} \simeq 20 \text{ fb}^{-1} . \quad (7.20)$$

Pertanto, con una quantità di dati non particolarmente elevata è possibile misurare il livello di *mistagging* del metodo di *flavour tagging* proposto in questo lavoro di tesi con una precisione dell'ordine del 1 %.

7.5.3 Impatto sulla misura di un'asimmetria di CP

Date le prestazioni del metodo di *flavour tagging*, si vuole valutare l'impatto che può avere il nuovo metodo proposto nella misura di una asimmetria di CP . Si supponga che A_{reco} sia l'asimmetria misurata, definita come:

$$A_{reco} = \frac{N - \bar{N}}{N + \bar{N}} . \quad (7.21)$$

N e \bar{N} indicano il numero di decadimenti dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 ricostruiti e taggati come tali:

$$\begin{aligned} N &= \epsilon_{tag}(1 - \omega)N_0 + \epsilon_{tag}\omega\bar{N}_0 , \\ \bar{N} &= \epsilon_{tag}(1 - \omega)\bar{N}_0 + \epsilon_{tag}\omega N_0 , \end{aligned} \quad (7.22)$$

dove ϵ_{tag} e ω indicano l'efficienza di *tagging* ed il livello di *mistagging*, mentre N_0 e \bar{N}_0 indicano il numero di mesoni D^0 e \bar{D}^0 ricostruiti prima che un metodo di *flavour tagging* venga applicato.

Indicando con $A_0 = (N_0 - \bar{N}_0)/(N_0 + \bar{N}_0)$ l'asimmetria fisica vera, dalla combinazione delle due equazioni si ottiene:

$$A_{reco} = (1 - 2\omega)A_0 = DA_0 , \quad (7.23)$$

ovvero l'asimmetria misurata A_{reco} è diluita di un fattore $D = 1 - 2\omega$ rispetto all'asimmetria vera A_0 .

L'errore statistico su A_0 vale pertanto:

$$\sigma_{A_0} = \frac{\sigma_{A_{reco}}}{D} . \quad (7.24)$$

L'errore statistico su A_{reco} è inversamente proporzionale alla significatività $s = S_{tag}/\sqrt{S_{tag} + B_{tag}}$, dove S_{tag} e B_{tag} sono gli eventi di D^0 di segnale e di fondo taggati:

$$\sigma_{A_{reco}} \propto \frac{\sqrt{S_{tag} + B_{tag}}}{S_{tag}} = \frac{\sqrt{\epsilon_{tag}} \cdot \sqrt{S_{reco} + B_{reco}}}{\epsilon_{tag} \cdot S_{reco}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{tag}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho_{reco}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{S_{reco}}} , \quad (7.25)$$

dove ρ_{reco} è la purezza di ricostruzione del mesone D^0 in un dato stato finale e S_{reco} è il numero di eventi di segnale ricostruiti nello stesso stato finale. Poiché il numero di eventi di segnale ricostruiti è dato da $S_{reco} = \epsilon_{reco} \cdot S_{gen}$, dove ϵ_{reco} è l'efficienza di ricostruzione del D^0 nello stato finale studiato e S_{gen} è il numero di eventi di segnale generati, si ha:

$$\sigma_{A_{reco}} \propto \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{tag}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho_{reco}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{reco}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{S_{gen}}} . \quad (7.26)$$

Inserendo l'Equazione 7.26 nell'Equazione 7.24 si ottiene:

$$\sigma_{A_0} \propto \frac{1}{\sqrt{Q}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho_{reco}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{reco}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{S_{gen}}} . \quad (7.27)$$

dove si è definito $Q = \epsilon_{tag}(1 - 2\omega)^2$.

Se si indica con $\sigma_{A_0}^0$ l'asimmetria di CP misurata utilizzando il metodo di *flavour tagging* studiato in questo lavoro di tesi e con $\sigma_{A_0}^*$ l'asimmetria misurata utilizzando il decadimento del D^{*+} , il rapporto tra le due incertezze vale:

$$\frac{\sigma_{A_0}^0}{\sigma_{A_0}^*} = \sqrt{\frac{Q^*}{Q^0}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{reco}^*}{\rho_{reco}^0}} \cdot \sqrt{\frac{S_{gen}^*}{S_{gen}^0}} \equiv \alpha . \quad (7.28)$$

Il rapporto $\frac{S_{gen}^*}{S_{gen}^0}$ è dato, in prima approssimazione, dal rapporto tra il numero di mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti dal decadimento del D^{*+} e quelli prodotti dal decadimento del D^{*0} o dalla diretta adronizzazione di un quark c , per cui vale $1/3$.

È possibile valutare anche quanto l'errore statistico su A_0 combinando le due misure. Indicando con $\sigma_{A_0}^c$ l'errore statistico combinato, vale:

$$\frac{1}{(\sigma_{A_0}^c)^2} = \frac{1}{(\sigma_{A_0}^0)^2} + \frac{1}{(\sigma_{A_0}^*)^2} = \frac{1}{(\sigma_{A_0}^*)^2} \cdot \frac{\alpha^2 + 1}{\alpha^2} , \quad (7.29)$$

da cui:

$$\frac{\sigma_{A_0}^c}{\sigma_{A_0}^*} = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \alpha^2}} . \quad (7.30)$$

Poiché vale $\alpha \equiv \alpha(\rho_{reco}^*/\rho_{reco}^0)$, è possibile graficare i rapporti $\sigma_{A_0}^0/\sigma_{A_0}^*$ e $\sigma_{A_0}^c/\sigma_{A_0}^*$ in funzione del rapporto delle purezze di ricostruzione dei due campioni di mesoni D (Figura 7.7). Inoltre, è interessante graficare tali rapporti per diversi valori di $Q^0 = \epsilon_{tag}^0(1 - 2\omega^0)^2$. Si possono quindi distinguere tre casi differenti, in cui il valore di Q^0 differisce a causa della differente selezione applicata ai candidati K carichi nel ROE:

- caso I: si selezionano i K carichi nel ROE tramite l'analisi multivariata senza applicare ulteriori selezioni (in blu in Figura 7.7); valgono $\epsilon_{tag}^0 = 0.267$ e $\omega^0 = 0.133$;
- caso II: si selezionano i K carichi nel ROE tramite l'analisi multivariata applicando il veto sui K_S ed il taglio su $\cos(\theta_{rel})$ (in rosso in Figura 7.7); valgono $\epsilon_{tag}^0 = 0.168$

e $\omega^0 = 0.098$;

- caso III: si selezionano i K carichi nel ROE tramite l'analisi multivariata applicando il veto sui K neutri a livello di generatore ed il taglio su $\cos(\theta_{rel})$ (in viola in Figura 7.7); valgono $\epsilon_{tag}^0 = 0.159$ e $\omega^0 = 0.049$.

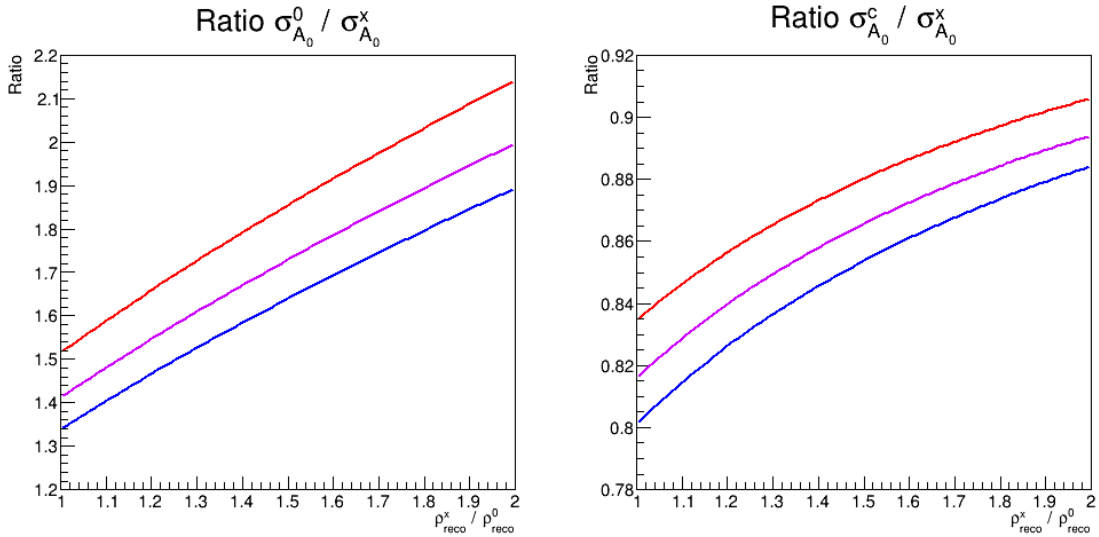


Figura 7.7: A sinistra: andamento di $\sigma_{A_0}^0 / \sigma_{A_0}^*$ in funzione di $\rho_{reco}^* / \rho_{reco}^0$; a destra: andamento di $\sigma_{A_0}^c / \sigma_{A_0}^*$. In blu ci si riferisce al caso I, in rosso al caso II ed in viola al caso III.

Si può osservare, a fronte di un livello di *mistagging* più elevato, il caso I (in blu) è quello che minimizza i rapporti $\sigma_{A_0}^0 / \sigma_{A_0}^*$ e $\sigma_{A_0}^c / \sigma_{A_0}^*$. Ciò è dovuto alla efficienza di *tagging* significativamente più elevata rispetto agli altri casi.

Per quanto riguarda, invece, i valori attesi di $\rho_{reco}^* / \rho_{reco}^0$ a Belle II, un riferimento importante si può ottenere da un'analisi di *BABAR* sulla misura del mixing nel charm [28]. In tale analisi si ricostruiscono i mesoni D^0 nei canali $K^- \pi^+$ ed in $K^- K^+$ e si suddividono nella categoria *tagged* (ovvero, quelli il cui *flavour* è determinato tramite la ricostruzione del D^{*+}) ed *untagged*. Le purezze dei due campioni *tagged* ed *untagged* corrispondono, in prima approssimazione, alle purezze di ricostruzione ρ_{reco}^* e ρ_{reco}^0 attese a Belle II. Per lo stato finale $K^- \pi^+$ vale $\rho_{reco}^* / \rho_{reco}^0 = 1.18$, mentre per lo stato finale $K^- K^+$ vale $\rho_{reco}^* / \rho_{reco}^0 = 1.33$.

È noto che l'incertezza statistica è inversamente proporzionale la radice quadrata della luminosità del collisionatore \mathcal{L} :

$$\sigma_{A_0} \propto \frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}}} . \quad (7.31)$$

Si supponga di applicare il metodo di *flavour tagging* dei mesoni D neutri senza applicare ulteriori selezioni oltre all'analisi multivariata (caso I). In tal caso vale $Q^* / Q^0 \simeq 5.4$. Si supponga anche che, nell'analisi effettuata, valga $\rho_{reco}^* / \rho_{reco}^0 = 1.4$. Si ha pertanto $\sigma_{A_0}^c \simeq 0.85 \cdot \sigma_{A_0}^*$.

Vista la relazione tra incertezza statistica e luminosità del collisionatore, ridurre l'incertezza si traduce in aumentare, idealmente, la luminosità della macchina di un fattore $1/0.85^2 \simeq 1.35$. Si può pertanto stimare che l'incremento del campione di mesoni D neutri taggati implica avere una luminosità "effettiva" superiore di circa il 35 % rispetto alla luminosità reale del collisionatore per quanto riguarda la misura di asimmetrie di CP .

Ovviamente, è necessario tenere di conto anche delle incertezze sistematiche associate ad un campione con un livello di purezza di ricostruzione inferiore rispetto a quello finora utilizzato per le analisi di interesse. In questo caso è difficile produrre una stima su quale sia il possibile impatto del metodo di *flavour tagging* presentato sulla misura, per esempio, di un'asimmetria di CP . Una parte delle incertezze sistematiche scalano, come le incertezze statistiche, con la radice quadrata della luminosità, per cui un incremento di statistica può avere effetti positivi; altre incertezze invece sono legate alle prestazioni del rivelatore.

Sarà quindi necessario, al momento delle analisi, studiare attentamente l'impatto che potrà avere l'utilizzo di questo metodo di *flavour tagging* sulla valutazione delle incertezze sistematiche.

Conclusioni e prospettive

In questo lavoro di tesi è stato presentato, nell'ambito dell'esperimento Belle II, un nuovo metodo di *flavour tagging* dei mesoni D^0 e \bar{D}^0 prodotti in eventi $c\bar{c}$. Il metodo presentato consiste nella selezione degli eventi con un singolo K carico nel "resto dell'evento" rispetto al mesone D neutro ricostruito e di utilizzare la carica di tale K per determinare il *flavour* del mesone D^0 o \bar{D}^0 di segnale. Con tale metodo è possibile incrementare il campione dei mesoni D neutri taggati disponibili per analisi di mixing e di violazione di CP , recuperando una frazione di quelli che non sono prodotti dal decadimento di un D^* carico.

Le prestazioni del metodo di *flavour tagging* proposto sono state valutate su un campione di eventi $c\bar{c}$ generati e ricostruiti con il software dell'esperimento Belle II. Utilizzando varie proprietà misurate delle tracce cariche all'interno di un'analisi multivariata, è possibile raggiungere una purezza di selezione degli eventi con un singolo candidato K^\pm nel resto dell'evento pari a circa l'88 %. Con tale selezione, l'efficienza di *tagging* vale $\epsilon_{tag} \simeq 27$ %, mentre il livello di *mistagging* vale $\omega \simeq 13$ %. Tramite opportune selezioni (direzione relativa del K^\pm rispetto al mesone D neutro, veto sui K_S nel resto dell'evento) è possibile ridurre il livello di *mistagging* fino a circa il 10% (mentre l'efficienza di *tagging* si riduce al 17 %).

Utilizzando questo nuovo metodo di *flavour tagging* sarà possibile avere a disposizione un campione addizionale di mesoni D neutri taggati pari ad almeno il 73 % rispetto a quello disponibile utilizzando la ricostruzione del D^* carico. Inoltre, poiché i due metodi sono indipendenti, con circa 20 fb^{-1} di dati a Belle II sarà possibile misurare (con una precisione dell'ordine del 1 %) il livello di *mistagging* del metodo di *flavour tagging* proposto utilizzando i mesoni D^0 e \bar{D}^0 taggati con entrambi i metodi.

Combinando i risultati ottenuti dai due campioni di mesoni D taggati, ciascuno, con uno dei due metodi, si può stimare una riduzione fino al 15 % dell'incertezza statistica su una misura di asimmetria di CP rispetto a quella ottenibile utilizzando il solo campione di mesoni D^0 e \bar{D}^0 provenienti dal decadimento di un D^* carico.

Al momento il metodo di *flavour tagging* presentato in questo lavoro di tesi è utilizzabile, all'interno della collaborazione Belle II, per valutare, in maniera più precisa, l'impatto sulle incertezze statistiche di misure e analisi specifiche e per stimare anche possibili effetti sulle incertezze sistematiche.

Tuttavia, è necessario ulteriore lavoro per poter applicare tale metodo quando inizierà

la presa dati di Belle II.

Innanzitutto, con la versione finale del software di simulazione, ricostruzione e analisi sarà possibile valutare nuovamente le prestazioni del metodo di *flavour tagging* studiato in questa tesi. Ad esempio, potranno essere valutati gli effetti delle prestazioni del rivelatore misurate durante i vari *test beam* e le fasi di collaudo, così come potrà essere tenuto conto dell'impatto del fondo macchina.

Sarà inoltre importante valutare l'effetto della ricostruzione dei K_L e dei miglioramenti attesi della ricostruzione dei $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ sulla riduzione del livello di *mistagging*. Eventualmente potrà essere condotta un'analisi dedicata all'ottimizzazione della ricostruzione dei K_L e dei K_S specifica per il metodo di *flavour tagging* presentato.

Dovranno essere correttamente valutate le asimmetrie di rivelazione e di produzione tra i K^+ ed i K^- , legate sia a motivi di accettazione geometrica sia alle diverse interazioni nucleari con il materiale del rivelatore. La misura di tali asimmetrie sarà necessaria per correggere le asimmetrie misurate sui mesoni D neutri taggati utilizzando la carica del K nel resto dell'evento.

Sebbene le prestazioni del metodo di *flavour tagging* siano state valutate nel contesto dell'esperimento Belle II, è possibile utilizzare tale metodo anche per l'analisi dei dati raccolti dalle B -factories della generazione precedente. In particolare, vista la possibilità di analizzare i dati raccolti da Belle con il software di Belle II, è possibile studiare le prestazioni del nuovo metodo di *flavour tagging* con l'esperimento Belle. Se il metodo fornirà delle prestazioni tali da apportare dei miglioramenti significativi alle misure già effettuate da Belle, potrà essere valutata la possibilità di ottimizzare tale metodo e di ripetere alcune misure di mixing e di violazione di CP sul nuovo campione di mesoni D neutri taggati.

In questo lavoro di tesi è stata presentata anche l'attività di assemblaggio e di test elettrico dei moduli *forward* e *backward* del *Silicon Vertex Detector* di Belle II a cui ho preso parte presso la Sezione di Pisa dell'INFN. I moduli sinora prodotti presentano un'ottima qualità sia dal punto di vista meccanico (le posizioni relative dei vari componenti che formano un modulo sono ampiamente all'interno delle tolleranze previste) che dal punto di vista elettrico (il numero di *strip* seriamente difettose per modulo è generalmente inferiore allo 0.5 %). terminate le fasi di produzione dei moduli *forward* e *backward* e dei *ladder* si procederà alla fase di assemblaggio del SVD e, successivamente, all'installazione nell'esperimento Belle II. Grazie ad una borsa di studio trimestrale conferitami dall'INFN, nei prossimi mesi collaborerò in prima persona alla messa a punto delle procedure di assemblaggio meccanico e di test elettrico dei *ladder* del SVD presso il laboratorio KEK.

Appendice A

Analisi multivariata per la selezione dei candidati K^\pm

Come illustrato nel Capitolo 7, per la selezione dei candidati K^\pm è stata utilizzata un'analisi multivariata. In particolare, il metodo utilizzato è il *Fast Boosted Decision Tree* (FastBDT), che costituisce una variante rispetto al metodo *Boosted Decision Tree* (BDT) già implementato nella libreria TMVA.

FastBDT è un *Gradient-Boosted Decision Tree* e costituisce il metodo di analisi multivariata largamente più utilizzato all'interno della collaborazione Belle II. Tale metodo è ottimizzato per minimizzare la durata della fase di allenamento sul campione di eventi selezionati. È stato verificato [47] che il metodo FastBDT è circa 50 volte più veloce rispetto al metodo BDT “standard” in fase di allenamento e circa 10 volte più veloce in fase di risposta. Alcuni dettagli sul processo di ottimizzazione sono forniti in [47].

L'allenamento del metodo FastBDT è stato effettuato su un campione di 35000 tracce cariche provenienti da eventi $c\bar{c}$ generati, simulati e ricostruiti con la versione 00-05-03 del software BASF2. Le tracce sono state preliminarmente selezionate richiedendo $\text{PID}(K) > 0.1$ e una probabilità del χ^2 del fit della traccia superiore a 10^{-3} . Per la fase di allenamento sono state utilizzate 17500 tracce; per la fase di test sono state utilizzate altrettante tracce.

Le variabili utilizzate per l'allenamento del FastBDT sono state riportate in Tabella 7.5. Le opzioni scelte per l'allenamento sono le seguenti:

- `NTrees=120`: `NTrees` determina il numero di DT utilizzati per l'allenamento;
- `NTreeLayers=3`: `NTreeLayers` determina il massimo livello di profondità permesso per ciascun DT;
- `NCutLevel=50`: `NCutLevel` determina il numero di punti all'interno del *range* di variazione delle variabili utilizzati per trovare il taglio ottimale da utilizzare in ciascun nodo di ciascun albero;

- **RandRatio=0.5:** **RandRatio** determina la frazione di eventi che viene scelta in maniera casuale per allenare ciascun DT;
- **Shrinkage=0.1:** **Shrinkage** determina il livello di *learning rate* del metodo di *Gradient Boosting* [45].

Nel metodo FastBDT viene utilizzato di default l'indice di Gini per misurare la qualità di separazione di ciascun DT.

In Figura A.1 sono mostrate le distribuzioni sovrapposte dell'output del FastBDT per gli eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) ottenute durante la fase di allenamento (istogramma) e la fase di test (punti). Nella stessa Figura è mostrato anche il test di Kolmogorov-Smirnov per verificare se la risposta del FastBDT ottenuta in fase di test è compatibile con quella ottenuta in fase di allenamento: non si osservano effetti dovuti ad *overtraining*.

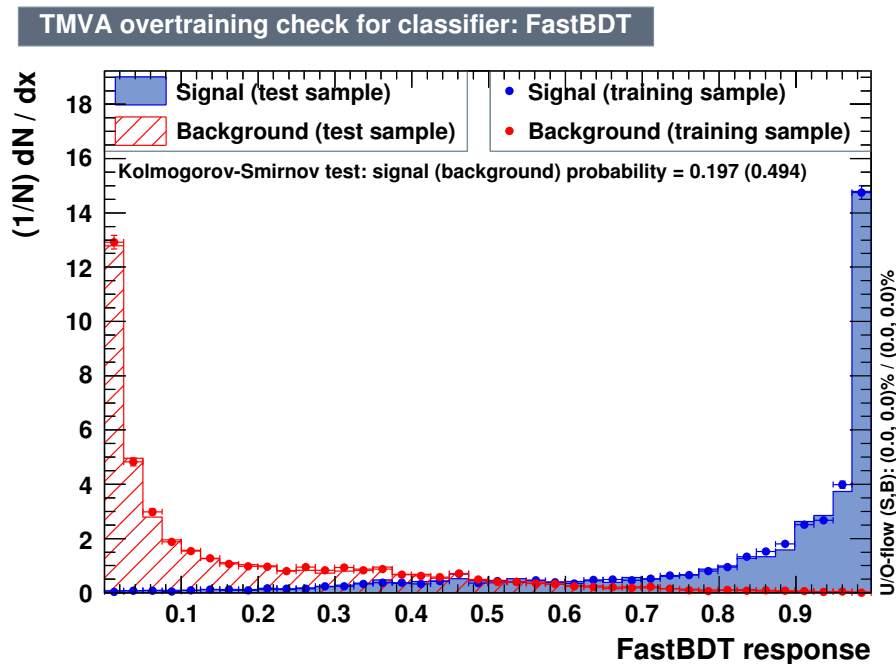


Figura A.1: Distribuzioni dell'output del FastBDT per gli eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) ottenute durante la fase di allenamento (istogramma) e la fase di test (punti). In Figura è mostrato anche il risultato del test di Kolmogorov-Smirnov per verificare la presenza di effetti dovuti ad *overtraining*.

In Figura A.2 e Figura A.3 sono mostrate le distribuzioni delle variabili utilizzate per l'analisi multivariata suddivise tra eventi di segnale (in blu) ed eventi di fondo (in rosso). In Figura A.4 e Figura A.5 sono invece mostrate le matrici con i coefficienti di correlazione tra le variabili, suddivise tra eventi di segnale (Figura A.4) ed eventi di fondo (Figura A.5).

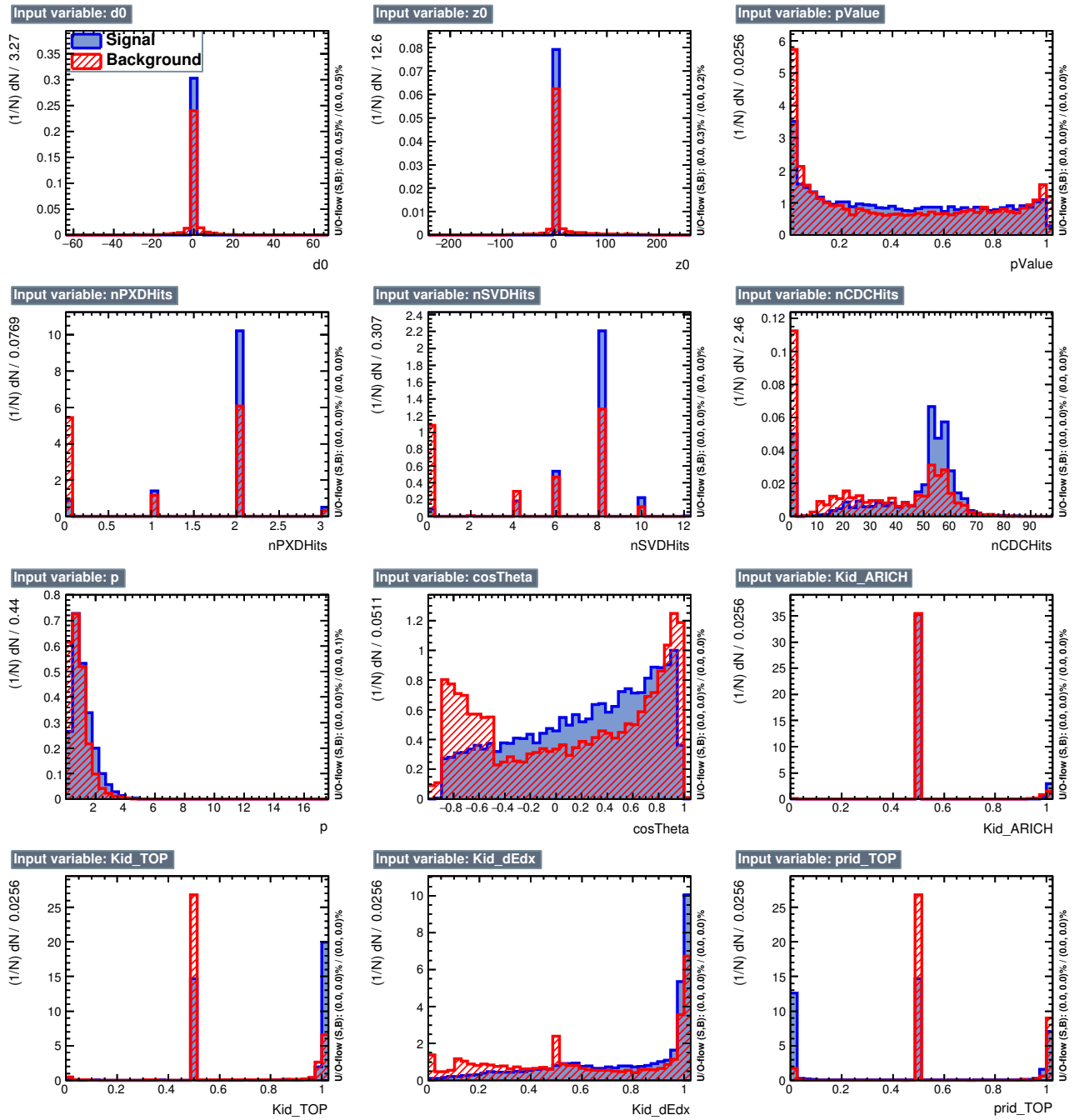


Figura A.2: Variabili utilizzate all'interno dell'analisi multivariata per la selezione dei K^\pm , suddivise tra eventi di segnale (in blu) ed eventi di fondo (in rosso).

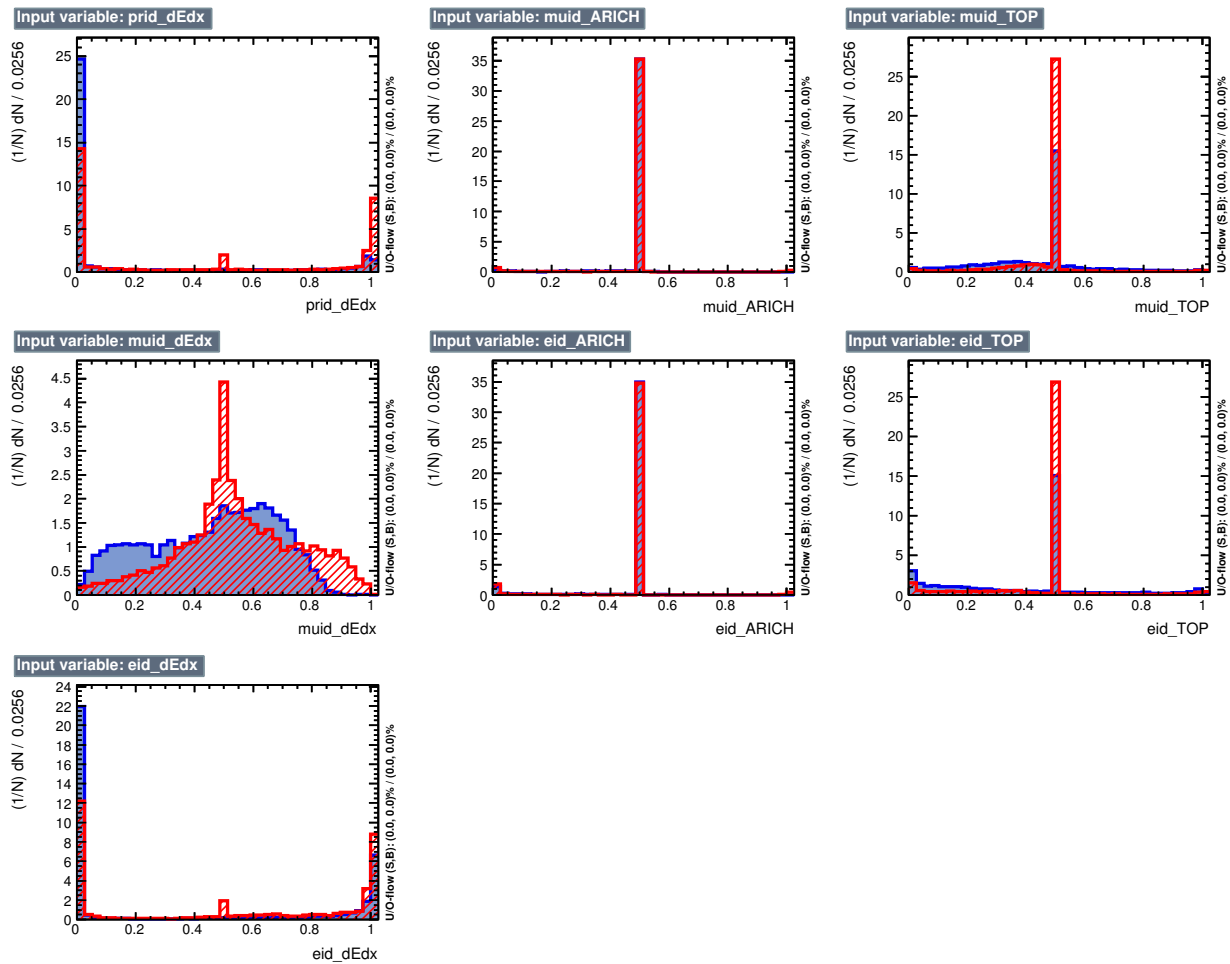


Figura A.3: Variabili utilizzate all'interno dell'analisi multivariata per la selezione dei K^\pm , suddivise tra eventi di segnale (in blu) ed eventi di fondo (in rosso).

Correlation Matrix (signal)

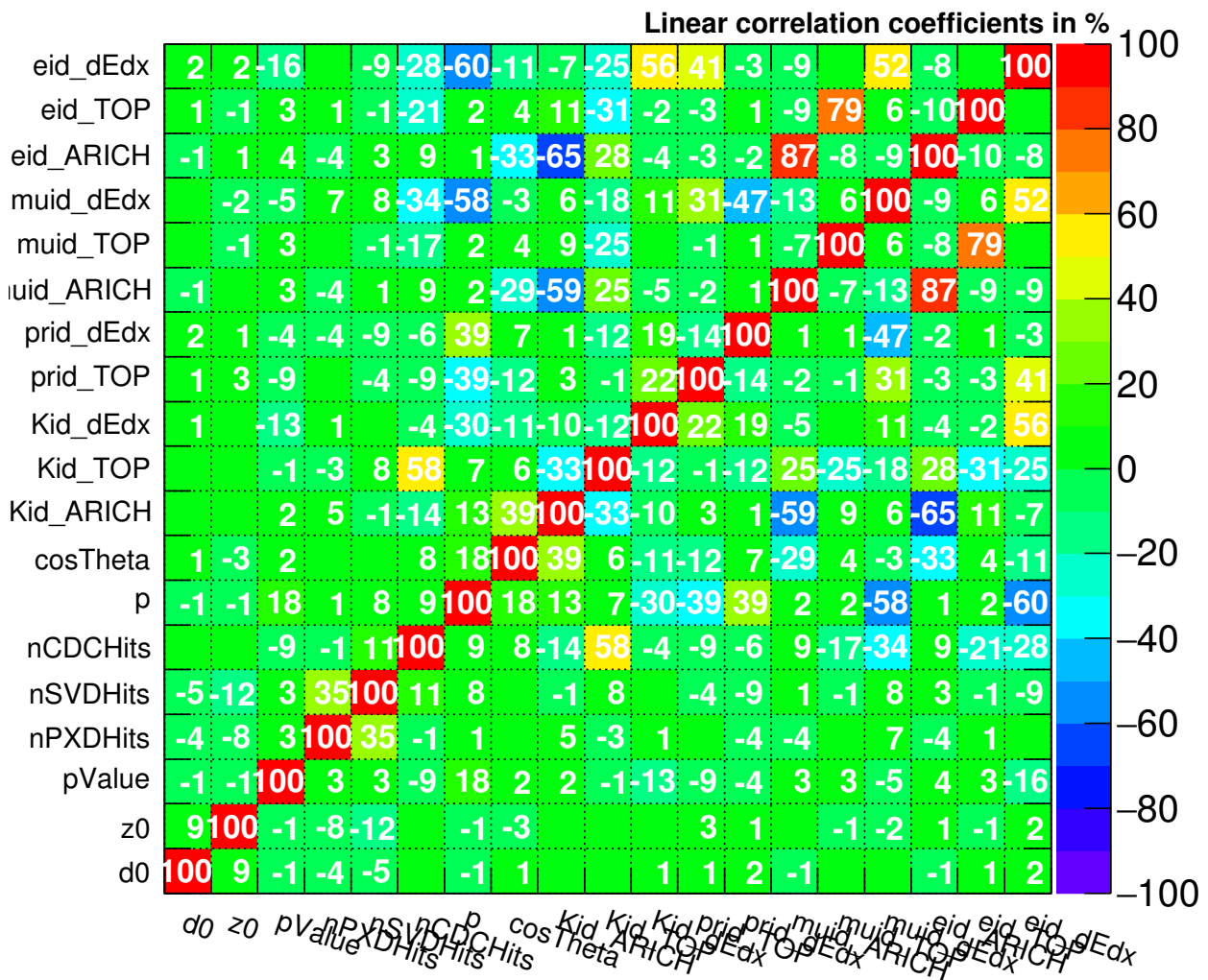


Figura A.4: Matrice con i coefficienti di correlazione tra le variabili per gli eventi di segnale.

Correlation Matrix (background)

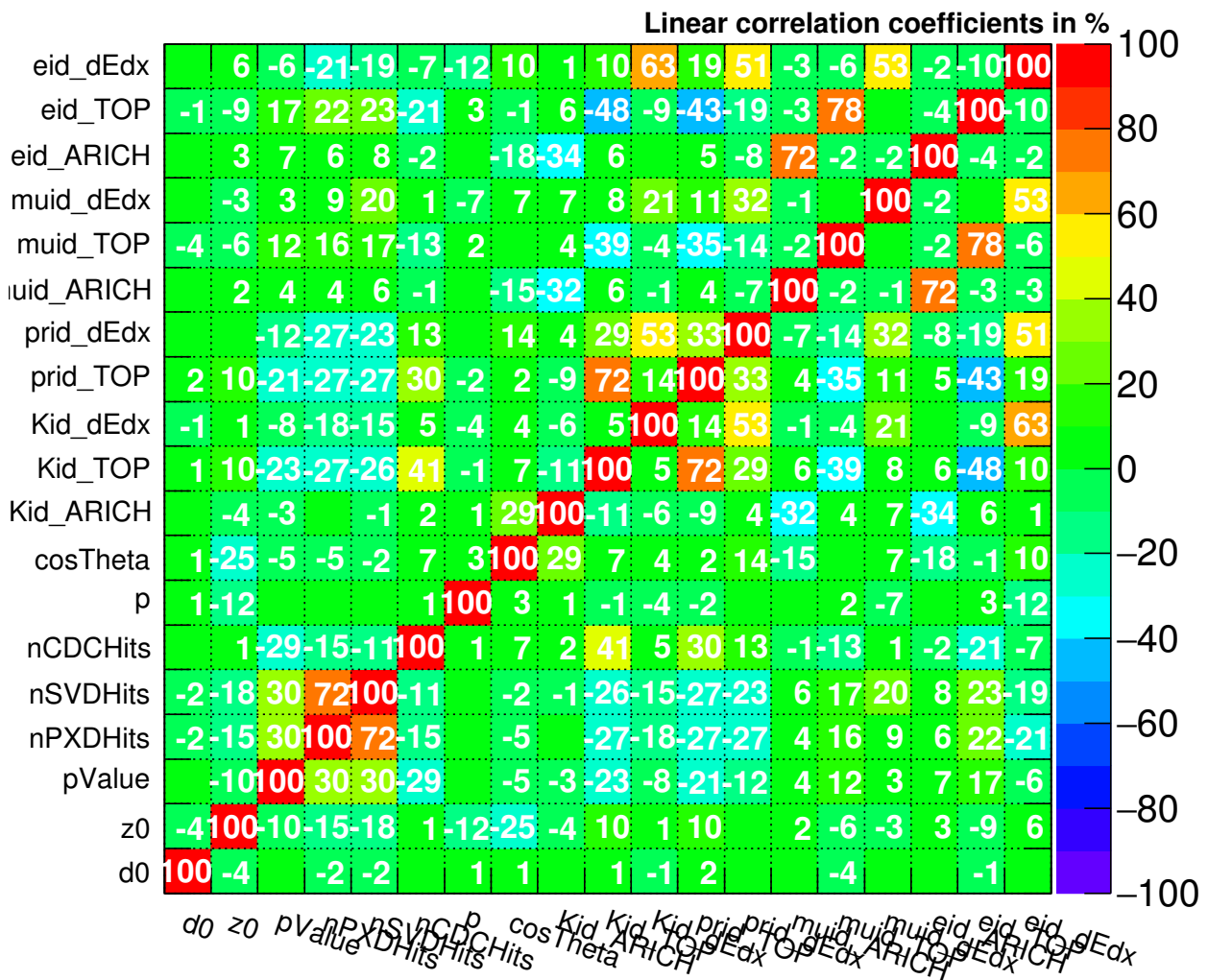


Figura A.5: Matrice con i coefficienti di correlazione tra le variabili per gli eventi di fondo.

Ringraziamenti

Innanzitutto vorrei ringraziare Francesco Forti, non solo per la sua (tanta) disponibilità, per la sua (enorme) esperienza e per i suoi (innumerevoli) suggerimenti, ma anche per le opportunità concessemi durante questi mesi. Mai avrei pensato che, dopo quel colloquio nel suo ufficio per avere informazioni sulle possibilità di tesi all'interno della collaborazione Belle II, avrei imparato così tante cose, avrei vissuto così tante esperienze ed avrei letteralmente girato il mondo. Grazie.

Secondariamente vorrei ringraziare quella che, di fatto, è stata un po' la mia seconda famiglia durante quest'ultimo anno, ovvero il gruppo Belle II di Pisa. Se non dimenticherò mai questi miei mesi da laureando è soprattutto merito vostro. In particolare, vorrei ringraziare Eugenio Paoloni e Stefano Bettarini per avermi gentilmente ospitato nei loro uffici e per avermi rallegrato, tra oscilloscopi e bengalini, le tante ore passate davanti al computer. E, ovviamente, un ringraziamento speciale spetta ad Antonio Paladino. Grazie a tutti voi. Anzi: *ありがとうございます*.

Sebbene facciano parte del gruppo Belle II, una menzione speciale è per gli altri laureandi: Alberto Ciarrocchi, Laura Zani ed Alberto Martini (in rigoroso ordine cronologico!). È anche grazie a voi se questi mesi rimarranno indimenticabili.

Un grazie va anche a tutte le persone che ho incontrato e conosciuto durante tutti questi anni universitari, *troppe* per essere elencate in questa sezione. Tuttavia, mi sento di ringraziare in maniera speciale chi mi ha dato l'opportunità di vivere le bellissime esperienze di Ateneo Studenti (prima) e di Universitas (dopo), ovvero Vito, GianGuido e Lorenzo. Tranquillo Stas: non mi sto dimenticando di te.

Un ringraziamento doveroso e sentito spetta ai miei cari amici Tahiry e Simone (anche perché uno a caso dei due si offenderebbe un pochettino se non venisse citato...). Siete unici.

Mi sembra quasi superfluo ringraziare i miei genitori e mio fratello per avermi *s*upportato in questi anni universitari (e aggiungiamo pure quelli precedenti). Mi rompete un po' troppo le scatole, sia chiaro, ma forse, sotto sotto, ogni tanto me lo merito.

Lo sai che sono incapace con le parole, per cui mi limiterò a dirti che da quel lunedì pomeriggio, verso le 18, sulla Terrazza Mascagni la mia vita è cambiata. Grazie, Erica. E scusami se mi hai dovuto *s*opportare parecchio in questi ultimi mesi.

Visto che questo è l'ultimo paragrafo della mia tesi, lo vorrei spendere per ringraziare una persona speciale, senza la quale tutto il lavoro qui presentato non sarebbe stato possibile.

Grazie, Giulia.

Bibliografia

- [1] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531–533.
- [2] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49(2)** (1973) 652–657.
- [3] K. A. Olive and al., Particle Data Group, *Review of particle physics*, Chin. Phys. C **38(9)** (2014) 1–1676.
- [4] J. Charles and al., CKM Fitter Group, *CP Violation and the CKM Matrix: Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories*, Eur. Phys. J. C **41** (2005) 1–131. Updated results and plots available at: <http://ckmfitter.in2p3.fr>.
- [5] I. Bigi and A. I. Sanda, *CP Violation*. Cambridge University Press, 2nd ed., 2009.
- [6] A. Petrov, *Charm Mixing in the Standard Model and Beyond*, Int. J. Mod. Phys. A, **21(27)** (2006) 5686–5693.
- [7] M. Staric and al., Belle Collaboration, *Evidence for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys. Rev. Lett. **98(21)** (2007) 211803.
- [8] B. Aubert and al., BABAR Collaboration, *Evidence for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys. Rev. Lett. **98(21)** (2007) 211802.
- [9] T. A. Aaltonen and al., CDF Collaboration, *Evidence for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing Using the CDF II Detector*, Phys. Rev. Lett. **100(12)** (2008) 121802.
- [10] R. Aaij and al., LHCb Collaboration, *Observation of $D^0 - \bar{D}^0$ Oscillations*, Phys. Rev. Lett. **110(10)** (2013) 101802.
- [11] R. Aaij and al., LHCb Collaboration, *First observation of $D^0 - \bar{D}^0$ oscillations in $D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ decays and measurement of the associated coherence parameters*, Phys. Rev. Lett. **116(24)** (2016) 241801.
- [12] Y. Amhis and al., Heavy Flavour Average Group, *Averages of b-hadron, c-hadron, and tau-lepton properties as of summer 2014*, (2014) . Online update at <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag>.

- [13] R. Aaij and al., LHCb Collaboration, *Evidence for CP Violation in Time-Integrated $D^0 \rightarrow h^-h^+$ Decay Rates*, Phys. Rev. Lett. **108(11)** (2012) 111602.
- [14] T. A. Aaltonen and al., CDF Collaboration, *Measurement of the Difference in CP-Violating Asymmetries in $D^0 \rightarrow K^+K^-$ and $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ Decays at CDF*, Phys. Rev. Lett. **109(11)** (2012) 111801.
- [15] B. R. Ko for the Belle Collaboration, *Direct CP violation in charm at Belle*, PoS **ICHEP2012** (2013) 353.
- [16] R. Aaij and al., *Search for direct CP violation in $D^0 \rightarrow h^-h^+$ modes using semileptonic B decays*, Phys. Lett. B **723(1-3)** (2013) 33–43.
- [17] R. Aaij and al., LHCb Collaboration, *Measurement of the Difference of Time-Integrated CP Asymmetries in $D^0 \rightarrow K^-K^+$ and $D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ Decays*, Phys. Rev. Lett. **116(19)** (2016) 191601.
- [18] A. Bazavov and al., Fermilab Lattice and MILC Collaborations, *Charmed and light pseudoscalar meson decay constants from four-flavor lattice QCD with physical light quarks*, Phys. Rev. D **90(7)** (2014) 74509.
- [19] S. Fajfer, I. Nišandžić, and U. Rojec, *Discerning new physics in charm meson leptonic and semileptonic decays*, Phys. Rev. D **91(9)** (2015) 94009.
- [20] R. Aaij and al., LHCb Collaboration, *Search for the rare decay $D^0 \rightarrow \mu^-\mu^+$* , Phys. Lett. B **725(1-3)** (2013) 15–24.
- [21] M. Petric and al., Belle Collaboration, *Search for leptonic decays of D^0 mesons*, Phys. Rev. D **81(9)** (2010) 91102.
- [22] R. Aaij and al., LHCb Collaboration, *Search for the lepton-flavour violating decay $D^0 \rightarrow e^\pm\mu^\mp$* , Phys. Lett. B **754** (2016) 167–175.
- [23] B. Aubert and al., BABAR Collaboration, *Observation of a Narrow Meson State Decaying to $D_s^+\pi^0$ at a Mass of 2.32 GeV/ c^2* , Phys. Rev. Lett. **90(24)** (2003) 242001.
- [24] S.-K. Choi and al., Belle Collaboration, *Observation of a Narrow Charmoniumlike State in Exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm\pi^+\pi^-J/\psi$ Decays*, Phys. Rev. Lett. **91(26)** (2003) 262001.
- [25] R. Aaij and al., LHCb Collaboration, *Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays*, Phys. Rev. Lett. **115(7)** (2015) 72001.
- [26] T. Abe and al., Belle II Collaboration, *Belle II Technical Design Report*, KEK Report 2010-1 (2010) .

- [27] L.-M. Zhang and al., Belle Collaboration, *Improved Constraints on D^0 - \bar{D}^0 Mixing in $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ Decays from the Belle Detector*, Phys. Rev. Lett. **96(15)** (2006) 151801.
- [28] J. P. Lees and al., BABAR Collaboration, *Measurement of D^0 - \bar{D}^0 mixing and CP violation in two-body D^0 decays*, Phys. Rev. D **87(1)** (2013) 12004.
- [29] B. Aubert and al., BABAR Collaboration, *Measurement of the Absolute Branching Fraction of $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$* , Phys. Rev. Lett. (2008) 51802.
- [30] R. Aaij and al., LHCb Collaboration, *Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Nucl. Phys B **871(1)** (2013) 1–20.
- [31] M. Ablikim and al., BES-III Collaboration, *Design and construction of the BES-III detector*, Nucl. Instrum. Meth. A **614(3)** (2010) 345–399.
- [32] D. Asner and al., BES-III Collaboration, *Physics at BES-III*, Int. J. Mod. Phys. A **24** (2009) S1–794.
- [33] M. Ablikim and al., BES-III Collaboration, *Study of dynamics of $D^0 \rightarrow K^-e^+\nu_e$ and $D^0 \rightarrow \pi^-e^+\nu_e$ decays*, Phys. Rev. D **92(7)** (2015) 72012.
- [34] M. Ablikim and al., BES-III Collaboration, *Amplitude analysis of the $D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^0$ Dalitz plot*, Phys. Rev. D **89(5)** (2014) 52001.
- [35] M. Ablikim and al., LHCb Collaboration, *Measurement of y_{CP} in D^0 - \bar{D}^0 oscillation using quantum correlations in $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0$ at $\sqrt{s} = 3.773$ GeV*, Phys. Lett. B **74** (2015) 339–346.
- [36] P. Raimondi, *Status on SuperB effort*, (2006) . Talk given at the 2nd SuperB Workshop at Frascati (Italy), available at:
<http://www.lnf.infn.it/conference/superb06/talks/raimondi1.ppt>.
- [37] Hamamatsu Photonics (Giappone),
<http://www.hamamatsu.com/us/en/index.html>.
- [38] Micron Semiconductor (Gran Bretagna),
<http://www.micronsemiconductor.co.uk>.
- [39] C. Irmeler and al., *Construction and test of the first Belle II SVD ladder implementing the Origami chip-on-sensor design*, JINST **11(1)** (2016) C01087.
- [40] G. Casarosa, *D^0 Proper Time Resolution*, (2015) . Talk given at the 2nd Belle II Theory Interface Platform Workshop at Krakov (Poland), available at:
<https://kds.kek.jp/indico/event/17654/session/3/contribution/119/material/slides/0.pdf>.

- [41] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. A **462(1-2)** (2001) 152–155.
- [42] T. Sjostrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, *An Introduction to PYTHIA 8.2*, Comput. Phys. Commun. **191** (2015) 159–177.
- [43] S. Agostinelli and al., GEANT4 Collaboration, *GEANT4: A Simulation Toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A **506(3)** (2003) 250–303.
- [44] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nucl. Instrum. Meth. A **389** (1997) 81–86. See also <http://root.cern.ch>.
- [45] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, and H. Voss, *TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS **ACAT** (2007) 40.
- [46] N. Davidson, T. Przedzinski, and Z. Was, *PHOTOS interface in C++: Technical and physics documentation*, Comput. Phys. Commun. **199** (2016) 86–101.
- [47] T. Keck, *The Full Event Interpretation for Belle II*, Karlsruher Institut für Technologie, Master Thesis (2014) .