

Università degli Studi di Ferrara



Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

Studio del decadimento

$$B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$$

e misura di $|V_{cb}|$

PRIMO RELATORE:

Chiar. mo Prof. Roberto Calabrese

LAUREANDA:

Annalisa Cecchi

SECONDO RELATORE:

Dott. Mirco Andreotti

ANNO ACCADEMICO 2004/2005

*Alle mie sorelle,
Erika e Chiara*

Sulla tua rotta incontrerai difficoltà e pericoli,
banchi di nebbia e tempeste.
Ma senza avventure la vita sarebbe terribilmente monotona.
Se saprai manovrare con attenzione [la tua canoa],
navigando con fedeltà e allegra tenacia,
non c'è motivo perchè il tuo viaggio
non debba essere un completo successo,
per piccolo che fosse il ruscello da cui un giorno sei partito.

Lord Robert Baden-Powell
(1857 - 1941)

Indice

Introduzione	1
1 La fisica del decadimento semileptonico $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$	5
1.1 Premessa	5
1.2 La violazione della simmetria CP	6
1.2.1 La matrice di mixing dei <i>quark</i>	8
1.2.2 Parametrizzazione della matrice CKM	9
1.2.3 Triangoli di unitarietà	10
1.3 Il decadimento semileptonico esclusivo $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$	12
1.3.1 Heavy Quark Effective Theory	13
1.3.2 Dinamica del decadimento semileptonico	15
1.3.3 Struttura delle correnti adroniche	19
1.3.4 La funzione di Isgur-Wise	21
1.3.5 La larghezza di decadimento di $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$	22
1.4 Determinazione di $ V_{cb} $ attraverso il decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$	25
1.4.1 Risultati sperimentali	27
2 Il rivelatore <i>BABAR</i>	29
2.1 La risonanza $\Upsilon(4S)$	29
2.2 La <i>B</i> Factory PEP-II	30
2.3 L'anello di accumulazione	32
2.4 Luminosità e energia dei fasci	34
2.5 Caratteristiche di <i>BABAR</i>	35

2.6	Il rivelatore	36
2.7	Il sistema di tracciamento	37
2.7.1	Il rivelatore di vertice	39
2.7.2	La camera a deriva	40
2.8	Il rivelatore Čerenkov	44
2.9	Il calorimetro elettromagnetico	46
2.10	Il rivelatore di muoni	49
2.11	Il sistema di <i>trigger</i>	51
3	Il nuovo rivelatore IFR-LST	55
3.1	Motivazioni per un nuovo <i>barrel</i> del rivelatore di muoni	55
3.1.1	Scelta del rivelatore	57
3.2	Principi di funzionamento degli LST	57
3.3	Il progetto LST	61
3.3.1	Confronto tra celle piccole e celle grandi	61
3.3.2	La scelta del gas	63
3.3.3	Disposizione nell'IFR	64
3.4	Configurazione degli assorbitori di ottone	66
3.5	Test iniziali sugli LST	67
3.5.1	Qualità della grafite	68
3.5.2	Distanza catodo-filo	68
3.5.3	Test con la sorgente	68
3.5.4	Effetti della miscela del gas sul plateau	69
3.5.5	Test di invecchiamento	70
3.6	Produzione degli LST per il nuovo <i>barrel</i>	71
3.7	Installazione dei primi due sestanti	76
3.7.1	Elettronica di lettura	76
3.7.2	Curve di <i>plateau</i> ed efficienza	77

4	Ricostruzione del decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$	81
4.1	Ricostruzione degli eventi	81
4.2	B completamente ricostruito	82
4.3	Ricostruzione e identificazione del leptone	84
4.4	Ricostruzione parziale del mesone D^*	86
4.5	Studi sul pione soffice	89
4.6	Determinazione di $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)$	90
5	Studio sulla fattibilità della misura di V_{cb}	93
5.1	Formula per la determinazione di $ V_{cb} $	93
5.1.1	Generazione degli eventi Monte Carlo	96
5.1.2	Procedura di fit	96
5.2	Studi preliminari sulla risoluzione	97
5.3	Risoluzione ottenuta con la tecnica di ricostruzione parziale	101
5.4	Scelta della soluzione migliore	104
5.5	Parametrizzazione della risoluzione	106
5.6	Stima dell'errore di $ V_{cb} $	108
	Conclusioni	112
	Bibliografia	113
	Elenco delle figure	118
	Elenco delle tabelle	124

Introduzione

Uno tra gli aspetti più affascinanti della fisica è l'idea che, alla base della grande varietà dei fenomeni visibili in natura, vi sia un'unica "legge" capace di unirli tutti, nella convinzione che essi siano soltanto facce diverse di una sola verità. Lo studio della fisica teorica, in particolare delle particelle elementari, è lo strumento che più ci spinge nella ricerca di questo "principio fondamentale", e conferme si trovano attraverso il Modello Standard ad esempio nell'unificazione delle interazioni deboli ed elettromagnetiche.

Anche lo studio delle simmetrie e delle leggi di conservazione nella fisica ci rimanda all'idea che più una teoria è fondamentale più è simmetrica. A tal proposito è da sempre stato interessante, nonché misterioso, il fenomeno noto come violazione della simmetria CP (coniugazione di carica e parità), osservato per la prima volta, circa quaranta anni fa, nei decadimenti deboli dei mesoni K neutri, e confermato in seguito nei decadimenti dei mesoni B .

All'interno di un modello che spiegava il mescolamento tra i quark, sviluppato da Kobayashi e Maskawa negli anni '70, la presenza di una fase irremovibile essenziale per la violazione di CP , nella matrice unitaria di *mixing* (matrice CKM), ha richiesto necessariamente l'esistenza di una terza famiglia di costituenti fondamentali, oltre alle due già previste.

È dunque di strategica importanza conoscere gli elementi della matrice CKM.

In primo luogo, per confermare l'unitarietà della matrice stessa, dato che nel caso opposto si dovrebbe ricorrere all'esistenza di altre famiglie di *quark*.

Secondariamente, per stabilire se il grado di violazione di CP portato dalla matrice CKM sia sufficiente a spiegare l'asimmetria materia-antimateria presente nell'Universo. Infatti, come fece notare il fisico russo A. Sakharov nel 1967 [1], l'esistenza della violazione di CP è una condizione indispensabile perchè nell'universo, in cui il Big Bang ha creato numeri uguali di particelle e di antiparticelle,

si possa generare una disparità tra di esse. Oggi sappiamo che tutto l'universo osservabile è praticamente composto di sola materia: le poche particelle di anti-materia esistenti sono create dagli urti dei raggi cosmici nello spazio interstellare o dall'uomo nei laboratori di fisica.

Il presente lavoro di tesi contribuisce alla misura sperimentale dell'elemento $|V_{cb}|$ della matrice CKM, partendo dallo studio del decadimento semileptonico $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, ed è parte di un'analisi già avviata, all'interno delle attività del gruppo della sezione INFN presso l'università di Ferrara, che partecipa all'esperimento *BABAR*.

BABAR ha come obiettivo principale lo studio della violazione di CP ed è allestito presso i laboratori dello *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) dell'università di Stanford in California.

Gli eventi sono prodotti con un'energia del centro di massa pari a 10.58 GeV, in prossimità della risonanza $\Upsilon(4S)$, la quale decade quasi esclusivamente in coppie $B\bar{B}$. Lo studio del decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, svolto in questa analisi, è fatto sul rinculo di un B completamente ricostruito e si basa sulla ricostruzione parziale del D^* , che decade in $D^0 \pi^\pm$.

Dato che la ricostruzione del leptone in questo decadimento gioca un ruolo molto importante, in questa tesi approfondirò la descrizione del nuovo rivelatore di muoni di *BABAR*, alla cui costruzione e installazione ho avuto la splendida opportunità di partecipare nel 2004. Purtroppo non sono ancora disponibili i dati raccolti col nuovo rivelatore, ma saranno utilizzati in un futuro sviluppo di questa analisi.

La tesi si compone di cinque capitoli. Nel primo capitolo viene illustrata la teoria che sta alla base della analisi: la simmetria CP , la matrice CKM e le sue parametrizzazioni, la dinamica del decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ e i risultati finora ottenuti.

Il secondo capitolo è la descrizione del rivelatore *BABAR* in tutte le sue parti.

Nel terzo capitolo, si concentra l'attenzione sul nuovo IFR, il rivelatore di muoni di *BABAR*: le motivazioni che hanno portato alla sostituzione, poi la produzione e l'installazione degli LST (*Limited Streamer Tubes*).

Il quarto capitolo vuole riassumere il precedente lavoro su questa analisi e i risultati ottenuti [49], in particolare la misura del rapporto di decadimento $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)$.

Nel quinto capitolo viene descritta la procedura per ricavare $|V_{cb}|$, sulla base dei risultati precedentemente ottenuti, e in particolare trovare sui dati generati da simulazione Monte Carlo una stima dell'errore, così da trarre conclusioni sulla fattibilità di questa misura sugli eventi di segnale reali.

Nota: Nell'intera tesi mi riferirò ai decadimenti $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, riferendomi implicitamente anche ai corrispondenti processi C-coniugati $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$. Inoltre tutti i calcoli sono stati compiuti utilizzando le unità naturali $\hbar = c = 1$.

Capitolo 1

La fisica del decadimento

semileptonico $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$

1.1 Premessa

In fisica delle particelle, il Modello Standard é una teoria che descrive le tre forze fondamentali, cioè l'elettromagnetismo, l'interazione debole e l'interazione forte, nonché tutte le particelle che costituiscono la materia.

Tali particelle si suddividono in due grandi gruppi: da una parte i *fermioni*, che hanno spin semintero e obbediscono al Principio di Esclusione di Pauli; dall'altra parte i *bosoni*, che hanno spin intero, e non obbediscono a quel principio.

I costituenti fondamentali della materia ordinaria sono sei *quark* e sei leptoni, con le rispettive antiparticelle, che sono tutti fermioni di spin 1/2. Gli oggetti composti da *quark* si distinguono in mesoni (composti da un *quark* e un *antiquark*) e barioni (composti da tre *quark*), in generale classificati come *adroni*. Questi costituenti fondamentali sono suddivisi in tre famiglie, ognuna delle quali formata da una coppia di *quark* e una di leptoni. Le interazioni fra

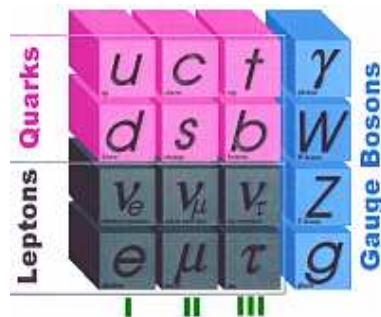


Figura 1.1: Schema delle particelle elementari del MS

le particelle elementari sono mediate dallo scambio di particelle a spin unitario, i *bosoni vettori*: il fotone, per l'interazione elettromagnetica, i bosoni W^\pm e Z^0 , per l'interazione debole, e otto gluoni per l'interazione forte. Mentre fotoni e gluoni hanno masse a riposo nulle, questo non vale per i bosoni W^\pm e Z^0 che invece hanno masse relativamente grandi, dell'ordine di 80 o 90 GeV.

Il Modello Standard é una teoria di campo quantistica, consistente sia con la meccanica quantistica che con la relatività speciale. Essa é costruita sulla simmetria di gauge locale del gruppo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, dove il gruppo $SU(3)_C$ descrive la simmetria di colore delle interazioni forti, il gruppo $SU(2)_L$ descrive l'isospin debole per l'interazione elettrodebole e $U(1)_Y$ descrive l'invarianza per trasformazioni di ipercarica. I valori non nulli per le masse fisiche dei bosoni W^\pm e Z^0 vengono spiegati proprio attraverso la rottura della simmetria di gauge $SU(2)_L \times U(1) \mapsto U(1)_{EM}$, dovuta al meccanismo di Higgs, che comporta la presenza di un nuovo campo bosonico, avente valore di aspettazione sul vuoto diverso da zero, e quindi una nuova particella, non ancora osservata sperimentalmente: il bosone di Higgs H.

Questo capitolo è diviso in tre sezioni: la prima riguarda la teoria generale sulla violazione di CP nelle interazioni deboli, la sua origine, la matrice CKM e le sue parametrizzazioni, e infine il triangolo di unitarietà; la seconda, invece, riguarda nello specifico il decadimento semileptonico $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$: vengono quindi trattate le approssimazioni introdotte attraverso la *Heavy Quark Effective Theory*, viene approfondita la dinamica del decadimento e le sue configurazioni chiave, la struttura delle correnti adroniche, i fattori di forma e la funzione di Isgur-Wise, e viene in ultimo presentata la larghezza di decadimento. Infine nell'ultima sezione viene spiegato in breve il metodo per ricavare l'elemento $|V_{cb}|$ dal rapporto di decadimento $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)$.

1.2 La violazione della simmetria CP

In una teoria di campo lagrangiana sono tre le simmetrie discrete: la *parità* P , che inverte il segno delle coordinate spaziali, cioè trasforma $(t, \vec{x}) \rightarrow (t, -\vec{x})$; l'*inversione temporale* T , che trasforma $(t, \vec{x}) \rightarrow (-t, \vec{x})$; infine la *coniugazione di carica* C , che scambia particelle con le rispettive antiparticelle. La combinazione

CP scambia una particella nella sua antiparticella e inverte impulsi ed elicit . La combinazione CPT   una simmetria esatta in ogni teoria di campo lagrangiana.

Le interazioni elettromagnetiche e forti sono simmetriche rispetto a C , P e T , mentre le interazioni deboli violano C e P separatamente, ma conservano CP e T con una buona approssimazione. La violazione di CP fu osservata sperimentalmente per la prima volta nel 1964 nei decadimenti deboli dei mesoni K neutri [2]. Di recente per  la violazione di CP   stata osservata anche nel sistema dei mesoni B ([3], [4]), negli esperimenti alle B-factory.

Considerando l'invarianza di Lorentz e la natura hermitiana della Lagrangiana, le regole di trasformazione dei campi sotto CP implicano che ciascun termine della Lagrangiana si trasformi nel suo hermitiano coniugato, ma entrambi, il termine stesso e il suo hermitiano coniugato, compaiono nella Lagrangiana stessa. D'altra parte i coefficienti dei vari termini, che rappresentano le costanti d'accoppiamento o le masse delle particelle, non si trasformano sotto CP . Dunque se queste quantit  sono complesse, cio  possiedono una fase, e tale fase non   eliminabile attraverso la ridefinizione dei campi, allora la Lagrangiana non   invariante sotto CP , e la simmetria   rotta.

In conclusione, in una teoria lagrangiana di campo si verifica la rottura della simmetria di CP quando le costanti di accoppiamento nella Lagrangiana sono complesse, e non possono essere rimosse da una opportuna ridefinizione delle fasi dei campi.

Si pu  ricondurre questa osservazione al Modello Standard. Infatti la Lagrangiana che descrive le interazioni tra fermioni e bosoni di gauge pu  essere scritta come la somma di una parte per le interazioni forti, \mathcal{L}_{QCD} , e un'altra per le interazioni elettrodeboli \mathcal{L}_{EW} , che tiene conto del fenomeno della violazione di CP:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EW}. \quad (1.1)$$

\mathcal{L}_{EW}   a sua volta composta da:

$$\mathcal{L}_{EW} = \underbrace{\sum_f eQ_f(\bar{f}\gamma_\mu f)A_\mu}_{\text{elettromagnetiche}} + \underbrace{\frac{g_w}{2\sqrt{2}}(J_\mu^+ W^{+\mu} + J_\mu^- W^{-\mu})}_{\text{deboli-cariche}} + \underbrace{\frac{g_w}{2\cos(\theta_w)}J_\mu^0 Z^{0\mu}}_{\text{deboli-neutre}} \quad (1.2)$$

dove per f si intendono per la prima famiglia e^- , ν_e , u , d , per la seconda famiglia μ , ν_μ , c , s , e per la terza famiglia τ , ν_τ , t , b . Per capire da dove nasce la violazione

di CP , dobbiamo considerare solo il termine di corrente carica per i *quark*. Applicandovi CP tuttavia la teoria rimane invariata e soprattutto le masse di tutte le particelle risultano essere nulle, il che è in netta contraddizione con i dati sperimentali. Come accennato in precedenza, il meccanismo con il quale si ottengono le masse fisiche delle particelle è quello di Higgs: rompendo spontaneamente la simmetria, nella Lagrangiana compaiono nuovi termini massivi che contengono M , che rappresenta la matrice di massa dei *quark*. CP è conservata solo se tale matrice è reale.

In meccanica quantistica la fase di una funzione d'onda non è una quantità misurabile; in altre parole una funzione d'onda ψ e $\psi e^{i\eta}$, con η reale, sono fisicamente equivalenti. La situazione è analoga in fisica dei campi. Non esiste dunque nessun motivo per cui la matrice M debba necessariamente essere reale, e questo porta inevitabilmente alla possibile violazione di CP .

1.2.1 La matrice di mixing dei *quark*

In generale la matrice M non è diagonale, il che significa che gli autostati di sapore non sono autostati della matrice di massa. Si definiscono quindi quattro matrici unitarie tali che:

$$V_L^u M^u V_R^{u\dagger} = M_{diag}^u, \quad V_L^d M^d V_R^{d\dagger} = M_{diag}^d,$$

dove M_{diag}^u e M_{diag}^d sono diagonali e reali, mentre $V_L^u, V_R^{u\dagger}, V_L^d, V_R^{d\dagger}$ sono complesse.

Nella Lagrangiana (1.2) il termine di interazione di corrente carica per i *quark* diventa:

$$\mathcal{L}_M = -\frac{g_w}{\sqrt{2}} (\bar{u}_{Li} \gamma^\mu \bar{V}_{ij} d_{Lj} W_\mu^+) + h.c. \quad (1.3)$$

dove gli indici i e j indicano le generazioni di *quark*. La matrice \bar{V}_{ij} è la matrice unitaria di mixing per i *quark*. Se la matrice V fosse reale - e quindi ortogonale -, nelle interazioni deboli la simmetria di CP sarebbe conservata.

Una matrice unitaria $N \times N$, possiede N^2 parametri reali indipendenti, di cui $2N - 1$ si possono eliminare attraverso il rifasamento di N fermioni di tipo *up* e N fermioni di tipo *down*, che avranno tutti la stessa fase. Quindi i parametri liberi reali fisici sono

$$N^2 - (2N - 1) = (N - 1)^2.$$

Inoltre degli N^2 parametri ve ne sono $N(N - 1)/2$ parametri dati dagli *angoli* di Eulero che danno le rotazioni in uno spazio N dimensionale, i rimanenti parametri liberi sono chiamati *fasi*.

Nel caso di due famiglie, $N = 2$, si ha un'angolo reale delle rotazioni (*angolo di Cabibbo*[5]) e nessuna fase. La matrice di mixing è

$$V_C = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

detta per l'appunto *Matrice di Cabibbo*; questa matrice è reale, quindi la simmetria CP è automaticamente conservata nel Modello Standard a due famiglie, come dimostrato nell'articolo pubblicato da Kobayashi e Maskawa nel 1973 [6]. L'estensione a tre o più generazioni genera una violazione di CP . Infatti per $N = 3$ si hanno quattro parametri indipendenti, di cui tre angoli reali e un fattore di fase irremovibile. In questo caso la matrice di mixing, chiamata *Matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (CKM), è data da:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Questa matrice può essere intesa come una trasformazione dagli autostati di massa dei *quark*, d , s e b a sapore definito, ad un insieme di nuovi stati d' , s' e b' , autostati di gauge, i quali hanno un accoppiamento diagonale ai *quark* u , c e t . Se la matrice CKM fosse uguale alla matrice identità, le uniche transizioni permesse sarebbero $u \rightarrow d$, $c \rightarrow s$, $t \rightarrow b$. Invece, nessuno dei termini non diagonali è nullo, il che permette la transizione tra *quark* di famiglie diverse e di avere la violazione della simmetria CP .

1.2.2 Parametrizzazione della matrice CKM

L'unitarietà della matrice CKM è ben evidente attraverso una opportuna parametrizzazione dei nove termini. Una possibile parametrizzazione prevede l'uso di tre angoli e una fase: θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} e δ_{13} :

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

dove $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $i, j = 1, 2, 3$, con θ_{ij} che indica l'angolo di mixing tra le famiglie di *quark*, e δ_{13} è la fase complessa non rimovibile.

Analizzando gli elementi della matrice CKM si vede come esista “una gerarchia” nell'intensità degli accoppiamenti fra diverse famiglie di *quark*. In sostanza i termini diagonali hanno valori prossimi all'unità, mentre i termini fuori diagonale sono sensibilmente minori di 1 e sono via via più piccoli più le famiglie sono “lontane”. Per questo un'altra utile parametrizzazione è quella di Wolfenstein [9] basata sullo sviluppo in potenze del parametro λ , che corrisponde al seno dell'angolo di Cabibbo ($\lambda = \sin \theta_C \simeq 0.22$):

$$V \approx \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.7)$$

dove A , ρ e η sono numeri reali prossimi all'unità, che possono essere espressi in termini degli elementi della matrice CKM (1.5) secondo la seguente relazione:

$$\frac{|V_{cb}|}{|V_{us}|^2} = A \left| \frac{V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}} \right| = \sqrt{\rho^2 + \eta^2}. \quad (1.8)$$

1.2.3 Triangoli di unitarietà

Dalla relazione di unitarietà della matrice CKM ($V_{CKM}V_{CKM}^\dagger = V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$) si possono ottenere sei relazioni tra gli elementi di matrice, tre dai prodotti fra le colonne e tre dai prodotti fra le righe. Solo tre di esse sono interessanti per capire le predizioni della violazione di CP nel Modello Standard:

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0 \quad (1.9)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.10)$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.11)$$

Ciascuna di queste relazioni può essere rappresentata geometricamente come un triangolo nel piano complesso, detto *Triangolo di unitarietà*, e si può dimostrare che questi triangoli hanno tutti la medesima area, quello che varia è la lunghezza dei lati. Affinchè ci sia violazione di CP nel MS, l'area dei triangoli di unitarietà deve essere diversa da zero. Esplicitando in potenze di λ i termini delle relazioni

1.11 si può avere un'idea della forma di questi triangoli:

$$\begin{aligned}\mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda) + \mathcal{O}(\lambda^5) &= 0 \\ \mathcal{O}(\lambda^4) + \mathcal{O}(\lambda^2) + \mathcal{O}(\lambda^2) &= 0 \\ \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) + \mathcal{O}(\lambda^3) &= 0\end{aligned}\tag{1.12}$$

Come si vede in fig. 1.2, nei primi due triangoli un lato è molto più corto degli altri due, mentre il terzo triangolo ha tutti i lati dello stesso ordine di grandezza ($\mathcal{O}(\lambda^3)$).

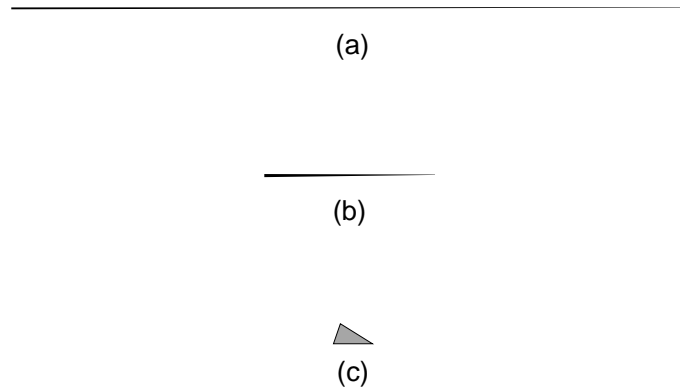


Figura 1.2: Rappresentazione grafica di tre triangoli di unitarietà utilizzando la stessa scala: (a) $V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0$; (b) $V_{us}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0$; (c) $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$.

Questo dice molto sulla possibilità di misurare la violazione di CP . Infatti i triangoli (a) e (b) sono associati rispettivamente ai sistemi dei mesoni K e B_s , dove l'effetto della violazione di CP è molto piccolo, mentre dal terzo triangolo, associato al sistema dei mesoni B_d , si deduce che è significativo studiare la violazione di CP attraverso tale sistema, in quanto pur presentando lati "piccoli", essi sono confrontabili fra loro.

D'ora in poi verrà chiamato Triangolo Unitario quest'ultimo triangolo, il quale può essere riscritto e ruotato in modo da avere un lato di lunghezza unitaria coincidente con l'asse reale e, come coordinate del vertice opposto, (ρ, η) nel piano complesso. Per ottenerlo si sceglie una convenzione di fase tale che $V_{cd}V_{cb}^*$ sia reale

e si dividono tutti i lati per $|V_{cd}V_{cb}^*|$. I tre angoli sono definibili in termini degli elementi della matrice CKM:

$$\alpha = \arg \left[-\frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{ub}^*V_{ud}} \right], \quad \beta = \arg \left[-\frac{V_{cb}^*V_{cd}}{V_{tb}^*V_{td}} \right], \quad \gamma = \arg \left[-\frac{V_{ub}^*V_{ud}}{V_{cb}^*V_{cd}} \right]. \quad (1.13)$$

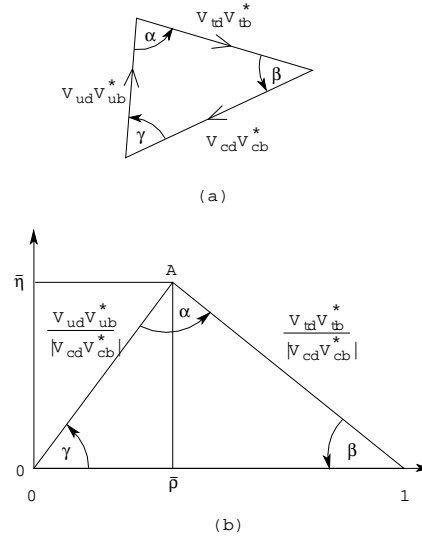


Figura 1.3: Rappresentazione grafica di uno dei triangoli di unitarietà. In (a) il triangolo ottenuto dalla relazione 1.11; in (b) lo stesso triangolo riscalato e ruotato.

1.3 Il decadimento semileptonico esclusivo $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$

I decadimenti semileptonici costituiscono uno dei migliori canali per studiare gli elementi di matrice $|V_{cb}|$ e $|V_{ub}|$.

In fig. 1.4 è rappresentato un possibile diagramma del decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$: l'elevato numero di gluoni sta ad indicare la complessità degli effetti dovuti alle interazioni della QCD in un regime non perturbativo. Pur essendo difficili da calcolare, facendo una serie di considerazioni si può semplificare il problema legato a tali effetti adronici.

Figura 1.4: Possibile diagramma del decadimento semileptonico $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$

In primo luogo, si può notare che nella totalità del processo questi effetti sono relativi alla sola corrente adronica, di conseguenza possono essere rigorosamente parametrizzati in termini di pochi fattori di forma, che sono funzioni della quantità Lorentz - invariante q^2 , il quadrato della massa di W virtuale.

Inoltre le grandi masse dei *quark* b e c permettono di poter applicare a questo decadimento le predizioni teoriche basate sulla HQET (*Heavy Quark Effective Theory*), teoria che risulta essere molto efficace per descrivere i mesoni che contengono un *quark* pesante ed uno leggero (*heavy-light mesons*), nonché i barioni composti da un *quark* pesante e due leggeri.

1.3.1 Heavy Quark Effective Theory

La HQET [7] si basa sull'idea che il *quark* pesante all'interno dell'adrone si muova in modo non relativistico. Quindi, nel caso dei mesoni, l'impulso del *quark* pesante (\vec{p}_Q) deve essere bilanciato dall'impulso del *quark* leggero (\vec{p}_q):

$$|\vec{p}_Q| = |\vec{p}_q| \sim \Lambda_{QCD}, \quad (1.14)$$

dove $\Lambda_{QCD} \simeq 0.2 \text{ GeV}$ è la tipica scala di energia per l'interazione adronica.

Negli adroni *heavy-light* l'impulso trasferito è dell'ordine di Λ_{QCD} e la dimensione dell'adrone è dell'ordine di $1/\Lambda_{QCD}$. Dunque la velocità del *quark* pesante è:

$$|\vec{v}_Q| = \frac{|\vec{p}_Q|}{m_Q} \sim \frac{\Lambda_{QCD}}{m_Q}, \quad (1.15)$$

cosicché, nel limite in cui $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, il *quark* pesante praticamente non subisce rinculo nello scambio di quanti di energia e si comporta essenzialmente

come una sorgente stazionaria del campo di colore. La diretta conseguenza del limite di *quark* pesanti è la *Heavy Quark Symmetry*, ossia la Lagrangiana della QCD diventa simmetrica per scambio del *quark* c con il *quark* b nel limite in cui le masse dei due *quark* tendano all'infinito rispetto alle masse degli altri *quark* interagenti ($m_b \rightarrow \infty, m_c \rightarrow \infty$), mantenendo però costante la differenza di massa dei due *quark*.

La *Heavy Quark Symmetry* favorisce in due modi lo studio dei decadimenti come $b \rightarrow c \ell^+ \bar{\nu}$: innanzitutto i fattori di forma risultano correlati gli uni agli altri riducendo le quantità da studiare; in secondo luogo, si conosce il valore del fattore di forma quando l'adrone nello stato finale, che contiene il *charm*, ha impulso nullo rispetto all'adrone dello stato iniziale, contenente il *quark* b . Questa configurazione, che prende il nome di "rinculo zero", corrisponde al punto in cui è massimo il valore di q^2 dato da:

$$\begin{aligned} q^2 &= m_{W^*}^2 = (p_B - p_{D^*})^2 = \\ &= (E_B - E_{D^*})^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_{D^*})^2 = \\ &= (m_B^2 - m_{D^*}^2). \end{aligned} \quad (1.16)$$

Nel limite di validità della simmetria di *quark* pesanti, cioè $m_{b,c} \rightarrow \infty$, si può supporre che il sistema adronico non sia disturbato dal rimpiazzamento del *quark* b con il *quark* c e viceversa. Naturalmente le masse dei *quark* b e c non sono veramente infinite e quindi si devono introdurre delle correzioni, che comunque restano relativamente piccole. È importante sottolineare che la *Heavy Quark Symmetry* non è in grado di fornire la dipendenza dei fattori di forma da q^2 , perchè questi dipendono strettamente dalla complessità delle interazioni forti; essa dice solo come sono correlati l'un l'altro tramite q^2 e dà il valore della loro normalizzazione nella configurazione di "rinculo zero".

La HQET utilizza come parametro in cui sviluppare i termini di interazione nella Lagrangiana l'inverso della massa del *quark* pesante ($1/m_Q$), che nel limite di simmetria di *quark* pesanti è un parametro piccolo; i coefficienti dell'espansione sono quindi "universali" in quanto non dipendono dal sapore del *quark*. La HQET prevede, sempre nel limite di simmetria di *quark* pesanti, un solo fattore di forma per il decadimento $B^0 \rightarrow D^- \ell^+ \nu_\ell$, mentre sono necessari tre fattori di forma per il decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$. Il motivo che spinge a preferire il secondo decadimento rispetto al primo è dato dal fatto che le correzioni di ordine $1/m_Q$ sono nulle nel punto di "rinculo zero". [8]

1.3.2 Dinamica del decadimento semileptonico

Si può ben comprendere la dinamica del decadimento semileptonico osservando il *dalitz plot* in fig. 1.5. In questo *plot*, ciascun punto rappresenta una particolare configurazione cinematica del decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$ nella regione permessa dello spazio delle fasi; inoltre il fatto che vengano usate proprio le variabili di Dalitz (masse o energie al quadrato) garantisce che lo spazio delle fasi sia uniforme su tutto il plot. Una densità di punti non uniforme è dovuta quindi all'elemento di matrice del decadimento e fornisce informazioni sulle configurazioni cinematiche favorite e su quelle soppresse. In particolare, in questo caso specifico, suggerisce che i fattori di forma sono più grandi ad alti q^2 , dato che la densità in questa regione è maggiore.

In generale, i fattori di forma si esprimono in funzione di q^2 , ma nel caso della HQET si usa una nuova variabile basata sulle quadrivelocità v del mesone B^0 e v_{D^*} del D^* :

$$w = v \cdot v_{D^*} = \frac{p_{B^0}}{m_{B^0}} \cdot \frac{p_{D^*}}{m_{D^*}} = \frac{E_{D^*}}{m_{D^*}} = \gamma_{D^*} = \frac{m_{B^0}^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2m_{B^0}m_{D^*}}; \quad (1.17)$$

dove $m_{B^0} = 5279.4 \pm 0.5$ MeV/ c^2 e $m_{D^*} = 2010.0 \pm 0.5$ MeV/ c^2 , e γ_{D^*} è γ del D^* nel sistema di riferimento del B^0 .

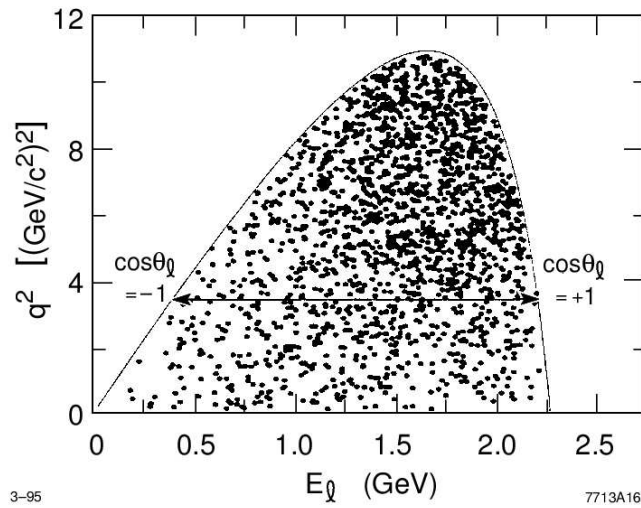


Figura 1.5: Simulazione Montecarlo del Dalitz per il processo $B \rightarrow D^*\ell^-\bar{\nu}$, in cui q^2 è rappresentato in funzione dell'energia del leptone.

Ora, tornando al *dalitz plot*, le variabili usate sono l'energia del leptone E_ℓ e il quadrato del momento trasferito q^2 :

$$q^2 = (p_\ell + p_{\bar{\nu}})^2 = (p_{B^0} - p_{D^*})^2 = m_{B^0}^2 + m_{D^*}^2 - 2m_{B^0}E_{D^*}, \quad (1.18)$$

dove p_{B^0} e p_{D^*} sono i quadri-impulsi rispettivamente del B^0 e del D^* , e E_{D^*} l'energia del D^* . Il sistema di riferimento è quello in cui B^0 è a riposo. Per capire la dinamica del decadimento è significativo studiare le caratteristiche delle distribuzioni di q^2 e E_ℓ , le quali sono determinate sia dalla dinamica della formazione del mesone (D^*) sia dai fattori di spin del decadimento.

Riguardo alla distribuzione di q^2 è interessante analizzare due configurazioni chiave, quelle rappresentate in fig. 1.6(b) e 1.6(c). In fig. 1.6(a) si può vedere la configurazione iniziale prima del decadimento: il mesone iniziale contiene un *quark* b e un mesone spettatore \bar{q} .

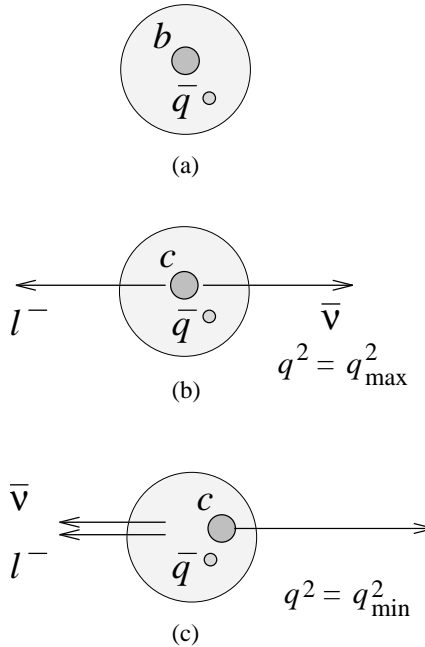


Figura 1.6: Cinematica del decadimento semileptonico di un mesone B : (a) il mesone B prima del decadimento; (b) decadimento nella configurazione di "rinculo zero", in cui $q^2 = q_{max}^2$; (c) decadimento a $q^2 = q_{min}^2$.

Si ottiene il valore di q^2 massimo (fig. 1.6(b)) quando l'energia E_{D^*} è minima, cioè $E_{D^*} = m_{D^*}$ e quindi $w = E_{D^*}/m_{D^*} = 1$. Quando q^2 è massimo, W virtuale è pesante quanto più può esserlo, non c'è energia cinetica disponibile, e sia W sia il mesone figlio vengono prodotti praticamente a riposo nel sistema di riposo del mesone genitore: si verifica quindi la condizione $q_{max}^2 = (m_B - m_{D^*})^2$, detta di "rinculo zero". In questa condizione il bosone W decade in leptone e neutrino che viaggiano *back-to-back*, cioè con direzione uguale e momenti opposti, ciascuno con energia $E \approx \sqrt{q^2}/2$, trascurando la massa del leptone. Il D^* riceve un impulso nullo o molto piccolo. Ora, per processi in cui la massa del mesone finale è quasi uguale alla massa del

quark finale, come nel caso di $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, allora è proprio il *quark* finale stesso a ricevere questo piccolo impulso. Si può quindi dire che una sorgente statica

del campo di colore viene sostituita da un'altra sorgente statica di colore, ma di sapore diverso, e il campo di colore non varia. Gli effetti relativistici sono trascurabili dal momento che dipendono dall'inverso della massa del *quark* pesante, che qui si suppone infinita. Quindi il *quark* spettatore \bar{q} e i gluoni non risentono del decadimento del *quark* b . Come già accennato, queste considerazioni sono alla base della HQET.

Il valore *minimo* di q^2 è $q_{min}^2 = m_\ell^2$ che, con buona approssimazione, per elettroni e muoni può essere considerato zero. In questo caso il leptone e il neutrino viaggiano parallelamente (Fig. 1.6(c)) e il *quark* finale riceve un grande impulso, cosicché E_{D^*} è massima. Dunque c si muove inizialmente con grande velocità rispetto al *quark* spettatore \bar{q} . Affinché si formi uno stato legato fra c e \bar{q} occorre che via sia uno scambio di gluoni fra l'uno e l'altro. Il fatto che il *quark* finale abbia una velocità tanto maggiore quanto più piccolo è il q^2 implica che la configurazione con $q^2 = q_{min}^2$ sia sfavorita. Il valore di w corrispondente a $q_{min}^2 = 0$ è pari a:

$$w = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2}{2m_B m_{D^*}}. \quad (1.19)$$

Dunque per una data energia del leptone E_ℓ , il range possibile per q^2 è :

$$(m_\ell^2 \approx 0) \leq q^2 \leq 2m_B E_\ell + \frac{2m_{D^*}^2 E_\ell}{2E_\ell - m_B} \quad (1.20)$$

il quale definisce i limiti del grafico di Dalitz (Fig. 1.5). Nel grafico di Dalitz si può vedere anche la soppressione degli eventi per piccoli valori di q^2 : la densità di punti è maggiore a q^2 elevati, mentre è minore a q^2 piccoli. Si può notare anche come il massimo della densità dei punti non coincida con q_{max}^2 , ma si abbia per $q^2 \lesssim q_{max}^2$: questo accade perché al valore massimo di q^2 lo spazio delle fasi disponibile è nullo.

La distribuzione di q^2 è fortemente influenzata dallo spin del D^* . Poiché W^* si comporta come una particella di spin 1, in decadimenti del tipo $M \rightarrow XW$, con M e X mesoni pseudoscalari (B e D , per esempio), allora non è possibile che ci sia conservazione del momento angolare senza che ci sia un'unità di momento angolare orbitale a bilanciare lo spin 1 della W : perciò i decadimenti del tipo $D \rightarrow KW$ o $B \rightarrow DW$ avvengono in onda P. Il rapporto differenziale di decadimento, in questi casi, dipende da $|\vec{p}_X|^3$, di cui una potenza viene dallo spazio delle fasi e due potenze dal quadrato dell'ampiezza. Partendo dall'equazione 1.18, si vede

che $|\vec{p}_X| = 0$ per $q^2 = q_{max}^2$, così da produrre una soppressione del *rate* proprio per grandi valori di q^2 , dove i fattori di forma invece produrrebbero alti rapporti di decadimento.

Da notare che se il *Dalitz plot* (fig. 1.5) fosse stato prodotto per il decadimento $B \rightarrow D \ell^- \bar{\nu}_\ell$, piuttosto che $B \rightarrow D^* \ell^- \bar{\nu}_\ell$, la densità dei punti nella parte superiore del grafico sarebbe decisamente ridotta.

Per studiare ora la distribuzione dell'energia del leptone E_ℓ , bisogna prendere in considerazione tre aspetti: l'accoppiamento $V - A$, i numeri quantici del D^* e la distribuzione di q^2 .

L'accoppiamento di tipo $V - A$ dell'interazione debole porta il leptone carico negativamente e l'anti-neutrino ad avere lo spin rivolto nello stesso verso nel sistema di riposo della coppia $\ell^- \nu_\ell$ (Fig. 1.7).

Ne consegue una proiezione del momento angolare pari a $J_z = -1$ lungo la direzione del leptone negativo ℓ^- (ovvero $J_z = +1$ lungo la direzione del ℓ^+). Il processo $b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}_\ell$ produce *quark* c principalmente con elicità pari a $\lambda = -1/2$. Quindi la configurazione in cui il leptone carico ℓ^- rincula contro il *quark* c e il neutrino $\bar{\nu}_\ell$ è favorita. Questo comporta una distribuzione dell'energia del leptone con un picco a valori più elevati di quella del neutrino, cosa che ancora si può osservare sul *Dalitz plot*. Nel caso in cui sia un *quark* \bar{b} a decadere vale lo stesso ragionamento poichè le elicità di tutte le particelle cambiano segno.

Altri contributi allo spettro dell'energia del leptone derivano dai numeri quantici del mesone finale, infatti mesoni vettori e pseudoscalari mostrano spettri diversi. Nel caso del mesone pseudoscalare l'informazione sulla elicità è persa, mentre nel caso di mesone vettore il suo spin pari a 1 gioca un ruolo importante sullo spettro di E_ℓ : il mesone D^* avrà una probabilità più elevata di avere elicità $\lambda = -1$ rispetto al caso $\lambda = +1$. In sostanza il *quark* figlio (con $\lambda = -1/2$) si combina con il *quark* spettatore per formare un mesone vettore (D^*) che può avere elicità $\lambda = -1$ o $\lambda = 0$. L'elicità del bosone W deve essere la stessa di D^* al fine di conservare il momento angolare. Visto che lo spin del B^0 è nullo, domina

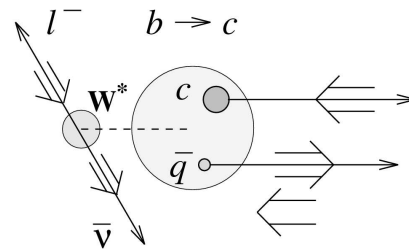


Figura 1.7: Rappresentazione grafica del decadimento esplicativa dello studio sullo spin

l'ampiezza con elicità $\lambda = -1$ per W rispetto a quella con $\lambda = 0$; il leptone carico ℓ^- avrà dunque una distribuzione angolare di questo tipo:

$$\frac{dN}{d\cos\theta_\ell} \propto (1 + \cos\theta_\ell)^2; \quad (1.21)$$

quando il leptone ha carica positiva la distribuzione angolare è la medesima poiché cambiano segno sia l'elicità del *quark* finale sia del leptone carico.

Infine, si può dire che l'energia del leptone dipende dalla distribuzione di q^2 considerando che, se tale distribuzione è più popolata ad alti q^2 a causa dei fattori di forma, allora anche E_ℓ sarà elevata.

1.3.3 Struttura delle correnti adroniche

L'elemento di matrice per un decadimento semileptonico del tipo $M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{Q'\bar{q}}\ell^-\bar{\nu}$, dove $M_{Q\bar{q}}$ e $X_{Q'\bar{q}}$ sono rispettivamente il mesone iniziale e finale, in cui il *quark* \bar{q} è spettatore e Q decade in Q' , può essere scritto come il prodotto tra una corrente adronica e una leptonica:

$$\mathcal{M}(M_{Q\bar{q}} \rightarrow X_{Q'\bar{q}}\ell^-\bar{\nu}) = X_{Q'\bar{q}}\bar{Q}' \frac{-ig}{2\sqrt{2}} V_{Q'Q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) Q M_{Q\bar{q}} \quad (1.22)$$

$$\times P^{\mu\nu}(q) \bar{u}_\ell \frac{-ig}{2\sqrt{2}} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) v_\nu. \quad (1.23)$$

Le correnti adroniche devono essere costruite a partire dai quadrivettori disponibili, cioè quadrimpulsi e vettori di polarizzazione di spin; le quantità vettoriali o pseudo-scalari così formate avranno coefficienti Lorentz-invarianti, i fattori di forma, che sono funzioni di q^2 .

Per i processi del tipo $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$, dove il B^0 è un mesone pseudoscalare e il D^* è un vettore, ciascun termine della corrente adronica deve essere lineare rispetto al vettore di polarizzazione ε del D^* . Tale richiesta porta alla seguente

formulazione generale [12]:

$$\begin{aligned} \langle D^*(p', \varepsilon) | V^\mu - A^\mu | B(p) \rangle &= \frac{2i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}}{m_B + m_{D^*}} \varepsilon_\nu^* p'_\alpha p_\beta V(q^2) - (m_B + m_{D^*}) \varepsilon^{*\mu} A_1(q^2) \\ &+ \frac{\varepsilon^* \cdot q}{m_B + m_{D^*}} (p + p')^\mu A_2(q^2) + 2m_{D^*} \frac{\varepsilon^* \cdot q}{q^2} q^\mu A_3(q^2) \\ &- 2m_{D^*} \frac{\varepsilon^* \cdot q}{q^2} q^\mu A_0(q^2) \end{aligned} \quad (1.24)$$

dove

$$\begin{aligned} V^\mu &= \bar{q}' \gamma^\mu Q \\ A^\mu &= \bar{q}' \gamma^\mu \gamma_5 Q \\ A_3(q^2) &= \frac{m_B + m_{D^*}}{2m_{D^*}} A_1(q^2) - \frac{m_B - m_{D^*}}{2m_{D^*}} A_2(q^2) \end{aligned} \quad (1.25)$$

con $A_0(q^2) = A_3(q^2)$. È da notare che i termini proporzionali a q^μ giocano un ruolo importante solo quando $\ell = \tau$, perciò per questa analisi, con buona approssimazione, si possono trascurare, cosicchè la corrente adronica si riduce a:

$$\begin{aligned} \langle D^*(p', \varepsilon) | V^\mu - A^\mu | B(p) \rangle &= \frac{2i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}}{m_B + m_{D^*}} \varepsilon_\nu^* p'_\alpha p_\beta V(q^2) - (m_B + m_{D^*}) \varepsilon^{*\mu} A_1(q^2) \\ &+ \frac{\varepsilon^* \cdot q}{m_B + m_{D^*}} (p + p')^\mu A_2(q^2). \end{aligned} \quad (1.26)$$

Si può quindi dedurre che il processo in esame è descrivibile attraverso tre fattori di forma, A_1 , A_2 e V , che sono adimensionali e possono essere resi reali in quanto questi decadimenti conservano CP e non vi sono interazioni forti nello stato finale [11].

I fattori di forma nella HQET sono legati ai fattori di forma dalle seguenti relazioni [10]:

$$\tilde{R}V(q^2) = h_V(w), \quad (1.27)$$

$$\tilde{R}^{-1}A_1(q^2) = \frac{w+1}{2} h_{A_1}(w), \quad (1.28)$$

$$\tilde{R}A_2(q^2) = h_{A_3}(w) + \frac{m_{D^*}}{m_{B^0}} h_{A_2}(w), \quad (1.29)$$

dove $r = m_{D^*}/m_B$ e la costante \tilde{R} vale:

$$\tilde{R} = \frac{2\sqrt{m_{B^0} \cdot m_{D^*}}}{m_{B^0} + m_{D^*}}. \quad (1.30)$$

Esprimendo la corrente adronica in termini di fattori di forma HQET si ha quindi:

$$\begin{aligned} \langle D^*(v', \varepsilon) | V^\mu - A^\mu | B(v) \rangle = & \sqrt{m_B m_{D^*}} [i h_V(w) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon_\nu^* v'_\alpha v_\beta \\ & - h_{A_1}(w) \varepsilon^{*\mu} (w+1) + h_{A_2}(w) v^\mu \varepsilon^* \cdot v \\ & + h_{A_3}(w) v'^\mu \varepsilon^* \cdot v]. \end{aligned} \quad (1.31)$$

1.3.4 La funzione di Isgur-Wise

Come già detto in precedenza, la HQET non predice come i fattori di forma dipendano da w , però fornisce la correlazione tra di essi, riducendo il numero di funzioni indipendenti. Nel limite di simmetria di *quark* pesanti [12] valgono le seguenti relazioni:

$$h_V(w) = h_{A_1}(w) = h_{A_3}(w) = \xi(w) \quad (1.32)$$

$$h_{A_2}(w) = 0 \quad (1.33)$$

dove $\xi(w)$, denominata funzione di Isgur-Wise [13, 14], è un fattore di forma “universale” per i decadimenti di un mesone pseudo-scalare in un mesone vettore. Nella configurazione a rinculo nullo ($w = 1$), i costituenti leggeri del mesone non risentono del decadimento del *quark* pesante. Nel limite della simmetria dei *quark* pesanti c’è dunque una sovrapposizione perfetta tra le funzioni d’onda dello stato finale ed iniziale del mesone; ne segue che il valore della funzione di Isgur-Wise è perfettamente noto nella configurazione a rinculo zero ed è pari a uno, $\xi(1) = 1$. Questo risultato, che va corretto alla luce delle masse finite dei *quark* b e c , è di grande utilità per la misura di $|V_{cb}|$. Per il decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$ le correzioni di ordine $1/m_Q$ sono nulle nella configurazione a “rinculo zero” (ossia $w = 1$)[8]; si può quindi scrivere:

$$\xi(1) = 1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q^2}\right). \quad (1.34)$$

Occorrerebbe utilizzare dei metodi non perturbativi per studiare la funzione di Isgur-Wise, dal momento che essa descrive interazioni tra adroni a lungo raggio e con scambio di gluoni poco energetici. Tuttavia, nel caso del decadimento

$B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, l'intervallo dei valori della variabile w è sufficientemente piccolo da permettere un'espansione di Taylor di ξ attorno a $w = v \cdot v' = 1$:

$$\xi(w) \approx 1 - \rho^2(w - 1) + \mathcal{O}(w - 1)^2 \quad (1.35)$$

Il comportamento della funzione di Isgur-Wise dovrebbe essere ben descritto da tale approssimazione nell'intervallo dei valori ammessi per w , per il decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, ed è quindi caratterizzato in primo luogo dal coefficiente ρ^2 . Anche se ρ^2 è difficile da calcolare, esso deve essere positivo e con valori compresi tra 0.48 e 1.58 [15].

Dai precedenti risultati si ottiene una relazione tra la funzione di Isgur-Wise e i fattori di forma V , A_1 e A_2 , che è data da:

$$V(q^2) = A_2(q^2) = \frac{A_1(q^2)}{\left[1 - \frac{q^2}{(m_B + m_{D^*})^2}\right]} = \tilde{R}^{-1} \xi(w). \quad (1.36)$$

1.3.5 La larghezza di decadimento di $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$

Nel decadimento semileptonico di un mesone pseudoscalare in un mesone vettoriale, $P \rightarrow V \ell \nu$, in cui il mesone V decade in due mesoni pseudo-scalari, $V \rightarrow P_1 P_2$, può essere completamente descritto da quattro variabili indipendenti: q^2 , oppure w , e i tre angoli mostrati in fig. 1.8.

L'angolo θ_ℓ è misurato nel sistema di riferimento in cui il W virtuale è a riposo; in tale sistema di riferimento leptone e neutrino hanno tri-impulsi uguali e contrari. L'angolo θ_ℓ è definito come l'angolo polare tra la direzione del leptone carico e quella opposta a quella del mesone vettore.

L'angolo θ_V è misurato nel sistema di riferimento in cui il D^* è a riposo; in tale sistema di riferimento D e π hanno tri-impulsi uguali e contrari. L'angolo θ_V è definito come l'angolo polare tra la direzione del D e quella opposta a quella del W .

L'angolo χ è definito nel sistema di riferimento in cui il B è a riposo ed è definito come l'angolo azimutale tra le proiezioni degli impulsi del leptone e del D nel piano perpendicolare all'asse di decadimento, dato dalla direzione del bosone W .

La larghezza di decadimento differenziale per il processo $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, può essere espressa in funzione di queste quattro variabili cinematiche q^2 , θ_ℓ , θ_V e χ

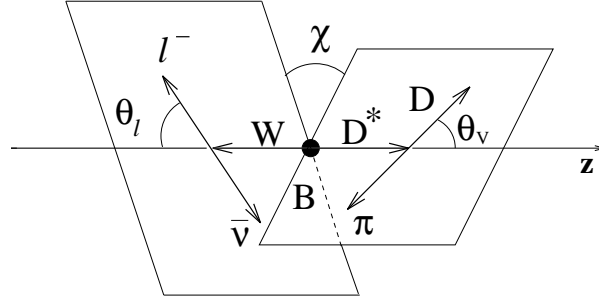


Figura 1.8: Definizione degli angoli θ_V , θ_ℓ e χ per il decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$. Il neutrino e il leptone sono raffigurati nel sistema di riferimento del W virtuale e quindi hanno tri-impulsi uguali ed opposti. Analogamente D e π sono mostrati nel sistema di riferimento del D^* . L'angolo θ_ℓ è misurato nel sistema di riferimento del W virtuale, mentre θ_V in quello del D^* . L'angolo χ è l'angolo tra i piani di decadimento del D^* e del W .

[12], come segue:

$$\begin{aligned}
\frac{d\Gamma(B \rightarrow D^* \ell \nu, D^* \rightarrow D^0 \pi^+)}{dq^2 d \cos \theta_V d \cos \theta_\ell d \chi} &= \frac{3}{8(4\pi)^4} G_F^2 |V_{cb}|^2 \frac{|\vec{p}_{D^*}| q^2}{m_B^2} \mathcal{B}(D^* \rightarrow D^0 \pi^+) \\
&\times \{ (1 - \cos \theta_\ell)^2 \sin^2 \theta_V |H_+(q^2)|^2 \\
&+ (1 + \cos \theta_\ell)^2 \sin^2 \theta_V |H_-(q^2)|^2 \\
&+ 4 \sin^2 \theta_\ell \cos^2 \theta_V |H_0(q^2)|^2 \\
&- 4 \sin \theta_\ell (1 - \cos \theta_\ell) \sin \theta_V \cos \theta_V \cos \chi H_+(q^2) H_0(q^2) \\
&+ 4 \sin \theta_\ell (1 + \cos \theta_\ell) \sin \theta_V \cos \theta_V \cos \chi H_-(q^2) H_0(q^2) \\
&- 2 \sin^2 \theta_\ell \sin^2 \theta_V \cos 2\chi H_+(q^2) H_-(q^2) \}
\end{aligned} \tag{1.37}$$

dove $|\vec{p}_{D^*}|$ è considerato nel sistema a riposo del B ed è una funzione di q^2 (eq. 1.48) e le ampiezze per gli stati di elicità 0, +1 e -1 sono proporzionali rispettivamente a $H_0(q^2)$, $H_+(q^2)$ e $H_-(q^2)$.

Non è difficile capire l'origine dei vari termini della formula (1.37). Dato che il mesone B ha spin zero, allora D^* e W^* devono avere la stessa elicità. Perciò nel caso in cui i mesoni W^* e D^* hanno elicità $\lambda_{W^*} = \lambda_{D^*} = +1$, allora la distribuzione angolare del leptone carico nel sistema di riferimento proprio del W^*

è proporzionale alla funzione di Wigner d :

$$d_{\lambda_{W^*}, \lambda_\ell - \lambda_\nu}^1(\theta_\ell) = d_{1,-1}^1 = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta_\ell) \quad (1.38)$$

e la distribuzione angolare del mesone D^0 nel riferimento a riposo del D^* è data da:

$$d_{\lambda_{D^*}, \lambda_D - \lambda_\pi}^1(\theta_V) = d_{1,0}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta_V. \quad (1.39)$$

L'analogo ragionamento si fa nei casi di elicità 0 e -1. Le ampiezze dell'elicità sono correlate ai fattori di forma V , A_1 e A_2 come segue:

$$H_0(w) = (m_B - m_{D^*}) \sqrt{\frac{m_B m_{D^*}}{q^2(w)}} (w + 1) \quad (1.40)$$

$$\times h_{A_1}(w) \left[1 + \left(\frac{w-1}{1-r} \right) (1 - R_2(w)) \right] \quad (1.41)$$

e

$$H_\pm(w) = (m_B - m_{D^*}) \sqrt{\frac{m_B m_{D^*}}{q^2(w)}} (w + 1) \quad (1.42)$$

$$\times h_{A_1}(w) \frac{\sqrt{1-2wr+r^2}}{1-r} \left[1 \mp \sqrt{\frac{w-1}{w+1}} R_1(w) \right] \quad (1.43)$$

dove

$$r = m_{D^*}/m_B, \quad (1.44)$$

$$R_1(w) = \frac{h_V(w)}{h_{A_1}(w)} = R_1(1), \quad (1.45)$$

$$R_2(w) = \frac{h_{A_3}(w) + \frac{m_{D^*}}{m_B} h_{A_2}}{h_{A_1}(w)} = R_2(1), \quad (1.46)$$

e i termini $w \pm 1$ sono correlati a q^2 da:

$$w \pm 1 = \frac{(m_B \pm m_{D^*})^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}}. \quad (1.47)$$

Guardando le formule (1.41) e (1.43) è chiaro che per $w \rightarrow 1$ l'andamento di H_0 e H_\pm è governato da $h_{A_1}(w)$. Anche il tri-impulso $|\vec{p}_{D^*}|$ può essere espresso in termini di w attraverso la relazione:

$$|\vec{p}_{D^*}| = m_{D^*} \sqrt{w^2 - 1} \quad (1.48)$$

L'ampiezza di decadimento differenziale (eq. 1.37) può essere integrata su $\cos \theta_\ell$, $\cos \theta_V$ e χ , in modo da ottenere l'ampiezza di decadimento differenziale in funzione di q^2 , e quindi w , dal quale è possibile poi misurare l'elemento di matrice $|V_{cb}|$, come sarà descritto nel seguente paragrafo.

1.4 Determinazione di $|V_{cb}|$ attraverso il decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$

Il valore dell'elemento di matrice $|V_{cb}|$ può essere calcolato in tre differenti modi, usando:

- il rapporto di decadimento dei canali semileptonici inclusivi;
- il rapporto di decadimento totale dei processi esclusivi del tipo $b \rightarrow c \ell^- \bar{\nu}$, ad esempio $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$;
- oppure il rapporto di decadimento parziale del processo $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, nella regione dello spazio delle fasi in cui il D^* ha un impulso molto basso nel sistema a riposo del B .

Il primo metodo ha il vantaggio che sia il rapporto di decadimento semileptonico inclusivo sia le vite medie del mesone B sono misurate in modo molto preciso, ma le incertezze teoriche giocano un ruolo significativo; recenti misure sull'impulso del leptone e sugli spettri delle masse invariante degli adroni [16] riducono tali incertezze.

Il secondo metodo necessita dell'integrazione su tutto il range di q^2 , il che comporta avere una buona conoscenza della variazione dei fattori di forma rispetto a q^2 .

Il terzo metodo permette di sfruttare la simmetria di *quark* pesanti, che si è rivelata essere uno strumento molto efficace ai fini di questa misura. L'obiettivo finale degli studi presentati in questa tesi è quello di valutare la fattibilità della misura di $|V_{cb}|$, utilizzando proprio questo metodo.

Per poter utilizzare il rate di decadimento in una regione limitata di w , è necessario integrare il rapporto di decadimento differenziale dell'eq.(1.37) in $\cos \theta_\ell$,

cos θ_V e χ e scriverlo in funzione di w , ottenendo la seguente espressione:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(B \rightarrow D^* \ell \nu)}{dw} &= \frac{G_F^2}{48\pi^3} m_{D^*}^3 (m_B - m_{D^*})^2 \sqrt{w^2 - 1} (w + 1)^2 \\ &\times \left[1 + \frac{4w}{w+1} \frac{1 - 2wr + r^2}{(1-r)^2} \right] |V_{cb}|^2 \mathcal{F}^2(w) \end{aligned} \quad (1.49)$$

La funzione $\mathcal{F}(w)$ corrisponde al prodotto $\mathcal{F}(w) = \eta_A \hat{\xi}(w)$, dove $\eta_A = 0.985 \pm 0.015$ è una correzione data dalla QCD [17], e $\hat{\xi}(w)$ è il fattore di forma che diventa uguale alla funzione di Isgur-Wise nel limite di *quark* pesanti, e può essere scritta come un'espansione in potenze di w .

Il fattore di forma $\hat{\xi}(w)$ è correlato a $h_{A_1}(w)$ secondo la seguente relazione:

$$\hat{\xi}^2(w) = \frac{\sum_i |\tilde{H}_i(w)|^2}{i} \left[1 + \frac{4w}{w+1} \frac{1 - 2wr + r^2}{(1-r)^2} \right] \eta_A^{-2} |h_{A_1}(w)|^2 \quad (1.50)$$

dove $\tilde{H}_i(w)$ è legato a $H_i(w)$ da:

$$\tilde{H}_i(w) = \frac{H_i(w)}{(m_B - m_{D^*}) \sqrt{\frac{m_B m_{D^*}}{q^2(w)} (w+1) h_{A_1}(w)}}. \quad (1.51)$$

Ora ai fini di determinare $|V_{cb}|$ dall'eq. (1.49), l'idea è quella di misurare il prodotto $|V_{cb}| \mathcal{F}(w)$ come una funzione di w , ed estrarre poi $|V_{cb}|$ nella configurazione di rinculo nullo ($w = 1$), descritta nella sezione 1.3.2, alla quale $\mathcal{F}(w)$ è noto, a meno di piccole incertezze teoriche.

La struttura generale delle correzioni del fattore di forma nella configurazione a rinculo zero è data da [18]:

$$\mathcal{F}(1) = \eta_A \eta_{QED} \left(1 + 0 \times \frac{\Lambda_{QCD}}{m_Q} + const \times \frac{\Lambda_{QCD}^2}{m_Q^2} + \dots \right) \equiv \eta_A \eta_{QED} (1 + \delta_{1/m^2}) \quad (1.52)$$

dove η_A è una correzione a corto raggio, che proviene dalla rinormalizzazione QCD della corrente assiale di cambiamento di flavour nella configurazione a rinculo nullo, $\eta_{QED} \simeq 1.007$ tiene in conto delle correzioni QED, e δ_{1/m^2} parametrizza le correzioni dal secondo ordine in poi. L'assenza delle correzioni al prim'ordine nella configurazione di "rinculo zero" è una conseguenza del teorema di Luke [8]. I calcoli teorici predicono per $\mathcal{F}(1)$ un valore prossimo all'unità, pari a:

$$\mathcal{F}(1) = 0.919_{-0.035}^{+0.030}. \quad (1.53)$$

1.4.1 Risultati sperimentali

Molti esperimenti hanno misurato il rapporto di decadimenti del canale $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ e il prodotto $\mathcal{F}(1)|V_{cb}|$. In fig. 1.9 (a) vi sono le otto misure esistenti di $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)$, tra le quali quella effettuata da *BABAR* è stata ottenuta attraverso un'analisi esclusiva [22].

Le misure di $\mathcal{F}(1)|V_{cb}|$, come funzione di w , sono state effettuate all'energia di $\Upsilon(4S)$ dalle collaborazioni di *CLEO* [20], *BELLE* [21] e *BABAR* [22]. I risultati pubblicati dal PDG[23] corrispondono a:

$$\mathcal{F}(1)|V_{cb}| = (38.2 \pm 0.5 \pm 0.9)^{-3} \quad (1.54)$$

$$\rho^2 = 1.56 \pm 0.05 \pm 0.13 \quad (1.55)$$

Usando per $\mathcal{F}(1) = 0.91 \pm 0.04$ [24], il PDG calcola $|V_{cb}|$ dal canale semileptonico esclusivo $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, che risulta essere pari a:

$$|V_{cb}| = (42.0 \pm 1.1_{exp} \pm 1.9_{theo}) \times 10^{-3}. \quad (1.56)$$

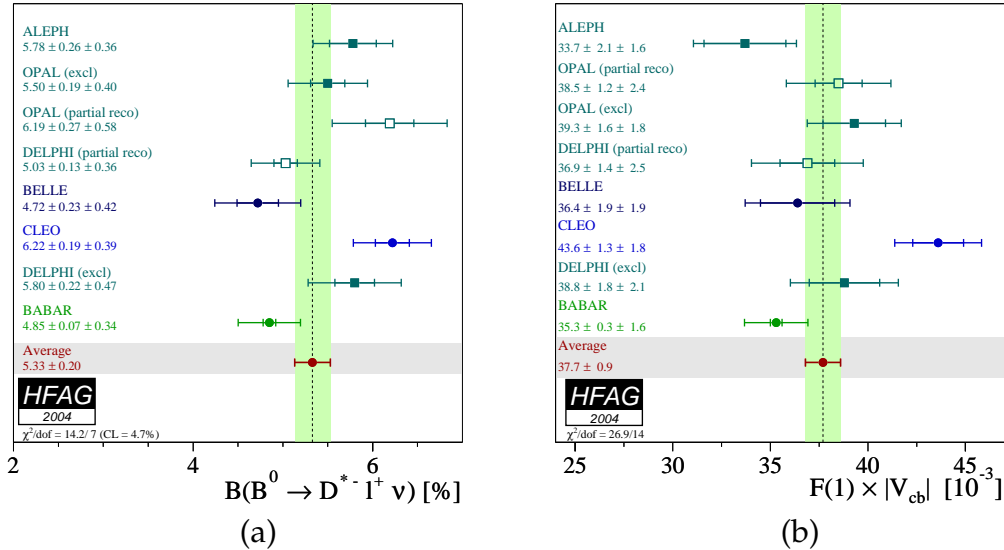


Figura 1.9: Misure esistenti del rapporto di decadimento $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)$ (a) e misure esistenti del valore $\mathcal{F}(1)|V_{cb}|$ (b)[19].

Capitolo 2

Il rivelatore *BABAR*

2.1 La risonanza $\Upsilon(4S)$

Nel 1977 al *FERMILAB* di Chicago [25] fu osservato che la sezione d'urto per produzione di adroni nelle interazioni $pN \rightarrow \ell^+\ell^-X$ presentava un picco molto evidente nella regione di massa invariante intorno ai 10 GeV.

Tale risonanza fu chiamata Υ e rappresentava la prima evidenza sperimentale dell'esistenza del quark b , postulata da Kobayashi e Maskawa per estendere il Modello Standard a tre generazioni di quark. Immediatamente dopo la scoperta della Υ seguì la scoperta degli stati eccitati Υ' [26] e Υ'' [27]. I dati raccolti permisero di stabilire che i numeri quantici delle risonanze Υ erano $J^{PC} = 1^{--}$ e costituivano i tre livelli energetici più bassi di un sistema legato $b\bar{b}$ con momento orbitale nullo e spin totale 1.

Le risonanze $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ sono caratterizzate da una piccola larghezza, indice di come il decadimento forte sia soppresso, dato che si trovano al di sotto della soglia di produzione di due mesoni B .

La risonanza $\Upsilon(4S)$ fu invece scoperta dalle collaborazioni CLEO [28] e CUSB [29] nel 1980: essa ha massa pari a 10.5800 ± 0.0035 GeV ed è il primo livello situato oltre la soglia di decadimento in una coppia $B_d\bar{B}_d$. Questa nuova possibilità di decadimento rende la sua larghezza, che è pari a 10 ± 4 MeV, più ampia rispetto alle precedenti.

La $\Upsilon(4S)$ è una sorgente ideale per la produzione di mesoni B dato che i suoi prodotti di decadimento sono per il 50% coppie $B^0\bar{B}^0$ e per il 50% coppie B^+B^- [30]. L'assenza praticamente assoluta di altri prodotti di decadimento fa della

$\Upsilon(4S)$ una sorgente purissima di coppie $b\bar{b}$, fatto che contribuisce notevolmente a ridurre il fondo fisico. Inoltre, poichè lo spin della $\Upsilon(4S)$ è pari a 1 e poichè i mesoni B hanno spin 0, la conservazione del momento angolare fa sì che i due mesoni siano prodotti in onda P .

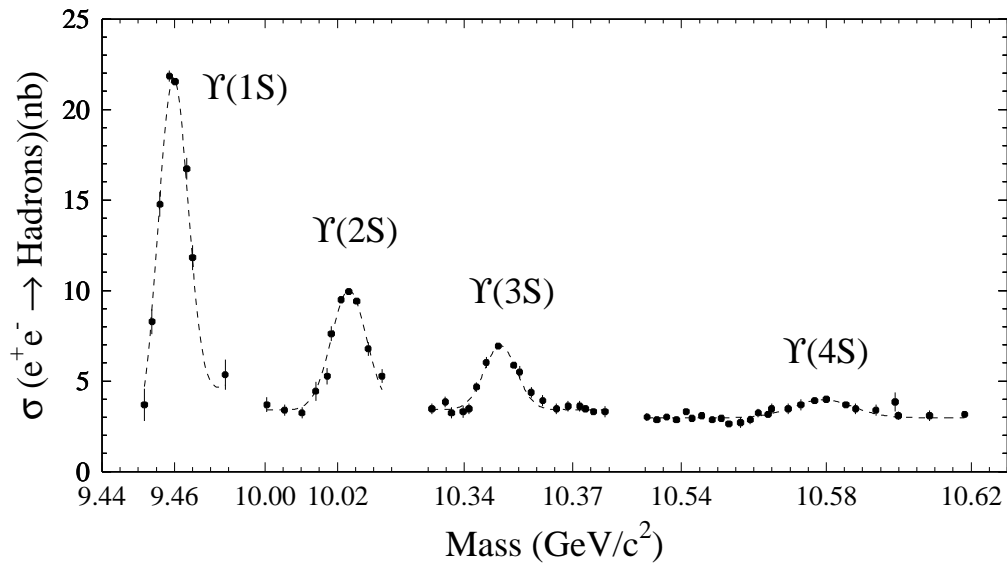


Figura 2.1: Sezione d'urto del canale ($e^+e^- \rightarrow$ adroni) in funzione dell'energia del centro di massa intorno ai 10 GeV. Sono visibili le prime quattro risonanze denominate Υ .

Infine è da tenere presente che il decadimento in due corpi della $\Upsilon(4S)$ consente di imporre molti vincoli alla cinematica iniziale dell'evento, perchè i due B vengono prodotti, nel centro di massa della $\Upsilon(4S)$, con impulsi uguali e opposti ed energie uguali. In queste condizioni però, dato il piccolo momento trasferito, i mesoni B sono prodotti quasi a riposo.

2.2 La B Factory PEP-II

Alla fine degli anni '80 [18] si pensò che la miglior sorgente di mesoni B fosse un collisore di e^+ ed e^- con energia del centro di massa pari all'energia della $\Upsilon(4S)$ e caratterizzato da fasci asimmetrici in modo che i mesoni prodotti dal decadimento abbiano un momento rivelabile nel sistema del laboratorio. Inoltre

per avere una buona statistica, era necessario costruire una macchina in grado di lavorare ad elevata luminosità.

PEP-II (figura 2.2) è una B Factory costruita per rispondere a queste esigenze. È situata presso i laboratori dello *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) dell'Università di Stanford (California) ed è l'aggiornamento dell'acceleratore di elettroni e positroni PEP (*Positron Electron Project*).

Tra i vantaggi di questa macchina vi sono l'alto rapporto tra segnale e fondo, pari a $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{tot} \sim 0.28$, la purezza degli eventi e l'alta luminosità di picco, prevista essere di $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}/\text{s}^{-1}$ o più.

PEP-II consiste di due anelli di accumulazione indipendenti posti l'uno sull'altro alloggiati nel tunnel di forma esagonale del PEP. Come iniettore dei fasci viene usato il vecchio acceleratore lineare LINAC. L'anello ad alta energia (HER) contiene il fascio di elettroni a 9.0 GeV/c, mentre l'anello a bassa energia (LER) contiene il fascio di positroni a 3.1 GeV/c. L'energia nel centro di massa è dunque pari alla massa della $\Upsilon(4S)$ e l'asimmetria dei fasci fa sì che tale risonanza sia prodotta nel laboratorio con un $\beta\gamma = 0.56$, rispetto al centro di massa[31].

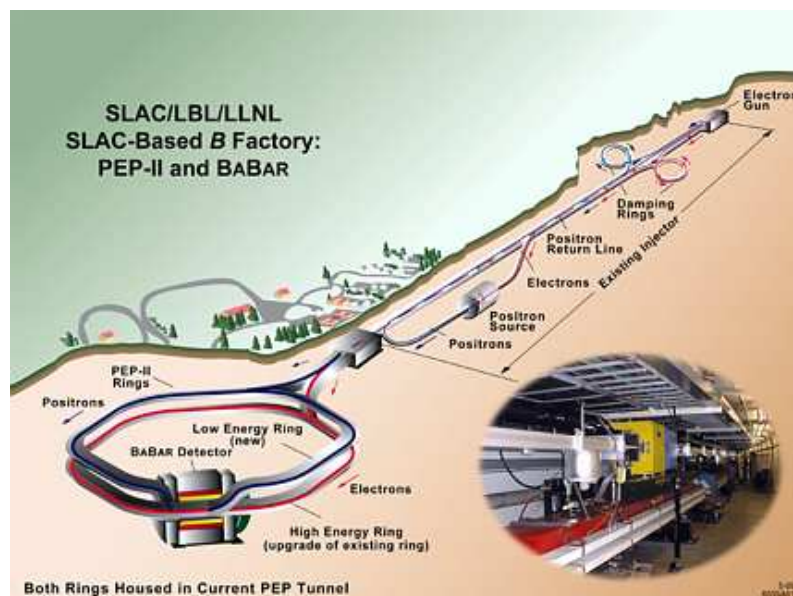


Figura 2.2: Veduta dell'acceleratore PEP-II.

Il fatto che i due mesoni B provengano dal decadimento della risonanza $\Upsilon(4S)$

in movimento facilita la ricostruzione dei vertici di decadimento dei due mesoni e la determinazione della differenza fra i tempi di decadimento relativi. Diventa dunque possibile misurare la dipendenza dal tempo della probabilità di decadimento.

2.3 L'anello di accumulazione

PEP-II è un anello di accumulazione costruito per operare ad una energia del centro di massa di 10.58 GeV, che corrisponde alla massa della risonanza $\Upsilon(4S)$: esso possiede le caratteristiche presentate in tabella 2.1.

Parametri	Progetto	Valore tipico
Energia di HER/LER (GeV)	9.0/3.1	9.0/3.1
Corrente di HER/LER (A)	0.75/2.15	1.0/1.7
Num. pacchetti	1658	553-829
Spazio tra i pacchetti (ns)	4.2	6.3-10.5
σ_x (μm)	110	147
σ_y (μm)	3.3	5.6
σ_z (μm)	9	9
Luminosità ($\text{pb}^{-1}/\text{giorno}$)	135	140

Tabella 2.1: Parametri dell'acceleratore PEP-II

Fino al 2003 PEP-II operava in cicli di 40 minuti circa, durante i quali i due fasci collidono e allo stesso tempo la corrente diminuisce. Alla fine di ciascun ciclo, occorrono dai tre ai cinque minuti per riaccumulare nuovamente i fasci alla luminosità voluta. *BABAR* divide i dati in *run*, definiti come periodi di circa due ore durante le quali le condizioni del fascio e del rivelatore sono giudicate stabili.

Mentre la maggior parte dei dati vengono registrati al picco della risonanza $\Upsilon(4S)$, circa l'11% è raccolto a 40 MeV al di sotto, in modo da poter studiare il fondo non risonante da interazioni $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, dove $q = u, d, s, c$.

Al fine di ridurre i tempi morti dovuti al riempimento dei fasci, dal novembre 2003 (Run 4) è stata adottata una nuova tecnica per mantenere le correnti dei due fasci a valori tali da ottenere la luminosità istantanea voluta.

Questa tecnica è nota come *trickle injection* [32] ed è stata studiata da una collaborazione di fisici sia di PEP-II che di *BABAR*. La *trickle injection* nel LER consiste nell'aggiunta di tre pacchetti di particelle al secondo, che quindi hanno il tempo necessario per essere focalizzati rapidamente; in questo modo il fascio mantiene la corrente stabile per un tempo maggiore rispetto all'iniezione normale. Dato che per l'anello degli elettroni (HER) è stato più difficile applicare questa tecnica, è solo dal marzo 2004 che entrambi gli anelli di PEP-II sono sot-

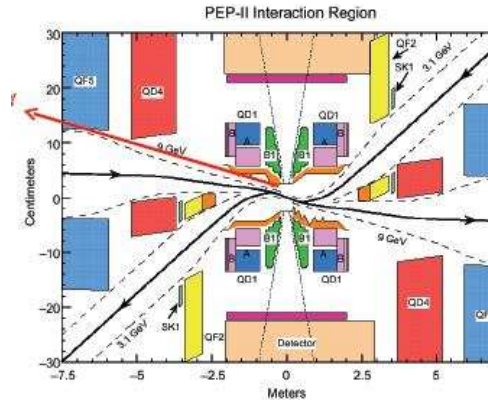


Figura 2.3: Dettaglio della regione di interazione. Compaiono i quadrupoli (Q) e il bipolo magnetico (B1). La linea continua è la traiettoria ideale del fascio, mentre la linea tratteggiata delimita la zona in cui effettivamente possono viaggiare i fasci.

toposti alla *trickle injection*. Questo miglioramento della macchina ha portato a tanti vantaggi. In particolare, la frequenza di collisione rimane costante, la luminosità rimane buona per il doppio del tempo e il guadagno per i due anelli è stato stimato dell'ordine del 12-15% già in pochi giorni.

In PEP-II i pacchetti si incontrano frontalmente per evitare l'accoppiamento di modi longitudinali e trasversali. L'asimmetria in energia permette di separare i fasci magneticamente ma non è possibile usare una ottica di focalizzazione diversa per i due fasci. Il fascio ad energia più elevata (HER) ha infatti più focalizzazione dell'altro a parità di corrente, il che risulterebbe in una focalizzazione asimmetrica.

Per compensare l'asimmetria e ottenere una focalizzazione simmetrica, il fascio a energia più bassa è configurato per avere una corrente più elevata. È generalmente più complicato ottenere un fascio di elettroni a corrente elevata rispetto ad uno di positroni. Infatti ioni carichi positivamente che rimangono nel tubo del fascio vengono attratti dagli elettroni e possono generare instabilità nell'orbita. Questa è la ragione per la quale il fascio di elettroni è stato scelto con una corrente più bassa, e una energia più alta.

Come si può vedere in figura 2.3, pacchetti sono separati magneticamente nel piano orizzontale da una coppia di dipoli magnetici (B1), seguiti da una serie di quadrupoli per contrastarne l'azione. I dipoli rastremati B1 si trovano a ± 21 cm dal punto di interazione, quindi completamente dentro al rivelatore, i quadrupoli

Q1 si trovano dentro il campo magnetico del solenoide di *BABAR*, mentre Q2, Q4 e Q5 sono alloggiati all'esterno o nella zona di bordo del campo magnetico (fig. 2.3). Il tubo dell'acceleratore, i magneti permanenti e il rivelatore di vertice (SVT) sono assemblati e allineati e quindi racchiusi in un tubo di supporto lungo 4.4 m. Questa struttura rigida è inserita nel rivelatore *BABAR*, coprendo il punto d'interazione.

2.4 Luminosità e energia dei fasci

La luminosità è definita come:

$$\mathcal{L} = \frac{N}{\sigma}, \quad (2.1)$$

dove N è il numero di eventi di un dato tipo prodotti e σ è la sezione d'urto corrispondente.

Mentre PEP-II usa la diffusione Bhabha per controllare in tempo reale l'andamento della luminosità, *BABAR* determina la luminosità assoluta da altri processi QED *offline*. Il risultato più accurato si ottiene sfruttando il processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Negli ultimi mesi di presa dati PEP-II ha operato in media ad una luminosità di $5 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Per quanto riguarda le energie dei due fasci, durante le operazioni, esse sono calcolate dalla forza totale di curvamento magnetico e dalle orbite dei fasci. Per garantire che i dati siano registrati vicino al picco della risonanza $\Upsilon(4S)$, il rapporto osservato fra il numero di $B\bar{B}$, aumentato con gli eventi adronici, e il numero di coppie di leptoni prodotte è monitorato *on-line*. Al picco della risonanza, un cambiamento del 2.5% nel tasso di produzione di $B\bar{B}$ corrisponde ad un cambiamento di 2 MeV nell'energia del centro di massa, un valore che è vicino alla tolleranza in energia di PEP-II. Una diminuzione del tasso di $B\bar{B}$ non è attribuibile univocamente ad un'energia al di sopra o al di sotto del picco della $\Upsilon(4S)$. Il segno del cambiamento in energia deve essere determinato mediante altre informazioni. Il modo migliore per conoscere il valore dell'energia del centro di massa, tramite una calibrazione assoluta, è quello di misurare l'impulso di B completamente ricostruiti imponendo che abbiano la massa nota per il mesone B . Un errore assoluto di 1.1 MeV può essere ottenuto con una luminosità integrata

pari a 1 fb^{-1} . Questa incertezza deriva dalla conoscenza del valore della massa del mesone B e dalla risoluzione del rivelatore.

2.5 Caratteristiche di *BABAR*

Il rivelatore *BABAR* è stato progettato e costruito da una collaborazione di circa 600 fisici, provenienti da 75 istituti di 10 nazioni, ed installato a SLAC nell'autunno del 1998. L'obiettivo principale dell'esperimento è la misura della asimmetria di CP dipendente dal tempo, quindi l'apparato sperimentale è ottimizzato per raggiungere questo scopo. Il test cruciale per l'invarianza di CP è il confronto fra il numero di B^0 e \bar{B}^0 che decadono in un autostato di CP in funzione del tempo. Sperimentalmente questo richiede di selezionare eventi nei quali un B neutro decade in un autostato di CP ricostruendone completamente la catena di decadimento (ad esempio $B^0 \rightarrow J/\psi K_s$, ricostruendo $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ e $K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$). Allo stesso tempo deve essere identificato il sapore dell'altro mesone B attraverso i suoi prodotti di decadimento. Il rapporto di diramazione molto piccolo dei mesoni B in un autostato di CP , tipicamente dell'ordine di 10^{-4} , la necessità di ricostruire interamente stati finali con due o più particelle cariche e diversi π^0 e in più l'identificazione del secondo mesone B pongono richieste piuttosto stringenti sul rivelatore.

Innanzitutto è necessario avere:

- accettazione ampia e uniforme, in particolare fino a piccolo angolo polare nella direzione del boost per evitare la perdita di particelle;
- eccellente efficienza di ricostruzione per particelle cariche a partire da impulsi di $60 \text{ MeV}/c$ e per fotoni con energia a partire da 25 MeV ;
- eccellente risoluzione angolare ed in energia per il rilevamento di fotoni da π^0 e decadimenti radiativi di B in un intervallo da 25 MeV a 4 GeV ;
- alta risoluzione nella misura degli impulsi, al fine di separare i segnali piccoli dal fondo;
- ottima risoluzione di vertice, sia trasversa che parallela al fascio;

- alta efficienza di identificazione di elettroni e muoni su un ampio intervallo in impulso, *in primis* per il rilevamento di decadimenti semileptonici per l'identificazione del sapore del B e per lo studio in generale di decadimenti semi-leptonici e rari;
- identificazione di adroni su un ampio intervallo di valori in impulso per l'etichettatura del sapore del mesone B , per la separazione dei pioni dai kaoni in decadimenti quali $B^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ e $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e per decadimenti in mesoni con *charm* e decadimenti con τ ;
- un sistema di *trigger* ad alta efficienza e selettivo con controlli incrociati in modo da evitare perdite significative di segnale e incertezze sistematiche;

Per quanto riguarda l'apparato di rivelazione sono richiesti:

- basso rumore elettronico e sistema di acquisizione ad alta flessibilità e stabilità operativa;
- alto grado di affidabilità dei componenti, frequente monitoraggio e calibrazione automatica, inoltre controllo delle condizioni ambientali in modo da garantire stabilità e continuità nel funzionamento;
- un sistema di calcolo in tempo reale che controlli, processi e immagazzini l'alto volume di dati atteso;
- componenti del rivelatore che possano assorbire dosi non piccole di radiazioni e che possano operare in presenza di molto fondo.

2.6 Il rivelatore

Il solenoide superconduttore di *BABAR* (Fig. 2.5), che genera un campo magnetico assiale di 1.5 T, contiene una serie di rivelatori a strati successivi attorno alla regione di interazione: un tracciatore di vertice costituito da rivelatori al silicio composto da 5 strati di rivelazione (*Silicon Vertex Tracker*, SVT); una camera a deriva (*Drift Chamber*, DCH) per rivelare particelle cariche ed eseguire misure d'impulso; un rivelatore di luce Cherenkov a barre di quarzo (DIRC) per l'identificazione delle particelle; un calorimetro elettromagnetico (EMC) a cristalli di CsI

per la rivelazione di fotoni ed elettroni. L'EMC ha un *barrel* e un *endcap* che si estendono asimmetricamente nel verso in avanti, quello del fascio degli e^- , dove emergono molti dei prodotti di collisione.

Tutti i dispositivi alloggiati all'interno del magnete hanno piena accettazione azimutale.

Il giogo esterno al magnete, utilizzato per chiudere il flusso del campo magnetico, è composto da 18 strati di ottone, di uno spessore via via maggiore a mano a mano che ci si allontana dal centro; esso è equipaggiato con 19 strati di RPC (*Resistive Plate Chambers*) in quattro sestanti e 12 strati di LST (*Limited Streamer Tubes*) nei restanti due. Gli LST/ RPC permettono la separazione di muoni da adroni carichi, e anche la rivelazione di adroni neutri penetranti.

L'impulso medio delle particelle cariche prodotte nel decadimento di un mesone B è inferiore a 1 GeV: gli errori sui parametri delle tracce cariche misurate risultano quindi dominati dalla diffusione multipla, piuttosto che dalla risoluzione spaziale intrinseca del rivelatore. Per questo motivo è stata dedicata una particolare attenzione alla riduzione della quantità di materiale nel rivelatore. La figura 2.4 mostra lo spessore di materiale espresso in lunghezze di radiazione che una particella attraversa prima di raggiungere i diversi rivelatori.

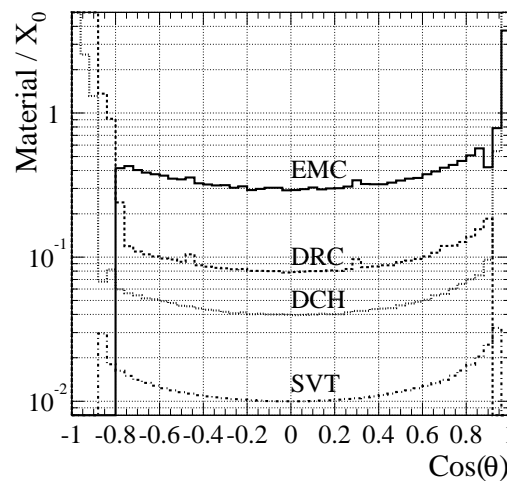


Figura 2.4: Quantità di materiale (in unità di lunghezza di radiazione) che una particella ad alta energia, che parte dal centro geometrico muovendosi verso un angolo θ , attraversa prima di raggiungere il primo elemento attivo del rivelatore.

2.7 Il sistema di tracciamento

La complessità dei decadimenti studiati a *BABAR* richiede un'ottima risoluzione degli angoli e un'ampia copertura angolare nonché la capacità di misurare i momenti in un intervallo che va da poche decine di MeV ad alcuni GeV.

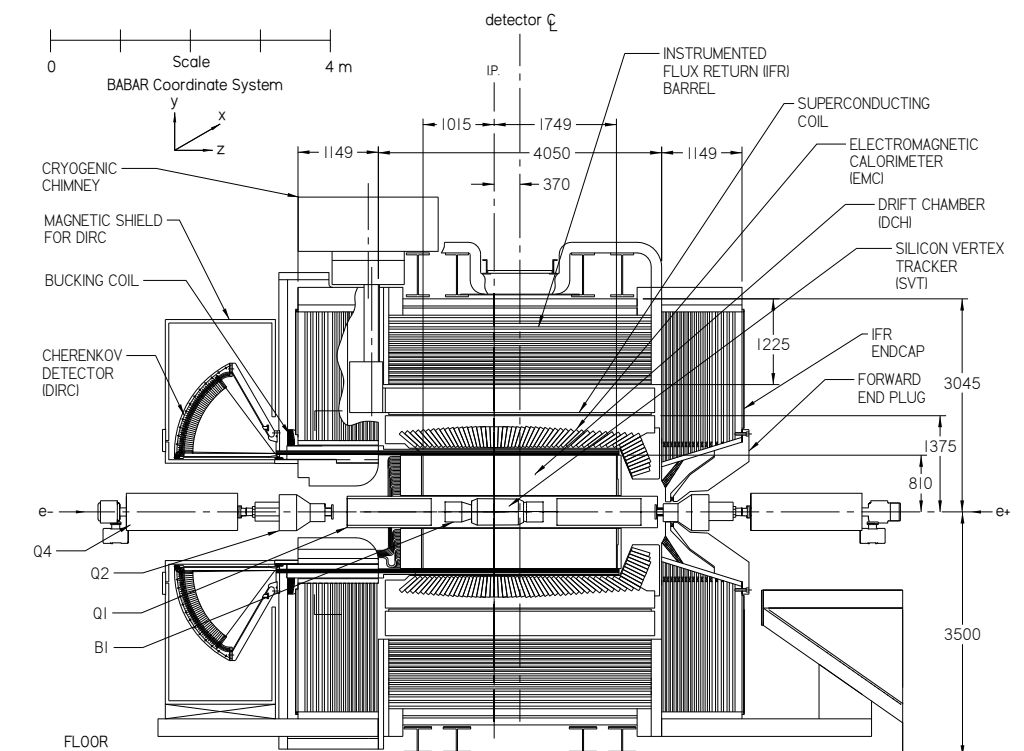
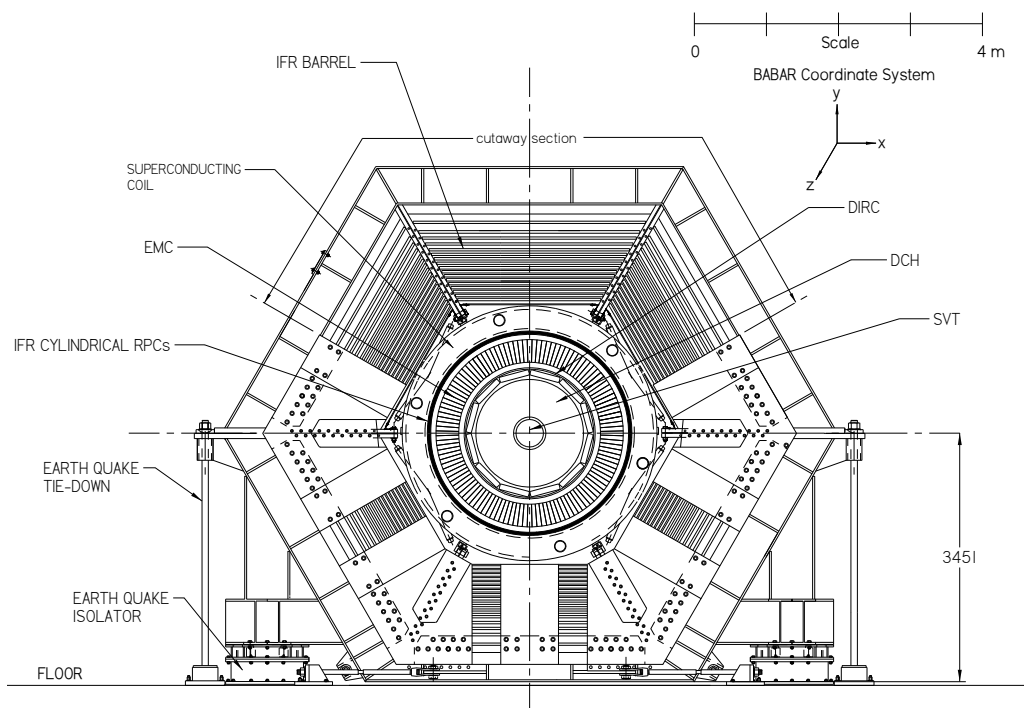


Figura 2.5: Vista frontale e laterale del rivelatore BABAR.

La diffusione multipla aumenta le difficoltà della ricostruzione della cinematica al punto di interazione, quindi diventa necessario avere un sistema di tracciamento di particelle cariche più vicino possibile al punto di interazione e costruito in modo da avere piccola lunghezza di interazione.

Il sistema di tracciamento di *BABAR* è posto a strettissimo contatto della *beam pipe* ed è costituito dal rivelatore di vertice e dalla camera a deriva. Quest'ultima contribuisce anche alla logica del trigger.

2.7.1 Il rivelatore di vertice

L'obiettivo principale del rivelatore di vertice (SVT), raffigurato in fig. 2.7, è la ricostruzione dei vertici dei mesoni *B* primari, tenendo conto delle richieste fisiche e dei vincoli realizzativi posti da PEP-II. Data l'alta risoluzione raggiunta lungo la coordinata *z* questo sistema ha un ruolo principale nello studio delle asimmetrie di *CP*. In più l'SVT è il solo a dover garantire il tracciamento di particelle con basso impulso trasverso ($p_T < 120 \text{ MeV}/c$), il valore minimo misurabile dalla sola DCH: questa caratteristica è fondamentale ad esempio per l'identificazione dei pioni lenti provenienti da decadimenti dei D^* , che giocheranno un ruolo fondamentale nell'analisi descritta nel capitolo 4.

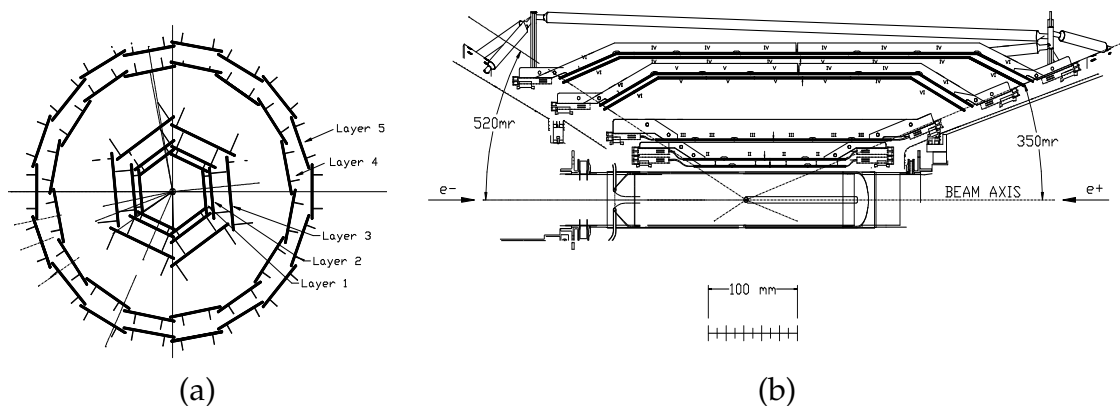


Figura 2.6: Visione schematica dell'SVT: trasversa (a) e laterale (b).

L'SVT deve essere ottimizzato anche considerando i limiti dovuti alle dimensioni e alla struttura di PEP-II vicino alla regione di interazione, cioè vicino ai due magneti permanenti B1 che splittano il fascio dopo le collisioni.

Il rivelatore SVT è costituito da 5 strati radiali (fig. 2.6) che comprendono 52 sensori a doppia faccia a strip di silicio. I primi tre strati sono dedicati al tracciamento e alla ricostruzione di vertice, mentre gli altri due servono al tracciamento delle particelle di bassa energia e sono sagomati a forma di arco: la scelta di realizzare in questo modo i moduli più esterni è stata fatta al fine di ridurre il silicio necessario a coprire l'angolo solido e per aumentare l'angolo di impatto per particelle prossime al limite di accettazione. I moduli sono posizionati in una struttura conica in fibra di carbonio che si trova attorno al magnete permanente B1 e al tubo di supporto di PEP-II.



Figura 2.7: SVT completamente assemblato. Sono visibili i sensori al Silicio dello strato più esterno e la struttura di supporto in fibra di carbonio che li circonda.

2.7.2 La camera a deriva

La camera a deriva (*Drift Chamber*, DCH) è il dispositivo principale per il trattamento di particelle cariche con impulso trasverso superiore a 120 MeV, ricavando la misura di p_T dalla curvatura della particella quando attraversa il campo magnetico di 1.5 T. Per particelle di basso impulso, la DCH provvede alla identificazione attraverso la misura della loro perdita di energia dE/dx . Il gas scelto consente di ottenere una risoluzione del 7% mediante misura del dE/dx ; questa

risoluzione permette di discriminare i pioni dai K fino a 700 MeV. Questa prerogativa è complementare al DIRC nella regione del *barrel*, mentre nelle estremità anteriori e posteriori, dove nessun dispositivo è dedicato alla identificazione delle particelle, la DCH è l'unico disponibile per tale scopo.

Inoltre la DCH permette la ricostruzione dei vertici secondari, come i decadimenti dei K_S^0 . A tal fine essa è in grado di misurare non solo le coordinate trasverse, ma anche la posizione longitudinale delle tracce con una buona risoluzione (~ 1 mm). Una buona risoluzione lungo z permette di connettere le tracce tra DCH e SVT, e nel proiettare le tracce al DIRC e al calorimetro.

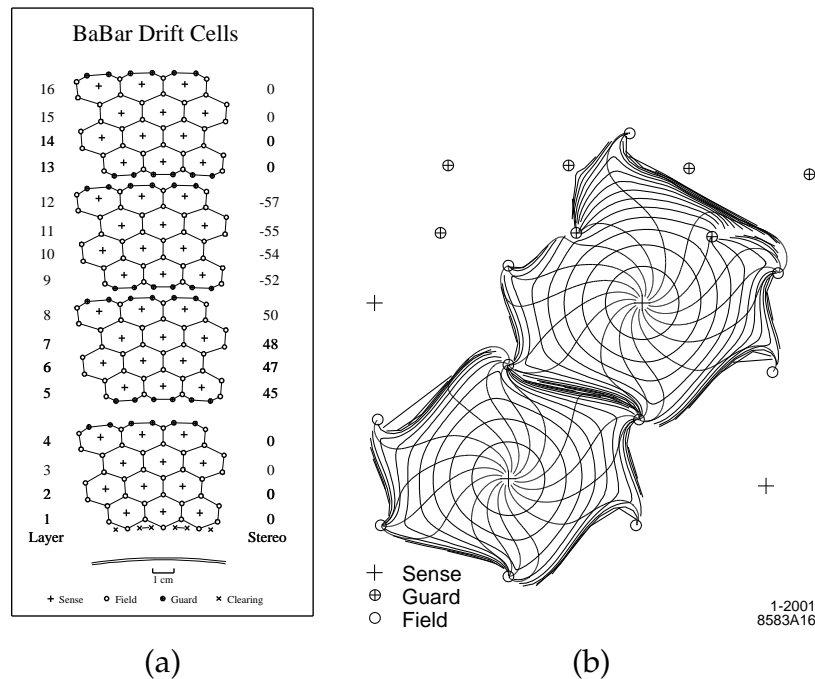


Figura 2.8: (a) Rappresentazione schematica dei primi quattro superstrati delle celle della DCH. (b) Celle di deriva: sono rappresentate le isocrone delle celle degli strati 3 e 4 di un superstrato assiale; le curve sono quasi circolari in vicinanza dei fili sensibili, ma diventano irregolari vicino ai fili di campo.

La camera a deriva consiste di un cilindro avente lunghezza 280.0 cm e raggio interno di 23.6 cm e raggio esterno di 80.9 cm. Essa è collocata all'interno del volume del DIRC, ma all'esterno dell'SVT. Il centro della camera è spostato in avanti di 36.7 cm per migliorare il tracciamento in avanti, dato dal *boost* asimmetrico dell'acceleratore. Il sistema di deriva consiste di 7104 celle esagonali (fig. 2.8) che

sono larghe approssimativamente 1.8 cm e alte 1.2 cm, disposte in 40 strati concentrici, in un raggio compreso tra 25.3 cm e 79.0 cm: il volume attivo permette il tracciamento di particelle nell'intervallo angolare $-0.92 < \cos \theta_{lab} < 0.96$.

I 40 strati sono raggruppati in dieci superstrati di 4 strati ciascuno, i quali hanno la stessa orientazione dei campi elettrici in ogni superstrato. Questa struttura di superstrati è utile nell'individuazione veloce di un segmento di traccia come primo passo per la ricostruzione del percorso della particella.

I superstrati sono disposti con orientazioni alternate: il primo è disposto in modo assiale, il secondo è ruotato di un piccolo angolo, il terzo è ruotato dello stesso angolo, ma nel verso opposto. Il gas della camera è una miscela di elio per l'80% e isobutano per il 20%, con una piccola parte (3000 ppm) di vapor acqueo per prolungare la vita media della camera nel caso di alto *rate* e per prevenire le scariche elettriche. La scelta di un gas poco pesante e la riduzione della quantità di materiale della camera sono state effettuate in modo da ridurre il contributo della diffusione multipla alla risoluzione.

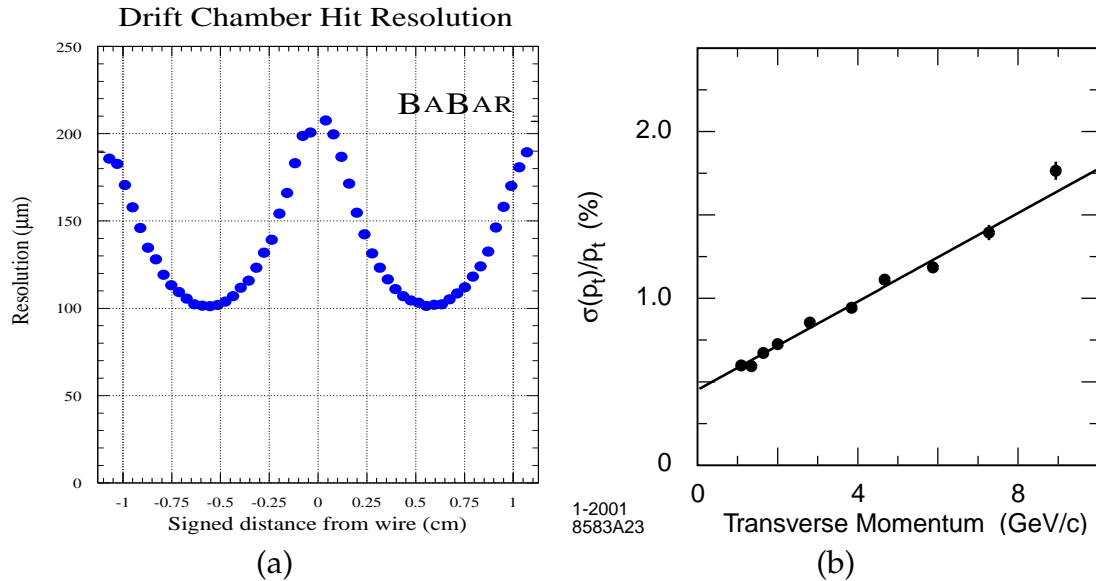


Figura 2.9: (a) Risoluzione di un singolo hit della DCH; (b) Risoluzione in p_T determinata da raggi cosmici.

Per presentare le caratteristiche di una traccia vengono utilizzati i seguenti cinque parametri: $d_0, \phi_0, \omega, z_0, \tan \lambda$. Tali parametri sono riferiti al punto di approccio della traccia più vicino all'asse z (*track's point of closest approach*,

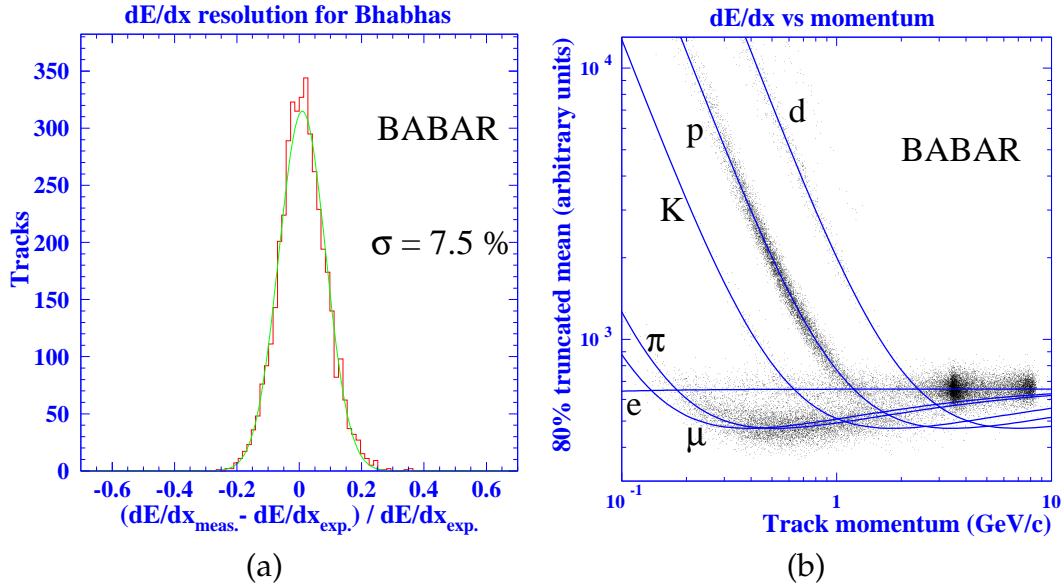


Figura 2.10: (a) Risoluzione di dE/dx per eventi Bhabha; (b) dE/dx ricostruito in funzione dell'impulso della traccia.

POCA); oltre a questi parametri è necessaria, ovviamente, la matrice degli errori di questi parametri. Viene anche definita la DOCA, la distanza più piccola di approccio, sia di una traccia rispetto ad un punto o ad una linea, ad esempio l'asse z , sia di una traccia rispetto ad un elemento della DCH.

I parametri d_0 e z_0 sono le distanze dall'origine al POCA rispettivamente nel piano (x,y) e lungo l'asse z .

Il parametro ϕ_0 è l'angolo tra la componente trasversa del vettore tangente alla traccia partente dal POCA e l'asse x ; λ è l'angolo tra il piano trasverso e il vettore tangente alla traccia partendo dal POCA; ω è la curvatura della traccia.

La risoluzione in p_T , che è strettamente correlata alla risoluzione della curvatura ω , è determinata da studi sui raggi cosmici e viene studiata in funzione di p_T stesso. I dati sono molto ben approssimati da una funzione lineare (fig. 2.9 (b)):

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = (0.13 \pm 0.01)\% \cdot p_T + (0.45 \pm 0.03)\%, \quad (2.2)$$

dove p_T è espresso in GeV.

La figura 2.10(b) mostra la distribuzione della perdita di energia per unità di

cammino dE/dx ricostruita nella DCH in funzione dell'impulso della traccia. La curva di Bethe Block sovrapposta, nelle diverse ipotesi di massa, è stata calcolata usando vari campioni di controllo di particelle. La risoluzione ottenuta è di circa il 7.5% per eventi di tipo Bhabha (fig. 2.10(a)); questo risultato è consistente col valore atteso (7%).

2.8 Il rivelatore Čerenkov

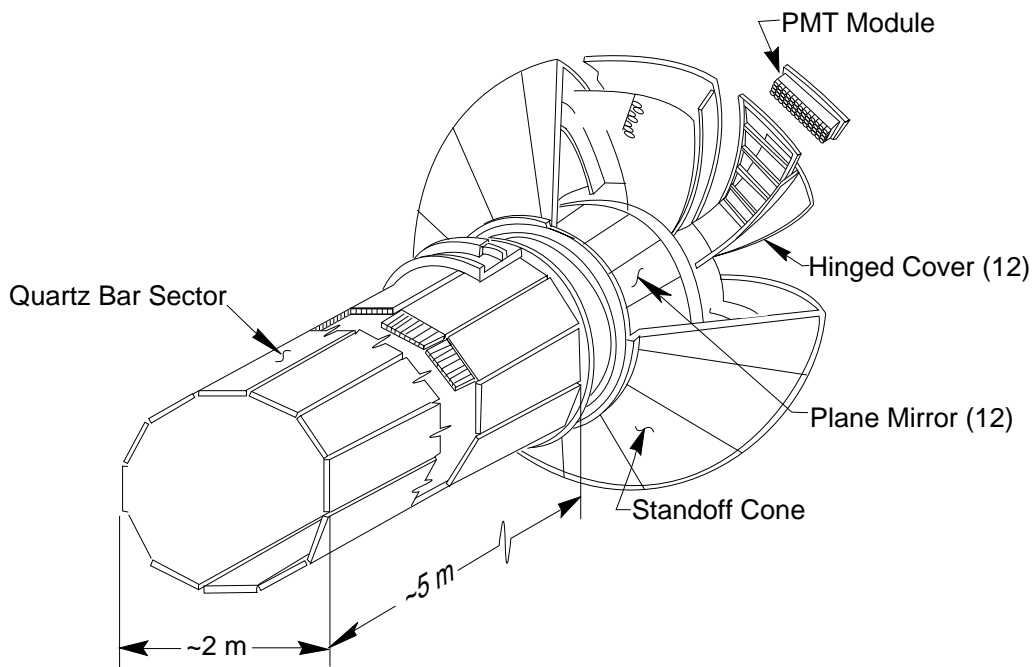


Figura 2.11: Vista tridimensionale de DIRC.

Il rivelatore di luce Čerenkov (*Detector of Internally Reflected Čerenkov light*, DIRC), raffigurato in figura 2.11, è frutto di una tecnologia recente che viene sfruttata principalmente per la separazione di pioni e kaoni da un impulso di circa 500 MeV fino al limite cinematico di 4 GeV.

Il DIRC è [31, 33] un modello di rivelatore di luce Čerenkov ad immagine anulare di recente concezione; si basa sul principio che l'ampiezza degli angoli è conservata per riflessioni da una superficie piatta. La figura 2.12 mostra uno schema

della geometria del DIRC in cui si può comprendere i fenomeni di produzione, trasporto e raccolta della luce.

Il DIRC è posto prima del calorimetro e quindi deve essere sottile ed uniforme in termini di lunghezza di radiazione, per minimizzare la diffusione multipla prima del calorimetro. Infine per operare ad alta luminosità è necessario che abbia una risposta veloce al segnale e che sia in grado di tollerare una grande quantità di fondo.

Una caratteristica non tradizionale del DIRC consiste nell'uso di barre di silicio sintetico fuso, chiamato in gergo "quarzo", sia come radiatore sia come guida di luce. Il DIRC è composto da un poligono di 12 lati, su cui sono posizionate 144 barre di quarzo, ognuna di circa 17 mm di spessore, 35 mm di larghezza e 4.9 m di lunghezza lungo l'asse z . Una particella carica con velocità v , attraversando la barra di quarzo, che ha indice di rifrazione $n = 1.473$, genera un cono di fotoni Čerenkov avente angolo di apertura $2\theta_c$ rispetto alla direzione della particella, dove $\cos \theta_c = 1/\beta n$. Nel caso in cui la particella abbia $\beta \approx 1$, alcuni fotoni staranno sempre all'interno dell'angolo di riflessione interna totale, e saranno trasportati o ad una o all'altra estremità della barra, a seconda di quale sia stato

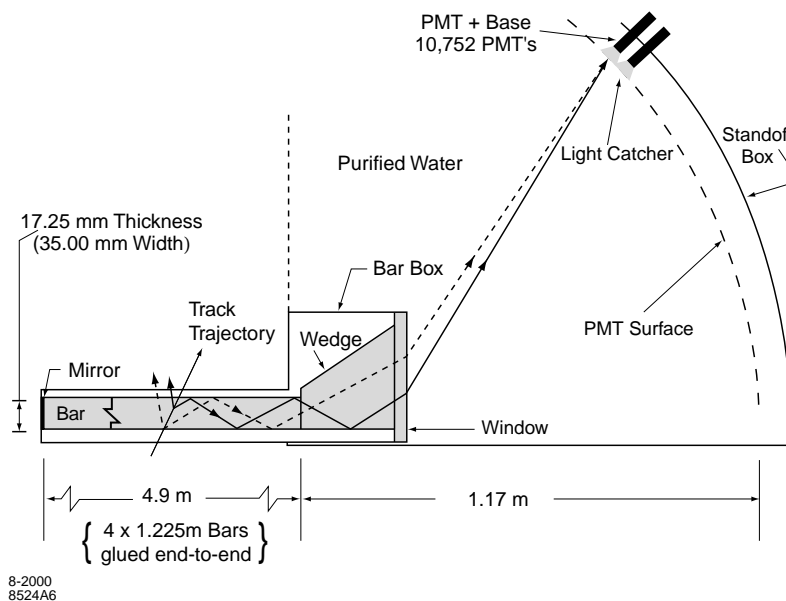


Figura 2.12: Schema del DIRC: zona di radiazione e regione di immagine.

l'angolo di incidenza della particella. Sull'estremità anteriore è presente un specchio, perpendicolare all'asse della barra di quarzo, in modo da riflettere i fotoni incidenti verso la parte posteriore, la parte che è attrezzata per la rivelazione; in questo modo si evita di dover implementare la strumentazione da entrambi i lati.

I fotoni che arrivano all'estremità posteriore emergono in una vasca d'acqua, chiamata *stand-off box*. Un "cuneo" di quarzo si trova alla fine della barra; questo riflette i fotoni a grande angolo e quindi riduce la superficie di rivelazione necessaria. I fotoni vengono rivelati da una matrice di fotomoltiplicatori (*Photo Multiplier Tube*, PMT); ciascun PMT ha davanti un cono riflettente (*light catcher*)[34] in modo da raccogliere la luce che altrimenti non verrebbe raccolta dai PMT. I PMT sono disposti a circa 1.2 m dalla fine della barra di quarzo.

L'angolo di emissione e il tempo di arrivo dei fotoni Cherenkov sono ricostruiti dalle coordinate spazio-tempo corrispondenti ai segnali delle PMT, trasformate nel sistema delle coordinate Cherenkov. La procedura di ricostruzione attuale fornisce un valore di probabilità per cinque specie di particelle diverse (e , μ , π , K , p) se la traccia passa attraverso il volume attivo della DIRC, calcolate massimizzando la probabilità per l'intero evento provando diverse ipotesi per la traccia.

2.9 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico (*Electro-Magnetic Calorimeter*, EMC) è stato progettato per misurare con eccellente risoluzione l'energia e la direzione di elettroni e fotoni con un'energia compresa tra i 20 MeV e i 4 GeV. L'EMC è in grado di separare elettroni e adroni.

L'EMC è composto da 6580 cristalli di Ioduro di Cesio attivati alTallio (1000 ppm). Ogni cristallo è un tronco di piramide trapezoidale con uno spessore che varia tra 16 e 17.5 lunghezze di radiazione. La faccia frontale è tipicamente di 5 cm \times 5 cm, mentre la faccia posteriore è circa 6 cm \times 6 cm (fig. 2.14). Come si può vedere dalla fig. 2.13 i cristalli sono disposti secondo una struttura cilindrica (*barrel*) costituita da 48 corone disposte lungo θ , ciascuna divisa in 120 settori in ϕ , con un raggio interno di 90 cm. L'estremità anteriore è chiusa da un *endcap* rimuovibile composto di altri nove anelli di cristalli. L'angolo polare coperto dal

calorimetro è $-0.78 < \cos \theta_{lab} < 0.96$. La luce di scintillazione viene rivelata da due fotodiodi di 2 cm^2 posti sulla faccia esterna del cristallo.

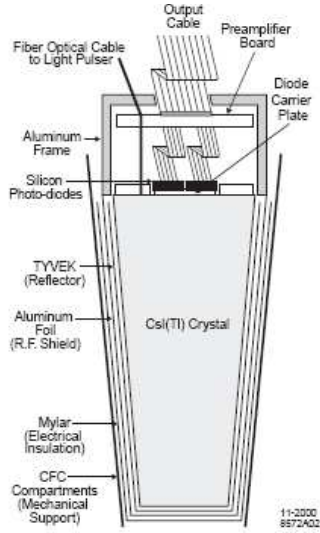


Figura 2.14: Schema di un cristallo dell'EMC.

Sono vari i sistemi di calibrazione e di controllo delle prestazioni: primo, tramite impulsi immessi direttamente nell'amplificatore collegato ai fotodiodi; secondo, usando un sistema che manda impulsi di luce nella regione posteriore ai cristalli; infine, facendo circolare in un apposito circuito un liquido radioattivo che emette fotoni da 6 MeV in ogni cristallo. Vengono inoltre usati campioni di controllo estratti dai dati (π^0 , eventi Bhabha radiativi e non, $\mu^+\mu^-$ e $\gamma\gamma$).

L'efficienza di rivelazione del calorimetro, per fotoni di energia $E_\gamma > 20 \text{ MeV}$, è maggiore del 96%. La risoluzione di progetto dell'EMC è data da:

$$\frac{\sigma(E)}{E(\text{GeV})} = \frac{\sigma_1}{(E(\text{GeV}))^{1/4}} + \sigma_2 \quad (2.3)$$

dove $\sigma_1 \sim 1\%$ e $\sigma_2 \sim 1.2\%$. La risoluzione $\sigma(E)/E$ può essere stimata in intervalli di energia diversi, utilizzando la sorgente radioattiva da 6 MeV oppure con elettroni in eventi di scattering Bhabha ad energie più elevate.

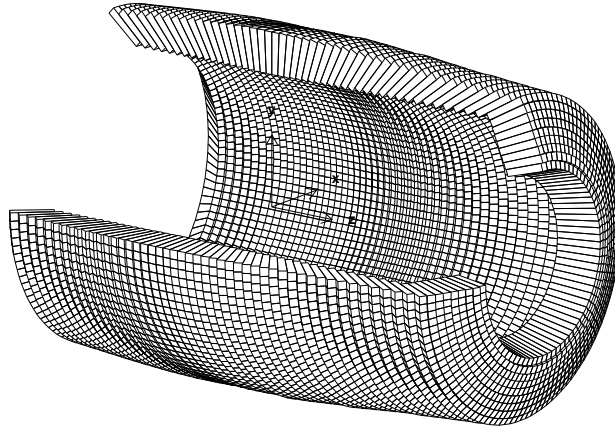


Figura 2.13: Struttura geometrica dei cristalli nel Calorimetro Elettromagnetico.

Con la sorgente è stata misurata una risoluzione media $\sigma(E)/E \approx (5.0 \pm 0.8)\%$ mentre gli elettroni Bhabha da 7.5 GeV si ottiene $\sigma(E)/E \approx (1.90 \pm 0.12)\%$. La differenza tra il valore atteso e quello misurato è dovuta all'effetto, non ancora corretto, di *crosstalk* dell'elettronica di lettura.

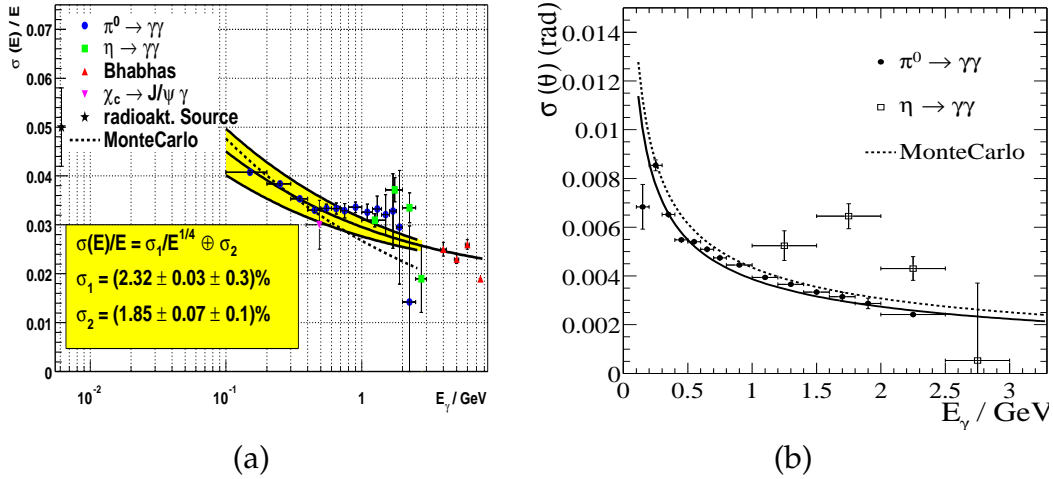


Figura 2.15: (a) Risoluzione dell'EMC in funzione dell'energia; (b) Risoluzione angolare in funzione dell'energia.

Eventi Bhabha vengono anche usati per determinare la risoluzione angolare del calorimetro, che risulta variare tra 3 mrad e 10 mrad passando dalle basse alle alte energie, secondo una dipendenza descritta dalla relazione:

$$\frac{\sigma_{\theta,\phi}}{E(\text{GeV})} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + \sigma_2 \quad (2.4)$$

dove $\sigma_1 = 3.87 \pm 0.07$ mrad e $\sigma_2 = 0.02 \pm 0.04$ mrad.

La separazione fra elettroni e adroni si effettua usando l'energia totale della cascata, i momenti laterali della stessa [35, 36] e i parametri della traccia incidente. Il confronto fra energia della cascata e impulso entrante (E/p) è la variabile più efficace. La figura 2.16 mostra l'efficienza di identificazione per elettroni e la probabilità di errore, identificando un pione come un elettrone, per vari impulsi usando un algoritmo di selezione. Il selettore *Very Tight* ha una efficienza del 90.8% con un'identificazione errata media (in pioni) dello 0.2%. La capacità di distinguere elettroni da adroni rispetta le attese progettuali.

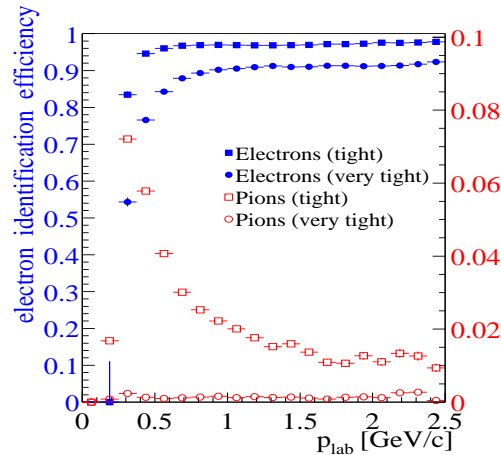


Figura 2.16: Efficienza di identificazione di elettroni e probabilità di errata identificazione in funzione dell'impulso.

2.10 Il rivelatore di muoni

L'IFR (*Instrumented Flux Return*) ha la funzione di identificare muoni e adroni neutri, principalmente K_L^0 , in un ampio intervallo di energie e angoli.

I muoni sono importanti per stabilire quale tipo di B neutro è decaduto in un evento di tipo semileptonico, per la ricostruzione di mesoni vettoriali, come la J/ψ , e lo studio di decadimenti semileptonici e rari che coinvolgano leptoni provenienti da mesoni B e D e leptoni τ .

La rivelazione del K_L^0 permette lo studio dei decadimenti esclusivi del B , in particolare in autostati di CP . Le richieste principali per l'IFR sono un'ampia copertura dell'angolo solido, una buona efficienza ed una elevata capacità di reiezione dei fondi per i muoni con impulsi fino a 1 GeV. Alta efficienza e buona risoluzione angolare sono fondamentali per gli adroni neutri.

L'IFR utilizza il ferro usato per il ritorno di flusso del campo magnetico come materiale assorbente; come si può vedere dalla figura 2.18, il *barrel* è diviso in sei settori,

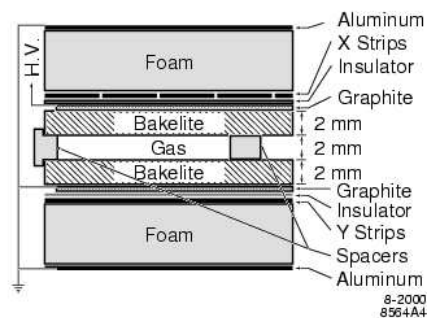


Figura 2.17: Sezione trasversale di una RPC con dettaglio delle connessioni all'alimentazione.

chiamati "sestanti", che al loro interno hanno una geometria a strati studiata in modo tale che tra uno strato e l'altro possano essere inseriti dei piani di camere per la rivelazione.

Fino all'estate 2004 tutti i sestanti contenevano gli RPC (*Resistive Plate Chambers*) [37], ma a causa della perdita di efficienza di questi rivelatori, nell'estate 2004 essi sono stati sostituiti dagli LST (*Limited Streamer Tubes*) nel sestante superiore e inferiore. Si parlerà nei dettagli di questo processo di *upgrade* nel prossimo capitolo. In questo paragrafo, verranno invece descritti i quattro sestanti che ancora contengono RPC.

La segmentazione del ferro è stata ottimizzata in base a studi Monte Carlo sulla penetrazione dei muoni e sulle varie interazioni tra adroni neutri e carichi. Ci sono 18 strati di ferro, con uno spessore che va dai 2 cm per gli strati più interni a circa 10 cm per quelli più esterni.

In base alla copertura dell'angolo polare si possono distinguere tre regioni:

- $20^\circ < \theta_{lab} < 57^\circ$, denominata *forward endcap*;
- $57^\circ < \theta_{lab} < 123^\circ$, denominata *barrel*;
- $123^\circ < \theta_{lab} < 154^\circ$, denominata *backward endcap*;

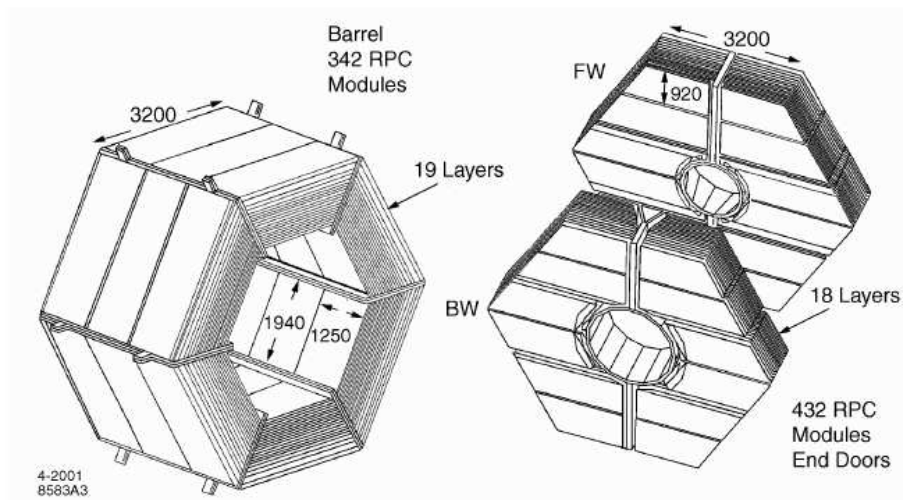


Figura 2.18: Struttura dell'IFR.

Nel progetto iniziale dell'IFR ci sono 19 piani di RPC tra il calorimetro e il magnete per rivelare le particelle in uscita dal calorimetro. Il *barrel* è lungo 3.750 m lungo l'asse z e copre una distanza radiale compresa tra 1.820 m e 3.045 m. I quattro sestanti che ancora contengono gli RPC hanno 19 strati attivi, e ciascun strato è composto di tre RPC, per un totale di 57 moduli per sestante.

I due *endcap* hanno forma esagonale e sono divisi verticalmente in due metà scorrevoli, in modo da permettere l'accesso alla parte interna del rivelatore. Ogni *endcap* contiene 432 moduli, anche se in realtà dopo le modifiche effettuate nel 2002, nel *forward* sono presenti 384 moduli soltanto.

Gli RPC rivelano sciame di particelle ionizzanti mediante *strip* che misurano il segnale; essi offrono il vantaggio di essere semplici da costruire e a basso costo, e in più restituiscono un segnale ampio, una risposta veloce e una buona risoluzione in tempo (tipicamente 1-2 ns).

Una veduta della sezione trasversale di un RPC è schematizzata in figura 2.17. Gli RPC planari sono costituiti da due fogli di bakelite (polimero fenolico), spessi 2 mm e separati da uno spazio di 2 mm. La resistività del corpo della bakelite è stato portato appositamente ad un valore pari a circa $10^{11} - 10^{12} \Omega\text{cm}$. Le superfici esterne sono coperte con grafite al fine di ottenere una resistività per unità di superficie pari a circa $100 \text{ k}\Omega\text{cm}^2$. Le due superfici di grafite sono collegate all'alta tensione di circa 7000 V e alla terra, e protetti da una pellicola isolante. La superficie della bakelite di fronte al *gap* è trattata con olio di lino per migliorare le prestazioni.

La miscela del gas negli RPC di *BABAR* è composta da 4.5% isobutano, 56.7% argon e 38.8% freon.

L'estrazione del segnale viene effettuata dalla lettura delle *strip*, tipicamente di rame o alluminio, poste su entrambe le facce degli RPC, corrispondenti alla lettura verticale e orizzontale: le *strip* misurano per induzione l'ampiezza di ogni scarica elettrica che è tipicamente dell'ordine delle centinaia di mV.

2.11 Il sistema di *trigger*

Il *trigger* [31, 38], ossia la selezione *on-line* degli eventi da acquisire, è stato progettato per avere un'alta efficienza per il tipo di eventi di interesse di *BABAR* e avere una buona capacità di rigetto per gli eventi di fondo.

Gli eventi di interesse per la fisica di BABAR sono riassunti nella tabella 2.2.

Event type	Cross section (nb)	Production Rate (Hz)	Level 1 Trigger Rate (Hz)
$b\bar{b}$	1.05	3.2	3.2
other $q\bar{q}$	3.39	10.2	10.1
e^+e^-	~ 40	159	156
$\mu^+\mu^-$	1.16	3.5	3.1
$\tau^+\tau^-$	0.94	2.8	2.4

Tabella 2.2: Sezione d'urto, rate di produzione e rate di trigger per i principali processi fisici a 10.58 GeV, per una luminosità di $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Il *trigger* si compone di due livelli: il "primo livello" (L1) di hardware e il "terzo livello" (L3) di software. Prima che il sistema di acquisizione (DAQ) entri in funzione passano circa $11 \div 12 \mu\text{s}$, pari al tempo di latenza del *trigger* di primo livello. Il *trigger* di terzo livello elabora sulla *farm online* i dati acquisiti dal DAQ, per selezionare eventi di fisica o eventi per calibrazioni.

Primo livello: La DCH e l'EMC forniscono due gruppi di informazioni, DC-Trigger e EMTrigger rispettivamente, al *trigger* di primo livello, il quale le unisce in un *trigger* "globale", denominato GLTrigger. Il *trigger* di primo livello campiona in modo continuo, elaborando i dati in ingresso e restituendo informazioni ad intervalli di tempo fissati.

Il DCT sceglie spezzoni di tracce di differenti lunghezze e anche tracce ad alto p_T . Esiste anche un criterio meno restrittivo che richiede tracce con p_T maggiore di 120 MeV ma con il raggiungimento almeno del 5° "superstrato" nella DCH. Il *trigger* dell'EMC genera *trigger* a diverse soglie in energia. La soglia minima è pari a 100 MeV, in modo da avere efficienza elevata anche per particelle al minimo di ionizzazione. In caso di eventi di segnale il *trigger* lavora indipendentemente con il solo DCT e il solo EMT, con un'efficienza combinata superiore al 99.9%. Il *trigger* EMT da solo non fornisce un'efficienza elevata per eventi del tipo $\tau\tau$ o $\gamma\gamma$: in questi casi il DCT fornisce un apporto determinante.

In un *run* tipico, con una corrente del HER(LER) di 700 mA (1100 mA) e una luminosità di $2.0 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, la frequenza di *trigger* di primo livello è di circa 700 Hz, con un tempo morto inferiore all'1%.

DAQ e *trigger* di primo livello possono comunque funzionare con *rate* maggiori di 2 kHz rispetto ai valori di progetto.

Il fondo dominante per il *trigger* è rappresentato da interazioni di particelle non comprese nella finestra temporale degli eventi prodotti dall'acceleratore; in condizioni normali di funzionamento il fondo da LER è circa 3 volte maggiore di quello da HER.

Terzo livello: Il *trigger* di terzo livello è il primo settore del *trigger* ad analizzare eventi completi; fa parte del sistema di processamento che lavora su 32 nodi di parallelo, i quali funzionano da filtro. Il livello 3 del *trigger* elabora dati da DCT e da EMT, e li usa in modo indipendente per ricostruire oggetti di tipo "traccia" o *cluster* calorimetrico.

L'istante zero dell'evento (t_0) viene determinato dai segmenti di traccia del terzo livello; l'operazione avviene con un precisione di 5 ns. Si cerca di ridurre il rumore utilizzando una soglia sull'energia dei cristalli pari a 30 MeV. Vengono accettati *cluster* con energie maggiori di 100 MeV.

Il *trigger* di terzo livello decide in base ad alcuni criteri topologici riguardanti tracce e *cluster*, e non su determinati eventi fisici. Si cercano invece gli eventi Bhabha poiché è importante ridurre il loro tasso, circa 100 Hz ad una luminosità pari a $2.0 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Il *trigger* per gli eventi fisici consiste di un OR logico fra due filtri tra loro ortogonali. Il filtro sul DCT richiede tracce con p_T maggiore di 800 MeV proveniente dal punto di interazione, oppure 2 tracce con p_T maggiore di 250 MeV e richieste meno stringenti sul loro vertice. Il filtro sull'EMT richiede eventi ad alta molteplicità oppure con un grosso deposito di energia nell'EMC ed una elevata (pseudo) massa invariante. L'efficienza per il *trigger* di traccia per eventi $B\bar{B}$ è del 99%; l'efficienza per il filtro sull'EMC è del 94%.

Il *trigger* di terzo livello fornisce anche una misura *on-line* di luminosità; per farlo usa un algoritmo che opera sulle informazioni di traccia con precisione inferiore al 5%. Il tasso tipico di acquisizione, per una luminosità di $2.0 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, è circa 85 Hz.

L'efficienza complessiva del DAQ è oggi costantemente superiore al 95%.

Capitolo 3

Il nuovo rivelatore IFR-LST

3.1 Motivazioni per un nuovo *barrel* del rivelatore di muoni

La prima installazione degli RPC, descritti nel paragrafo 2.10, è avvenuta, insieme al resto del rivelatore *BABAR*, nel 1999 ed i primi test effettuati con raggi cosmici presentavano un'efficienza superiore al 93%.

Sono diverse le motivazioni che hanno portato ad una perdita di efficienza dell'IFR. Innanzitutto, eseguendo gli stessi test sui raggi cosmici ma con gli *end-cap* chiusi, si è verificato un aumento della temperatura del *barrel* di $0.5^{\circ}C$ al giorno, fino ad un massimo di $34^{\circ}C$. Come conseguenza, l'olio di lino all'interno degli RPC, perdendo la sua caratteristica di viscosità, si è spostato nel volume attivo delle camere, o per via della forza elettrostatica tra gli elettrodi, o per semplice forza di gravità o per capillarità. Questo processo ha portato all'inevitabile danneggiamento e perdita di efficienza degli RPC.

Anche se di lì a poco fu installato un sistema di raffreddamento, stabilizzando la temperatura attorno ai $24^{\circ}C$, l'efficienza del rivelatore continuava a diminuire dell'1.2% al mese. All'inizio del 2001 si è cercato di migliorare la situazione modificando la miscela dei gas, diminuendo la percentuale di freon per aumentare la carica dello streamer ed ottenere quindi più efficienza. Anche in questo caso però si è continuato a rilevare una costante diminuzione di efficienza nel tempo (fig. 3.1).

Si sono quindi aperti alcuni RPC danneggiati e si sono riscontrati vari problemi: l'olio di lino non era completamente polimerizzato; inoltre si era verificata

una variazione nella resistività degli elettrodi di bachelite e una scomparsa dello strato di grafite.

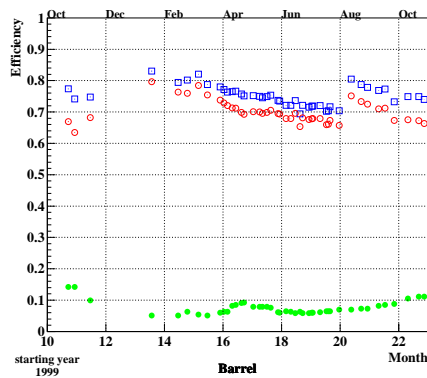


Figura 3.1: Efficienza dei moduli RPC del barrel in funzione del tempo a partire da 1999. I cerchi vuoti, in rosso, rappresentano la media su tutti i moduli, i quadrati, in blu, rappresentano i moduli che hanno efficienza maggiore del 10%, i cerchi pieni, in verde, sono i moduli che hanno efficienza minore del 10%.

Ciò era dovuto al fatto che l'olio, in uno stato ancora fluido a causa della non polimerizzazione, si muoveva all'interno degli RPC, divenendo causa di ponti nella *gap*, grazie alla forza elettrostatica, così da cortocircuitare gli elettrodi. Inoltre l'accumulo di olio in prossimità degli spaziatori contribuiva alla distorsione del campo elettrico e alla diminuzione della resistività degli spaziatori stessi (fig. 3.2).

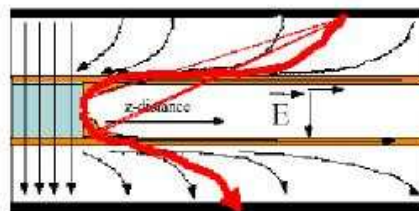


Figura 3.2: Distorsione del campo elettrico dovuta all'accumulo di olio in prossimità degli spaziatori (in azzurro in figura).

Il problema fondamentale di queste camere è dato dal fatto che esse sono soggette ad un processo di rapido invecchiamento dell'apparato, che spiega quindi perchè le efficienze dei vari moduli hanno continuato a decrescere. Con il passare del tempo, infatti, aumenta la resistività della bachelite che porta ad

un aumento del tempo morto degli RPC e quindi una diminuzione della loro efficienza.

Per poter risolvere almeno in parte questi problemi, nell'anno 2002 fu effettuata la cosiddetta "*remediation*": ossia i moduli RPC venivano sottoposti ad alta corrente sotto argon, a polarità sia negativa che positiva; inoltre è stato effettuato anche un rifacimento del sistema di alta tensione. Tuttavia queste procedure non hanno portato a risultati soddisfacenti.

In conclusione, a partire da questi presupposti e per poter sfruttare al completo la fisica di *BABAR*, si rese necessaria la costruzione di un nuovo rivelatore di muoni.

3.1.1 Scelta del rivelatore

La modifica dell'IFR doveva risolvere due problemi:

- aumentare la lunghezza di interazione all'interno dell'IFR in modo tale da favorire la distinzione tra pioni e muoni;
- migliorare l'efficienza e l'affidabilità del rivelatore.

Sono stati proposti tre tipi di rivelatori: LST, RPC, scintillatori. Dopo un anno di studi la collaborazione ha deciso di utilizzare gli LST come nuovo *detector* nel *barrel* dell'IFR. I motivi della scelta scaturivano dalla completa conoscenza delle caratteristiche fisico-chimiche del rivelatore ed ovviamente dall'analisi dei costi. Gli RPC erano economicamente più vantaggiosi ma non erano conosciuti i processi fisici che portano alla loro perdita di efficienza, mentre gli scintillatori presentavano un costo di produzione troppo elevato. Inoltre gli LST erano già stati usati in altri esperimenti e avevano dimostrato di avere ottime performance e bassa mortalità[39]. Per quanto riguardava il problema di come aumentare la lunghezza di interazione, si decise di inserire in alcuni strati del *barrel* degli assorbitori di ottone.

3.2 Principi di funzionamento degli LST

In generale un LST è composto da celle di sezione quadrata, le cui pareti sono ricoperte di grafite, e al cui centro si trova un filo conduttore che fa da anodo. L'in-

tensità del campo elettrico in prossimità di un filo, a cui è stata applicata una tensione, risulta estremamente elevata. Il campo elettrico alla distanza r dal centro del filo è espresso dalla seguente formula:

$$E = \frac{1}{r} \cdot \frac{V}{\log \frac{b}{c}} \quad (3.1)$$

dove b indica la distanza tra il centro del filo e il catodo, c è il raggio del filo e V la differenza di potenziale applicata tra catodo e anodo. Aumentando quindi o la dimensione del filo o la tensione applicata, il campo elettrico diventa intenso, permettendo di rivelare la presenza di tracce di ionizzazione. Infatti in presenza di campo elettrico, le coppie ione-elettrone generate dal passaggio di una particella carica, a seconda del loro segno, migrano lungo le linee del campo ed in prossimità del filo, dove il campo elettrico è molto intenso, urtando gli atomi e ne provocano la ionizzazione, con conseguente amplificazione della carica. Naturalmente più l'energia della particella iniziale è elevata, maggiore è la carica finale prodotta.

Il segnale generato da un rivelatore dipende dalla quantità di coppie ione-elettrone create durante la ionizzazione primaria o secondaria. (spiegare cosa sono primaria e second) Al variare della differenza di potenziale applicata al filo, il numero di coppie segue l'andamento rappresentato in figura 3.3, andamento che può essere suddiviso in cinque regioni:

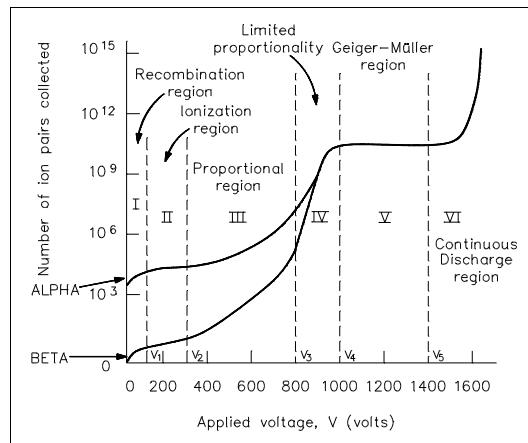


Figura 3.3: Carica raccolta in funzione della tensione applicata [41].

- I. Regione di ricombinazione:** non vi è la produzione di carica, in quanto le coppie ione-elettrone si ricombinano.
- II. Camere a ionizzazione:** zona nella quale operano le camere a ionizzazione; il segnale elettrico corrisponde alla quantità di carica rilasciata dalla particella durante il passaggio nel mezzo e completamente raccolta.
- III. Camera proporzionale:** in questa zona la quantità di carica aumenta con l'aumentare della tensione, grazie all'innescare fenomeni di amplificazione della carica. In seguito agli urti tra elettroni primari e gli atomi del mezzo si generano nuove coppie ioni-elettroni; a loro volta questi elettroni producono una ulteriore ionizzazione e così via. Questo fenomeno è chiamato *valanga*. La carica generata è proporzionale al numero di elettroni primari, e quindi all'energia rilasciata dalla particella.
- IV. Streamer limitato:** man mano che aumenta la differenza di potenziale applicata al filo, la corrente totale aumenta e diventa sufficientemente elevata da distorcere il campo elettrico attorno all'anodo. In questo regime, denominato appunto *streamer* limitato, la scarica non si propaga lungo il filo ma rimane limitata alla zona di ionizzazione primaria. Il passaggio tra regime proporzionale e streamer limitato avviene molto rapidamente e dipende dal numero di fotoni ultravioletti emessi dalla valanga, i quali possiedono abbastanza energia da estrarre nuovi elettroni dalle molecole circostanti e dare inizio ad un nuovo streamer che si aggiunge alla scarica primaria.
- V. Zona di Geiger-Muller:** i fotoni emessi per diseccitazione degli atomi generano per effetto fotoelettrico elettroni con energia sufficiente a produrre ulteriori valanghe. Questo fenomeno avviene lungo tutto il filo con un fattore di amplificazione dell'ordine di 10^{11} ed il segnale è indipendente dalla carica primaria.

Un rivelatore LST, del tipo di quelli utilizzati nell'esperimento *BABAR*, è sostanzialmente una struttura in PVC composta da 7 o 8 celle aperte da un lato al centro delle quali è collocato un filo, in lega di berillio e rame e ricoperto da uno strato dello spessore di $1 \mu m$ di oro. Le celle nei tre lati sono ricoperte di uno strato uniforme di grafite, che ha una resistività superficiale compresa tra $0.2 M\Omega/m^2$ e $1 M\Omega/m^2$. Hanno quindi tre pareti conduttive, che sono messe a

terra, così da formare una differenza di potenziale rispetto al filo centrale che è connesso all'alta tensione. In figura 3.4 è rappresentata la sezione delle celle degli LST e come si distribuiscono le linee di campo tra il filo e le tre pareti conduttive. All'interno della cella vi è una specifica miscela di gas, di cui si parlerà in seguito.

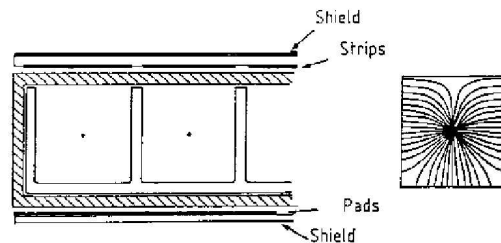


Figura 3.4: Sezione e linee di campo delle celle degli LST.

Alle estremità i profili (fig. 3.5) sono smussati e sagomati in modo da poter sostenere il cavaliere reggifilo, sul quale sono montate le schede per la saldatura dei fili ed il collegamento con i connettori per alta tensione e massa. Tali cavalieri sono stampati in polietilene rigido e tra questi ed il profilo viene inserita una gomma conduttiva così da ottimizzare i contatti elettrici con lo strato di grafite posto sul fondo. Il profilo è chiuso alle estremità da due tappi:

Endcap A : sono presenti quattro connettori per la connessione alta tensione (HV), uno per la massa e due fori di entrata e uscita della miscela gassosa. È inoltre montata una scheda per la connessione all'alta tensione con la rete di resistori da 220Ω .

Endcap B : sono presenti solamente i connettori per il gas. E' montata inoltre una scheda per la saldatura dei fili.

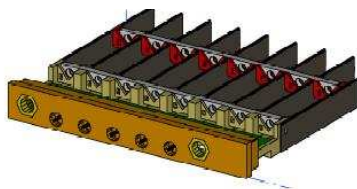


Figura 3.5: Vista tridimensionale di una estremità degli LST, con endcap, clip e wire holder.

Lungo ogni cella sono posti, a distanza di 50 cm, cavalieri reggifilo in polietilene (*wire holder*), sopra i quali sono poste delle clips: l'unione di questi due elementi limita fortemente eventuali oscillazioni del filo. Il profilo così composto, dopo la filatura, viene inserito all'interno di una camicia in PVC chiusa alle estremità dai due tappi e poi sigillato con mastice.

3.3 Il progetto LST

Vari studi [43] hanno confermato l'affidabilità di questo tipo di rivelatore: ciò è molto importante in quanto la regione del *barrel* dell'IFR è di difficile accesso, quindi risulta necessario limitare il più possibile le richieste di manutenzione del rivelatore. Tuttavia per far fronte ad ogni eventualità si è deciso che il nuovo rivelatore avesse un'alta modularità, così da avere la possibilità di sostituire qualche modulo nel caso ciò si rivelasse necessario. I moduli sono costituiti da gruppi di due o tre LST affiancati tra loro.

Inoltre, come è sintetizzato in tabella 3.1, a dar prova della bassa mortalità e alta efficienza di queste camere per molti anni vi è l'esperienza di altri grandi esperimenti di fisica delle alte energie[39]: in particolare ZEUS (Desy), LEP (Cern), MACRO (Gran Sasso), CLEO (Wilson Lab, NY), SLD (Slac), e PHENIX (BNL).

Si sono studiate varie configurazioni di LST per ottimizzarne l'utilizzo nel rivelatore BaBar. Le possibili configurazioni analizzate sono tre: cella grande a singolo strato con sezione di una cella di $15 \times 17 \text{mm}^2$; cella piccola a doppio strato, con sezione di una cella di $8 \times 9 \text{mm}^2$; cella standard a singolo strato con sezione di una cella $9 \times 9 \text{mm}^2$.

La scelta del PVC per costruire i tubi è dovuta al basso costo ed alla facilità di estrusione di tale materiale plastico. In tutte le configurazioni studiate, la coordinata ϕ è letta direttamente dal filo all'interno del tubo, mentre la coordinata z è rivelata da un piano di strisce ortogonali alla direzione del filo posto al di sotto del modulo, nelle quali sono inseriti circuiti stampati flessibili (PCBs), con un contatto di rame lungo la direzione del fascio.

3.3.1 Confronto tra celle piccole e celle grandi

I parametri per la valutazione di quale configurazione, tra celle piccole e grandi, fosse quella ottimale dipendono principalmente dall'affidabilità, dall'efficienza e dal tempo di deriva.

L'affidabilità degli LST dipende in gran parte dalla regolarità della forma della cella, dalla qualità della grafite e dalla precisione con la quale il filo è stato posto lungo il tubo. In tutti i casi il tubo a celle larghe presenta un miglior disegno elettrostatico. Infatti, dato che il plateau si restringe quando il filo si avvicina al catodo, i tubi a cella piccola possono con più facilità essere soggetti a errori di

Esperimenti	tubi	lunghezza (m)	mortalità	commenti
ZEUS	3400	10	$\approx 6\%$ 2%	- per i primi 2 anni per scarso conditioning - per gli ultimi 7 anni
OPAL	6700	$3 \div 7.3$	6%	in 10 anni
SLD	10000	$1.9 \div 8.6$	10% in 10 years 3%	- per il barrel, per scarsa esperienza iniziale e problemi meccanici durante l'installazione - per gli endcap, a causa di tubi troppo corti
MACRO	6000	12	$\approx 0.1\%$	- mortalità iniziale dei fili, - solo 6 fili su 49536 disconnessi all'anno. - $2.9 \times 2.7 \text{ cm}^2$ come sezione di cella.

Tabella 3.1: Schema di utilizzo degli LST in esperimenti passati[39].

posizionamento del filo. La tolleranza per la cella grande è maggiore, cioè uno spostamento del filo in una cella grande dà meno effetti che in una cella piccola.

Inoltre le dimensioni della cella grande permettono di mantenere il filo, fisso in una certa posizione, attraverso blocchi forniti di fermagli, al centro della cella, ed è noto dai precedenti esperimenti che il tasso di mortalità dei tubi a celle grandi è 3-5 volte inferiore di quello dei tubi a celle piccole, come si può confrontare nella tabella 3.1.

L'efficienza delle celle è stata studiata con simulazioni Monte Carlo, riproducendo le tracce percorse attraverso le celle standard, celle piccole e celle grandi. I risultati sono mostrati in figura 3.6, nella quale l'inefficienza è espressa in funzione del minimo cammino percorso necessario a generare una sufficiente ionizzazione per produrre segnale. Per un cammino corrispondente ad una inefficienza del 10% nel caso degli LST, questa cala al 3.3% per celle piccole e al 5% per celle grandi. Il doppio layer è molto vantaggioso nel caso in cui una cella presentasse dei malfunzionamenti, in quanto vi sarebbe la cella del secondo strato che sarebbe attiva.

Il tempo di deriva nei tubi a celle grandi ha un valore maggiore (circa 300 ns) rispetto alle altre configurazioni, ciò comunque non produce una significativa percentuale di coincidenze casuali visto il basso *rate* di incidenza atteso, minore di 2 Hz/cm^2 all'interno dell'IFR.

Infine, bisogna considerare che la soluzione a cella larga è del 30% meno costosa, e i tempi di produzione sono più brevi.

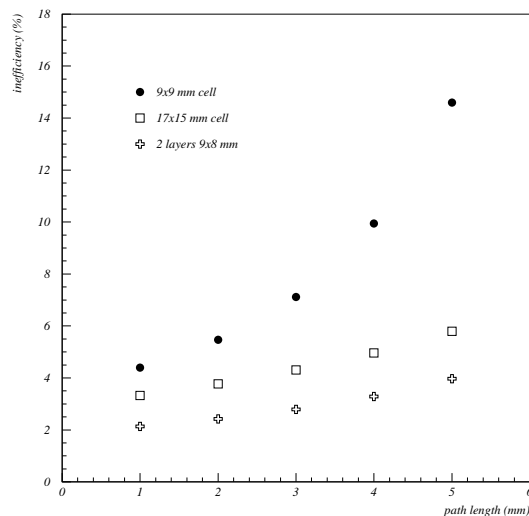


Figura 3.6: Risultati Montecarlo dell'inefficienza dei moduli in funzione del cammino percorso per varie geometrie di celle: 9×9 (●), 15×17 (□) and double layer 9×8 (+).

Tutte queste considerazioni hanno portato la collaborazione alla decisione di utilizzare per il nuovo *barrel* moduli a singolo strato e cella larga.

3.3.2 La scelta del gas

La miscela gassosa è una delle componenti principali per qualunque rivelatore a gas, poichè deve essere tale da ottenere segnali intensi, basso rumore e correnti stabili. Questa scelta dipende inoltre dal diametro del filo, dal materiale utilizzato per il rivestimento dell'anodo e dalle dimensioni della camera. Tre esperimenti hanno usato una miscela di gas sicura (non infiammabile e non esplosiva):

- SLD: $Ar - C_4H_{10} - CO_2$ (2.5% - 9.5% - 88%)
- ZEUS: $Ar - C_4H_{10} - CO_2$ (3.0% - 8.0% - 89%)
- PHENIX: $C_4H_{10} - CO_2$ (9.0% - 91%)

La funzione principale dell'isobutano è quella di *quencher*, ossia quella di moderare la scarica ed assorbire i fotoni, mentre l'alta percentuale di CO_2 assicura la non infiammabilità della miscela. La concentrazione di isobutano inoltre influenza la posizione del plateau, cioè man mano che aumenta la sua concentrazione, a parità di Argon, il plateau si sposta verso valori di tensione più grandi,

ed è determinato in base alla scelta della cella. La miscela finale scelta è la stessa dell'esperimento SLD[45].

3.3.3 Disposizione nell'IFR

Per ridurre al minimo gli spazi morti all'interno del rivelatore sono stati prodotti tubi di diversi formati: tubi di otto celle aventi lunghezza pari a 358 e 318 cm, e tubi di sette celle di 358 cm.

I tubi sono stati poi assemblati nei vari moduli secondo le seguenti tipologie: moduli da due tubi lunghi a otto celle, moduli da tre tubi corti a otto celle, e moduli di due tubi lunghi a sette celle (fig. 3.7).

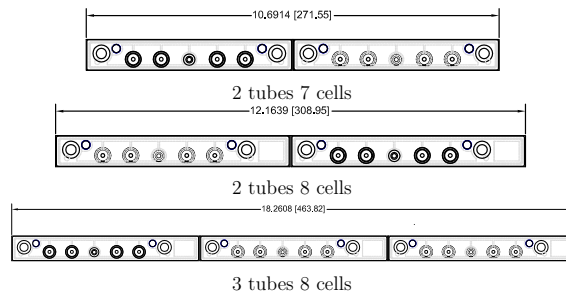


Figura 3.7: Vista frontale delle tre tipologie di moduli costruiti con gli LST.

Ciascun *layer* dei vari sestanti è stato riempito con una specifica combinazione di moduli come mostrato in figura 3.8 e schematizzato in tabella 3.2. Il numero totale di *layer* da riempire nel nuovo *barrel* è di 72, quindi devono essere prodotti 1379 tubi.

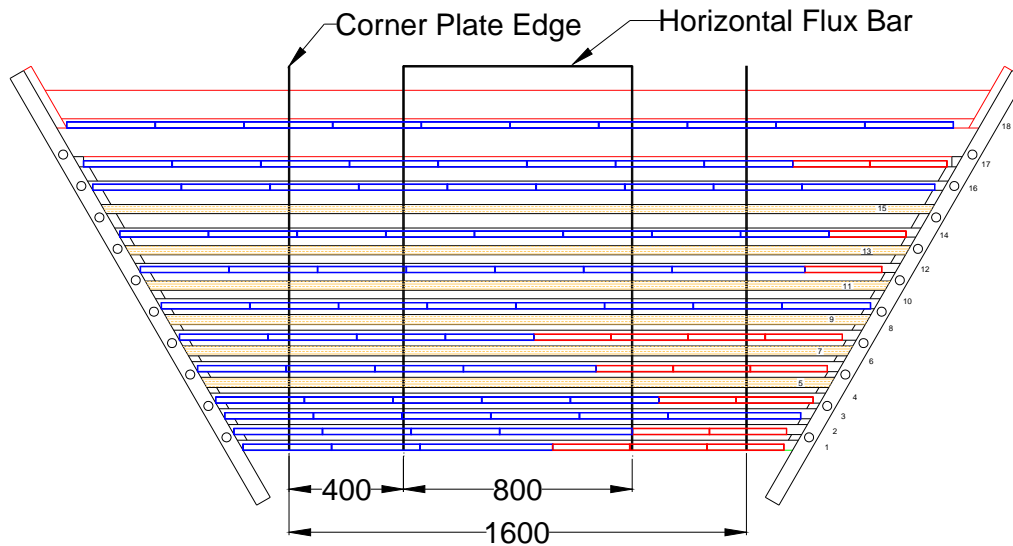


Figura 3.8: Visione frontale della disposizione dei moduli in un sestante.

Layer	# moduli lungi 2×8-cell	# moduli lungi 3×8-cell	# moduli lungi 2×7-cell	# moduli corti 2×8-cell
1	2	1	3	0
2	3	1	2	0
3	5	1	0	0
4	5	0	2	0
5	ottone	×	×	×
6	3	1	3	0
7	ottone	×	×	×
8	4	0	4	0
5	ottone	×	×	×
10	8	0	0	0
11	ottone	×	×	×
12	6	1	1	0
13	ottone	×	×	×
14	8	0	1	0
15	ottone	×	×	×
16	8	1	0	0
17	8	0	2	0
18	0	0	0	10

Tabella 3.2: Moduli associati a ciascun layer: per ogni layer sono specificate le quantità di ciascun tipo di modulo inserite nel nuovo barrel. Nei layer in cui compare il simbolo × significa che non vi sono strati attivi, ma è presente l'assorbitore di ottone.

3.4 Configurazione degli assorbitori di ottone

Il compito iniziale dell'IFR di BaBar era quello di identificare i K_L^0 piuttosto che i muoni, in modo da massimizzare l'efficienza di rivelazione del decadimento $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$ [46]. Per questo motivo era richiesto fra i primi 10 layer dell'IFR un assorbitore in ferro di soli 2 cm di spessore ($1.2\lambda_{int}$).

Per avere anche una buona identificazione dei muoni era stato installato un extra layer (19^{mo}) raggiungendo così una configurazione totale di $5.07\lambda_{int}$; un consistente incremento di questo parametro deriva dagli assorbitori degli ultimi layer. Ad oggi, mentre l'identificazione dei K_L^0 è meno importante che in precedenza, la rivelazione dei muoni diventa necessaria per lo studio dei decadimenti semileptonici $B \rightarrow X_u l \nu$ e $B \rightarrow X_c l \nu$. Essendo il layer 19 non più accessibile, la sostituzione dei vecchi RPC con un nuovo detector non pote' riguardare tale strato. Senza quest'ultimo, la lunghezza di interazione totale diviene minore di 5, risultando insufficiente per una buona identificazione dei muoni che penetrano in un range di λ_{int} che va da 4 a 10 (fig. 3.9(a)). La quantità di materiale necessario per discriminare muoni da altri adroni aumenta linearmente con l'impulso secondo la seguente relazione:

$$\frac{L}{\lambda_{int}} \approx 5 \cdot \frac{|\vec{p}|}{1 \text{ GeV}}. \quad (3.2)$$

La sostituzione degli RPC è stata un'opportunità per migliorare la configurazione degli assorbitori. Sono state quindi studiate tre differenti configurazioni, chiamate BD1, BD2 e BD3. In ognuna di esse ogni layer attivo indicato nella tabella 3.3 è stato sostituito con un assorbitore di ottone di 2.2 cm di spessore.

Configurazioni	Layer con assorbitore	λ_{int} a 90°
BD1	8,10,12,14,16 (13 layer attivi)	5.1
BD2	5,7,9,11,13,15 (12 layer attivi)	5.3
BD3	2,3,4,5,7,9,11,13,15 (9 layer attivi)	5.7

Tabella 3.3: Descrizione delle tre configurazioni dell'assorbitore proposte.

Per capire quale tra queste fosse la miglior configurazione sono state effettuate

simulazioni Monte Carlo attraverso l'utilizzo di variabili idonee, come la distribuzione dell'ultimo layer, la quantità di materiale in funzione di θ , l'efficienza dei muoni e la reiezione dei pioni.

Al fine di identificare la migliore soluzione bisogna osservare i risultati delle simulazioni. La configurazione BD3, pur essendo la migliore per l'identificazione dei muoni, è risultata subito ambigua in quanto comprometteva l'identificazione del K_L^0 , e in più non rispettava in pieno le norme di sicurezza per i terremoti.

Invece, sia le configurazioni BD1 che BD2 presentavano una efficienza per l'identificazione dei K_L^0 del 30%, ma è stata scelta la seconda poichè è migliore per l'identificazione dei muoni.

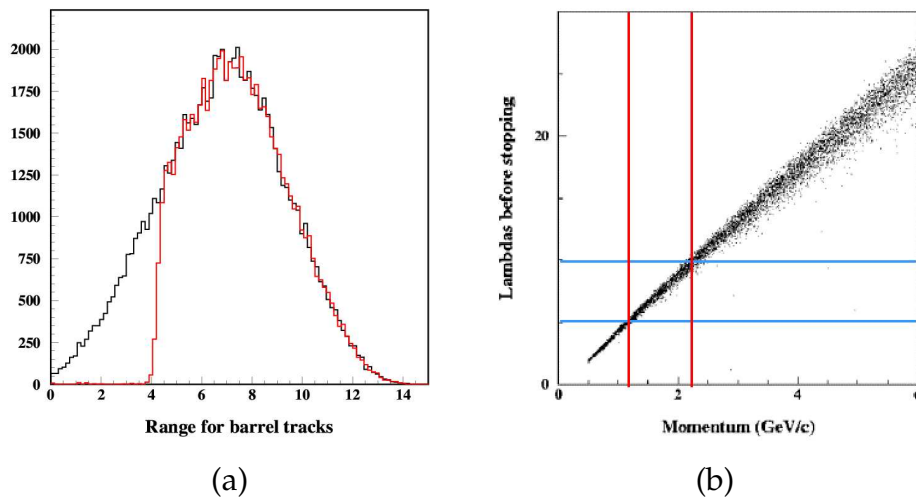


Figura 3.9: (a) Distribuzione del range atteso di muoni in funzione della lunghezza di interazione, per processi inclusivi del tipo $B \rightarrow X_u \ell \nu$. (b) Simulazione Monte Carlo del range in λ dei muoni vs l'impulso; le linee blu sono disegnate in corrispondenza di 5 e 10 lunghezze di interazione.

3.5 Test iniziali sugli LST

Circa un anno prima dell'inizio della produzione, furono prodotti alcuni prototipi di LST per poter studiare la risposta di questi rivelatori a determinati test: conoscere bene questi rivelatori prima della produzione è risultato necessario proprio per migliorare il piu' possibile nei dettagli la costruzione delle camere. Sui prototipi sono stati effettuati parecchi studi, ma in questa sezione verranno

illustrati solo i più significativi: qualità della grafite, distanza del filo (anodo) dalla grafite (catodo), miscela dei gas, test sull'invecchiamento ed esposizione a sorgente radioattiva.

3.5.1 Qualità della grafite

I primi prototipi a doppio strato, con celle non standard di $9 \times 8 \text{ mm}^2$, non hanno mostrato un buon funzionamento, tanto che non è stato possibile ottenere una buona curva di plateau. Un'ispezione al suo interno ha mostrato varie irregolarità sullo strato di grafite, nonché detriti.

Sulla base di questa esperienza la collaborazione ha richiesto che, in fase di costruzione, ci fosse un alto controllo di qualità sulla grafite, per poter avere tubi con meno irregolarità possibili al loro interno.

3.5.2 Distanza catodo-filo

I primi prototipi prodotti con celle non standard hanno mostrato un cattivo comportamento dovuto allo spostamento del filo dalla posizione ottimale. Nel grafico rappresentato in fig. ?? è visibile come varia la distanza del filo dal fondo.

Lo spostamento del filo causa una variazione del campo elettrico e quindi cambia il comportamento del tubo. Nella tabella ?? è mostrata la variazione del campo elettrico per diverse distanze tra filo e catodo. Si può notare quindi che un piccolo spostamento di 1 mm causa un'alta variazione della tensione. Il motivo principale è il fatto che i cavalieri reggifilo in questi test erano stati adattati. Si è quindi deciso di produrre gli LST servendosi di cavalieri che fossero tutti uniformati, e il più regolari possibile. A tutto questo contribuiva anche il fatto che le celle fossero piccole, e quindi risentissero maggiormente degli effetti dello spostamento del filo.

3.5.3 Test con la sorgente

Una sorgente radioattiva associata ad un collimatore produce un alto *rate* di radiazione in un'area ristretta. In questo modo si possono sottoporre queste piccole zone del rivelatore a condizioni di estremo irraggiamento. Con questo pro-

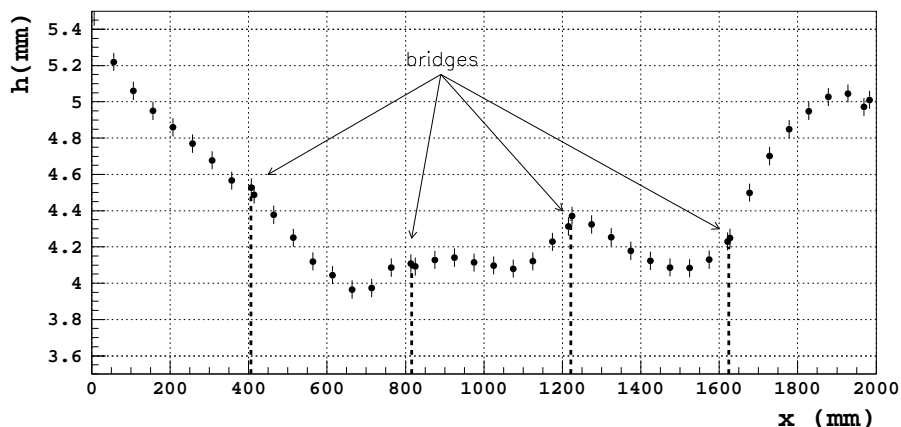


Figura 3.10: Distanze misurate tra l'anodo e il fondo della cella: in ascissa compare la lunghezza del tubo, in ordinata la distanza del filo dal fondo.

	E_{max} (V/m) sull'anodo	E_{min} (V/m) sull'anodo	E_{mean}	$\Delta E_{mean}/E_{mean}$	ΔV (V) (V=5 kV)
LST normale 9 × 9 mm	2.001×10^7	1.967×10^7	1.985×10^7	0%	0
Distanza anodo dal centro: 0.5 mm	1.966×10^7	1.93×10^7	1.949×10^7	-1.8%	-90
Distanza anodo dal centro: 1 mm	1.929×10^7	1.89×10^7	1.910×10^7	-3.8%	-190

Tabella 3.4: Effetti dello spostamento del filo dal campo elettrico.

cedimento, in un rivelatore LST si possono ricercare piccoli difetti sullo strato di grafite, come piccole punte, nonché pinnacoli, e gli spostamenti del filo.

Registando i valori della corrente durante il passaggio della sorgente, nelle zone di grafite senza difetti si ha una corrente costante, mentre in corrispondenza di un pinnacolo si registrano picchi di corrente.

Anche uno spostamento dell'anodo dalla posizione ottimale può essere riconosciuto attraverso una variazione della corrente dal valore medio.

3.5.4 Effetti della miscela del gas sul plateau

Sui prototipi LST sono state testate varie miscele del gas, in modo da controllare le differenti curve di plateau associate ad ogni miscela e le efficienze. La

collaborazione LST, ossia il gruppo di fisici di *BABAR* che ha curato l'installazione del nuovo IFR, ha studiato le seguenti miscele di $Ar - C_4H_{10} - CO_2$:

1. (3.5 - 8 - 88.5)%;
2. (3.5 - 9.5 - 87)%;
3. (9 - 9 - 82)%;
4. (9 - 16 - 75)%.

In fig. 3.11 sono riportati i plateau di LST a cella grande, ottenuti con le quattro miscele di gas. Si può notare che la miscela con la più alta frazione di argon trasla la curva verso regioni di tensione più bassa. Come già detto in precedenza si è poi deciso di adottare come percentuali per la miscela del gas quelle già utilizzate da ZEUS (2.5 - 9.5 - 88)%.

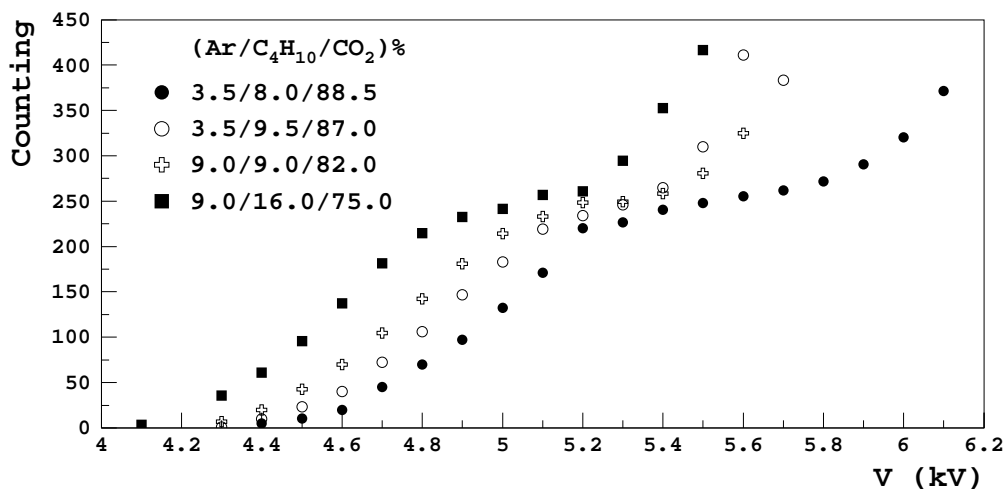


Figura 3.11: Curve di plateau ottenute con quattro differenti miscele di gas, in funzione della lunghezza del tubo.

3.5.5 Test di invecchiamento

Il test di invecchiamento ha il proposito di verificare la risposta di un LST durante un lungo periodo di funzionamento a pieno regime e dopo aver accumulato una grande quantità di carica.

Per simulare in un piccolo periodo di tempo un veloce invecchiamento, si sono esposti alcuni prototipi di LST ad una sorgente radioattiva. Assumendo che in un LST la carica accumulata per una traccia sia di circa 150 pC, allora si può prevedere che, nel peggiore dei casi, fino all'anno 2010 la carica accumulata nel rivelatore *BABAR* sia di 100 mC/cm^2 : nel test di invecchiamento le camere hanno accumulato una carica di 650 mC/cm^2 , più di sei volte il valore atteso ma, come si può vedere dal grafico in figura 3.12, non ci sono forti diminuzioni di corrente, e neppure cadute di segnale e scariche auto-sostenute.

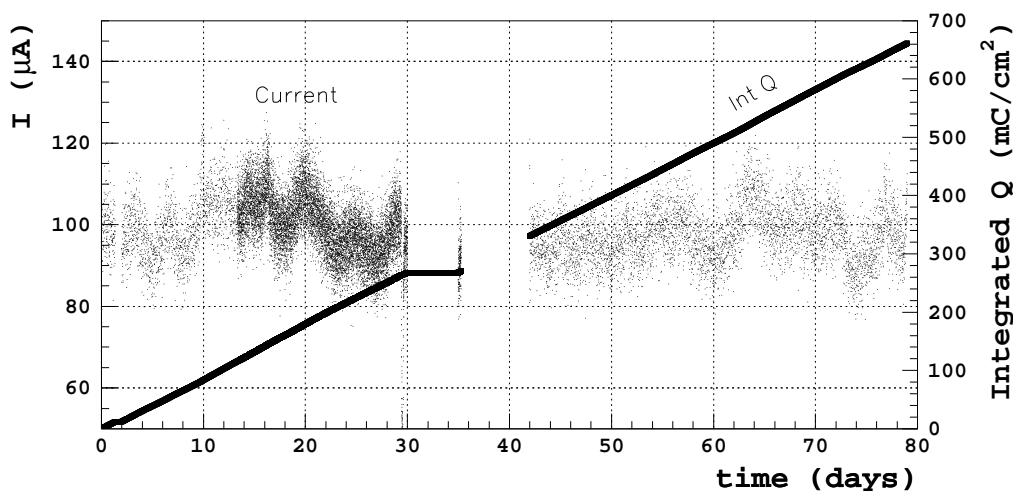


Figura 3.12: Corrente (asse y di sinistra) e carica integrata (asse y di destra) in funzione del tempo.

3.6 Produzione degli LST per il nuovo *barrel*

Il numero totale di LST prodotti per il nuovo *barrel* è di 1379 più un 10% di riserva. La produzione è avvenuta alla Pol.Hi.Tech. a Carsoli (AQ), durante un periodo di dieci mesi, da ottobre 2003 a luglio 2004. Siccome la collaborazione ha richiesto LST di alta qualità, sono stati incaricati alla supervisione della produzione dei fisici della collaborazione stessa, che sono stati presenti per tutto il tempo di produzione. Ciascun LST prodotto è stato testato attraverso una procedura di controllo qualità (QC) che presupponeva varie fasi e che è stata interamente progettata, sviluppata e mantenuta dalla collaborazione stessa.

Il controllo qualità doveva essere, in primo luogo, di facile approccio, in modo tale che gli operatori della Pol.Hi.Tech. potessero eseguirlo in prima persona senza una particolare preparazione alle spalle. Il software utilizzato nelle singole stazioni QC era basato su software LabView e la comunicazione tra l'operatore e il computer sul sistema di lettura con codice a barre EAN-13.

Le singole camere dunque sono state testate durante la produzione stessa, in modo da poter scartare sin da subito quei tubi che non rispondevano alle caratteristiche richieste. Inoltre è stato implementato un sistema di archivio di tutti i risultati dei test, dati che sono poi stati molto utili nella classificazione dei tubi durante l'installazione finale.

La procedura di QC era composta dai seguenti passaggi:

Controllo delle integrità delle piccole componenti della camera : *clip*, cavalieri reggifilo ed *endcap*.

Ispezione visiva dello strato di grafite nel profilo : dopo la pittura della grafite sul profilo, essi vengono ispezionati visivamente uno a d uno, per segnalare eventuali superfici ruvide, piccole punte, pinnacoli e altri tipi di difetti. Se necessario, i difetti trovati sono stati riparati.

Misura della resistività della grafite nel fondo e nelle pareti di tutte le celle : subito dopo l'ispezione visiva i tubi entrano in una macchina automatica, costruita appositamente con lo scopo di misurare la resistività al fondo delle celle ogni 50 cm. In corrispondenza di questo test si sono registrati nel *database* anche umidità e temperatura dell'ambiente, così da trovarne eventuali correlazioni con la variazione di resistività.

Registrazione della bobina di filo usato nel tubo : dopo la misura di resistività inizia la fase di assemblaggio del tubo. In particolare si esegue la filatura, in cui si registra da quale bobina proviene il filo di ogni cella.

Test di verifica di eventuali infiltrazioni nel tubo : dopo l'assemblaggio il tubo viene chiuso e sigillato nei punti di possibili fessure. Si verifica la presenza

di perdite dal tubo, immergendolo in acqua e lasciandovi fluire all'interno dell'aria. Questo test non ha risultati nel *database*, perchè se il tubo ha delle perdite viene immediatamente riparato.

Procedura di condizionamento : i tubi assemblati e senza perdite sono sottoposti ai test di alta tensione. In primo luogo gli LST devono essere "condizionati": il *conditioning* è essenziale per bruciare piccoli detriti dentro al tubo e eliminare eventuali imperfezioni della grafite.

La procedura è costituita da un aumento graduale dell'alta tensione per raggiungere il massimo voltaggio permesso, ad una corrente inferiore di 250 nA. Vi sono 15 *step* a partire da 4500 V per finire a 5900 V: ogni *step* è ripetuto fino a che il comportamento del tubo non è soddisfacente. Infine il tubo viene messo ad una tensione di 5700 V per un paio di giorni.

La procedura di condizionamento dura circa una settimana. In figura 3.13 sono mostrati tre esempi di corrente in funzione del tempo durante il condizionamento di tre tubi: è possibile vedere che, dopo alcuni picchi iniziali dovuti alla combustione di impurità, la corrente decresce lentamente rispetto al tempo; alla fine del condizionamento tutte le impurità nel tubo sono tolte e la corrente diventa molto bassa.

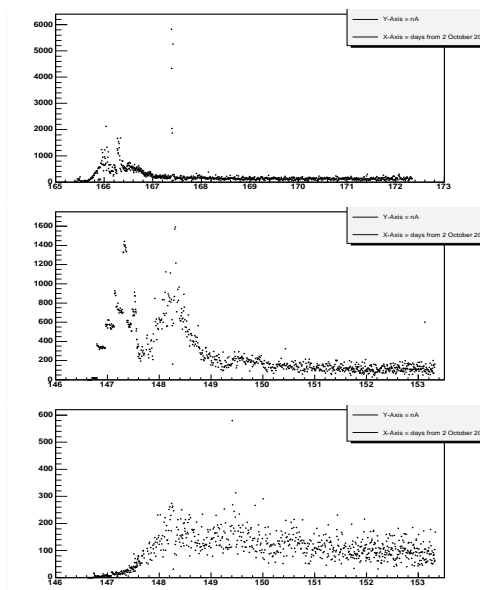
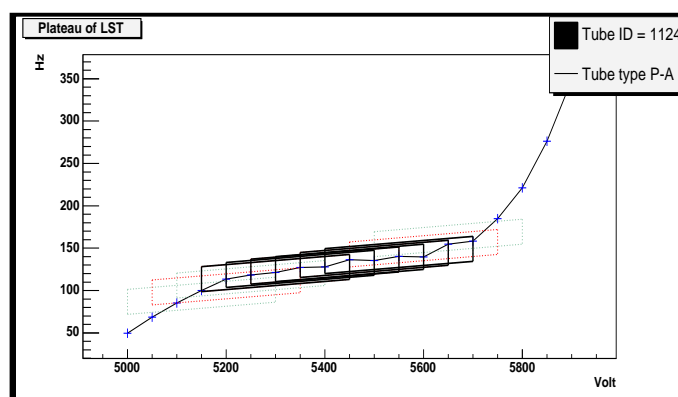


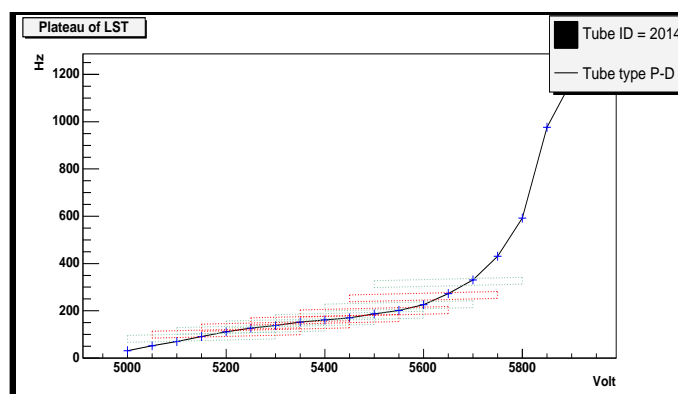
Figura 3.13: Tre esempi di corrente versus tempo durante la procedura di conditioning.

Misura dei plateau : la determinazione della curva di plateau è importante sia per verificare il buon funzionamento della camera, sia per stabilire la tensione operativa al momento dell'installazione. Il conteggio del segnale viene effettuato in singola e direttamente sul segnale del filo. I segnali vengono discriminati con una soglia di 35 mV prima di essere inviati al contatore ed accumulati per 20

secondi. I plateau sono stati misurati registrando i conteggi nei valori di tensione da 4900 V a 5900 V, con step di 50 V, e sono stati classificati in quattro tipi a seconda della loro qualità, guardando la loro larghezza e la loro inclinazione. I tubi di tipo A, B, C passano al test successivo, invece i tubi di tipo D devono di nuovo essere sottoposti al conditioning. In figura 3.14 esempi di plateau di tipo A e di tipo D.



(a)



(c)

Figura 3.14: Esempi di buon plateau (Tipo A), in alto, e di plateau da scartare (Tipo D).

Test con sorgente radioattiva : anche se è già previsto un test di ispezione visiva dello strato di grafite, possono essere presenti all'interno del tubo mancanze o addensamenti di grafite, difficilmente visibili ad occhio nudo. Questo test serve proprio ad individuare questo tipo di difetti. Per lo scan si utilizza una sorgente radioattiva di ^{90}Sr avente un'attività di 10MBq, collimata e munita di un picco-

lo spessore di piombo, inserito al fine di limitare l'intensità della radiazione. I tubi vengono tenuti a 5600 V con gas all'interno e la corrente viene monitorata ogni secondo mentre la sorgente viene tralata su ogni singola cella lungo tutta la lunghezza del tubo.

Questo test permette quindi di individuare difetti come *spike* e scariche autosostenute. Se ne puo' vedere l'esempio nei grafici mostrati in figura 3.15.

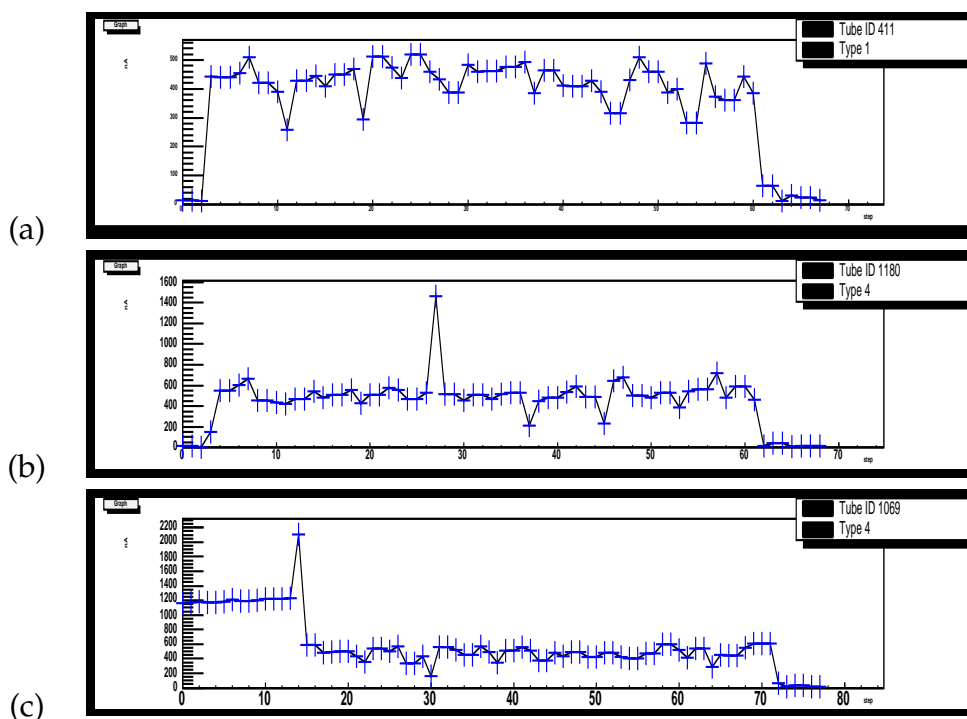


Figura 3.15: Esempi di risultati del test con sorgente durante la produzione.

In alto (fig. 3.15(a)) un esempio di buon esito del test con sorgente; si può notare la presenza dei cavalieri reggifiolo esattamente nei punti di caduta della corrente. In fig. 3.15(b) esempio di uno *spike* di corrente, probabilmente dovuto ad un pinnacolo sulla superficie di grafite. In basso 3.15(c) esempio di scarica autosostenuta che inizia dallo *spike* e si potrae nel grafico verso sinistra e continua anche dopo la fine del tubo. Camere con carica autosostenuta o con più di due o tre *spike* vengono ricondizionate.

Test di lunga durata : i tubi sono stati quindi sottoposti ad un test di lunga durata in cui sono rimasti in funzione per un mese ad una tensione prossima alla fine della regione di plateau. Durante questo mese, la corrente di ogni singolo tubo è monitorata costantemente, e ciò è utile per verificare le performance delle camere in un lasso di tempo sufficiente lungo: infatti è possibile che il tubo subisca un aumento o una diminuzione della corrente non prevista. I tubi che non superano il test di lungo periodo vengono scartati.

Misura della capacità : infine, l'ultima operazione prima della spedizione negli Stati Uniti è la misura della capacità delle camere, attraverso un capacimetro tra i connettori dell'alta tensione e di massa. Questo test viene effettuato quando i tubi sono già stati imballati, proprio per verificare che durante la fase di imballaggio non si fossero apportati dei danni alle connessioni elettriche.

3.7 Installazione dei primi due sestanti

Durante lo *shutdown* dell'estate 2004, è avvenuta la sostituzione degli RPC nei sestanti centrali, superiore e inferiore, del rivelatore *BABAR*.

Il programma di lavoro comprendeva varie fasi. In primo luogo la rimozione degli RPC, con conseguente pulitura delle *gap*. Quindi l'installazione di 6 strati di ottone, negli strati 5, 7, 9, 11, 13, 15, per aumentare la lunghezza di interazione (fig. 3.8). È stato scelto ottone, e non ferro, perchè questo avrebbe procurato una variazione del campo magnetico all'interno del rivelatore. Quindi sono state installate le *z-strip* nelle cavità del rivelatore, e infine inserite le camere.

3.7.1 Elettronica di lettura

Il sistema elettronico di lettura è stato progettato[47] in modo da evitare la presenza di circuiti attivi all'interno delle cavità del rivelatore e permettervi un facile accesso. Il segnale della coordinata ϕ proviene direttamente dai fili, attraverso un circuito che disaccoppia l'alta tensione dal segnale, che è a bassa tensione. Il segnale lungo z è indotto dalle *z-strip*, che sono poste sotto ai moduli. Entrambi i segnali sono trasmessi ad un circuito di lettura del segnale (*Front End Card, FEC*), rappresentato in fig.3.16, che provvede all'amplificazione e discriminazione del

segnale che proviene dal rivelatore. Le FEC hanno la caratteristica di avere la soglia programmabile. La scheda madre che contiene le FEC è provvista della componente FPGA (*Filed Programmable Gate Array*), che provvede al passaggio delle informazioni sul segnale al sistema di acquisizione dei dati (DAQ).

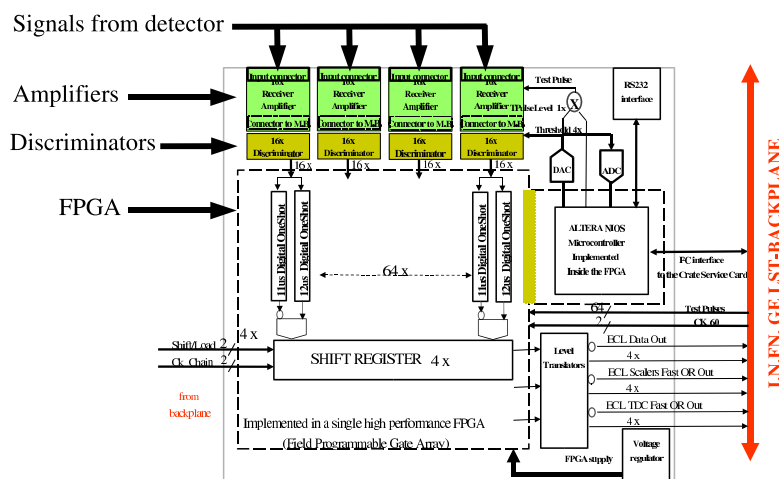


Figura 3.16: Schema della scheda Front End Card usata nell'elettronica di lettura degli LST.

3.7.2 Curve di *plateau* ed efficienza

È interessante osservare le curve di *plateau* di alcune camere dopo l'installazione, come rappresentato in fig.3.17. Si può vedere che le prestazioni di queste camere sono molto buone, i *plateau* sono larghi e non presentano brusche inclinazioni in nessuno dei quattro canali.

In fig. 3.18 sono invece riportate i grafici delle efficienze dei *layer* attivi nel sestante superiore dell'IFR, in funzione della tensione.

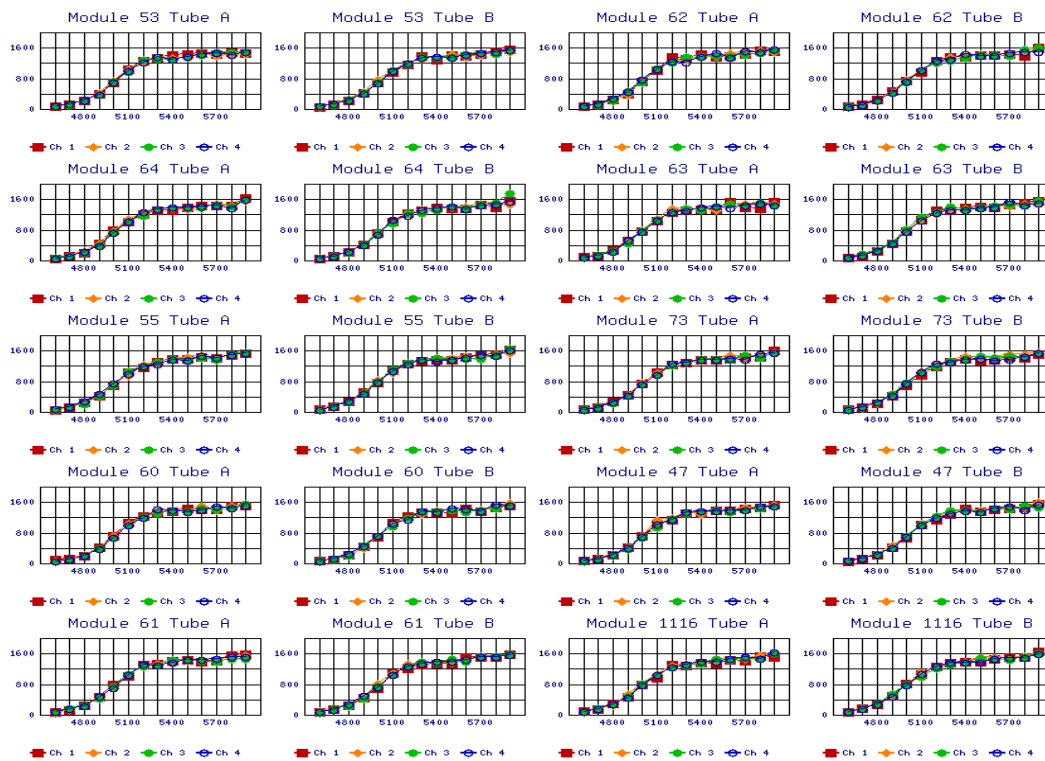


Figura 3.17: Misure della curva di plateau attraverso raggi cosmici per tutti i layer degli LST.

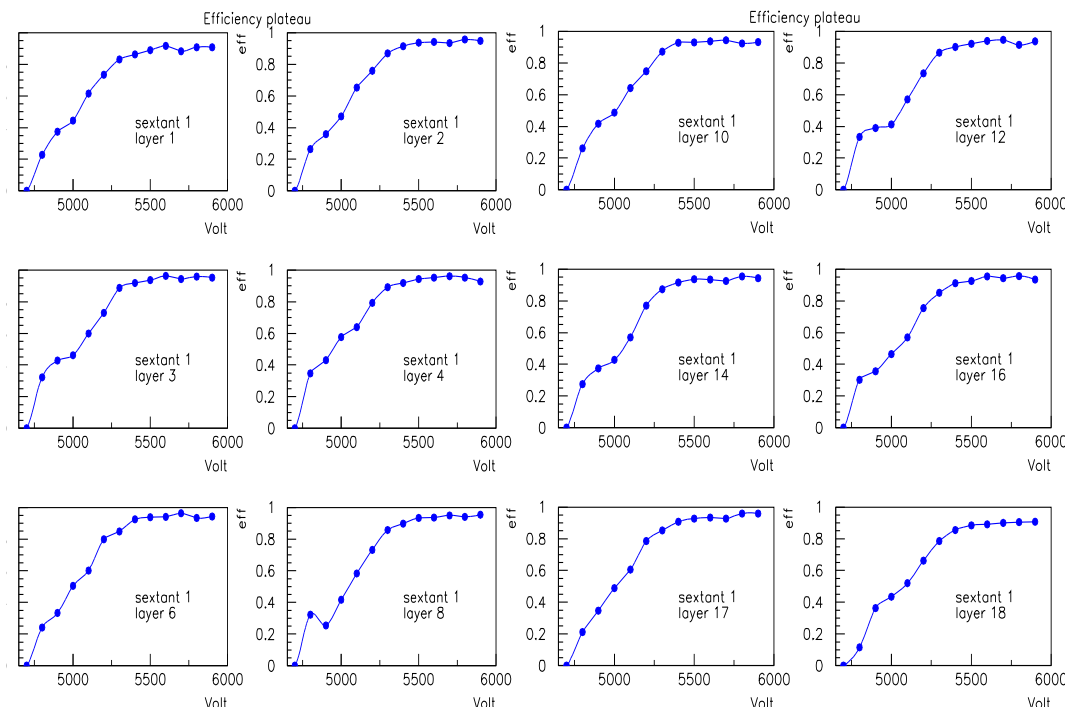


Figura 3.18: Misure delle efficienze degli LST, nei layer attivi del sestante superiore dell'IFR.

Capitolo 4

Ricostruzione del decadimento

$$B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$$

In questo capitolo saranno presentati gli studi precedentemente eseguiti riguardo a questa analisi [49], in particolare la ricostruzione del leptone, la ricostruzione parziale del D^* e gli studi sulla selezione del pione soffice.

4.1 Ricostruzione degli eventi

In questa analisi si è sviluppata la tecnica della ricostruzione parziale per la selezione degli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ sul rinculo di mesoni B completamente ricostruiti. Le coppie $B^0 \bar{B}^0$ provengono dal decadimento dalla risonanza $\Upsilon(4S)$ prodotta per annichilazione di coppie e^+e^- .

La richiesta di un B^0 completamente ricostruito riduce l'efficienza della selezione, con l'effetto di ottenere un alto errore statistico, ma il fondo è nettamente ridotto in quanto di un mesone B completamente ricostruito si conosce con buona precisione \vec{p}_B . La buona conoscenza di \vec{p}_B permette di calcolare accuratamente una delle variabili importanti per la selezione del segnale, ossia M_ν^2 , che è calcolata attraverso la seguente relazione:

$$p_\nu = p_B - p_{D^*} - p_\ell. \quad (4.1)$$

Inoltre il fatto che il D^* venga ricostruito parzialmente, solo sulla base del pione soffice π_{soft}^- , abbassa gli errori sistematici, che sono dovuti ad esempio alla ricostruzione delle particelle che provengono dal decadimento del D^0 .

Quindi la ricostruzione parziale del mesone D^* , in eventi in cui B^0 è completamente ricostruito dà un grande errore statistico, che può essere ridotto attraverso un buon numero di dati raccolti, e un più basso errore sistematico rispetto a misure precedenti eseguite sulla ricostruzione esclusiva del D^* [48].

Sono già stati fatti degli studi in questa direzione, i quali hanno portato alla determinazione del rapporto di decadimento $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)$. [49] In questo capitolo verrà presentato un riassunto degli studi finora effettuati con i risultati ottenuti.

La ricostruzione degli eventi si sviluppa su due filoni principali: la ricostruzione completa di un mesone B e la ricostruzione parziale degli eventi di segnale sul rinculo di questo B . Per quanto riguarda la ricostruzione degli eventi di segnale ci si basa sulla l'identificazione del leptone e la parziale ricostruzione del mesone D^* .

4.2 B completamente ricostruito

Il mesone B (B_{reco}) viene ricostruito attraverso i suoi decadimenti adronici del tipo $B \rightarrow DY$, dove D si riferisce a un mesone charmato e Y rappresenta una collezione di adroni con carica totale ± 1 , composti di $n_1 \pi^\pm + n_2 K^\pm + n_3 K_s^0 + n_4 \pi^0$, dove $n_1 + n_2 < 6$, $n_3 < 3$ e $n_4 < 3$. Il mesone charmato è il punto di partenza per la selezione dei decadimenti: se ne usano quattro differenti tipi, ossia il D^+ e il D^{*+} per il B^0 , e il D^0 e il D^{*0} per il B^\pm . Da questi quattro "semi" si ottengono circa 1000 catene di decadimento che sono raggruppate in 53 categorie, nelle quali i decadimenti sono classificati per differente purezza del segnale, dipendente dalla molteplicità e dalla composizione degli adroni che compongono il sistema Y .

Il numero totale di modi di decadimento è dato da:

$$d = \sum_{i=1}^4 d_i y_i, \quad (4.2)$$

dove la somma è fatta sui quattro semi, d_i si riferisce al numero di modi di decadimento di un dato seme e y_i è il numero di decadimenti del sistema Y associato a quel seme.

Vi sono quindi quattro grandi categorie in ordine di *purezza integrata* P_I , in cui sono raggruppati i modi di decadimento:

- **superblock-1** che contiene i decadimenti con $P_1 > 80\%$
- **superblock-2** che contiene decadimenti con $P_2 > 50\%$
- **superblock-3** che contiene decadimenti con purezza di segnale in un singolo modo $> 10\%$
- **superblock-4** con tutti i restanti modi.

L'efficienza di ricostruzione è di 0.3% per le coppie $B^0\bar{B}^0$ e di 0.5% per le B^+B^- . La consistenza cinematica del candidato B_{reco} è stabilita sulla base di due variabili: la *beam-energy substituted mass* (m_{ES}) definita come segue:

$$m_{ES} = \sqrt{\frac{s}{4} - \vec{p}_B^2} \quad (4.3)$$

e la differenza di energia (ΔE) corrispondente a:

$$\Delta E = E_B - \frac{\sqrt{s}}{2}, \quad (4.4)$$

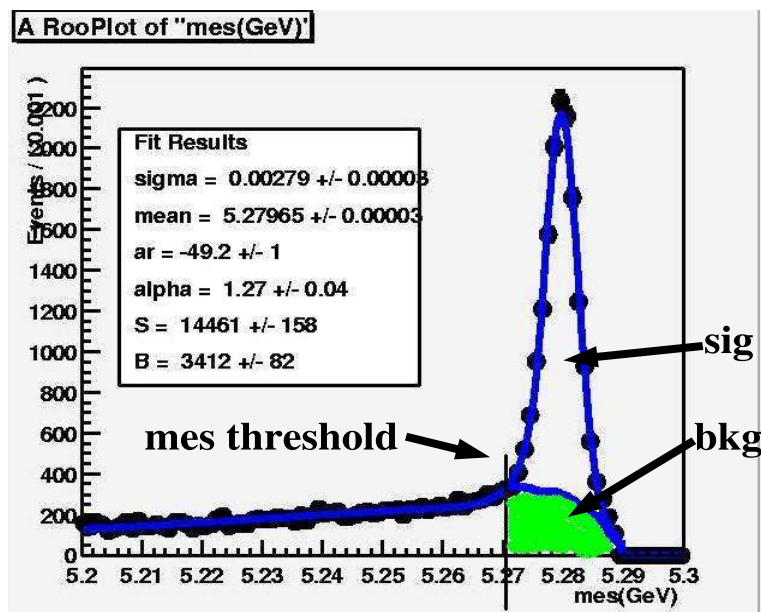


Figura 4.1: Esempio di fit della distribuzione di m_{ES} . L'area verde rappresenta il fondo che deve essere sottratto, mentre il picco sopra al fondo è il segnale.

dove \sqrt{s} è l'energia totale nel sistema di riferimento del centro di massa, e \vec{p}_B e E_B sono rispettivamente l'impulso e l'energia del B nello stesso sistema di riferimento.

Per una corretta ricostruzione del B , la distribuzione di m_{ES} deve essere piccata alla massa del mesone B , mentre ΔE deve essere circa zero.

In fig.4.1 è possibile osservare la distribuzione di m_{ES} . Essa è stata fittata utilizzando due funzioni: la funzione Argus[50] per parametrizzare il fondo, e una funzione Crystal Ball[51] per descrivere la componente di segnale. Il fit di queste due funzioni ha permesso di stimare il numero di eventi di fondo dell'area verde, e definire esattamente la soglia per eliminare il fondo ($m_{ES} = 5.27$ GeV).

4.3 Ricostruzione e identificazione del leptone

La ricostruzione del leptone, prodotto dal decadimento semileptonico del mesone B che rincula sul B completamente ricostruito, è di fondamentale importanza sia per la selezione degli eventi di segnale sia in generale per la determinazione del numero totale di eventi semileptonici del B , quantità indispensabile per ricavare il rapporto di decadimento del canale.

Questa ricostruzione nell'esperimento *BABAR* è molto efficiente. Utilizzando la simulazione Monte Carlo, si ottiene che il 98% dei leptoni nella regione di accettazione sono ben ricostruiti: la stessa efficienza si ha sia per gli elettroni che per muoni.

Si ottiene una buona discriminazione confrontando le distribuzioni dell'impulso dei leptoni che provengono direttamente dal B e di tutti gli altri leptoni secondari, come si può osservare nel grafico 4.2(a).

Guardando il grafico è chiaro che la richiesta $|\vec{p}_{cms}^\ell| > 1$ GeV permette di rigettare una grande quantità di leptoni secondari. Nel grafico 4.2(b) si osservano invece sia l'efficienza di selezione dei leptoni primari, sia il fattore di reiezione dei leptoni di fondo, rispettivamente pari a 85% e 90%, richiedendo che $|\vec{p}_{cms}^\ell| > 1$. Per questi motivi nell'analisi, si sceglie come leptone primario quello con impulso $|\vec{p}_{cms}^\ell| > 1$. Nel caso in cui si verifichi un evento in cui più di un leptone soddisfa questa richiesta, allora si sceglie sempre il leptone con impulso più alto. Infatti dal Monte Carlo si deduce che nel 98% degli eventi che presentano più di un

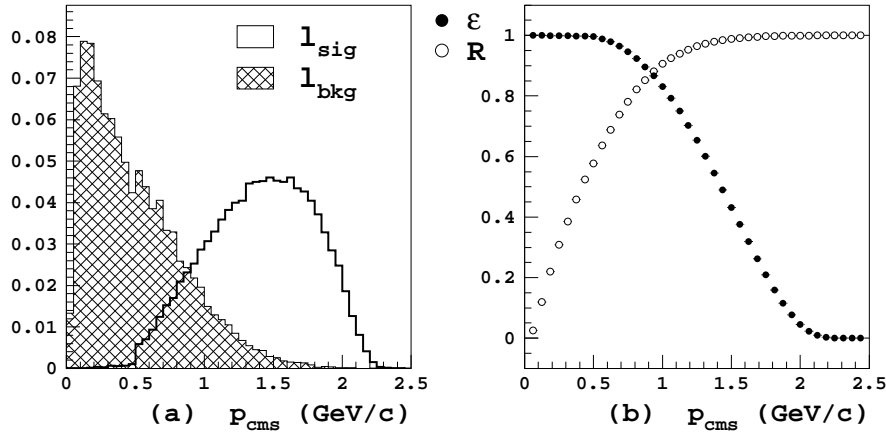


Figura 4.2: (a) Distribuzione dell'impulso nel centro di massa per il leptone, prodotto del B (area bianca) e per tutti gli altri leptoni (area quadrettata). (b) Efficienza di selezione per i leptoni di segnale (\bullet ϵ) e reiezione dei leptoni del fondo (\circ R) in funzione dell'impulso nel centro di massa

leptone con impulso maggiore di 1 GeV, il leptone corretto è proprio quello con impulso più alto.

I leptoni carichi, i pioni e i kaoni sono identificati attraverso dei selettori che combinano differenti criteri di identificazione delle particelle (*Particle Identification Criteria*, PID), i quali si basano sulle seguenti variabili:

- Ionizzazione specifica $\frac{dE}{dx}$ all'interno dell'SVT e della DCH;
- Angolo Čerenkov e numero di fotoni all'interno del DIRC;
- Rapporto E/p , dove E è l'energia rilasciata all'interno dell'EMC e p è l'impulso della traccia associata al *cluster* (variabile usata principalmente per l'identificazione degli elettroni).
- Numero di lunghezze di interazione percorse da una data particella e sua relativa molteplicità di *cluster* nell'IFR (usati soprattutto per pioni e muoni).

4.4 Ricostruzione parziale del mesone D^*

La ricostruzione parziale del mesone D^* , fatta attraverso le informazioni sul pione soffice, si basa su alcune approssimazioni che richiedono dettagliati studi.

Bisogna osservare che, nel sistema di riferimento del laboratorio, il pione soffice è prodotto in un cono ristretto attorno alla direzione del D^* : può quindi essere una buona approssimazione il fatto che π_{soft} abbia la stessa direzione del D^* .

Questa assunzione permette di calcolare il *boost* del D^* nel sistema di riferimento del laboratorio, a partire dall'impulso misurato del pione soffice nello stesso sistema di riferimento:

$$\begin{pmatrix} E_{D^*}^{lab} \\ \vec{p}_{D^*}^{lab} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{D^*} & \gamma_{D^*} \beta_{D^*} \\ \gamma_{D^*} \beta_{D^*} & \gamma_{D^*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{D^*} \\ \vec{0} \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

dove β_{D^*} può essere ricavato risolvendo una delle due equazioni seguenti, che contengono l'impulso del pione nel sistema di riferimento del laboratorio e nel sistema di riferimento del D^* .

$$\begin{pmatrix} E_{\pi_s}^{lab} \\ \vec{p}_{\pi_s}^{lab} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{D^*} & \gamma_{D^*} \beta_{D^*} \\ \gamma_{D^*} \beta_{D^*} & \gamma_{D^*} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\pi_s}^* \\ \vec{p}_{\pi_s}^* \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

dove $E_{\pi_s}^*$ è l'energia del pione soffice nel sistema proprio del D^* , che è pari a:

$$E_{\pi_s}^* = \frac{m_{D^*}^2 - m_{D^0}^2 + m_\pi^2}{2m_{D^*}} = 145 \text{ MeV}. \quad (4.7)$$

Considerando la prima equazione dell'eq. (4.6) data da:

$$E_{\pi_s}^{lab} = \gamma_{D^*} E_{\pi_s}^* + \gamma_{D^*} \beta_{D^*} \vec{p}_{\pi_s}^* \quad (4.8)$$

si ottengono le due seguenti soluzioni per β_{D^*} :

$$\beta_{D^*}^\pm = \frac{-E_{\pi_s}^* |\vec{p}_{\pi_s}^*| \pm E_{\pi_s}^{lab} |\vec{p}_{\pi_s}^{lab}|}{E_{\pi_s}^{*2} + |\vec{p}_{\pi_s}^{lab}|^2}, \quad (4.9)$$

dalle quali si può poi ottenere $\gamma_{D^*\pm}$ attraverso la relazione:

$$\gamma_{D^*\pm} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{D^*}^2}};$$

Un'altra approssimazione può essere assunta ponendo $\vec{p}_{\pi_s}^* \approx 0$, in quanto $|\vec{p}_{\pi_s}^*| = \sqrt{(E_{\pi_s}^*)^2 - (m_{\pi_s}^*)^2} \sim 0.038 \text{ GeV}$: in questo caso si può calcolare γ_{D^*} con la semplice espressione:

$$\gamma_{D^*}^{app} = \frac{E_{\pi_s}^{lab}}{E_{\pi_s}^*}. \quad (4.10)$$

Dalla simulazione Monte Carlo è possibile determinare quale di queste tre soluzioni dà un'incertezza più piccola. D'ora in poi verrà dato l'indice *reco* a γ_{D^*} o a β_{D^*} per intendere una qualsiasi delle tre soluzioni.

Un modo di procedere può essere quello di osservare le distribuzioni $|\gamma_{D^*}^{mc} - \gamma_{D^*}^{reco}|$ così da osservare quale delle tre soluzioni si differenzia di meno dal valore medio ottenuto dalla verità Monte Carlo: come si può vedere dal grafico 4.3 proprio la distribuzione $|\gamma_{D^*}^{mc} - \gamma_{D^*}^+|$ è quella più stretta delle altre e più schiacciata verso lo zero.

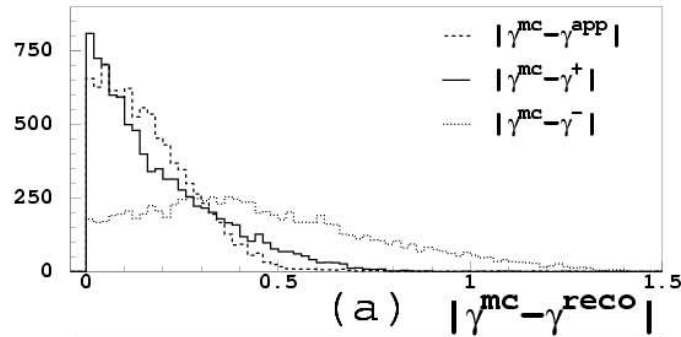


Figura 4.3: Distribuzione di $|\gamma_{D^*}^{mc} - \gamma_{D^*}^{reco}|$: la linea tratteggiata, continua e puntinata indicano rispettivamente $|\gamma_{D^*}^{mc} - \gamma_{D^*}^{app}|$, $|\gamma_{D^*}^{mc} - \gamma_{D^*}^+|$ e $|\gamma_{D^*}^{mc} - \gamma_{D^*}^-|$.

Dunque la soluzione positiva sembra essere quella migliore, ma si può trovare conferma di questo anche osservando la distribuzione della massa invariante del neutrino M_ν^2 calcolata con le tre soluzioni (fig. 4.4): in particolare, procedendo in modo simile a quanto appena detto, si può vedere il grafico 4.5 in cui sono rappresentate le distribuzioni delle differenze tra $M_{\nu,mc}^2$ e $M_{\nu,reco}^2$. Ancora una volta la soluzione positiva appare migliore delle altre due.

Per determinare infine la migliore soluzione da usare nell'analisi, è ragionevole guardare la frazione di eventi per i quali è minimo il valore $|\gamma_{D^*}^{mc} - \gamma_{D^*}^{reco}|$ e

$|M_{\nu,mc}^2 - M_{\nu,reco}^2|$. Le percentuali di tali eventi sono riportate nelle tabelle 4.1 e 4.2.

Guardando la prima tabella, si vede che il γ calcolato attraverso la soluzione positiva ($\gamma_{D^*}^+$) è migliore per il 38.4 % degli eventi, $\gamma_{D^*}^{app}$ è migliore nel 43.3 % degli eventi, mentre $\gamma_{D^*}^-$ solo nel 18.4 % degli eventi. Da questi dati, sembrerebbe che la migliore soluzione sia quella approssimata, anche se la differenza con quella positiva è relativamente piccola.

Guardando però gli stessi risultati dei valori di M_ν^2 , si ottiene invece che la soluzione positiva è migliore nel 53.1 % dei casi.

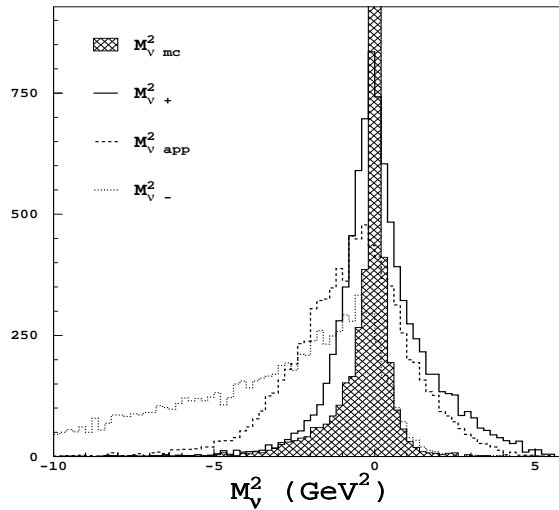


Figura 4.4: Distribuzione di M_ν^2 per le diverse soluzioni della ricostruzione parziale del D^* : soluzione positiva (linea continua), soluzione negativa (linea puntinata), soluzione approssimata (linea tratteggiata) e distribuzione ottenuta dal valore vero di γ_{MC} (area quadrettata).

Soluzione	Frazione (%) con il miglior $\gamma_{D^*}^{reco}$ tra le tre soluzioni	Frazione (%) con il miglior $\gamma_{D^*}^{reco}$ tra le due soluzioni \pm
$\gamma_{D^*}^+$	38.4 ± 0.7	73.1 ± 0.9
$\gamma_{D^*}^-$	18.4 ± 0.5	26.9 ± 0.6
$\gamma_{D^*}^{app}$	43.3 ± 0.7	

Tabella 4.1: Frazioni di eventi in cui il γ calcolato è più vicino al valore reale in eventi del tipo $D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, per le tre soluzioni.

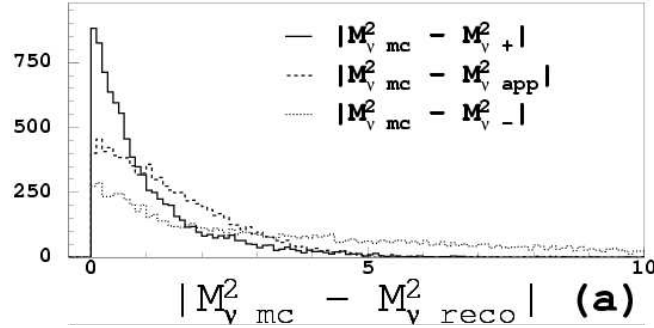


Figura 4.5: Distribuzione di $|M_{\nu,mc}^2 - M_{\nu, reco}^2|$

Soluzione	Frazione (%) con il miglior $M_{\nu, reco}^2$ tra le tre soluzioni	Frazione (%) con il miglior $M_{\nu, reco}^2$ tra le due soluzioni \pm
$M_{\nu, det}^{2+}$	53.1 ± 0.8	74.7 ± 0.9
$M_{\nu, det}^{2-}$	18.8 ± 0.5	25.3 ± 0.5
$M_{\nu, det}^{2App}$	28.1 ± 0.6	

Tabella 4.2: Frazione di eventi per cui M_{ν}^2 calcolato è più vicino ai valori reali, in eventi del tipo $D^{*-} \ell^+ \nu_{\ell}$, per le tre soluzioni.

Da tutte queste considerazioni si è deciso per questa analisi di scegliere gli stati finali con il *boost* calcolato con la soluzione positiva, per il semplice fatto che è quella che più si avvicina al Monte Carlo. È comunque da tenere presente che una buona percentuale di eventi (circa il 47%) non sono ricostruiti correttamente.

4.5 Studi sul pione soffice

Per questa analisi risulta necessaria una specifica tecnica che permetta di distinguere il pione soffice che proviene dal D^* da tutti gli altri pioni presenti nello stato finale, per esempio i pioni prodotti dal decadimento del D^0 .

Innanzitutto sono stati fatti studi sulle efficienze, che hanno stabilito che il pione soffice non è ben ricostruito nel 35% degli eventi. L'efficienza di ricostruzione è una funzione dell'impulso del pione, e in particolare aumenta con l'aumentare dell'impulso.

Per effettuare una discriminazione tra i pioni soffici rivelati che provengono dal D^* nel decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$ e i pioni di fondo sono state usate due variabili: l'impulso del pione nel sistema di riferimento del centro di massa (p_{CMS}) e M_ν^2 .

Confrontando nella verità Monte Carlo, il numero dei π_s e il numero dei pioni di fondo, si vede che per impulsi maggiori di 0.25 GeV/c i pioni sono solo di fondo, e osservando anche la distribuzione di M_ν^2 si ottiene che per $M_\nu^2 < -5$ GeV² vi sono solo pioni di fondo.

È stato fatto uno studio di ottimizzazione di questi tagli, al fine di poter distinguere, anche all'interno dei tagli stessi, i pioni di fondo dai pioni di segnale. Gli studi effettuati portano alla conclusione è ben identificato con un'efficienza del $\sim 75\%$, scegliendo il π più lento e richiedendo che:

$$50 \text{ MeV} \leq p_{cms} \leq 220 \text{ MeV} \quad (4.11)$$

$$M_\nu^2 \geq -2.0 \text{ GeV}^2 \quad (4.12)$$

4.6 Determinazione di $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell)$

Dal momento che si stanno selezionando gli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$ dove $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, allora si può ricavare il rapporto di decadimento $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell)$ secondo questa espressione:

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell) = \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Xl\nu)}{\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+)} \times \frac{N_{sel}^{D^*\ell\nu}}{N_{sel}^{SL,B^0}} \times \frac{1}{\epsilon^{cut}} \times \frac{\epsilon_{SL}^{Breco,SL}}{\epsilon_{sig}^{Breco,SL}}. \quad (4.13)$$

I rapporti di decadimento $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow Xl\nu) = (10.5 \pm 0.8)\%$ e $\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) = (67.7 \pm 0.5)\%$ sono presi dal PDG [23]; $N_{sel}^{D^*\ell\nu}$ è il numero di eventi selezionati $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$ dove $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ dopo la sottrazione del fondo e altre correzioni Monte Carlo; N_{sel}^{SL,B^0} è il numero di eventi selezionati $B^0 \rightarrow Xl\nu$; ϵ^{cut} è l'efficienza di selezione finale per il segnale rispetto alla selezione semileptonica, mentre $\epsilon_{SL}^{Breco,SL}$ e $\epsilon_{sig}^{Breco,SL}$ sono il prodotto delle efficienze del B_{reco} e della selezione semileptonica rispettivamente sugli eventi del B^0 semileptonico e sugli eventi di segnale.

Si può concludere che il valore di $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell)$ ottenuto con la tecnica della ricostruzione parziale, usando la ricostruzione parziale del D^* sul rinculo

di B completamente ricostruiti, è dato da[49]:

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell) = (5.55 \pm 0.35(stat_{dat}) \pm 0.55(syst)) \times 10^{-2}. \quad (4.14)$$

Tale rapporto di decadimento è stato ottenuto con un numero di eventi di segnale pari a:

$$N_{data} = 4118 \pm 241(stat_{dat}) \pm 135(stat_{mc}). \quad (4.15)$$

Sulla base di questa risultati bisogna confermare o meno se è possibile effettuare delle misure di $|V_{cb}|$ comparabili con quelle esistenti. In fig. 4.6 compaiono tutte le misure esistenti di $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell)$, compreso il valore ottenuto in questa analisi, che è dunque compatibile con la media mondiale.

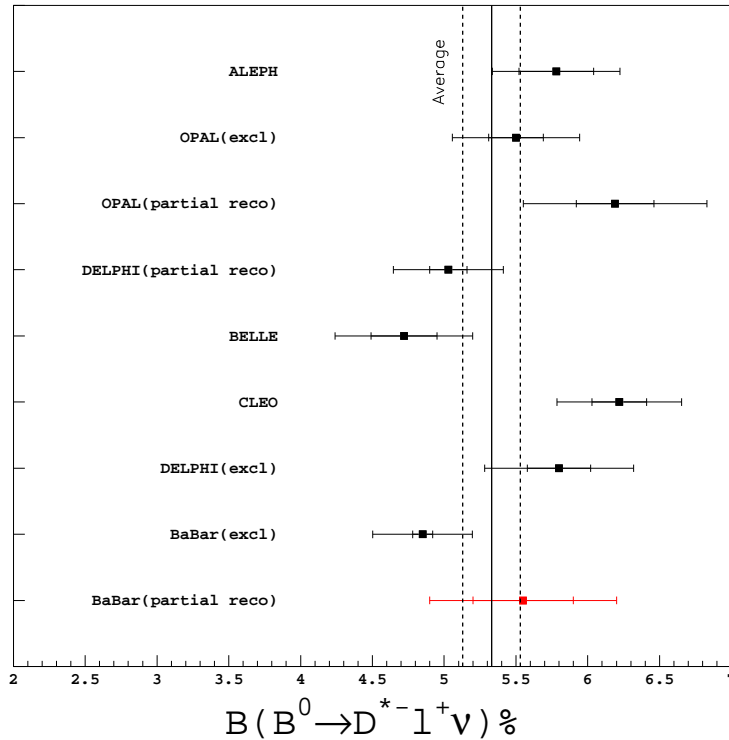


Figura 4.6: Misure esistenti di $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell)$ confrontate con la misura ottenuta in questa analisi (in rosso). La media mondiale $\mathcal{B}_{ave} = 5.33 \pm 0.20$ è anche indicata con il valore centrale con la linea continua mentre gli errori sono indicati con le linee tratteggiate.

Capitolo 5

Studio sulla fattibilità della misura di $|V_{cb}|$

Sulla base dei risultati ottenuti finora in questa analisi è possibile eseguire degli studi sui dati generati da Monte Carlo per verificare la fattibilità di una misura di $|V_{cb}|$, uno degli elementi della matrice CKM. Gli studi effettuati sono stati fatti su eventi di segnale simulati a livello Monte Carlo, attraverso il nuovo *Computing Model* (CM2) di *BABAR*. CM2 è attivo dal 2003, e rispetto al vecchio CM, ha portato a grandi miglioramenti per quanto riguarda la ricostruzione delle tracce, le informazioni sulle particelle e i tempi di produzione dei dati[52].

5.1 Formula per la determinazione di $|V_{cb}|$

Come già accennato nel primo capitolo, l'elemento di matrice $|V_{cb}|$ compare nell'espressione dell'ampiezza di decadimento differenziale nel decadimento semileptonico $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ (eq. 1.49), in funzione di w :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(B \rightarrow D^* \ell \nu)}{dw} &= \frac{G_F^2}{48\pi^3} m_{D^*}^3 (m_B - m_{D^*})^2 \sqrt{w^2 - 1} (w + 1)^2 \\ &\times \left[1 + \frac{4w}{w + 1} \frac{1 - 2wr + r^2}{(1 - r)^2} \right] |V_{cb}|^2 \mathcal{F}^2(w) \end{aligned} \quad (5.1)$$

dove $G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, m_{D^*} e m_B sono le masse rispettivamente del D^* e del B , $r = m_{D^*}/m_B$.

$\mathcal{F}(w)$ è proporzionale al fattore di forma che è parametrizzato secondo la funzione di Isgur-Wise nel limite di quark pesanti. Questa funzione ha due

parametri: ρ^2 e c , che esprimono rispettivamente la pendenza e la curvatura di $d\Gamma/dw$ nell'intervallo fisico di w secondo l'espressione:

$$\mathcal{F}(w) = \mathcal{F}(1)(1 + \rho^2(1 - w) + c(1 - w)^2 + \mathcal{O}(1 - w)^3) \quad (5.2)$$

Gli altri fattori presenti nella formula 5.1 sono termini dipendenti da w , che rappresentano lo spazio delle fasi, e che determinano l'intervallo di w : da 1 a 1.503. Per brevità si può scrivere l'ampiezza $d\Gamma/dw$ come prodotto di tre fattori:

$$\frac{d\Gamma}{dw} = k \cdot |V_{cb}|^2 \cdot f(w, \rho^2, c) \quad (5.3)$$

dove k comprende tutte le costanti ($k = \frac{G_F^2}{48\pi^3} m_{D^*}^3 (m_B - m_{D^*})^2 \mathcal{F}(1)$), dove $\mathcal{F}(1) = 0.919_{-0.035}^{+0.030}$, $f(w, \rho^2, c)$, è una funzione che racchiude tutti i termini dipendenti da w , cioè spazio delle fasi e fattore di forma, e $|V_{cb}|^2$ è l'incognita da trovare.

È noto che un rapporto di decadimento \mathcal{B} è connesso alla larghezza di decadimento Γ dalla seguente relazione:

$$\Gamma = \frac{\mathcal{B}}{\tau}, \quad (5.4)$$

quindi nel caso della larghezza di decadimento differenziale $d\Gamma/dw$ e tenendo conto del fatto che $\mathcal{B} = N_{sig}/N_{tot}$, si ottiene la relazione:

$$\frac{d\Gamma}{dw} = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{d\mathcal{B}}{dw} = \frac{1}{\tau N_{tot}} \frac{dN_{sig}}{dw}. \quad (5.5)$$

Questo porta alla seguente espressione di dN_{sig}/dw :

$$\frac{dN_{sig}}{dw} = N_{tot} \tau k \cdot |V_{cb}|^2 \cdot f(w, \rho^2, c). \quad (5.6)$$

In figura 5.1 è rappresentata la distribuzione degli eventi dN_{sig}/dw prima di ogni selezione, in funzione della variabile w .

Tale funzione verrà prima convoluta con una risoluzione sperimentale, di cui si parlerà ampiamente in seguito, che esprime quanto è buona la ricostruzione degli eventi, e poi fittata, facendo variare i parametri ρ^2 , c e il numero di eventi N_{sig} , così da estrapolare il valore di $|V_{cb}|$ dal fit. Il problema è che non si conosce

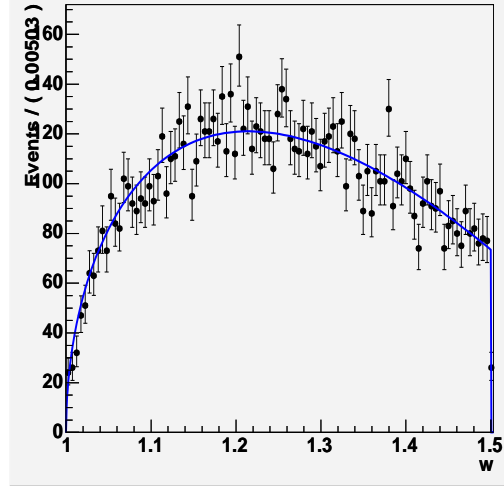


Figura 5.1: Distribuzione di 10000 eventi generati secondo l'ampiezza di decadimento $d\Gamma/dw$ prima di ogni selezione, in funzione della variabile w

il fit del numero di eventi dei decadimenti generici del B , N_{tot} , ma soltanto il numero di eventi di segnale ottenuto dopo il fit N_{fit} .

Si può quindi effettuare la seguente osservazione: dN_{sig}/dw fittata è uguale all'espressione (5.6) dove però $f(w, \rho^2, c)$ è calcolata con i parametri ρ^2 e c fittati e $N_{tot} = N_{fit}$:

$$\frac{dN_{fit}}{dw} = N_{tot} \tau k \cdot |V_{cb}|^2 \cdot f(w, \rho_{fit}^2, c_{fit}). \quad (5.7)$$

Inoltre dN_{fit}/dw è esattamente uguale al prodotto tra N_{fit} e $f'(w, \rho^2, c)$, ossia la PDF (*Probability Density Function*) che è normalizzata all'unità ed esprime la "shape" della distribuzione degli eventi:

$$\frac{dN_{fit}}{dw} = N_{fit} f'(w, \rho^2, c), \quad (5.8)$$

che contiene anche l'informazione sulla misura di $|V_{cb}|$. Inoltre

$$f'(w, \rho^2, c) = \frac{f(w, \rho_{fit}^2, c_{fit})}{\int f(w, \rho_{fit}^2, c_{fit})}. \quad (5.9)$$

dove l'integrale fornisce la normalizzazione della $f(w, \rho^2, c)$. Si è resa necessaria questa serie di passaggi matematici, per il fatto che per calcolare il fit sul numero

di eventi si sono utilizzate solo PDF, che sono funzioni normalizzate all'unità. Quindi eguagliando le equazioni 5.6 e 5.8 si ottiene la seguente espressione per il calcolo di $|V_{cb}|$:

$$|V_{cb}| = \sqrt{\frac{N_{fit} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)}{N_{sig} \tau k \int f(w, \rho_{fit}^2, c_{fit})}}. \quad (5.10)$$

Come valore di $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell)$ si assumerà quello ricavato in precedenza in questa analisi, pari a $5.55 \pm 0.35(stat_{dat}) \times 10^{-2}$.

5.1.1 Generazione degli eventi Monte Carlo

Si tratta di una simulazione Monte Carlo basata sul pacchetto Geant4 [53] e sul generatore EvtGen[54]. Col generatore si generano le catene di decadimento delle particelle, con Geant4 si simula la geometria del rivelatore e parte delle interazioni delle particelle con il rivelatore. Si utilizza poi del codice per completare la simulazione, aggiungendo, per esempio, fondi di macchina presi da eventi reali. In uscita si ottengono le stesse quantità che si avrebbero dai dati reali, presi dall'esperimento, quindi con tutte le incertezze di misura, con in più ovviamente le informazioni sulla verità Monte Carlo.

I dati utilizzati in questa analisi provengono da eventi in cui la risonanza $\mathcal{T}(4S)$ decade in coppie di mesoni B neutri, ognuno dei quali decade in modo generico, secondo rapporti di decadimento definiti.

5.1.2 Procedura di fit

Come già detto nel primo paragrafo, per ricavare il valore finale di $|V_{cb}|$ è necessario fittare la funzione che esprime la larghezza del decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$.

Per ricavare i dati necessari agli studi che seguono, si sono generati degli eventi dalla PDF convoluta numericamente con la risoluzione, utilizzando il software di analisi dati *ROOT*[55], e in particolare il pacchetto *RooFit*[56].

Si possono far variare i tre parametri ρ^2 , c e N_{sig} , ma in questa analisi per ora ci si limita al fit di ρ^2 e N_{sig} . Il parametro c , essendo una correzione del fattore di forma al secondo ordine, per ora viene tralasciata. Si ricorda comunque la sua correlazione, ricavata teoricamente, con ρ^2 [15]:

$$c = 0.66\rho^2 - 0.11. \quad (5.11)$$

I risultati si ottengono dalla minimizzazione del χ^2 , utilizzando il pacchetto *Minuit*[57].

5.2 Studi preliminari sulla risoluzione

Si definisce la risoluzione sperimentale $\Delta w = w_{reco} - w_{true}$ come la differenza tra il valore di w ottenuto attraverso la ricostruzione e il valore di w “vero”, ossia noto dal Monte Carlo. In sostanza la verità Monte Carlo, ossia gli eventi ottenuti simulando dei processi reali, viene confrontata con gli stessi processi ricostruiti, e la risoluzione esprime proprio questa differenza, quindi è il mezzo per stabilire quanto è buona la ricostruzione degli eventi. Una buona risoluzione è indice di una buona ricostruzione.

In prima approssimazione si può assumere che la risoluzione abbia un andamento gaussiano, e in questa sezione verranno presentati degli studi preliminari che permetteranno di capire come varia il risultato di $|V_{cb}|$ a seconda della risoluzione scelta.

Assumendo quindi per ora che la risoluzione sia una gaussiana, le variabili che principalmente possono far variare il risultato di $|V_{cb}|$ sono la larghezza della gaussiana σ_{res} , il numero di eventi generati, e il numero di bin del fit.

Larghezza della gaussiana σ_{res} : Dopo aver fissato il numero dei bin a 10 e il numero di eventi generati a 2000, si sono fatte alcune prove per verificare quale è la larghezza migliore della risoluzione.

Per ogni tipo di risoluzione si sono generati 200 campioni di dati, ognuno dei quali ha prodotto un certo valore di $|V_{cb}|$. Si è così ottenuta una distribuzione gaussiana sui valori di $|V_{cb}|$, come si può vedere in figura 5.2.

Nei grafici seguenti (fig. 5.3) sono presentati alcuni tipi di risoluzioni, con valori di σ diversi: 0.02, 0.05, 0.10. La risoluzione migliore è quella per cui il valore di $|V_{cb}|$ fittato si differenzia di poco rispetto al valore “vero” di $|V_{cb}|$ ($|V_{cb}|_{true}$) ottenuto senza fit e fissando i parametri c , ρ^2 , e N_{sig} al loro valore di inizializzazione:

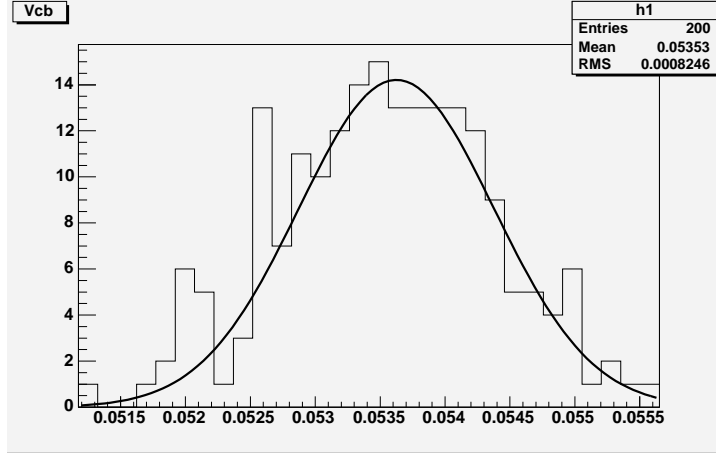


Figura 5.2: Distribuzione del valore di $|V_{cb}|$, ottenuta su 200 campioni di dati di 2000 eventi generati da Montecarlo, ottenuta ponendo $\sigma_{res} = 0.02$.

$$c = 0.54, \quad (5.12)$$

$$\rho^2 = 0.95,$$

$$N_{sig} = 2000.$$

In ogni figura è visibile sulla sinistra la gaussiana normalizzata all'unità, presa come funzione di risoluzione per fittare i campioni di 2000 eventi.

In sostanza, ogni campione generato produce un valore di $|V_{cb}|$ fissato, che si allontanerà di una certa quantità dal valore di $|V_{cb}|_{true}$, il quale è lo stesso per tutti i campioni. Questa differenza è proprio la quantità graficata sulla destra di ogni figura: come ci si aspetta, quella differenza è distribuita secondo una gaussiana centrata nello zero, che deve avere una larghezza σ inferiore all'errore di $|V_{cb}|_{true}$.

Per i valori dei parametri elencati in (5.12) il valore di $|V_{cb}|_{true}$ ottenuto è :

$$V_{cbtrue} = (53.9 \pm 1.9) \times 10^{-3}. \quad (5.13)$$

Invece lo scarto quadratico medio delle tre gaussiane è pari a:

$$RMS(\sigma_{res} = 0.02) = 0.8 \times 10^{-3}, \quad (5.14)$$

$$RMS(\sigma_{res} = 0.05) = 1.1 \times 10^{-3}, \quad (5.15)$$

$$RMS(\sigma_{res} = 0.10) = 1.3 \times 10^{-3}. \quad (5.16)$$

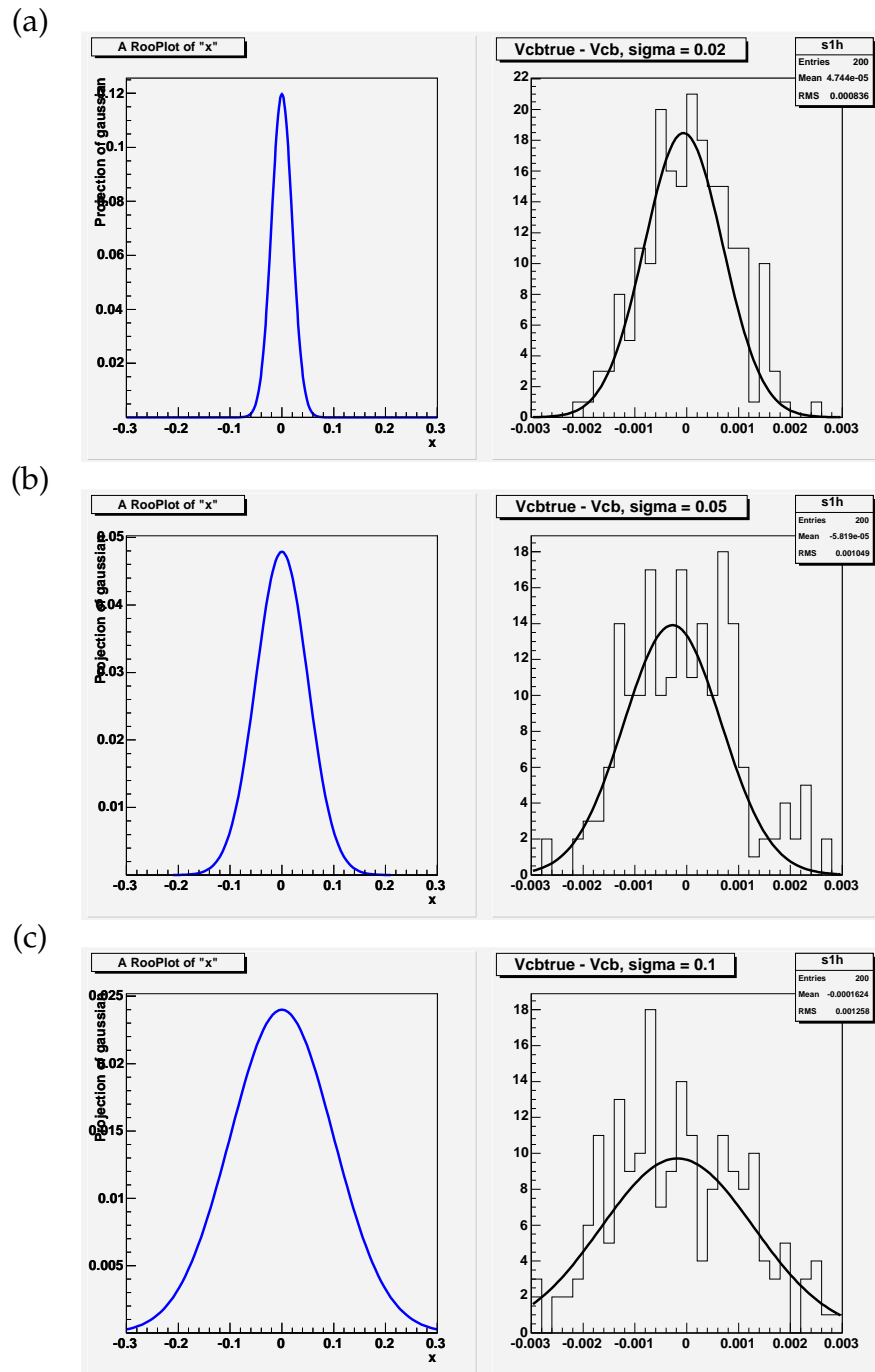


Figura 5.3: Sulla sinistra possibili risoluzioni con larghezze diverse, sulla destra le corrispondenti distribuzioni di $|V_{cb}|_{true} - |V_{cb}|$: (a) $\sigma_{res} = 0.02$; (b) $\sigma_{res} = 0.05$; (c) $\sigma_{res} = 0.10$.

Si può in primo luogo confermare che per risoluzioni più strette, i valori di $|V_{cb}|$ fittati sono più raccolti attorno a $|V_{cb}|_{true}$, e con l'aumentare della σ della risoluzione tali valori si sparpagliano. Inoltre confrontando le larghezze delle tre gaussiane con l'errore di $|V_{cb}|$, risulta accettabile una risoluzione anche con larghezza pari a 0.1, dato che $RMS(\sigma_{res})$ è inferiore all'errore di $|V_{cb}|_{true}$.

Numero di eventi generati N_{sig} : il numero di eventi è funzionale a far diminuire l'errore statistico; si è voluto verificare ciò, calcolando $|V_{cb}|$ con una certa risoluzione (gaussiana di $\sigma = 0.03$), distribuendo i dati generati in 10 *bin*. Si è ripetuta questa misura per 500, 1000, 2000, 5000 eventi.

Si può verificare che aumentando il numero di eventi diminuisce il valore RMS delle gaussiane $|V_{cb}| - |V_{cb}|_{true}$:

$$RMS(500eventi) = 2.1 \times 10^{-3}, \quad (5.17)$$

$$RMS(1000eventi) = 1.3 \times 10^{-3}, \quad (5.18)$$

$$RMS(2000eventi) = 1.0 \times 10^{-3}, \quad (5.19)$$

$$RMS(5000eventi) = 0.6 \times 10^{-3}, \quad (5.20)$$

Considerando che gli eventi di segnale finora disponibili per questo canale di decadimento sono più di 4000, si può concludere che le larghezze di queste distribuzioni risultano accettabili entro l'errore di $|V_{cb}|_{true}$.

Numero dei bin: per questo studio si è visto come varia il valore di $|V_{cb}|$ facendo variare il *binning* del fit. Si sono prodotti 300 campioni di 1000 eventi, fissando $\sigma_{res} = 0.03$ e ripetendo la misura per quattro valori diversi di *binning*: 5, 10, 20, 50 *bin*.

I risultati ottenuti sono quelli visibili nei grafici di fig. 5.5 in cui sulla sinistra si può vedere la funzione della larghezza di decadimento con i *bin* dei dati, e sulla destra le distribuzioni $|V_{cb}| - |V_{cb}|_{true}$, le cui larghezze sono:

$$RMS(5bin) = 1.2 \times 10^{-3}, \quad (5.21)$$

$$RMS(10bin) = 1.3 \times 10^{-3}, \quad (5.22)$$

$$RMS(20bin) = 1.3 \times 10^{-3}, \quad (5.23)$$

$$RMS(50bin) = 1.4 \times 10^{-3}, \quad (5.24)$$

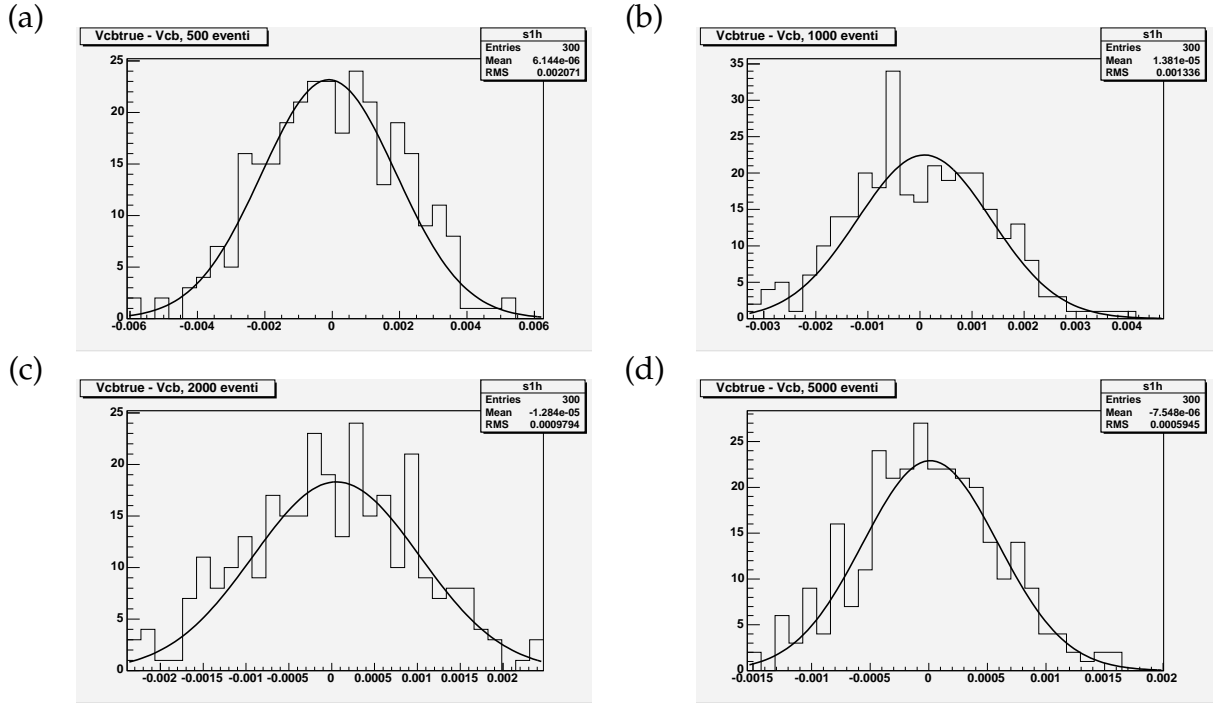


Figura 5.4: Distribuzioni $|V_{cb}| - |V_{cb}|_{true}$ fittate da una gaussiana, aventi stessa larghezza della risoluzione e stesso binnaggio e ottenute rispettivamente per 500, 1000, 2000, 5000.

Si osserva che un numero elevato di *bin* porta ad un errore inferiore per $|V_{cb}|$; tuttavia anche con 5 *bin* lo scarto quadratico medio della gaussiana $|V_{cb}| - |V_{cb}|_{true}$ rimane inferiore all'errore di $|V_{cb}|_{true}$.

5.3 Risoluzione ottenuta con la tecnica di ricostruzione parziale

Rispetto agli eventi di segnale generati dal Monte Carlo, bisogna premettere che sono state fatte le seguenti selezioni sui dati per eliminare segnale di fondo[49]:

- $m_{ES} > 5.27$ GeV ;
- $M_{\nu}^2 > -2.0$ GeV²;
- $0.410 < \theta < 2.54$.

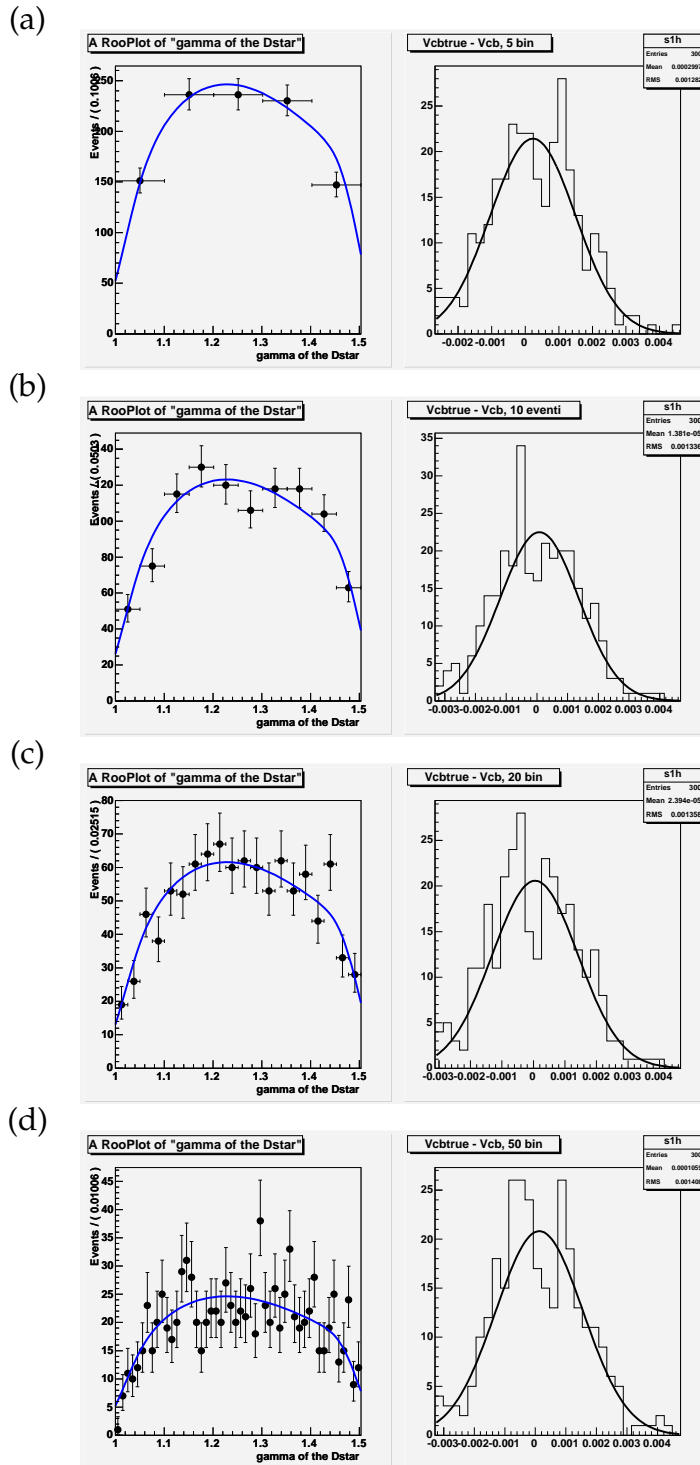


Figura 5.5: Sulla sinistra delle immagini è visibile il differente binning del fit sulla ampiezza di decadimento: dall'alto sono 5, 10, 15, 20 bin; a destra le corrispondenti distribuzioni $|V_{cb}| - |V_{cb}|_{true}$, fittate da una gaussiana, aventi stessa larghezza della risoluzione e ottenute da campioni con lo stesso numero di eventi.

La risoluzione che si ottiene sulla base dei risultati presentati nel capitolo precedente è la distribuzione visibile nel grafico 5.6.

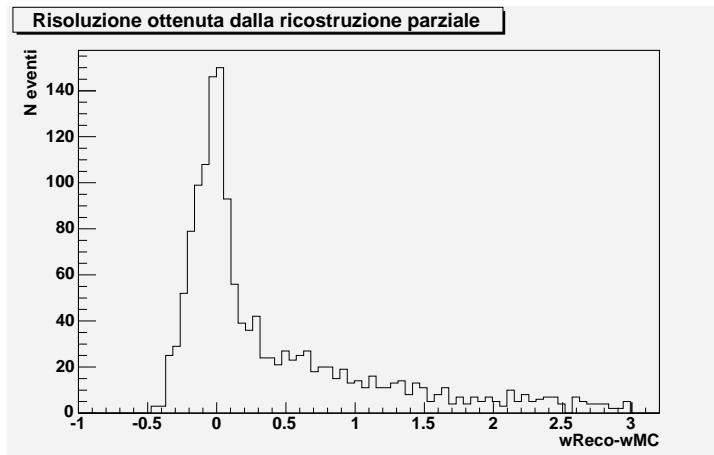


Figura 5.6: Risoluzione $\Delta w = w_{Reco} - w_{MC}$, ottenuta attraverso la tecnica della ricostruzione parziale.

Si può osservare che la risoluzione così ottenuta è molto lontana dall'idea di gaussiana, o comunque di curva simmetrica centrata in zero. Essa presenta un picco centrato nello zero, e ciò è indice di una buona risoluzione, ma presenta anche delle code laterali che sono probabilmente dovute ad una ricostruzione errata degli eventi.

In questa analisi, i fattori che principalmente possono modificare la forma della risoluzione sono:

- eventi con errata selezione del pione soffice, che può essere scambiato con altri pioni, ad esempio prodotti del decadimento del D^0 ;
- eventi in cui si è scelta una soluzione sbagliata, fra la positiva, negativa e approssimata, per la ricostruzione parziale del D^* .

Attraverso la simulazione Monte Carlo si possono ricostruire facilmente i contributi apportati alla risoluzione da ciascuno di questi fattori, come si può vedere in figura 5.7. Oltre alla risoluzione totale (in nero), è rappresentato il contributo dovuto ai pioni soffici "sbagliati" (in blu), che quindi costituiscono la causa della

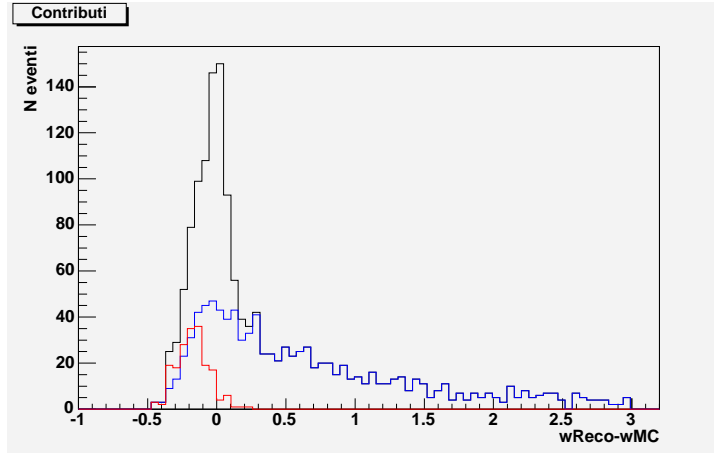


Figura 5.7: In nero la risoluzione totale, in blu contributo dei pioni soffici “sbagliati”, in rosso contributo dovuto alla errata ricostruzione parziale del D^* .

notevole coda verso destra. Inoltre è rappresentato in rosso il contributo dovuto alla scelta non corretta della soluzione, per la selezione del D^* .

Si può vedere che quest’ultimo fattore contribuisce in modo asimmetrico alla risoluzione, dato che rimane tutto negativo, quando invece ci si aspetta che la risoluzione sia centrata nello zero.

Tralasciando per ora lo studio sulla selezione dei pioni soffici, studio che si sta compiendo in parallelo ma che non ha ancora portato a risultati accettabili, nel prossimo paragrafo sarà illustrato come si può migliorare la risoluzione attraverso una scelta della soluzione migliore per la ricostruzione del D^* .

5.4 Scelta della soluzione migliore

Si selezionano dalla verità Monte Carlo gli eventi che contengono il pione soffice corretto. Come mostrato nel paragrafo 4.4, tra le due possibili soluzioni $\beta_{D^*}^{\pm}$ per calcolare γ_{D^*} è stata scelta quella positiva, che risulta essere migliore di quella negativa circa nel 75% degli eventi (si confronti la tabella 4.2). Il criterio di selezione consisteva nel richiedere che il valore della massa invariante al quadrato del neutrino $M_{\nu}^2_{reco}$ fosse il più vicino a $M_{\nu}^2_{MC}$.

Si può effettuare un’ulteriore selezione sfruttando il fatto che M_{ν}^2 , calcolato attraverso la seguente espressione:

$$M_\nu^2 = p_\nu^2 = (p_{T(4S)} - p_{Breco} - p_{D^*} - p_\ell)^2, \quad (5.25)$$

debba essere uguale a zero. Per gli eventi che hanno come migliore soluzione quella positiva, anche il valore di M_ν^2 calcolato con tale soluzione deve essere in valore assoluto più piccolo rispetto a M_ν^2 calcolato con la soluzione negativa, ossia deve essere più vicino allo zero:

$$|M_\nu^{2+}| < |M_\nu^{2-}|. \quad (5.26)$$

Il viceversa è richiesto agli eventi che hanno come migliore soluzione quella negativa:

$$|M_\nu^{2-}| < |M_\nu^{2+}|. \quad (5.27)$$

Quello che si ottiene corrisponde al seguente risultato:

Soluzione	Seconda selezione	Frazione (%) degli eventi
$M_{\nu det}^{2+}$ (74.0%)	$ M_\nu^{2+} < M_\nu^{2-} $	$96.7 \pm \leftarrow$
	$ M_\nu^{2-} < M_\nu^{2+} $	$3.3 \pm$
$M_{\nu det}^{2-}$ (26.0%)	$ M_\nu^{2+} < M_\nu^{2-} $	$11.2 \pm$
	$ M_\nu^{2-} < M_\nu^{2+} $	$88.8 \pm \leftarrow$

Tabella 5.1: Frazioni di eventi in cui oltre alla scelta della soluzione migliore (positiva o negativa) viene richiesto che $M_\nu^2 \pm$ sia più vicino allo zero.

Scegliendo le frazioni rispettivamente con soluzione positiva quando $|M_\nu^{2+}| < |M_\nu^{2-}|$, e con soluzione negativa quando $|M_\nu^{2-}| < |M_\nu^{2+}|$, si verifica un aumento della frazione di eventi ricostruiti con la soluzione migliore dal 76.0% al 94.6%. Si possono confrontare quindi le due risoluzioni ottenute con le rispettive ricostruzioni in fig. 5.8. Si osserva subito che la nuova risoluzione è più simmetrica rispetto alla vecchia, dove è accennata una seconda gaussiana sulla sinistra, che è proprio quella dovuta alla scelta sbagliata della soluzione. Inoltre il contributo dovuto agli eventi ricostruiti male con la scelta della soluzione sbagliata viene eliminato in buona parte.

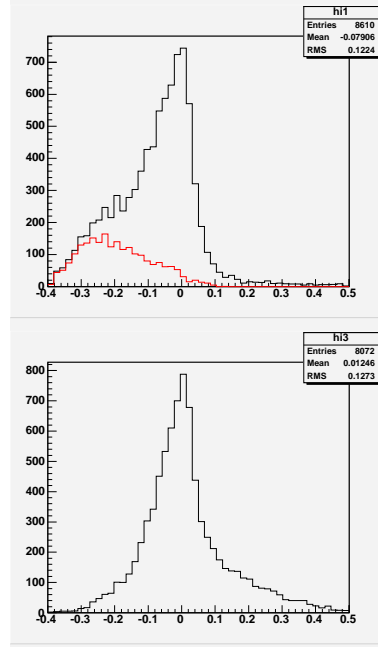


Figura 5.8: In alto risoluzione $w_{reco} - w_{MC}$ ottenuta con la vecchia ricostruzione del D^* (in nero) e contributo dato dagli eventi ricostruiti non correttamente (in blu), in basso la stessa risoluzione con la nuova ricostruzione.

5.5 Parametrizzazione della risoluzione

Per ricavare $|V_{cb}|$ sulla base degli eventi ricostruiti è necessario utilizzare la risoluzione $w_{reco} - w_{MC}$ ed eseguire la procedura spiegata nel paragrafo 5.1. Innanzitutto la risoluzione ottenuta è stata fittata come la somma di due gaussiane, che hanno i seguenti parametri:

$$\begin{aligned}
 k_1 &= 0.0305164 & (5.28) \\
 media_1 &= -0.0164558 \\
 sigma_1 &= 0.0481053 \\
 k_2 &= 0.0165924 \\
 media_2 &= -0.00854441 \\
 sigma_2 &= 0.143386
 \end{aligned}$$

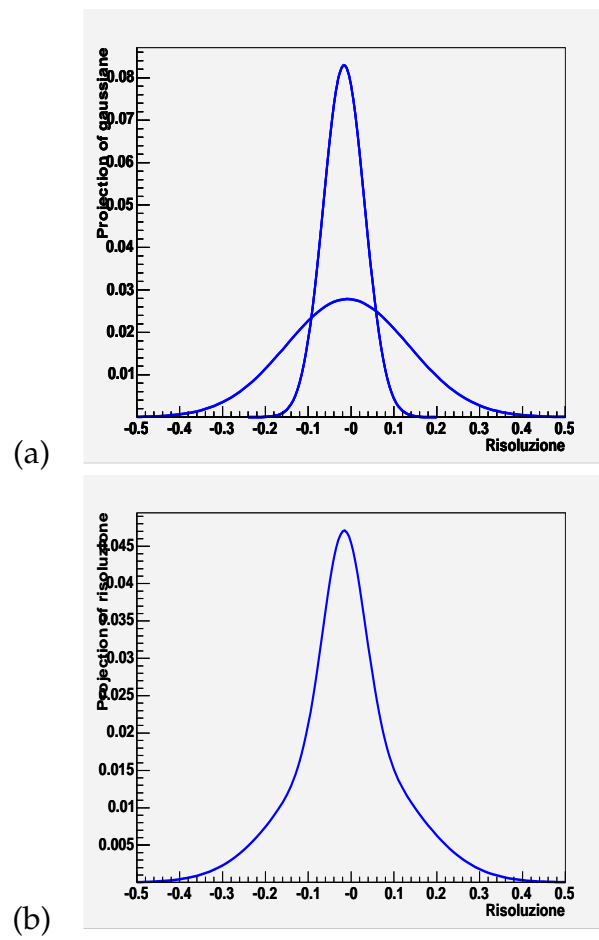


Figura 5.9: In (a) sono visibili le due gaussiane che sommate danno la risoluzione in (b).

che sono rappresentate sottoforma di PDF in fig. 5.9(a). La gaussiana più larga è quella che fitta le code, mentre la gaussiana più stretta fitta il picco. La risoluzione finale che si ottiene è quella riportata nel grafico in fig. 5.9(b).

Si è quindi eseguita la convoluzione tra la risoluzione ottenuta dalla ricostruzione e la dN_{sig}/dw , come si può vedere in fig. 5.10. Confrontando le fig. 5.1 e 5.10, si può osservare che questa risoluzione crea uno sparpagliamento che porterebbe alcuni eventi al di fuori dell'intervallo fisico di w , il che si traduce in un aumento degli eventi per valori più bassi dell'intervallo di w : si può infatti notare che mentre l'intercetta della curva ottenuta senza alcuna risoluzione (fig. 5.1) con l'asse y è lo zero, invece nel caso della curva convoluta (fig. 5.10) è ben al di sopra dell'origine.

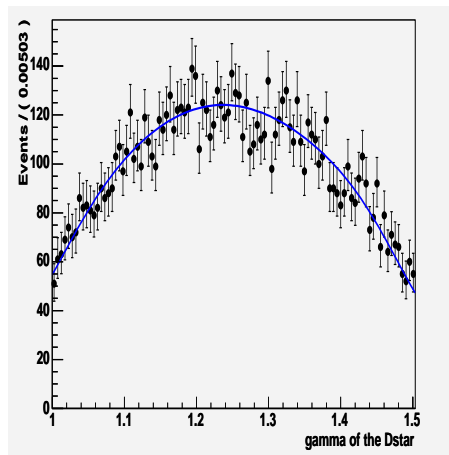


Figura 5.10: Distribuzione di 10000 eventi generati secondo l'ampiezza di decadimento $d\Gamma/dw$ convoluta con la risoluzione sperimentale ottenuta dai dati Monte Carlo, in funzione della variabile w .

5.6 Stima dell'errore di $|V_{cb}|$

È ora possibile effettuare una stima dell'errore di $|V_{cb}|$ e verificare così l'efficacia della tecnica della ricostruzione parziale del D^* sui decadimenti leptonici $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$.

A tal fine si sono prodotti 1000 campioni di 1000 eventi, distribuiti secondo la $d\Gamma/dw$ convoluta con la risoluzione sperimentale. Ognuno di questi campioni ha dato un valore fittato di $|V_{cb}|$: il grafico 5.11(a) rappresenta la distribuzione

$|V_{cb}|_{true} - |V_{cb}|$ utilizzando la risoluzione sperimentale. Il grafico 5.11(b) è la distribuzione del valore di $|V_{cb}|$, ottenuta ricavando tale valore dal fit dei mille campioni. Si osserva quindi che l'errore ottenuto per la misura di $|V_{cb}|$ è

$$\sigma_{|V_{cb}|}^{stat} = 2.2 \times 10^{-3}, \quad (5.29)$$

ossia un errore statistico del 3.8% sul valore misurato di $|V_{cb}|$.

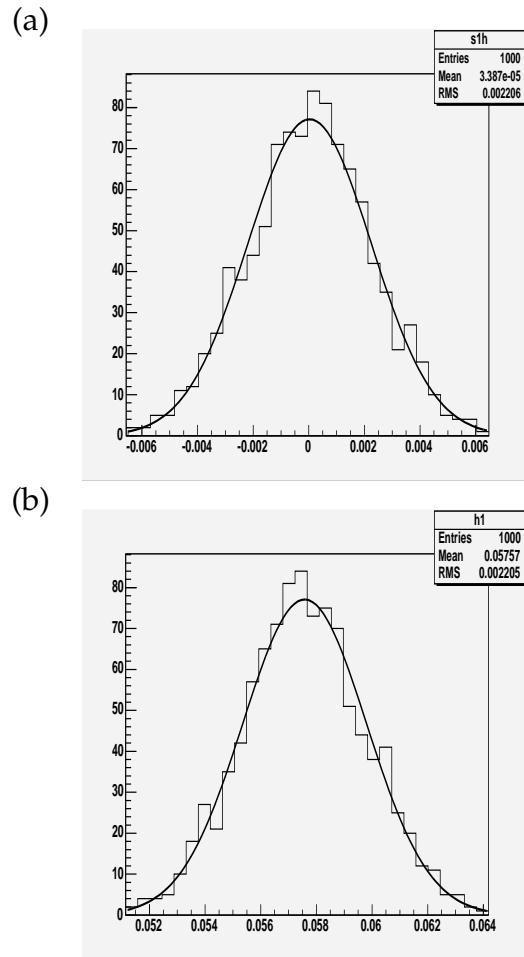


Figura 5.11: (a) Distribuzione $|V_{cb}|_{true} - |V_{cb}|$ utilizzando la risoluzione sperimentale ottenuta con la tecnica della ricostruzione parziale del D^* su 1000 campioni; (b) distribuzione di $|V_{cb}|$ su 1000 campioni.

Conclusioni

In questa tesi, dopo aver presentato uno studio del decadimento semileptonico $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, si è ricavata una stima dell'errore nella misura di uno degli elementi della matrice CKM, $|V_{cb}|$, utilizzando la tecnica della ricostruzione parziale per la selezione degli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ sul rinculo di mesoni B completamente ricostruiti. Da notare che l'errore si riferisce ai soli eventi di segnale, simulati al Monte Carlo, mentre sono in corso degli studi per determinare l'errore statistico di fondo.

La stima di quest'errore è di fondamentale importanza perchè permette di stabilire quanto la tecnica della ricostruzione parziale sia efficace nella misura di $|V_{cb}|$. La richiesta di un B completamente ricostruito riduce l'efficienza della selezione, con l'effetto di ottenere un alto errore statistico, ma il fondo è nettamente ridotto in quanto di un mesone B si conosce con buona precisione l'impulso. Inoltre, il fatto che un mesone D^* venga ricostruito parzialmente elimina molte incertezze sistematiche, che sarebbero dovute ad esempio alla ricostruzione delle particelle che sono prodotto di decadimento del D^0 , che proviene dal decadimento del D^* .

La misura dell'errore di $|V_{cb}|$ è stata effettuata tramite il fit dell'ampiezza di decadimento degli eventi in questione, estrapolando il valore di $|V_{cb}|$ dal fit, anche sulla base dei risultati precedentemente ottenuti relativi all'ampiezza di decadimento [49].

L'errore statistico risulta essere pari al 3.8% sul valore misurato di $|V_{cb}|$, considerando 1000 campioni di 1000 eventi: si può ritenere questo un buon risultato se si tiene conto del fatto che proprio l'errore statistico è motivo principale dell'incertezza sulla misura di $|V_{cb}|$ in questa analisi.

Bibliografia

- [1] A. D. Sakharov, JETP Lett. **5** (1967) 27 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5** (1967) 36].
- [2] J. H. Christenson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
- [3] B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 201802 [arXiv:hep-ex/0207042].
- [4] K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **66** (2002) 071102 [arXiv:hep-ex/0208025].
- [5] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963);
- [6] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [7] For a pedagogical review see:
J. B. Richman, Les-Houches School in Particle Physics (1997) and references therein.
- [8] M.E. Luke, Phys. Lett. B **252**, 447 (1990).
- [9] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [10] M. Neubert, Phys. Rep. **245**, 259 (1994).
- [11] J. G. Körner e G. A. Schuler, Z. Phys. C **38**, 511 (1 998); Erratum: C **41**, 690 (1989).
- [12] J. B. Richman and P. R. Burchat, Rev. Mod. Phys. **67**, 893 (1995), hep-ph/9508250.
- [13] N. Isgur e M.B. Wise, Phys. Lett. B **232**, 113, (1989).
- [14] N. Isgur e M.B. Wise, Phys. Lett. B **237**, 527, (1990).

- [15] I. Caprini, L. Lellouch e M. Neubert, Nucl. Phys. B **530**, 153 (1998).
- [16] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 011803 (2004); hep-ex/0404017.
BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D - Rapid Communications **69**, 111104 (2004); hep-ex/0403030.
BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D - Rapid Communications **69**, 111103 (2004); hep-ex/0403031.
- [17] M. Neubert, Phys. Lett. B **338**, 84 (1994).
- [18] P. F. Harrison and H. R. Quinn [BABAR Collaboration], SLAC-R-0504 *Papers from Workshop on Physics at an Asymmetric B Factory (BaBar Collaboration Meeting), Rome, Italy, 11-14 Nov 1996, Princeton, NJ, 17-20 Mar 1997, Orsay, France, 16-19 Jun 1997 and Pasadena, CA, 22-24 Sep 1997.*
- [19] The Heavy Flavor Averaging Group (HFAG):
<http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [20] CLEO Collaboration, R.A. Briere *et al.*, LNS Preprint CLNS 01-1776 (2002); hep-ex/0203032.
- [21] BELLE Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Lett. B **526**, 247 (2002), hep-ex/0111060.
- [22] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, BABAR-PUB-04/018, SLAC-PUB-10591, hep-ex/0408027.
- [23] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).
- [24] Working Group 1 Summary, CKM Workshop, CERN, CH (2002)
<http://ckm-workshop.web.cern.ch/ckm-workshop>.
- [25] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [26] W. R. Innes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1240;
C. W. Darden *et al.*, Phys. Lett. B **78** (1978) 364.
- [27] K. Ueno *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 486;
D. Andrews *et al.*, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 1108.

- [28] D. Andrews *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 219.
- [29] G. Finocchiaro *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 222.
- [30] K. Hagiwara *et al.* [Particle Data Group], Phys. Rev. D **66** (2002) 010001.
- [31] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **479** (2002) 1 (hep-ex/0408027).
- [32] J. Seeman *et al.*, EPAC-2004-MOPLT143 Presented at 9th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2004), Lucerne, Switzerland, 5-9 Jul 2004;
W. Kozanecki *et al.*, SLAC-PUB-11175 Presented at the 9th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2004), Lucerne, Switzerland, 5-9 Jul 2004
- [33] B.N. Ratcliff, SLAC-PUB-5496(1992); B.N. Ratcliff, SLAC-PUB-6067(1993);
p. Coyle *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **343**, 292 (1994).
- [34] M. Benkebil *et al.* Nucl. Instr. and Methods A **442**, 364 (2000).
- [35] A. Drescher, *et al.*, Nucl. Instr. and Methods A **379**, 399 (1996).
- [36] Ralph Sinkus e Thomas Voss, Nucl. Instr. and Methods A **391**, 360 (1997).
- [37] R. Santonico, R. Cardarelli, Nucl. Instr. and Methods A **187**, 377 (1981).
- [38] BABAR Technical Design Report, SLAC-R-457 (1995).
- [39] G. Abbiendi *et al.*, *The ZEUS barrel and rear muon detector*, Nucl. Instrum. Meth. A **333** (1993) 342-354.
F. Fabbri *et al.*, *Results From The Testing of Limited Streamer Tubes for the OPAL Hadron Calorimeter*, CERN-EP/87-134.
G. Artusi *et al.*, *Construction of Limited Streamer Tubes For the OPAL Hadron Calorimeter*, DFUB-87/10.
OPAL Collaboration, G. Artusi *et al.*, *Limited Streamer Tubes for the OPAL Hadron Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. A **279** (1989) 523.
L. Piemontese *et al.*, *SLD Hadron Calorimeter with Limited Streamer Tubes: Prototype Test Results*, 29 June 1985.
MACRO Collaboration, M. Calicchio *et al.*, *The Streamer Tubes for the MACRO Experiment at the Gran Sasso Laboratory*, Proceedings of 20th ICRC, Moscow, 6 (1987) 510-512.

- [40] G. Battistoni *et al.*, *Operation Of Limited Streamer Tubes*, Nucl. Instrum. Meth; **164** (1979) 57.
G. Battistoni *et al.* *Resistive Chatode Detectors With Bidimensional Strip Readout: Tubes and Drift*, Nucl. Instrum. Meth. **176** (1980) 297;
E. Iarocci *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **217** (1983) 30;
G. Battistoni *et al.*, *Influence of Gas Mixture and Cathode Material on Limited Streamer Operation*, Nucl. Instrum. Meth. **217** (1983) 433;
M. Caria *et al.*, *Large Series test of Limited Streamer Tubes*, CERN-EP/87-76, 10 April 1987.
- [41] William R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag, 1993.
- [42] LST Team for the *BABAR* Collaboration, A Barrel IFR Instrumented with Limited Streamer Tubes, 7 dicembre 2002
- [43] LST Team for *BABAR* Collaboration, Collection of all tests done on LSTs prototype for the Barrel IFR replacement (2002-2003):
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/LST/index.html>
http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/LST/test-tube_page.html
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/LST/documentation/Lu/LusPage.htm>
- [44] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/LST/documentation/ProposalRef/Zeus.html>
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/LST/documentation/ProposalRef/LEP.html>
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/LST/documentation/ProposalRef/Phenix.html>
<http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/LST/documentation/ProposalRef/SLD.html>
- x
- [45] LST Team for the *BABAR* Collaboration, A Barrel IFR Instrumented with Limited Streamer Tubes, 30 maggio 2003

- [46] F. Forti *et al.*, Report of the IFR Barrel Replacement Review Committee, 2003.
- [47] http://www.fe.infn.it/electron/babar_ifr.htm
- [48] R. Faccini, D. del Re, A. Sarti, G. Denardo, S. Grancagnolo, *Semi-Exclusive B Reconstruction*, BABAR Analysis Documents #271, 2001.
- [49] M. Andreotti, Study of the $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$ decay with the Partial Reconstruction Technique, 2004.
- [50] ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Z. Phys. C **48**, 543 (1990).
- [51] Crystal Ball Collaboration, T. Skwarnicki, DESY F31-86-02.
- [52] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/Documentation/CM2/intro/>
- [53] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>
- [54] D. J. Lange e A. Ryd, "EvtGen documantation", BABAR Analysis Document 522.
- [55] <http://root.cern.ch/>
- [56] <http://roofit.sourceforge.net/>;
<http://roofit.sourceforge.net/wiki/HomePage>.
- [57] F. James, MINUIT, *Function Minimization and Error Analysis, Reference manual* CERN, Agosto 1998

Elenco delle figure

1.1	Schema delle particelle elementari del MS	5
1.2	Rappresentazione grafica di tre triangoli di unitarietà utilizzando la stessa scala: (a) $V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0$; (b) $V_{us}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0$; (c) $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$	11
1.3	Rappresentazione grafica di uno dei triangoli di unitarietà. In (a) il triangolo ottenuto dalla relazione 1.11; in (b) lo stesso triangolo riscaldato e ruotato.	12
1.4	Possibile diagramma del decadimento semileptonico $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$	13
1.5	Simulazione Montecarlo del Dalitz per il processo $B \rightarrow D^*\ell^-\bar{\nu}$, in cui q^2 è rappresentato in funzione dell'energia del leptone.	15
1.6	Cinematica del decadimento semileptonico di un mesone B: (a) il mesone B prima del decadimento; (b) decadimento nella configurazione di "rinculo zero", in cui $q^2 = q_{max}^2$; (c) decadimento a $q^2 = q_{min}^2$	16
1.7	Rappresentazione grafica del decadimento esplicativa dello studio sullo spin	18
1.8	Definizione degli angoli θ_V , θ_ℓ e χ per il decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$. Il neutrino e il leptone sono raffigurati nel sistema di riferimento del W virtuale e quindi hanno tri-impulsi uguali ed opposti. Analogamente D e π sono mostrati nel sistema di riferimento del D^* . L'angolo θ_ℓ è misurato nel sistema di riferimento del W virtuale, mentre θ_V in quello del D^* . L'angolo χ è l'angolo tra i piani di decadimento del D^* e del W	23
1.9	Misure esistenti del rapporto di decadimento $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell)$ (a) e misure esistenti del valore $\mathcal{F}(1) V_{cb} $ (b)[19].	27

2.1	Sezione d'urto del canale ($e^+e^- \rightarrow$ adroni) in funzione dell'energia del centro di massa intorno ai 10 GeV. Sono visibili le prime quattro risonanze denominate Υ	30
2.2	Veduta dell'acceleratore PEP-II.	31
2.3	Dettaglio della regione di interazione. Compaiono i quadrupoli (Q) e il bipolo magnetico (B1). La linea continua è la traiettoria ideale del fascio, mentre la linea tratteggiata delimita la zona in cui effettivamente possono viaggiare i fasci.	33
2.4	Quantità di materiale (in unità di lunghezza di radiazione) che una particella ad alta energia, che parte dal centro geometrico muovendosi verso un angolo θ , attraversa prima di raggiungere il primo elemento attivo del rivelatore.	37
2.5	Vista frontale e laterale del rivelatore <i>BABAR</i>	38
2.6	Visione schematica dell'SVT: trasversa (a) e laterale (b).	39
2.7	SVT completamente assemblato. Sono visibili i sensori al Silicio dello strato più esterno e la struttura di supporto in fibra di carbonio che li circonda.	40
2.8	(a) Drift cell configuration of DCH. (b) Isochronal curves.	41
2.9	(a) Risoluzione di un singolo <i>hit</i> della DCH; (b) Risoluzione in p_T determinata da raggi cosmici.	42
2.10	(a) Risoluzione di dE/dx per eventi Bhabha; (b) dE/dx ricostruito in funzione dell'impulso della traccia.	43
2.11	Vista tridimensionale de DIRC.	44
2.12	Schema del DIRC: zona di radiazione e regione di immagine.	45
2.14	Schema di un cristallo dell'EMC.	47
2.13	Struttura geometrica dei cristalli nel Calorimetro Elettromagnetico.	47
2.15	(a) Risoluzione dell'EMC in funzione dell'energia; (b) Risoluzione angolare in funzione dell'energia.	48
2.16	Efficienza di identificazione di elettroni e probabilità di errata identificazione in funzione dell'impulso.	49
2.17	Sezione trasversa di una RPC con dettaglio delle connessioni all'alimentazione.	49
2.18	Struttura dell'IFR.	50

3.1	Efficienza dei moduli RPC del <i>barrel</i> in funzione del tempo a partire da 1999. I cerchi vuoti, in rosso, rappresentano la media su tutti i moduli, i quadrati, in blu, rappresentano i moduli che hanno efficienza maggiore del 10%, i cerchi pieni, in verde, sono i moduli che hanno efficienza minore del 10%.	56
3.2	Distorsione del campo elettrico dovuta all'accumulo di olio in prossimità degli spaziatori (in azzurro in figura).	56
3.3	58
3.4	Sezione e linee di campo delle celle degli LST.	60
3.5	Vista tridimensionale di una estremità degli LST, con <i>endcap</i> , <i>clip</i> e <i>wire holder</i>	60
3.6	Risultati Montecarlo dell'inefficienza dei moduli in funzione del cammino percorso per varie geometrie di celle: 9×9 (●), 15×17 (□) and double layer 9×8 (+).	63
3.7	Vista frontale delle tre tipologie di moduli costruiti con gli LST.	64
3.8	Visione frontale della disposizione dei moduli in un sestante.	65
3.9	(a) Distribuzione del range atteso di muoni in funzione della lunghezza di interazione. (b) Simulazione Monte Carlo del range in λ dei muoni vs l'impulso.	67
3.10	Distanze misurate tra l'anodo e il fondo della cella: in ascissa compare la lunghezza del tubo, in ordinata la distanza del filo dal fondo.	69
3.11	Curve di plateau ottenute con quattro differenti miscele di gas, in funzione della lunghezza del tubo.	70
3.12	Corrente (asse y di sinistra) e carica integrata (asse y di destra) in funzione del tempo.	71
3.13	Tre esempi di corrente versus tempo durante la procedura di conditioning.	73
3.14	Esempi di buon plateau (Tipo A), in alto, e di plateau da scartare (Tipo D).	74
3.15	Esempi di risultati del test con sorgente durante la produzione.	75
3.16	Schema della scheda Front End Card usata nell'elettronica di lettura degli LST.	77

3.17	Misure della curva di plateau attraverso raggi cosmici per tutti i layer degli LST.	78
3.18	Misure delle efficienze degli LST, nei layer attivi del sestante superiore dell'IFR.	79
4.1	Esempio di fit della distribuzione di m_{ES}	83
4.2	Confronto tra i leptoni del decadimento semileptonico e i leptoni di fondo: (a) distribuzione dell'impulso nel centro di massa; (b) efficienza semileptonica e reiezione del fondo	85
4.3	Distribuzione di $ \gamma_{D^*}^{mc} - \gamma_{D^*}^{reco} $	87
4.4	Distribuzione di M_{ν}^2 per le diverse soluzioni della ricostruzione parziale del D^*	88
4.5	Distribuzione di $ M_{\nu,mc}^2 - M_{\nu,reco}^2 $	89
4.6	Existing measurements of $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_{\ell})$ compared with the measurements obtained from this analysis.	91
5.1	Distribuzione di 10000 eventi generati secondo l'ampiezza di decadimento $d\Gamma/dw$ prima di ogni selezione, in funzione della variabile w	95
5.2	Distribuzione del valore di $ V_{cb} $, ottenuta su 200 campioni di dati di 2000 eventi generati da Montecarlo, ottenuta ponendo $\sigma_{res} = 0.02$	98
5.3	Sulla sinistra possibili risoluzioni con larghezze diverse, sulla destra le corrispondenti distribuzioni di $ V_{cb} _{true} - V_{cb} $: (a) $\sigma_{res} = 0.02$; (b) $\sigma_{res} = 0.05$; (c) $\sigma_{res} = 0.10$	99
5.4	Distribuzioni $ V_{cb} - V_{cb} _{true}$, fittate da una gaussiana, aventi stessa larghezza della risoluzione e stesso binnaggio e ottenute rispettivamente per 500, 1000, 2000, 5000.	101
5.5	Sulla sinistra delle immagini è visibile il differente binning del fit sulla ampiezza di decadimento: dall'alto sono 5, 10, 15, 20 bin; a destra le corrispondenti distribuzioni $ V_{cb} - V_{cb} _{true}$, fittate da una gaussiana, aventi stessa larghezza della risoluzione e ottenute da campioni con lo stesso numero di eventi.	102
5.6	Risoluzione $\Delta w = w_{Reco} - w_{MC}$, ottenuta attraverso la tecnica della ricostruzione parziale.	103

-
- 5.7 In nero la risoluzione totale, in blu contributo dei pioni soffici “sbagliati”, in rosso contributo dovuto alla errata ricostruzione parziale del D^* 104
- 5.8 In alto risoluzione $w_{reco} - w_{MC}$ ottenuta con la vecchia ricostruzione del D^* (in nero) e contributo dato dagli eventi ricostruiti non correttamente (in blu), in basso la stessa risoluzione con la nuova ricostruzione. 106
- 5.9 In (a) sono visibili le due gaussiane che sommate danno la risoluzione in (b). 107
- 5.10 Distribuzione di 10000 eventi generati secondo l’ampiezza di decadimento $d\Gamma/dw$ convoluta con la risoluzione sperimentale ottenuta dai dati Monte Carlo, in funzione della variabile w 108
- 5.11 (a) Distribuzione $|V_{cb}|_{true} - |V_{cb}|$ utilizzando la risoluzione sperimentale ottenuta con la tecnica della ricostruzione parziale del D^* su 1000 campioni; (b) distribuzione di $|V_{cb}|$ su 1000 campioni. 109

Elenco delle tabelle

2.1	Parametri dell'acceleratore PEP-II	32
2.2	Sezione d'urto, <i>rate</i> di produzione e <i>rate</i> di trigger per i principali processi fisici a 10.58 GeV, per una luminosità di $3 \times 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$. . .	52
3.1	Schema di utilizzo degli LST in esperimenti passati.	62
3.2	Moduli associati a ciascun layer: per ogni layer sono specificate le quantità di ciascun tipo di modulo inserite nel nuovo barrel. Nei layer in cui compare il simbolo \times significa che non vi sono strati attivi, ma è presente l'assorbitore di ottone.	65
3.3	Descrizione delle tre configurazioni dell'assorbitore proposte.	66
3.4	Effetti dello spostamento del filo dal campo elettrico.	69
4.1	Frazioni di eventi in cui il γ calcolato è più vicino al valore reale in eventi del tipo $D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, per le tre soluzioni.	88
4.2	Frazione di eventi per cui M_ν^2 calcolato è più vicino ai valori reali, in eventi del tipo $D^{*-} \ell^+ \nu_\ell$, per le tre soluzioni.	89
5.1	Frazioni di eventi in cui oltre alla scelta della soluzione migliore (positiva o negativa) viene richiesto che $M_\nu^2 \pm$ sia più vicino allo zero.105	

Ringraziamenti

Giunta al termine di questa tesi, è importante per me ringraziare tutte quelle persone che hanno contribuito alla buona riuscita di questo lavoro, che è il punto d'arrivo di tanti anni di studio, di sforzi e di aspettative.

Innanzitutto desidero ringraziare il prof. Roberto Calabrese, sia per avermi proposto questo lavoro di tesi, sia per avermi dato la grande opportunità di partecipare alle attività del gruppo *BABAR* di Ferrara: l'esperienza di *summer-student* a Slac nel 2002, la partecipazione alla produzione degli LST a Carsoli e l'installazione del nuovo IFR del 2004.

Ringrazio di tutto cuore il dott. Mirco Andreotti, che è per me un amico oltre che un ottimo compagno di lavoro, per avermi sempre dato grande sostegno e per avermi seguito con attenta dedizione durante la preparazione della tesi.

Non posso inoltre non ringraziare il dott. Concezio Bozzi che con le sue indicazioni di lavoro mi ha aiutato tantissimo durante il periodo di tesi.

Desidero inoltre ringraziare tutto il resto del gruppo *BABAR* di Ferrara: il dott. Diego Bettoni, per gli importanti consigli che ha saputo fornirmi in svariate occasioni, la prof.ssa Eleonora Luppi per tutto il sostegno e per avermi insegnato nella prima trasferta a fare il ragù (che poi qualcuno ha bruciato... vero Mirco e Gigi?), il prof. Livio Piemontese e la sua visita all'acceleratore; e infine il dott. Gianluigi Cibinetto e il dott. Matteo Negrini.

Grazie inoltre a Valentina, che spesso mi è stata vicina prima degli esami, al Gaglio per le sue fantastiche lezioni di fisica teorica, Paolo Franchini per avermi sopportato dalla scrivania di fianco nello sprint finale. Un grazie va al dott. Marcello Rotondo, a cui ho inviato mille email di SOS.

Grazie di tutto cuore al dott. Marco Bomben, per tutti gli importanti consigli che mi ha dato, per avermi invitato a trascorrere insieme un'indimenticabile giornata a San Francisco, e per la splendida amicizia che è nata tra di noi.

Ringrazio inoltre tutti i compagni dell'università, con i quali ho condiviso le fatiche e le soddisfazioni degli esami, in particolare Alessandro, Mattia, Elisabeth, Lisa, Fabio e Marika. E tra le compagne del liceo un grazie va a Sara B., Maristella, Katia, Micol, quante ne abbiamo passate insieme?!?

Desidero dal più profondo ringraziare la prof.ssa Anna Masi, che per prima ha saputo trasmettermi la passione per la matematica e la fisica, con le sue splendide lezioni al liceo. Se non fosse per lei probabilmente non sarei giunta fino a qui.

Ringrazio Laura, una persona meravigliosa oltre che un'amica speciale; Nicola, per tutte le risate che si fa quando esce con me e per tutto il sostegno; Giulia che chissà cos'ha macchinato per la mia laurea!; e poi Milly, Milo, Barbara B., Fiorella, Andrea Bona e la Sara, Cristian, e tutti gli altri che purtroppo qui non posso elencare.

Un immenso grazie, sincero e profondo, va ad Anna, che ha saputo conoscermi davvero ed essermi sempre vicina.

Vorrei inoltre ringraziare Laura e Daniele Verdolini, per avermi invitato alle loro passeggiate, momenti di bellissime discussioni.

Desidero inoltre ringraziare di cuore i miei nonni: il nonno Danilo che anche se 'brontolava sempre', mi ha insegnato cos'è la generosità e la semplicità delle cose; e la nonna Lucia, instancabile esempio di dedizione al lavoro e di amore per la famiglia.

Rimane soltanto un gigantesco grazie per la mia famiglia. Grazie va a Chiara che, anche se sta diventando più alta di me, da quando è nata non fa altro che rendermi felice con tutte le sue storie e i suoi sorrisi; grazie a Erika perchè mi vuole tanto bene anche se sono così diversa da lei; e un grazie immenso va ai miei genitori, perchè mi hanno sempre lasciato libera di scegliere la mia strada, anche se a volte non hanno capito le mie scelte, e perchè mi hanno cresciuto così, come sono adesso. E di questo io non posso che essere immensamente grata.