# Ricerca del decadimento leptonico raro $B \rightarrow TV$ tramite $B_{tag}$ adronico con l'esperimento BABAR



Silvia Martellotti

Prof. Riccardo Faccini

# Perchè studiare il decadimento $B\to \tau\nu$

1

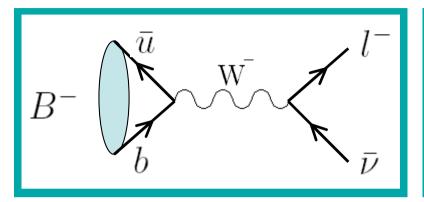
L'analisi sperimentale del decadimento ci permette di ricavare il valore di alcuni parametri del modello standard:

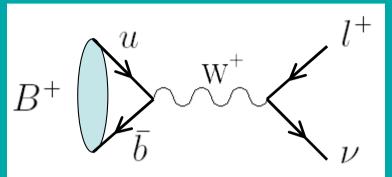
- la costante di decadimento  $f_B$  del mesone B;
- l'elemento V<sub>ub</sub> della matrice di CKM.

2

Questo decadimento è sensibile al superamento del modello standard. Potrebbe fornire <u>evidenze sperimentali di nuova fisica</u>, relativa ai modelli di supersimmetria.

#### Analisi del decadimento





 $B^- \to l^- \bar{\nu}$  e  $B^+ \to l^+ \nu$  sono decadimenti <u>puramente leptonici:</u> Stato iniziale dominato dalle interazioni forti nei quark legati nel mesone Stato finale le interazioni forti sono completamente assenti

Il mesone B di massa  $m_B$  e quadrimpulso p che è costituito dai quark bu si annichila in un bosone carico W di quadrimpulso tale che q = p e  $q^2 = m_B^2$  Il W produce a sua volta una coppia leptone-neutrino

Il vertice in cui si annichila la coppia di quark è proporzionale all'elemento di matrice di CKM: Vub

# Matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Le interazioni deboli sono caratterizzate da autostati che non coincidono con gli autostati di massa dati dai sapori dei quark che caratterizzano le interazioni forti

I 6 quark finora conosciuti appartengono a <u>3 doppetti</u> <u>deboli di isospin</u>

$$\longrightarrow \left(\begin{array}{c} u \\ d' \end{array}\right) \left(\begin{array}{c} c \\ s' \end{array}\right) \left(\begin{array}{c} t \\ b' \end{array}\right)$$

Che sono legati agli autostati delle interazioni forti tramite la matrice di

mixing di CKM:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

I valori della matrice di CKM <u>non sono predetti dal modello</u> <u>standard</u> ma sono parametri liberi del modello da osservare <u>sperimentalmente</u>

# Il triangolo unitario

Gli elementi della matrice CKM non sono tra loro indipendenti, l'unitarietà impone dei vincoli  $\sum_i V_{ij}^* V_{jk} = \delta_{ik}$ 

$$\sum_{i} V_{ij}^* V_{jk} = \delta_{ik}$$

Considerando poi un'opportuna scelta delle fasi arbitrarie nella definizione dei campi dei quark: → <u>La matrice CKM può essere scritta in termini di 4 parametri indipendenti</u>

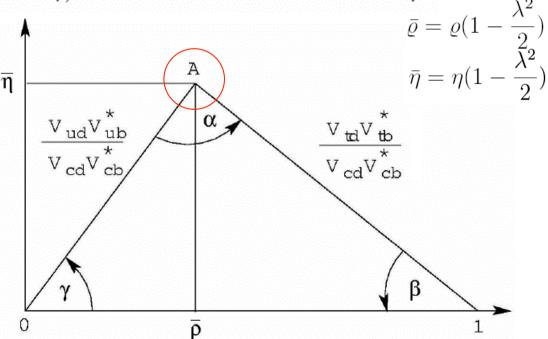
$$\hat{V} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\varrho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \varrho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Le relazioni che coinvolgono le colonne, possono essere viste come la rappresentazione di tre triangoli nel piano complesso  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ : triangoli unitari

$$V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* = 0$$

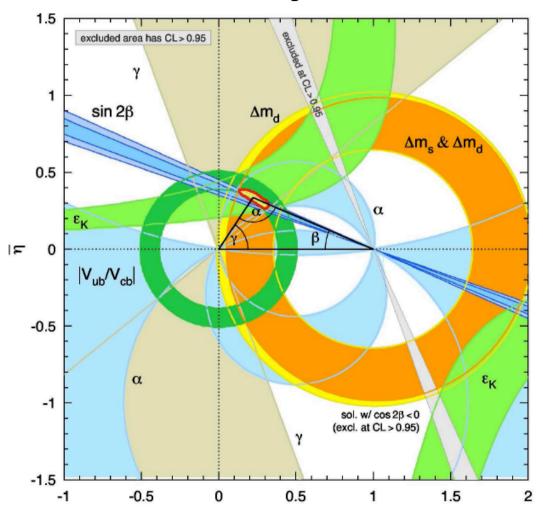
$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0$$

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$



# Vincoli al triangolo unitario

Le conoscenze fisiche attuali impongono dei vincoli al triangolo unitario dovuti alle misurazioni effettuate degli elementi di matrice CKM



Una determinazione più precisa degli elementi della matrice CKM può essere ottenuta attraverso un <u>fit globale</u> che

- utilizza tutte le misure sperimentali e
- · impone tutti i <u>vincoli</u> dettati dal Modello Standard

Nel grafico sono mostrati tutti i vincoli al triangolo unitario nel piano  $(\bar{\rho},\bar{\eta})$ , il cerchietto rosso ha un livello di confidenza del 95%

# Branching fraction del decadimento B→TV

$$\mathcal{B}(B^- \to l^- \bar{\nu}) = \frac{G_F^2 m_B}{8\pi} m_l^2 \left( 1 - \frac{m_l^2}{m_B^2} \right)^2 f_B^2 |V_{ub}|^2 \tau_B$$

 $[m_B \sim 5.3 \ Gev, \tau_B \sim 1.6 \ ps]$ 

 $f_B \longrightarrow \grave{\mathsf{E}}$  la costante di decadimento del mesone B che parametrizza le interazioni forti. E' dato dall'elemento di matrice della corrente adronica,

$$\langle 0|\bar{u}\gamma_{\mu}\gamma_{5}b|B(p)\rangle = if_{B}p_{\mu}$$

Dal valore sperimentale del branching fraction del decadimento  $B \to TV$  si può quindi ricavare il valore di  $f_B \cdot |V_{ub}|$ 

#### Stime precedenti

- f<sub>B</sub> = 189 ± 27 MeV da <u>simulazioni</u> su reticolo QCD.
- $\cdot$  V<sub>ub</sub> = 4.31±0.30 X 10<sup>-3</sup> dall'analisi dei <u>processi sempileptonici</u> del tipo $B o \pi \ell 
  u$

Il  $\mathcal{B}$ atteso per questo decadimento è dell'ordine di 1.5 ± 0.4 · 10<sup>-4</sup>

# Soppressione dovuta all'elicità

La dipendenza del branching fraction dalla massa del leptone è legata all'elicità

B è un mesone pseudoscalare e lo spin del sistema deve essere = 0

$$\bar{\nu} \xleftarrow{\text{S}} \qquad \qquad \stackrel{\text{S}}{\longrightarrow} \qquad \qquad l^-$$
 L'elicità definita dell'antineutrino (neutrino) costringe il leptone ad avere l'elicità "sbagliata"

Nel caso di un ipotetico leptone a massa nulla, questo risulato sarebbe impossibile e il decadimento sarebbe soppresso!

La soppressione è diminuita dal termine  $m_l^2(1-\frac{m_l^2}{m_l^2})^2$ 

$$m_l^2 (1 - \frac{m_l^2}{m_B^2})^2$$

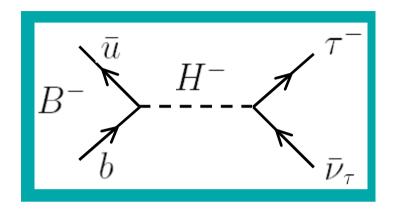
Il rapporto tra i branching fraction per le varie specie leptoniche è:

$$(\tau)$$
: $(\mu)$ : $(e)$ ~ $(1)$ : $(5 \times 10^{-3})$ : $(10^{-7})$ 

Il canale di decadimento in  $\tau$  è nettamente favorito

<u>l'unica strada sperimentale percorribile è osservare il decadimento in  $|\mathcal{T}|$ </u>

## Superamento del Modello Standard



L'esistenza di una fisica oltre il modello standard potrebbe dare un valore maggiore del branching fraction, attraverso l'introduzione di un

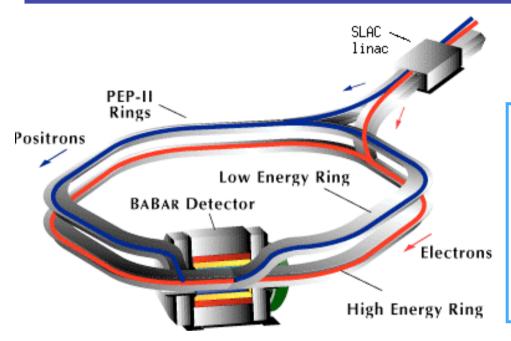
bosone di Higgs carico

Il decadimento può essere visto come un processo che avviene con l'annichilazione di due quark in un bosone di Higgs carico H piuttosto che in un bosone W.

Nel modello con due Higgs, H= può quindi innalzare il BR(B→TV)

# Esperimento BABAR

Il decadimento  $B \rightarrow TV$  è stato studiato dall'esperimento Babar a SLAC



$$\Upsilon$$
(4S)  $\to$  B $\overline{B}$ 

Il rivelatore è situato intorno al punto di interazione di due fasci di e+ (3.1GeV) ed e-(9.0GeV), prodotti dall'acceleratore asimmetrico PEP-II, che lavora all'energia della risonanza Y(45) (energia del CM pari a 10.58 Gev)

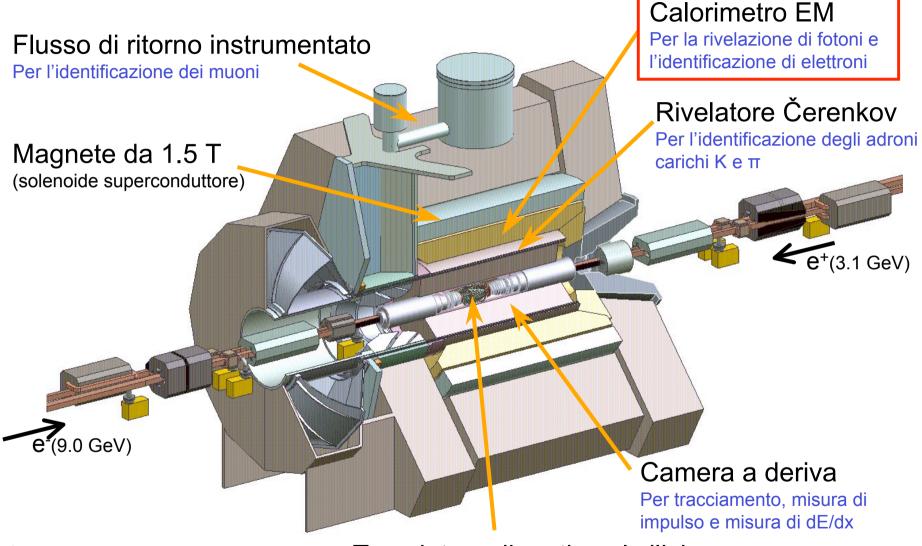
Y(4S) è il primo stato eccitato della risonanza Y (quark  $b\bar{b}$ ), che ha massa sufficiente per decadere forte in due mesoni  $B_d$ 

La Y(4S) decade quasi esclusivamente in coppie  $B^0ar{B}^0$  e  $B^+B^-$ 

$$\mathcal{B}(\Upsilon(4S) \rightarrow b\bar{b}) \sim 96\%$$



# Rivelatore BABAR





Tracciatore di vertice al silicio

Per rivelare la posizione delle tracce cariche

# Metodo di misura sperimentale

Nonostante la relativa abbondanza del decadimento in  $\mathcal{T}$  rispetto agli altri canali leptonici, il decadimento in  $\mathcal{T}$ è il più difficile da rivelare sperimentalmente:



Data la sua vita media breve ( $\mathcal{T}_{\mathcal{T}}$  = 0.3 ps), il  $\mathcal{T}$  può essere ricostruito solo attraverso i suoi prodotti di decadimento

Il decadimento  $B \to \tau \nu$  viene quindi individuato tramite i 4 canali di decadimento più probabili:

$$\tau^{\pm} \to e^{\pm}\nu\bar{\nu}$$

$$\tau^{\pm} \to \mu^{\pm}\nu\bar{\nu}$$

$$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\nu$$

$$\tau^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}\nu$$

Che costituiscono il
71%
della larghezza di
decadimento totale
del T



La presenza di due o più <u>neutrini</u> nell'evento, rende molto complessa la separazione degli eventi cercati dal background

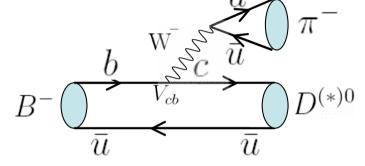
# Ricostruzione di uno dei due B $(B_{taa})$

La prima fase dell'analisi dati si basa sulla ricostruzione di uno dei due B  $(B_{tag})$  presenti nell'evento  $\Upsilon(45) \rightarrow B\overline{B}$ 

attraverso i canali di decadimento adronici più abbondanti:

$$\mathcal{B}(b \to c = 0.79)$$

$$B^+ \to \bar{D}^{(*)0} X^+ \leftarrow \text{Sistema di adroni carichi e neutri con carica totale $\pm 1$}$$



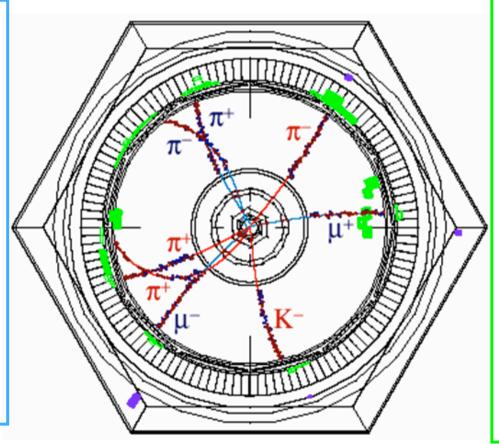
Mesoni charmati  $(c\underline{u}/u\underline{c})$  Dato  $m_b \gg m_c$ , nella catena di decadimento è presente un'elevata molteplicità di adroni

$$D^{(*)0} \to D^0 \gamma$$
,  $D^0 \pi^0$   
 $D^0 \to K^- \pi^+$ ,  $K^- \pi^+ \pi^0$ ,  $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ ,  $K_S^0 \pi^- \pi^+$ 

Le tracce cariche e gli oggetti neutri non assegnati alla catena di decadimento del  $B_{tag}$ , sono associati all'altro B ( $B_{reco}$ ) e verranno analizzati per la ricerca del decadimento leptonico  $B \to \tau \nu$ 

 $\Upsilon(45) \rightarrow B^{0}\bar{B}^{0}$ 

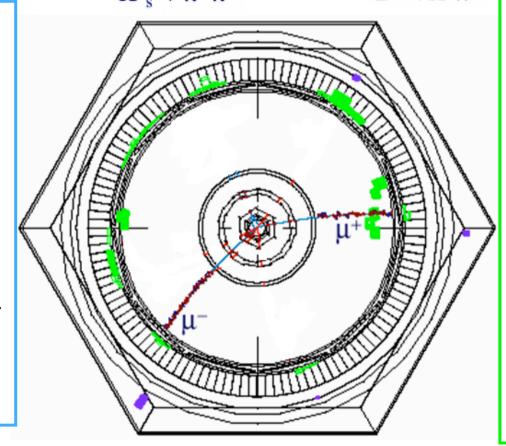
La ricostruzione delle tracce cariche è determinata a partire dalle informazioni ottenute dalla camera a deriva (100µm) e dal rivelatore al vertice (10µm). La curvatura delle tracce dovuta al campo magnetico, permette di misurare <u>l'impulso</u>



I cluster calorimetrici geometricamente <u>compatibili</u> con le estrapolazioni di tracce cariche sono assegnati a queste ultime per formare il complesso di informazioni ricostruite di un candidato particella carica. Gli altri sono associati alle <u>particelle</u> neutre.



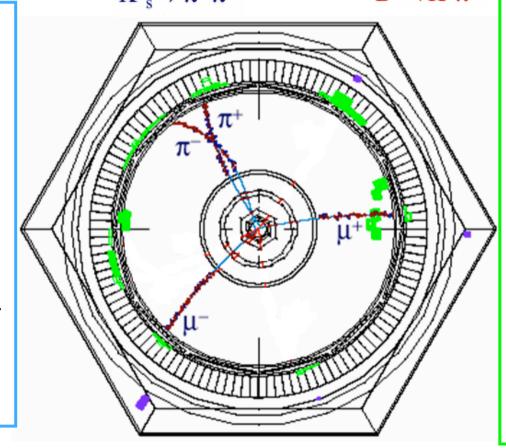
La ricostruzione delle tracce cariche è determinata a partire dalle informazioni ottenute dalla camera a deriva (100µm) e dal rivelatore al vertice (10µm). La curvatura delle tracce dovuta al campo magnetico, permette di misurare l'impulso



I cluster calorimetrici geometricamente <u>compatibili</u> con le estrapolazioni di tracce cariche sono assegnati a queste ultime per formare il complesso di informazioni ricostruite di un candidato particella carica. Gli altri sono associati alle particelle neutre.



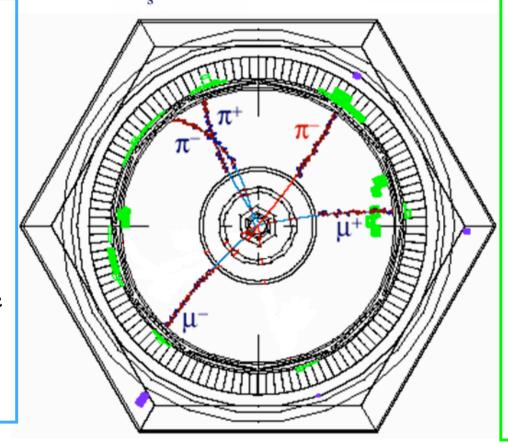
La ricostruzione delle tracce cariche è determinata a partire dalle informazioni ottenute dalla camera a deriva (100µm) e dal rivelatore al vertice (10µm). La curvatura delle tracce dovuta al campo magnetico, permette di misurare l'impulso



I cluster calorimetrici geometricamente <u>compatibili</u> con le estrapolazioni di tracce cariche sono assegnati a queste ultime per formare il complesso di informazioni ricostruite di un candidato particella carica. Gli altri sono associati alle particelle neutre.



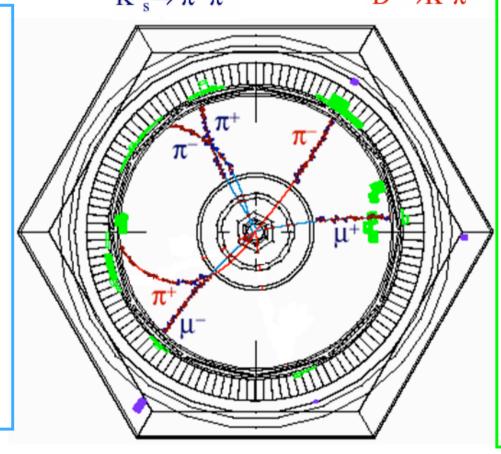
La ricostruzione delle tracce cariche è determinata a partire dalle informazioni ottenute dalla camera a deriva (100µm) e dal rivelatore al vertice (10µm). La curvatura delle tracce dovuta al campo magnetico, permette di misurare l'impulso



I cluster calorimetrici geometricamente <u>compatibili</u> con le estrapolazioni di tracce cariche sono assegnati a queste ultime per formare il complesso di informazioni ricostruite di un candidato particella carica. Gli altri sono associati alle particelle neutre.



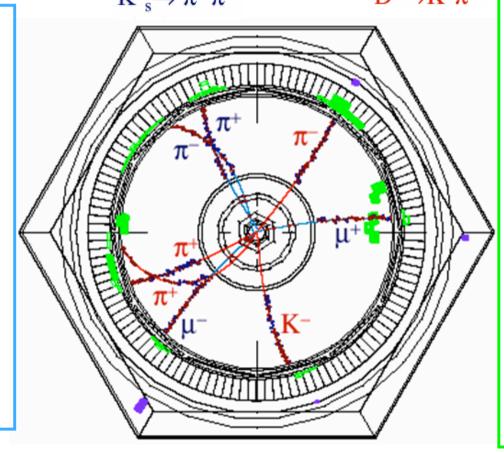
La ricostruzione delle tracce cariche è determinata a partire dalle informazioni ottenute dalla camera a deriva (100µm) e dal rivelatore al vertice (10µm). La curvatura delle tracce dovuta al campo magnetico, permette di misurare l'impulso



I cluster calorimetrici geometricamente <u>compatibili</u> con le estrapolazioni di tracce cariche sono assegnati a queste ultime per formare il complesso di informazioni ricostruite di un candidato particella carica. Gli altri sono associati alle particelle neutre.



La ricostruzione delle tracce cariche è determinata a partire dalle informazioni ottenute dalla camera a deriva (100µm) e dal rivelatore al vertice (10µm). La curvatura delle tracce dovuta al campo magnetico, permette di misurare l'impulso



I cluster calorimetrici geometricamente <u>compatibili</u> con le estrapolazioni di tracce cariche sono assegnati a queste ultime per formare il complesso di informazioni ricostruite di un candidato particella carica. Gli altri sono associati alle particelle neutre.



# Grandezze per la ricostruzione del B<sub>taa</sub>

La consistenza cinematica dei candidati  $B_{tag}$  è verificata tramite l'utilizzo di 2 grandezze

1) Energy-substituted mass

$$m_{ES}=\sqrt{(\sqrt{s}/2\ )^2-|{f p_B}|^2}$$
 •  $\sqrt{s}/2$  è metà dell'energia totale del fascio nel sistema del CM della Y(45)

- · p<sub>B</sub> è l'impulso del candidato B nel LAB

2) Differenza di energia

$$\Delta E = E_B^* - \sqrt{s/2}$$

• E\* R è l'energia del mesone B ricostruito nel sistema del CM della Y(45)

Per candidati B correttamente ricostruiti ci si aspetta che:

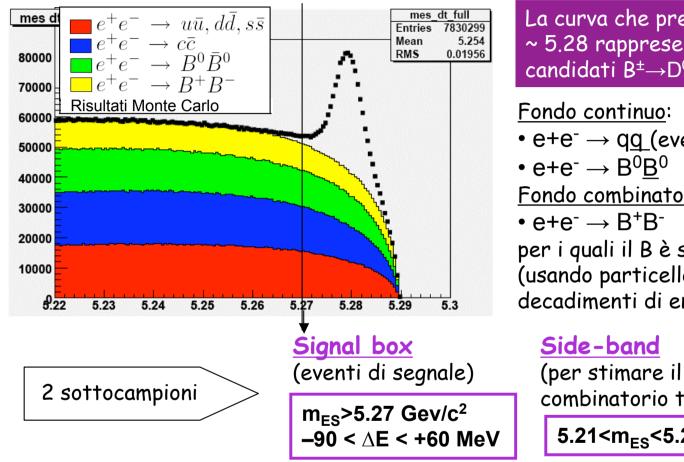


 $m_{\text{ES}}$  si distribuisca gaussianamente attorno al valore pari alla massa del B:  $\underline{m}_B = 5.279 \pm 0.005 \ GeV/c^2$ 



 $\Delta E \sim 0$  (la risoluzione sulla misura di  $\Delta E$  varia tra 10 e 35 MeV a seconda del modo di decadimento)

# Distribuzione di m<sub>ES</sub> dei candidati B<sub>taa</sub>



La curva che presenta un picco a ~ 5.28 rappresenta m<sub>ES</sub> per i candidati B±→D<sup>0\*</sup> X±

•  $e+e^- \rightarrow q\underline{q}$  (eventi fuori risonanza)

#### Fondo combinatorio:

per i quali il B è stato mal ricostruito (usando particelle provenienti dai decadimenti di entrambi i B)

(per stimare il fondo continuo e combinatorio tramite un fit)

5.21<m<sub>ES</sub><5.26 Gev/c<sup>2</sup>

Per stimare il <u>numero di B realmente esistenti</u>, si sottrae agli eventi nella regione di segnale il numero di eventi di fondo estrapolato dal fit.  $N_{R} \sim 6.10^{5}$ 

# Ricerca del decadimento B→TV (PID)

Per ciascun evento in cui è individuato un  $B_{tag}$ , è esaminata la parte rimanente per la ricerca del decadimento  $B \to \tau \nu$ 

L'analisi è differenziata a seconda del canale di decadimento del  $\mathcal T$ 

Per tutti e 4 i canali è richiesta la presenza di <u>una sola traccia carica ben</u> <u>ricostruita</u>, con carica opposta a quella del  $B_{tag}$ 

$$\tau \to e \nu \bar{\nu}$$
 $\tau \to \mu \nu \bar{\nu}$ 

Presentano una cinematica simile:

- · 3 neutrini nello stato finale
- Un unico <u>leptone carico</u>

$$\begin{array}{ccc} \tau \to \pi \, \nu \\ \tau \to \pi \, \pi^0 \nu \end{array} \quad \boxed{}$$

Presentano una cinematica simile:

- 2 neutrini nello stato finale
- Una <u>particella carica</u> ad <u>alto impulso</u> (due soli v)

Le tracce cariche ricostruite devono soddisfare criteri di selezione:

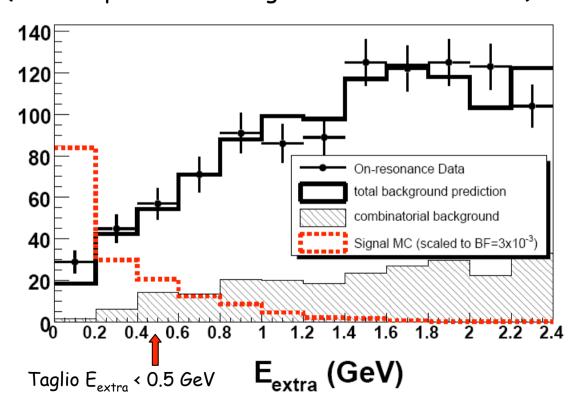
- · almeno 12 hits nella camera a deriva
- · momento trasverso agli assi del fascio > 0.1 Gev/c
- · punto di minima distanza dal punto di interazione
- < 10 cm lungo l'asse dei fasci e < 1.5 cm trasversalmente

# Variabile discriminante E<sub>extra</sub>

Oltre al fondo continuo e combinatorio, fanno parte del fondo gli eventi  $B^+B^-$  in cui il  $B_{tag}$  è correttamente ricostruito ma ci sono tracce e particelle del  $B_{reco}$  che non sono ricostruite (per la maggior parte decadimenti semileptonici)

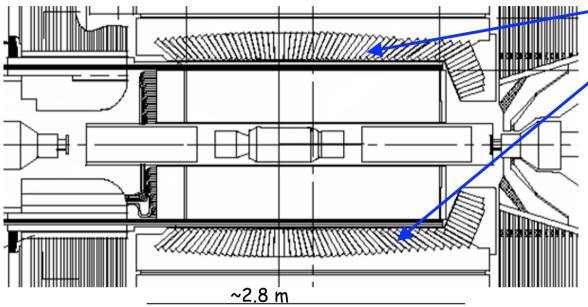
#### Si introduce la variabile discriminante E<sub>extra</sub>:

somma delle energie dei cluster <u>neutri</u> non associate al  $B_{tag}$  o al segnale del  $\pi^0$  (e che superano un'energia minima di ~ 50 MeV)

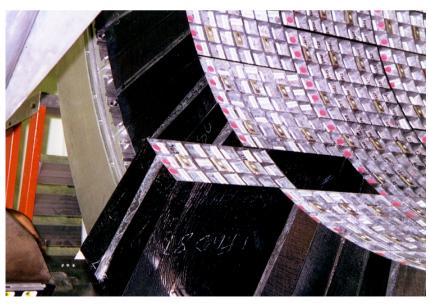


- Gli eventi di segnale tendono ad avere un picco a bassi valori di E<sub>extra</sub>
- Gli eventi di fondo che contengono fonti addizionali di cluster neutri, sono distribuiti verso valori alti di E<sub>extra</sub>

# Calorimetro Elettromagnetico EMC



Ha una struttura ad alveare con compartimenti di fibra di carbonio che costituiscono gli alloggiamenti di cristalli



In tutto sono presenti 6580 cristalli di CsI(TI), con lettura tramite fotodiodi

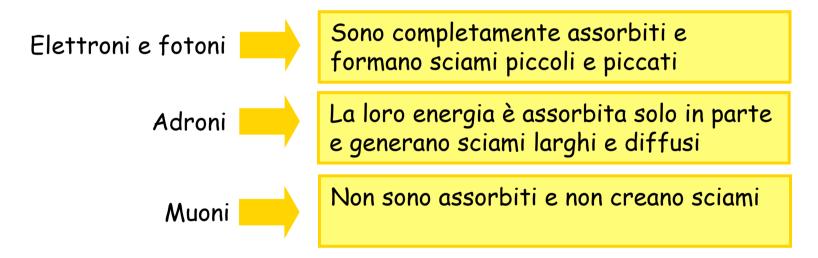
 $\sim$  17  $X_0$ 



# Calorimetro Elettromagnetico EMC

Copre il 90% dell'angolo solido nel sistema del CM ed è progettato per l'identificazione di <u>elettroni e fotoni</u> (provenienti sia da <u>processi radiativi</u> che dal <u>decadimento dei  $\pi^0$ ) \_L'intervallo energetico delle particelle da rivelare va da 20 MeV a 9 GeV\_</u>

Una tipica cascata elettromagnetica si espande coprendo molti cristalli adiacenti, formando un <u>cluster di deposito di energia</u> (almeno un cristallo con E>10 MeV)

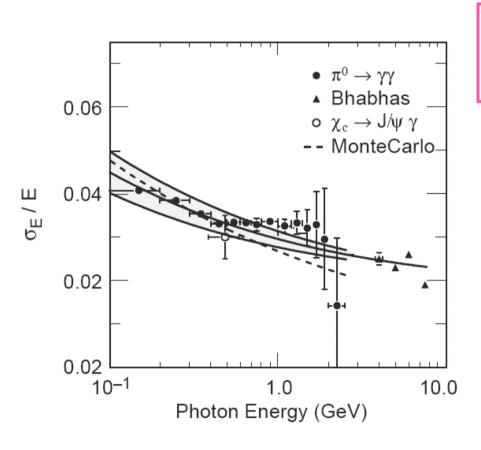


Le variabili principali utilizzate per la discriminazione delle particelle sono:

la forma dello sciame ed  $\,E_{cal}/p_{lab}\,$  (~1 per e-, <1 per gli adroni)

# Risoluzione in energia dell'EMC

La <u>risoluzione in energia</u> del calorimetro può essere descritta empiricamente dalla somma in quadratura di due termini:



$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.3\%}{\sqrt[4]{E(GeV)}} \oplus 1.8\%$$

#### I termine

- Fluttuazioni nella statistica dei fotoni
- · Rumore elettronico
- Fondo proveniente dallo stesso fascio (gran numero di fotoni addizionali: bremsstrahlung emessa dal fascio)

#### II termine

- Perdite o assorbimenti nel materiale circostante i cristalli
- · Incertezze nella calibrazione

Ad alte energie (>1 GeV) domina il 2°termine

#### Risultati

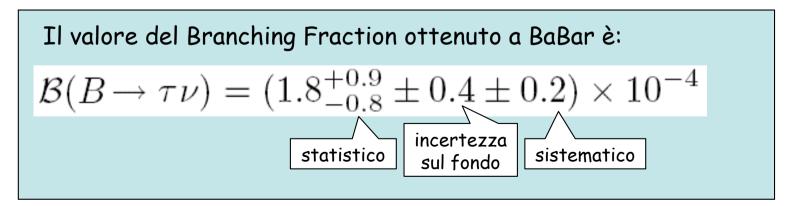
#### Il Branching Fraction è determinato a partire dal numero di eventi di segnale osservati

$\tau$ decay mode	Expected background	Observed
$\tau^+ \to e^+ \nu \overline{\nu}$	$1.47 \pm 1.37$	4
$\tau^+ \to \mu^+ \nu \overline{\nu}$	$1.78 \pm 0.97$	5
$ au^+  ightarrow \pi^+ \overline{ u}$	$6.79 \pm 2.11$	10
$\tau^+ \to \pi^+ \pi^0 \overline{\nu}$	$4.23 \pm 1.39$	5
All modes	$14.27 \pm 3.03$	24

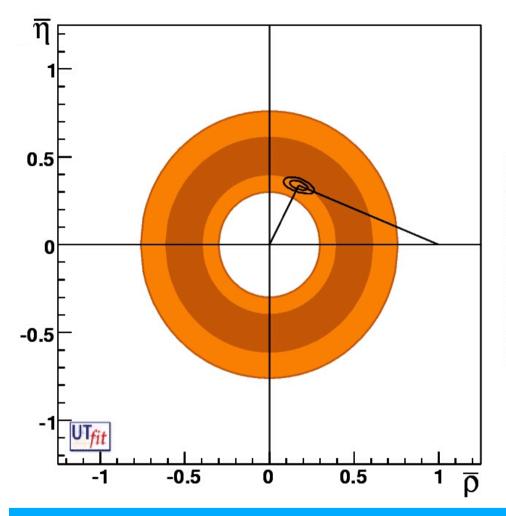
viene calcolato separatamente per ciascun modo di decadimento

Il numero di candidati di segnale per il canale i-esimo è legato al Branching Fraction dalla relazione:  $n_{sig,i}=N_B~\epsilon_i~\mathcal{B}(B\to\tau\nu)$ 

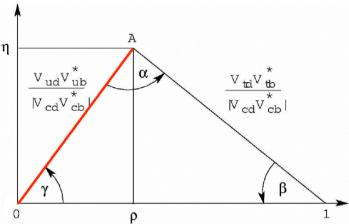
 $\epsilon_i$  = <u>efficienza di selezione</u> del modo di decadimento i-esimo, pesata con i relativi Branching fraction



#### Conclusioni



Il Branching Fraction di  $B \rightarrow \tau \nu$  può essere utilizzato per determinare  $R_h = \rho^2 + \eta^2$ 



Nel grafico è mostrato il vincolo nel piano  $(\bar{\rho}; \bar{\eta})$  ottenuto dai risultati sperimentali utilizzando  $f_B = 189\pm27$  MeV.

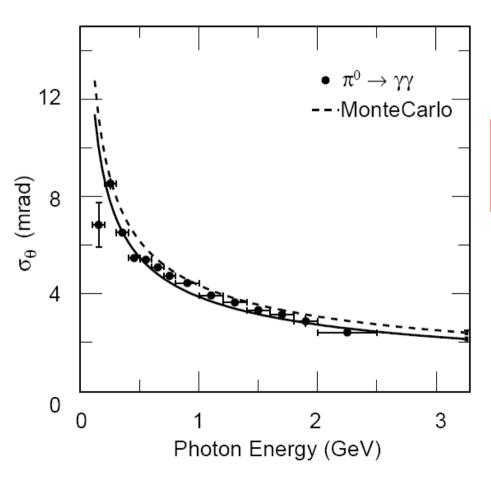
Estrapolando invece il valore di  $f_B$  dal fit che tiene conto di tutte le informazioni sul triangolo si ottiene  $f_B$  = 186±11 MeV

# Bibliografia

- 1) A search for  $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$  decays with hadronic B tags. The BaBar Collaboration. BABAR-PUB-07/046. SLAC-PUB-12736.
- 2) BABAR Analysis Document # 1406, Version 11. July 4, 2007.
- 3) G.Onorato. Analisi del decadimento raro B→tv con l'esperimento BaBar. Tesi di Laurea Università Federico II, Napoli. 2006.
- 4) http://www.utfit.org

# Risoluzione angolare dell'EMC

La risoluzione angolare è determinata dalla grandezza trasversale dei cristalli e dalla distanza dal punto di interazione



Può essere parametrizzata come una somma di un termine dipendente dall'energia e uno costante:

$$\sigma_{\theta} = \frac{3.9}{\sqrt{E(GeV)}} \pm 0.04 \ mrad$$

## Efficienza di selezione di ciascun canale

$$\epsilon_i = \sum_{j=1}^{n_{dec}} \epsilon_i^j f_j$$

$$n_{dec} = 7$$
$$f_j = \mathcal{B}(\tau \to j)$$

 $\epsilon_i = \sum_{j=1}^{n_{dec}} \epsilon_i^j f_j \qquad n_{dec} = 7 \\ f_j = \mathcal{B}(\tau \to j) \\ \epsilon_i^j \equiv \text{efficienza della i-esima selezione rispetto al j-esimo tipo di decadimento vero del } \tau$ 

Mode	$e^+$	$\mu^+$	$\pi^+$	$\pi^{+}\pi^{0}$	
$e^+$	$19.3\pm1.1$	0	$0.4 \pm 0.2$	0	
$\begin{bmatrix} \mu^+ \\ \pi^+ \end{bmatrix}$	0	$10.8\pm0.9$	$1.3 \pm 0.3$	0	
$\pi^+$	0	$0.1 \pm 0.1$	$19.7\pm1.3$	$0.5 \pm 0.2$	
$\pi^{+}\pi^{0}$	0	0	$1.5 \pm 0.2$	$7.0\pm0.5$	
$\pi^{+}\pi^{+}\pi^{-}$	0	0	0	0	
$\pi^{+}\pi^{0}\pi^{0}$	0	0	$0.2 \pm 0.1$	$1.8 \pm 0.4$	
Other	0	0	$0.3 \pm 0.2$	$0.1\pm0.1$	
All dec. $\epsilon_i$ :	$3.1{\pm}0.2$	$1.7{\pm}0.1$	$2.9{\pm}0.2$	$2.2{\pm}0.2$	
Total:	$9.8\pm0.3$				