

ALLA RICERCA DI NUOVA FISICA NEI DECADIMENTI DEL MESONE

B_s

Raffaele Tito D'Agnolo
Docente responsabile: Luca Silvestrini
Corso di Fisica Nucleare e Subnucleare II
Prof. Carlo Dionisi

INTRODUZIONE

1. La violazione di CP nel modello standard.
2. Il mixing $B_s - \bar{B}_s$
3. La misura della fase del mixing.
4. La presenza di fisica oltre il modello standard.

IL MESCOLOAMENTO DEI QUARK E LA VIOLAZIONE DI CP

Gli autostati di sapore non sono autostati dell'interazione debole.

$$U_L = \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix} \quad D_L = \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} \quad \longrightarrow \quad \begin{aligned}
 L_{qW} &= g\bar{U}'_L \gamma^\mu D'_L W_\mu^\dagger + g\bar{D}'_L \gamma^\mu U'_L W_\mu = \\
 &= g(\bar{U}_L V_U^\dagger \gamma^\mu V_D D_L W_\mu^\dagger + \bar{D}_L V_D^\dagger \gamma^\mu V_U U_L W_\mu) = \\
 &= g(\bar{U}_L V \gamma^\mu D_L W_\mu^\dagger + \bar{D}_L V^\dagger \gamma^\mu U_L W_\mu)
 \end{aligned}$$

Se V è responsabile della violazione di CP deve avere elementi complessi (non riassorbiti dalla scelta delle fasi), in questo caso, infatti

$$\begin{aligned}
 CP(\bar{U}_L V \gamma^\mu D_L W_\mu^\dagger)(CP)^{-1} &= \\
 &= (\bar{D}_L V \gamma^\mu U_L W_\mu) e^{i(\chi-\phi)} \neq \bar{D}_L V^\dagger \gamma^\mu U_L W_\mu
 \end{aligned}$$

Matrice CKM

$$V = V_U^\dagger V_D$$

LA MATRICE CKM

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

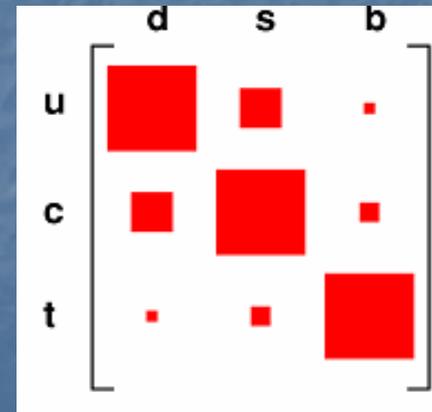
Parametri liberi $N^2 - (2N - 1) = (N - 1)^2$

Di cui $(N - 1)^2 - \frac{1}{2}N(N - 1) = \frac{1}{2}(N - 1)(N - 2)$ complessi

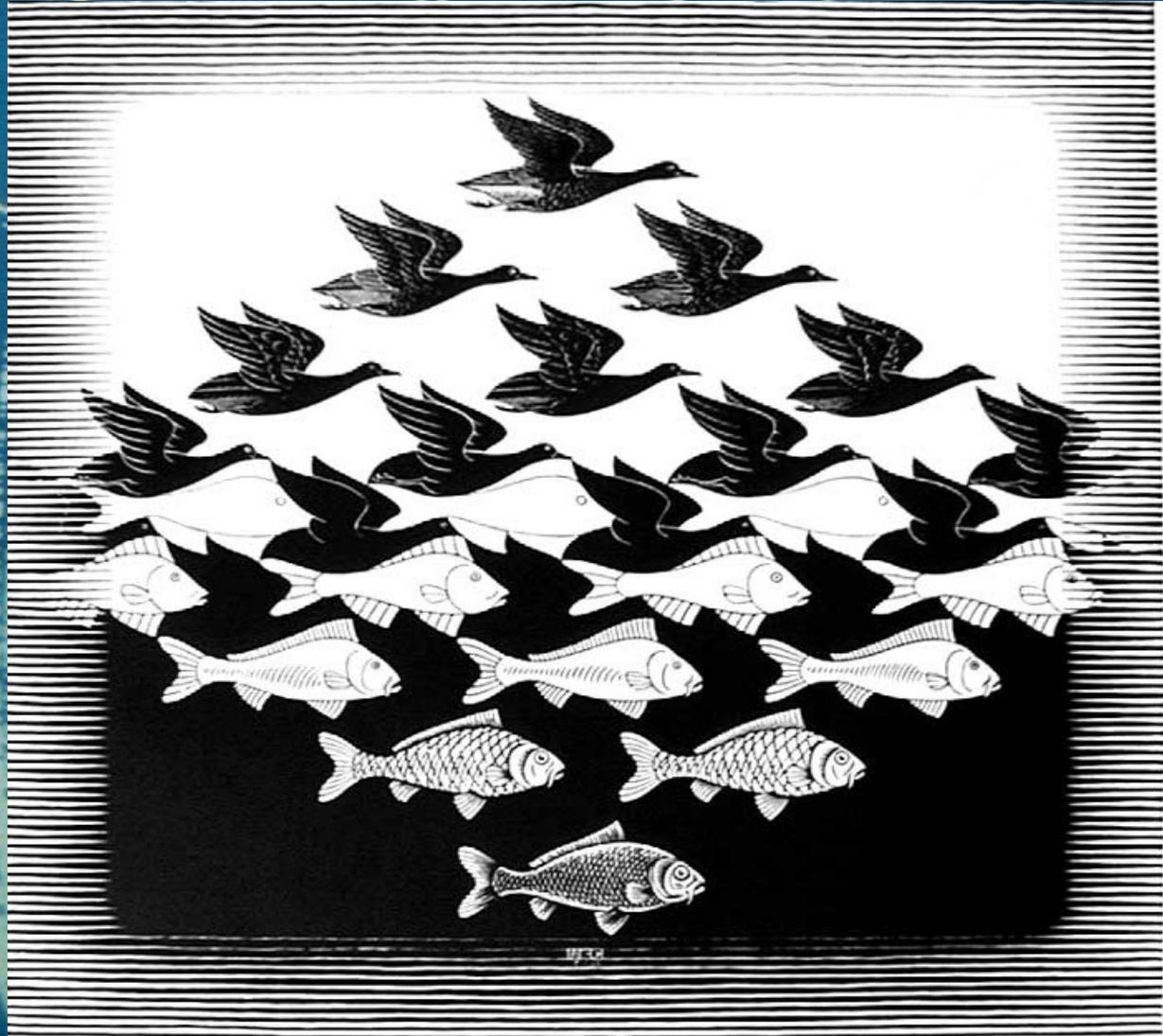
$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + \frac{1}{2}A^2\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3[1 - \left(\frac{1}{2}\lambda^2\right)(\rho - i\eta)] & -A\lambda^2 + \frac{1}{2}A\lambda^4[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + O(\lambda^6)$$

Large CPV

Suppressed CPV



IL MIXING



FLAVOR MIXING

- Autostati di sapore \neq Autostati dell'Hamiltoniana totale
 - Una transizione tra mesone ed antimessone è possibile
- Si può scrivere un'equazione di Schrödinger semplificata:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B_q^0(t) \\ \overline{B_q^0(t)} \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} B_q^0 \\ \overline{B_q^0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

- Gli autostati di massa e vita media ottenuti diagonalizzando il sistema sono

$$|B_H\rangle = p |B_q^0\rangle + q |\overline{B_q^0}\rangle \quad \Delta m_q = m_H - m_L \approx 2 |M_{12}^q|$$

$$|B_L\rangle = p |B_q^0\rangle - q |\overline{B_q^0}\rangle \quad \Delta \Gamma_q = \Gamma_L - \Gamma_H \approx -2 |\Gamma_{12}^q| \operatorname{Re} \left(\frac{\Gamma_{12}^q}{M_{12}^q} \right) = 2 |\Gamma_{12}^q| \cos(\phi_s)$$

- M^{12} è approssimativamente reale nello SM
 $\arg(M_{12}) = \arg(V_{tb} V_{ts}^*)^2 \sim 0.04$

FLAVOR MIXING (II)

- La differenza di vita media tra gli autostati dell'Hamiltoniana è maggiore in questo sistema rispetto a quello del B_d^0 poiché deriva essenzialmente dai decadimenti di tipo albero

$$\Gamma_{12} \longrightarrow b \rightarrow c\bar{c}s \longrightarrow \arg \Gamma_{12} \approx \arg(V_{cb}V_{cs}^*)^2 = O(\lambda^6)$$

- La fase invece $\phi_s = \arg \frac{\Gamma_{12}^s}{M_{12}^s} \approx \phi_M = \arg(M_{12}^s)$ è molto piccola

dunque gli autostati dell'Hamiltoniana sono approssimativamente autostati di CP. ($\phi = \phi_s$)

$$\begin{aligned} |B_L\rangle &= \frac{1+e^{i\phi}}{2} |B_s^{even}\rangle - \frac{1-e^{i\phi}}{2} |B_s^{odd}\rangle \\ |B_H\rangle &= \frac{1+e^{i\phi}}{2} |B_s^{odd}\rangle - \frac{1-e^{i\phi}}{2} |B_s^{even}\rangle \end{aligned} \quad +O\left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}}\right)$$

IL CANALE PRESCELTO

- Il decadimento $B_s(\bar{B}_s) \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-)\phi(\rightarrow K^+ K^-)$ è più complicato da ricostruire rispetto a $B_s \rightarrow J/\psi\eta$ inoltre lo stato finale è una sovrapposizione di diversi autostati di CP. Tuttavia ha una segnatura sperimentale "pulita" che lo rende adatto ad un collider adronico.

$$\langle V_1(\lambda)V_2(\lambda)|Q|B_q \rangle = \varepsilon_{V_1}^*(\lambda)\varepsilon_{V_2}^*(\lambda) \left[ag^{\mu\nu} + \frac{b}{m_{V_1}m_{V_2}} p_{V_1}^\mu p_{V_2}^\nu + i \frac{c}{m_{V_1}m_{V_2}} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_{V_1,\alpha} p_{V_2,\beta} \right]$$



$$A_0(t) = -xa - (x^2 - 1)b$$

$$A_{\square}(t) = \sqrt{2}a$$

$$A_{\perp}(t) = \sqrt{(2x^2 - 1)c}$$

$$x \equiv \frac{p_{V_1} \cdot p_{V_2}}{m_{V_1}m_{V_2}}$$

Le tre ampiezze interferiscono nel calcolo della rate di decadimento e permettono di estrarre informazioni sulla fase del mixing anche senza bisogno di distinguere tra mesone ed antimesone (flavor tagging).

Se nello stato finale si avesse una sola particella vettoriale ciò non sarebbe possibile.

$$(\Im m\{A_0^*(t)A_{\perp}(t)\} + \Im m\{\bar{A}_0^*(t)\bar{A}_{\perp}(t)\}) \propto \sin \phi$$

THE IMPORTANCE OF BEING TAGGED (I)

Se si studiano i decadimenti senza distinguere tra $B_s^0 - \bar{B}_s^0$, dall'equazione di Schrödinger si può calcolare la quantità misurabile (1)

$$\Gamma(B_s(t) \rightarrow f) = \frac{1}{N_B} \frac{dN(B_s(t) \rightarrow f)}{dt}$$

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f}$$

$$(1) \Gamma[f, t] = \Gamma(B_s(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}_s(t) \rightarrow f) =$$

$$Br[f] = \frac{1}{2} \int_0^\infty dt \Gamma[f, t]$$

$$= \frac{1}{2} |A_f|^2 [1 + |\lambda_f|^2] e^{-\Gamma t} \left\{ \cosh \frac{\Delta\Gamma t}{2} + \sinh \frac{\Delta\Gamma t}{2} A_{\Delta\Gamma} \right\} + O(a)$$



$$\Gamma[f, t] = 2Br[f] \frac{\Gamma^2 - (\Delta\Gamma/2)^2}{\Gamma + A_{\Delta\Gamma} \Delta\Gamma/2} e^{-\Gamma t} \left[\cosh \frac{\Delta\Gamma t}{2} + \sinh \frac{\Delta\Gamma t}{2} A_{\Delta\Gamma} \right] + O(a)$$

Se $\Delta\Gamma t \ll 1$ si è sensibili solamente al prodotto $\Delta\Gamma A_{\Delta\Gamma} \propto \cos^2 \phi$ e

dunque non si può determinare la fase del mixing senza ambiguità.

THE IMPORTANCE OF BEING TAGGED (II)

- La distribuzione angolare dei prodotti di decadimento non è invariante sotto CP a causa del mixing

$$f(\Theta, \Phi, \Psi, t) = \sum_k O^{(k)}(t) g^{(k)}(\Theta, \Phi, \Psi) \neq \bar{f}(\Theta, \Phi, \Psi, t) = \sum_k \bar{O}^{(k)}(t) g^{(k)}(\Theta, \Phi, \Psi)$$

- Misurare separatamente $O^{(k)}(t) = \{A_0(t), A_{\square}(t), A_{\perp}(t)\}$ e $\bar{O}^{(k)}(t) = \{\bar{A}_0(t), \bar{A}_{\square}(t), \bar{A}_{\perp}(t)\}$ permette di ridurre l'ambiguità nella misura della fase tipica dell'analisi untagged. Come si può vedere costruendo la grandezza

$$\frac{|A_{\perp}(t)|^2 - |\bar{A}_{\perp}(t)|^2}{|A_{\perp}(t)|^2 + |\bar{A}_{\perp}(t)|^2} = \frac{\sin \phi \sin(\Delta m t)}{\cosh(\Delta \Gamma t / 2) + |\cos \phi| \sinh(|\Delta \Gamma t| / 2)}$$

LA DETERMINAZIONE DELLE AMPIEZZE

- Le tre ampiezze che caratterizzano il decadimento si possono misurare ricostruendo la distribuzione angolare

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Gamma}{dt d\Omega} = & 2 \cos^2 \psi (1 - \sin^2 \mathcal{G} \cos^2 \varphi) |A_0(t)|^2 + \sin^2 \psi (1 - \sin^2 \mathcal{G} \sin^2 \varphi) |A_{\square}(t)|^2 + \\ & + \sin^2 \psi \sin^2 \mathcal{G} |A_{\perp}(t)|^2 + (1/\sqrt{2}) \sin(2\psi) \sin^2 \mathcal{G} \sin(2\varphi) \Re\{A_0^*(t)A_{\square}(t)\} + \\ & + (1/\sqrt{2}) \sin(2\psi) \sin(2\mathcal{G}) \cos(\varphi) \Im\{A_0^*(t)A_{\perp}(t)\} - \sin^2 \psi \sin(2\mathcal{G}) \sin(\varphi) \Im\{A_{\square}^*(t)A_{\perp}(t)\} \end{aligned}$$

- In teoria si può usare l'angular momentum analysis (ortogonalità delle funzioni trigonometriche).
- Nella pratica sperimentale è stato effettuato un fit unbinned di massima verosimiglianza trattando le ampiezze come parametri liberi a causa della limitata accettazione del rivelatore.

L'INSOSTENIBILE PERSISTENZA DELL'AMBIGUITÀ

- L'analisi tagged non permette di determinare univocamente la fase.

$$\cos \phi \rightarrow -\cos \phi$$

$$\Delta\Gamma \rightarrow -\Delta\Gamma$$

$$\cos \delta_{1,2} \rightarrow -\cos \delta_{1,2}$$



$$|A_0(t)|^2, |A_{\perp}(t)|^2, |A_{\square}(t)|^2,$$

$$\operatorname{Re}\{A_0^*(t)A_{\square}(t)\},$$

$$\operatorname{Im}\{A_{\square}^*(t)A_{\perp}(t)\}, \operatorname{Im}\{A_0^*(t)A_{\perp}(t)\}$$

$$|\bar{A}_0(t)|^2, |\bar{A}_{\perp}(t)|^2, |\bar{A}_{\square}(t)|^2,$$

$$\operatorname{Re}\{\bar{A}_0^*(t)\bar{A}_{\square}(t)\},$$

$$\operatorname{Im}\{\bar{A}_{\square}^*(t)\bar{A}_{\perp}(t)\}, \operatorname{Im}\{\bar{A}_0^*(t)\bar{A}_{\perp}(t)\}$$

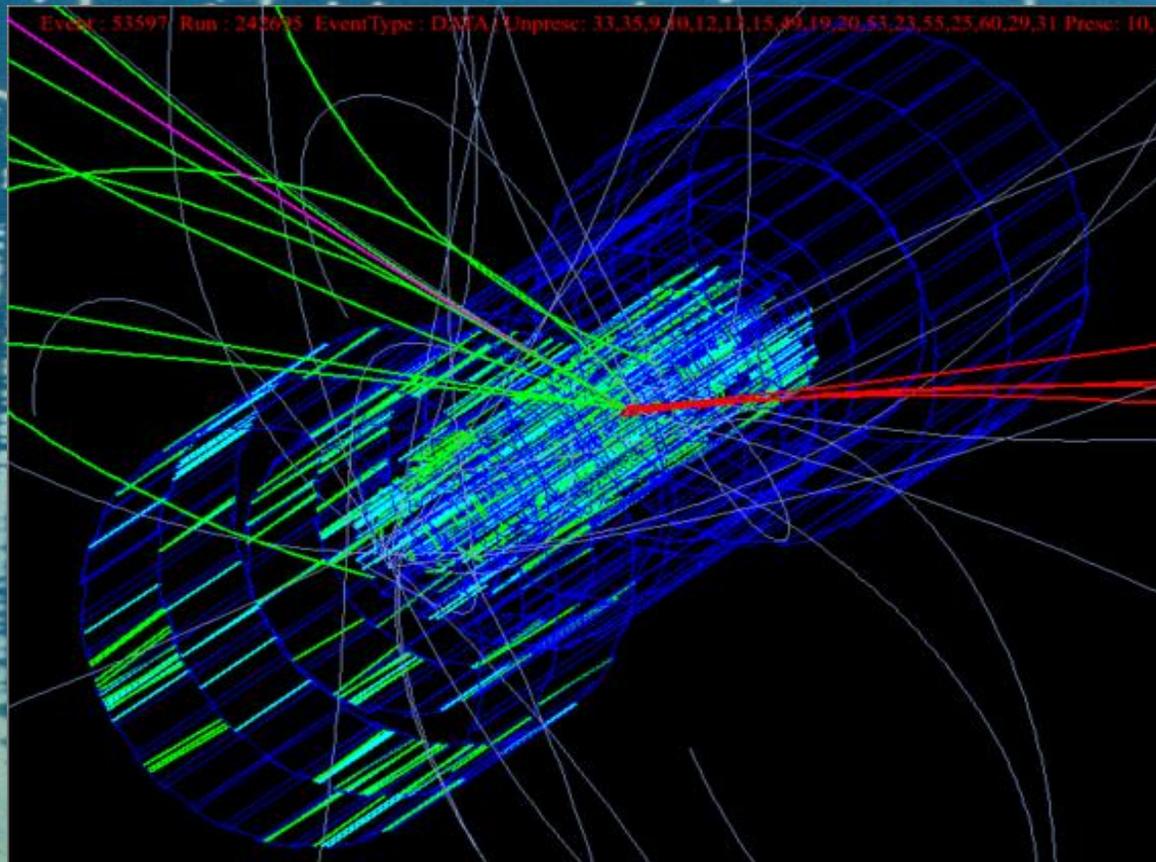
Restano invariate!

Fasi proprie
dell'interazione forte

$$\delta_{\parallel} = \arg(A_{\parallel}^* A_0)$$

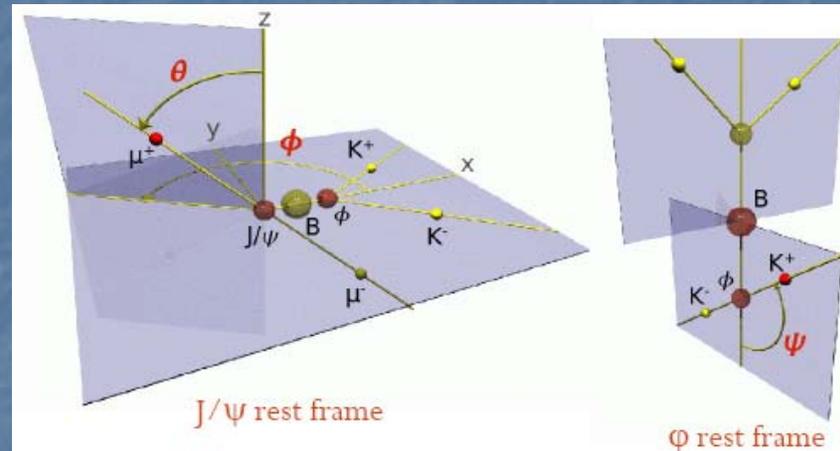
$$\delta_{\perp} = \arg(A_{\perp}^* A_0)$$

LA MISURA DI ϕ



I PUNTI CHIAVE DELLA MISURA

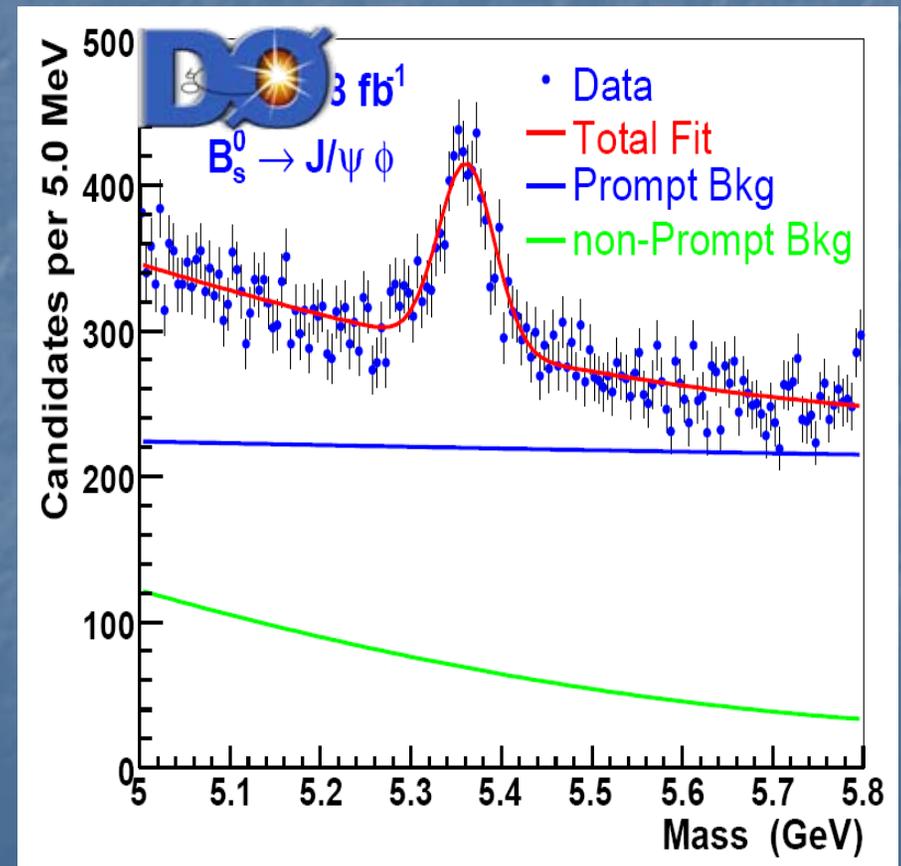
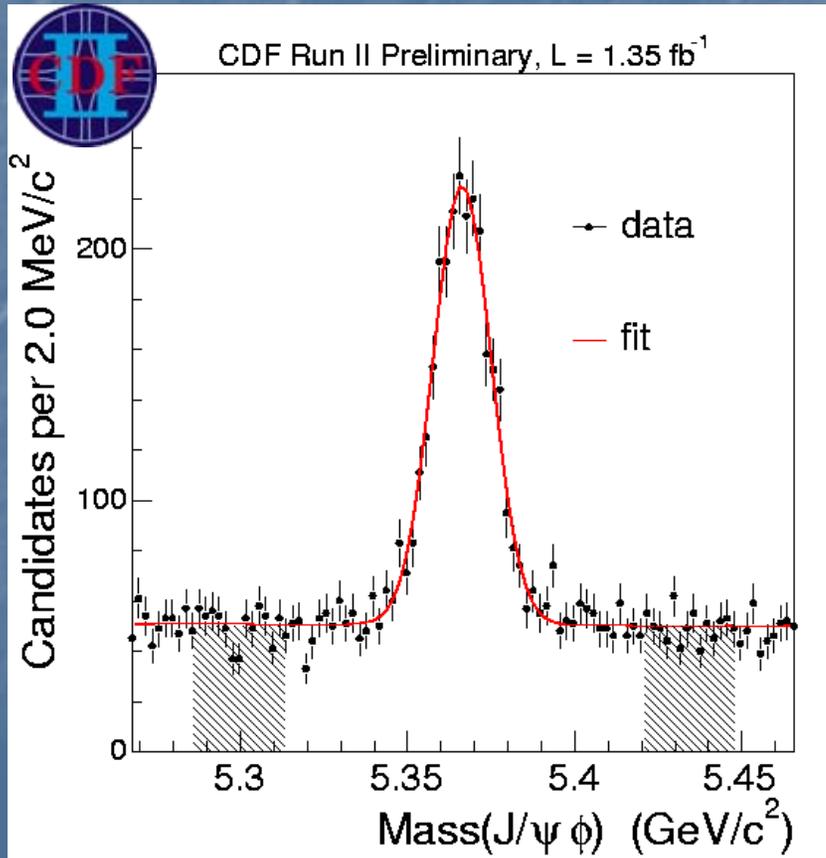
1. Ricostruire completamente il decadimento.
2. Misurare gli angoli in una base opportuna.



3. Elaborare un algoritmo di tagging con alto potere di separazione combinando diverse variabili discriminanti.
4. Effettuare il fit di massima verosimiglianza.

IL BACKGROUND

- Per misurare le ampiezze di decadimento è necessario ricostruirlo completamente, quindi si può riconoscere il background a partire dalla sua massa invariante. La ricostruzione rende inessenziale il b-tagging.



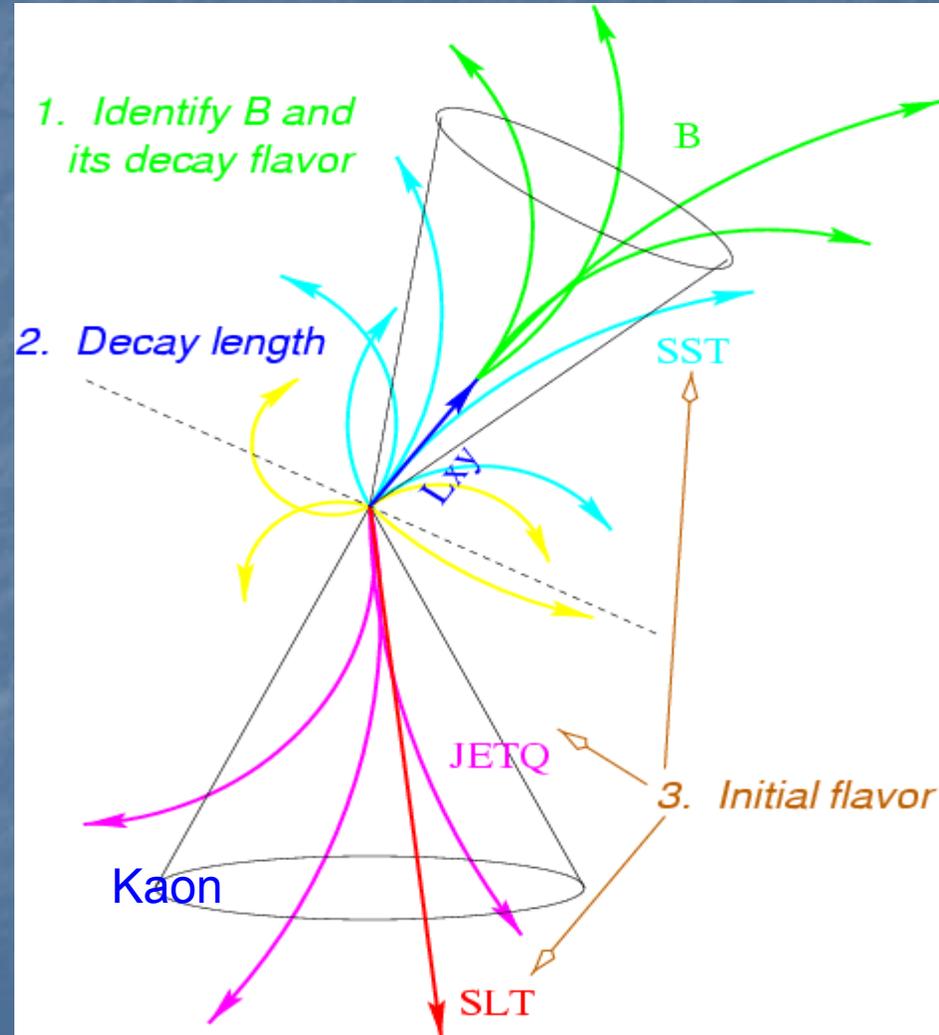
FLAVOR TAGGING

■ Same side tagging

- Si usano le tracce provenienti dalla frammentazione.
- Kaone vicino al B_s : la PID è importante.

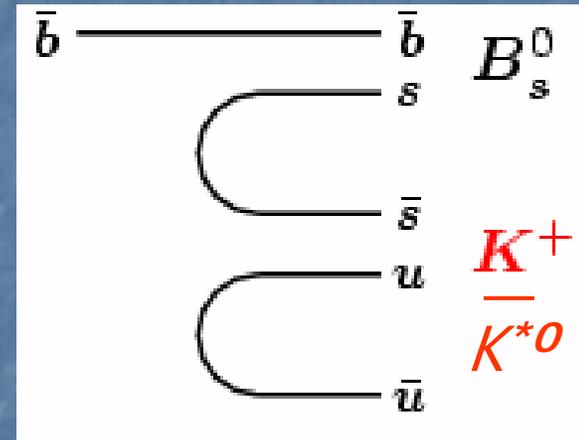
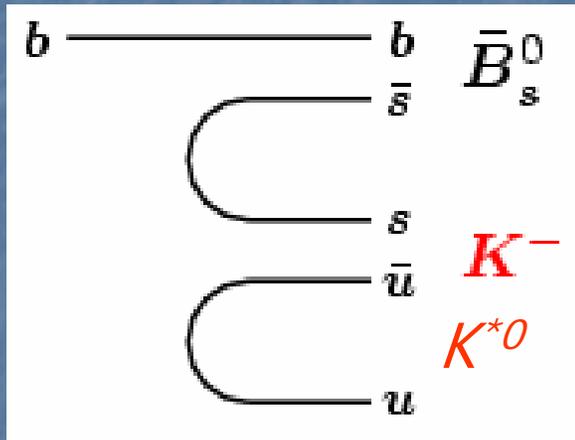
■ Opposite side tagging

- Si sfrutta la produzione in coppia dei B.
- Decadimenti semileptonici ($b \rightarrow l^-$)
 - Muone, Elettrone
- Carica media del jet ($Q_b = -1/3$)
- Carica di un Kaone dalla catena di decadimento $b \rightarrow c \rightarrow s$
 - OSKT



SAME SIDE KAON TAG

- Non sfrutta la produzione in coppia dei B.



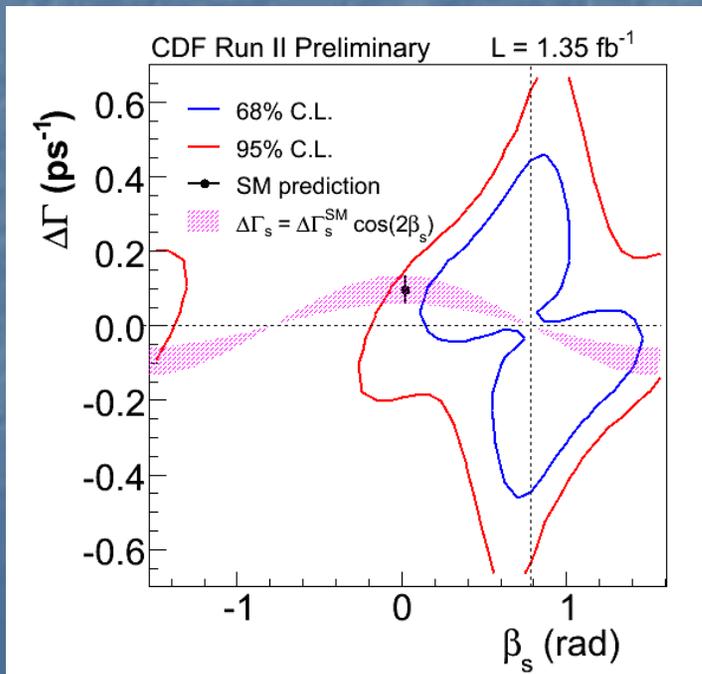
- Per predire il potere di separazione è necessaria una simulazione MC.
- L'identificazione dei Kaoni tramite TOF e dE/dx è fondamentale.
- L'algoritmo di tagging combina SSKT e tutte le variabili dell'OST per ottenere un miglior potere di separazione.

I RISULTATI

CDF

Approccio frequentistico.

$\Gamma, |A_{0,\parallel,\perp}(t)|, \delta_{1,2}$ sono trattati come nuisance parameters del fit con una variazione di 5σ .

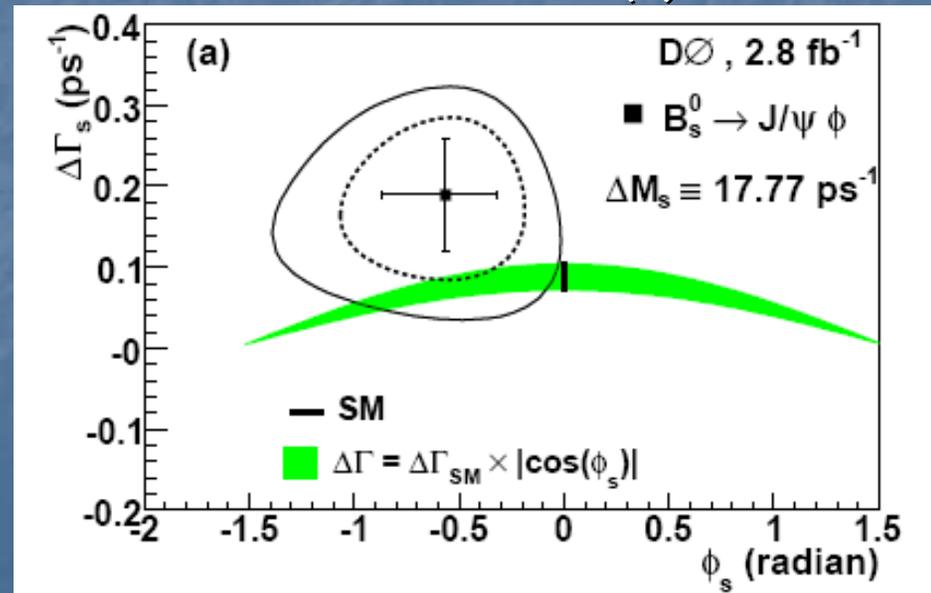


D0

Assunzione imprecisa sulle fasi $\delta_{1,2}$ che vengono fissate al valore misurato nei decadimenti

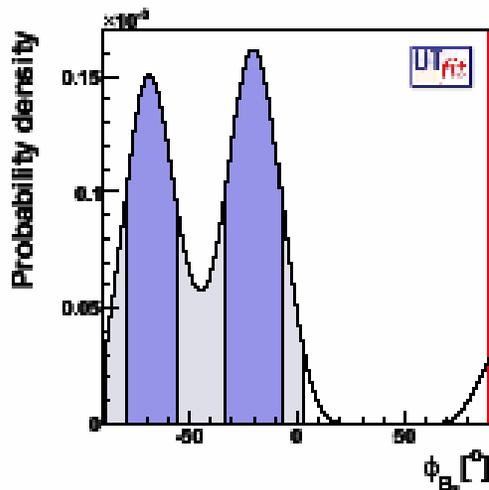
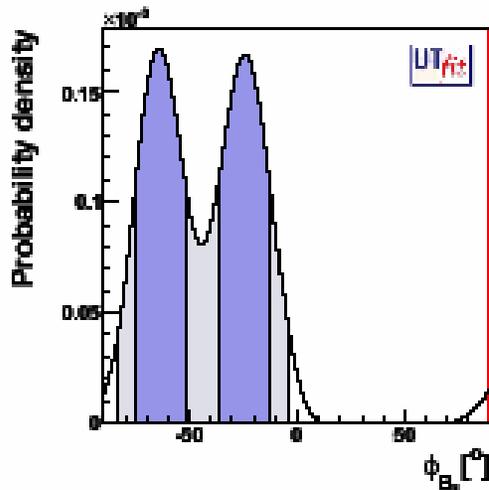
$$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$$

considerando esatta la simmetria SU(3)



L'ANALISI DELLA COLLABORAZIONE

UT fit



(1)

I profili della verosimiglianza.
CDF (1) e D0 (2)

+

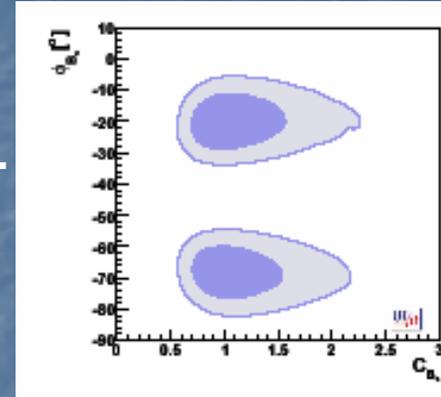
Misure dell'asimmetria
leptonica

$$A = \frac{N(l^+l^+) - N(l^-l^-)}{N(l^+l^+) + N(l^-l^-)}$$



(2)

N.B. L'ambiguità è ripristinata anche nella
verosimiglianza di D0 in cui l'unico
massimo assoluto è stato duplicato.



**Combinando i
diversi risultati
sperimentali si
ottiene una
deviazione di ϕ
da zero pari a
 3.7σ**

CONCLUSIONE

- I risultati ottenuti spingono ad effettuare ulteriori ricerche.
- Attendiamo con fiducia LHCb e nuove misure al Tevatron.
- Nel frattempo è stata ottenuta la prima indicazione sperimentale dell'esistenza di un meccanismo di violazione di CP assente nel modello standard.
- Anche i modelli MFV hanno difficoltà a spiegare una fase significativamente diversa da zero.

BIBLIOGRAFIA

- [1] I. Dunietz, R. Fleischer, U. Nierste,
arXiv:0012219v2[hep-ex].
- [2] A.S. Dighe, I. Dunietz, R. Fleischer,
arXiv:9804253v1[hep-ex].
- [3] T. Aaltonen et al. [CDF Collaboration],
arXiv:0712.2397 [hep-ex].
- [4] V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration],
arXiv:0802.2255[hep-ex].
- [5] V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration],
arXiv:0609034v1[hep-ex].
- [6] M. Bona et al.[UTfit Collaboration],
arXiv:0803.0659v1[hep-ex].