

# Pierwszy pomiar wskazujący na łamanie symetrii CP w rozpadach cząstek powabnych w eksperymencie LHCb

Seminarium Fizyki Wielkich Energii  
9 grudnia 2011

Artur Ukleja  
(Narodowe Centrum Badań Jądrowych)



- **Motywacja:**
  - mieszanie  $D^0$ -anty- $D^0$
  - sposoby łamania symetrii CP
  - argumenty dlaczego interesujemy się fizyką powabu
- **LHCb i sposoby pomiaru łamania symetrii CP w rozpadach cząstek powabnych**
  - detektor LHCb
  - fizyka powabu w LHCb
  - **wyniki pomiarów łamania symetrii CP w LHCb**
    - w rozpadach  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  vs  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
    - w rozkładzie Dalitza dla rozpadów  $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$
- **Podsumowanie**

# Mieszanie i łamanie symetrii CP

Dwa stany zapachu: 
$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} D^0(t) \\ \bar{D}^0(t) \end{pmatrix} = \left( \hat{M} - \frac{i}{2} \hat{\Gamma} \right) \begin{pmatrix} D^0(t) \\ \bar{D}^0(t) \end{pmatrix}$$

$$m \equiv (m_1 + m_2)/2$$

$$\Gamma \equiv (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$$

Propagują się w przestrzeni dwa stany własne masy ( $m_1, m_2$ ):

$$|D_{1,2}\rangle = p|D^0\rangle \pm q|\bar{D}^0\rangle$$

Dwa parametry opisują mieszanie:

**różnica mas  $x$ :**

$$x \equiv \frac{m_2 - m_1}{\Gamma} = \frac{\Delta m}{\Gamma}$$

**różnica szerokości rozpadów  $y$ :**

$$y \equiv \frac{\Gamma_2 - \Gamma_1}{2\Gamma} = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}$$

- $\Delta m$  częstość **mieszania** (oscylacji)
- $\Delta m, \Delta\Gamma$  – **mierzone eksperymentalnie**
- $M_{12}, \Gamma_{12}, \phi$  – **parametry teoretyczne**

$$\phi \equiv \arg(-M_{12}/\Gamma_{12})$$

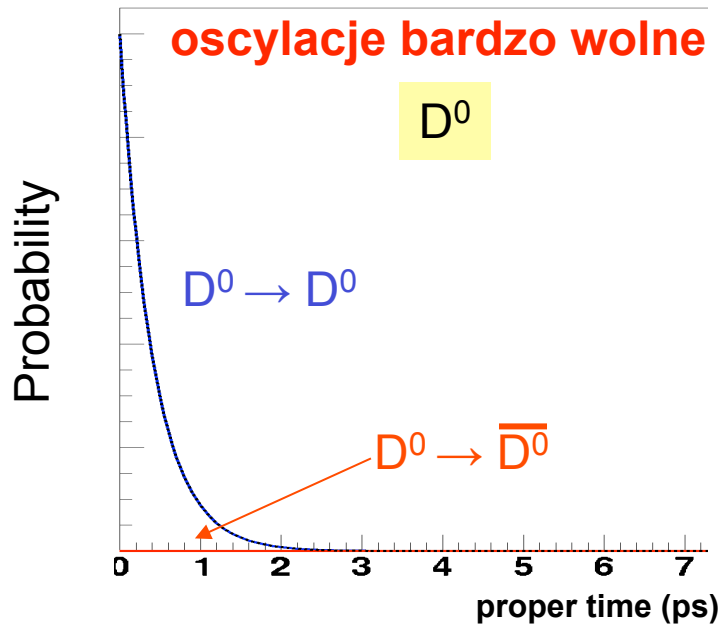
$$\Delta m = M_H - M_L = 2|M_{12}| \left( 1 + \frac{1}{8} \frac{|\Gamma_{12}|^2}{|M_{12}|^2} \sin^2 \phi + \dots \right)$$

$$\Delta\Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L = 2|\Gamma_{12}| \cos\phi \left( 1 - \frac{1}{8} \frac{|\Gamma_{12}|^2}{|M_{12}|^2} \sin^2 \phi + \dots \right)$$

Jeśli:  $D^0 \longrightarrow \text{anty-}D^0 \neq \text{anty-}D^0 \longrightarrow D^0$  to łamanie symetrii CP  
wtedy stany własne  $m_1, m_2$  zawierają różną domieszkę stanów  $D^0$  i  $\text{anty-}D^0$

Faza **łamania CP**:  $\phi_D \neq 0$  lub  $|q/p| \neq 1$

# Mieszanie neutralnych D, B<sub>d</sub> i B<sub>s</sub>



$$\text{Prob}(P^0 \rightarrow P^0, t) = \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \left\{ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t\right) + \cos(\Delta m t) \right\}$$

$$\text{Prob}(\bar{P}^0 \rightarrow \bar{P}^0, t) = \text{Prob}(P^0 \rightarrow P^0, t) \quad \text{CPT}$$

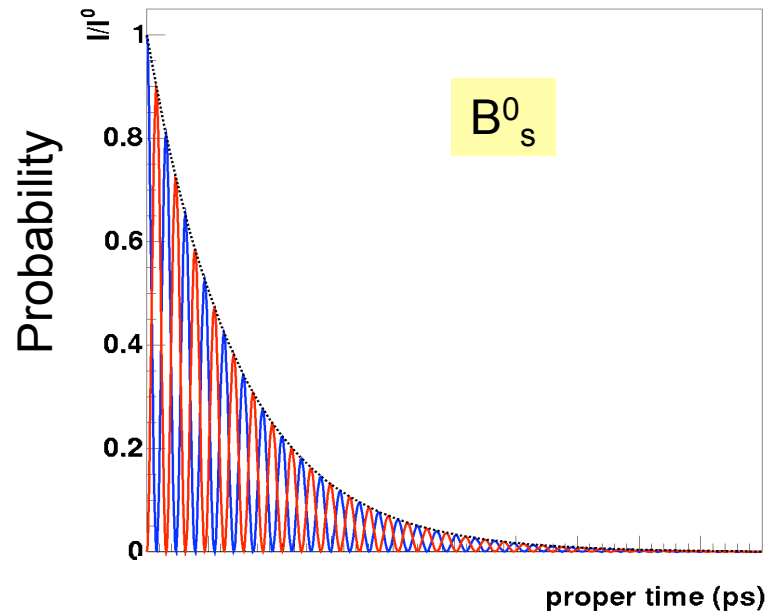
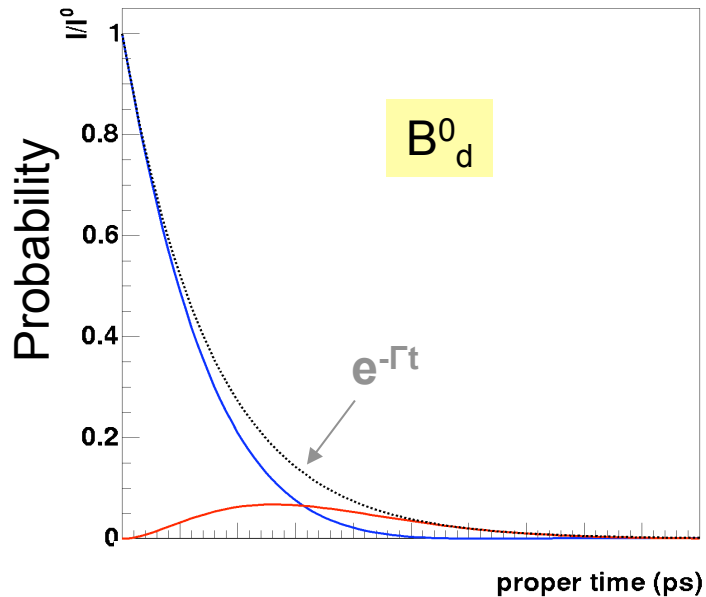
$$\text{Prob}(P^0 \rightarrow \bar{P}^0, t) = \frac{1}{2} \left| \frac{q}{p} \right|^2 e^{-\Gamma t} \left\{ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t\right) - \cos(\Delta m t) \right\}$$

$$\text{Prob}(\bar{P}^0 \rightarrow P^0, t) = \frac{1}{2} \left| \frac{p}{q} \right|^2 e^{-\Gamma t} \left\{ \cosh\left(\frac{\Delta\Gamma}{2} t\right) - \cos(\Delta m t) \right\}$$

$$P^0 = D^0, B^0_d, B^0_s$$

Dla cząstek B dobrym przybliżeniem jest  $\Delta\Gamma \approx 0$

$$\longrightarrow \text{Prob} \sim \frac{e^{-\Gamma t}}{2} \{1 \pm \cos(\Delta m t)\}$$



$$x = \frac{\Delta m}{\Gamma}$$

Z pomiarów:

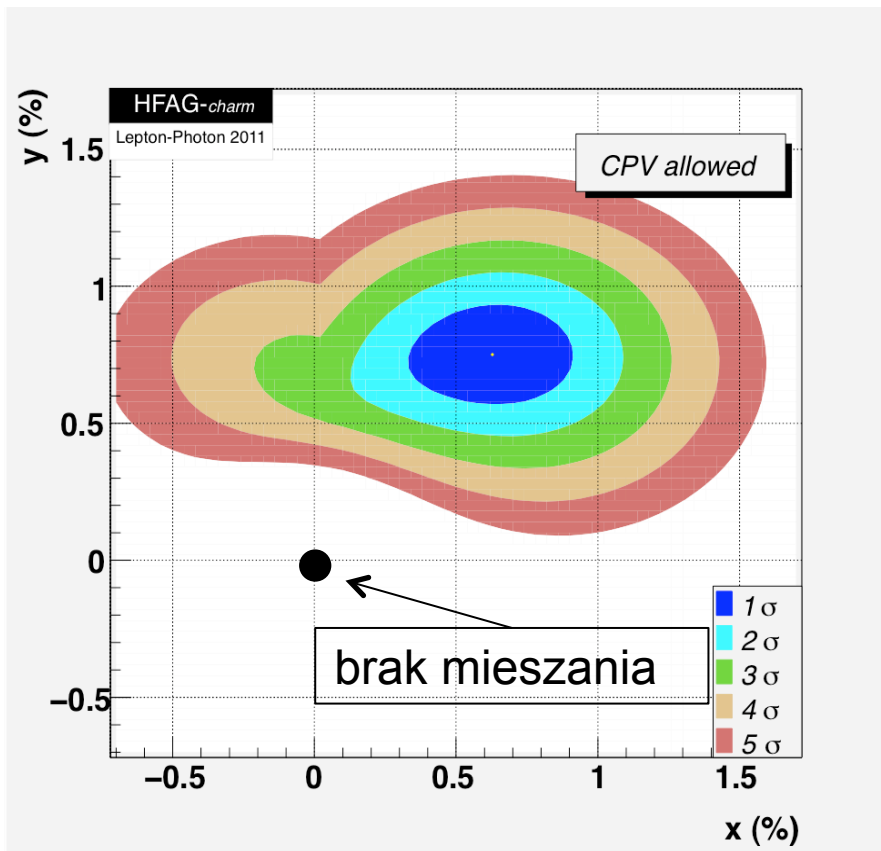
$$x_{B_d} = 0.774 \pm 0.008$$

$$x_{B_s} = 26.2 \pm 0.5$$

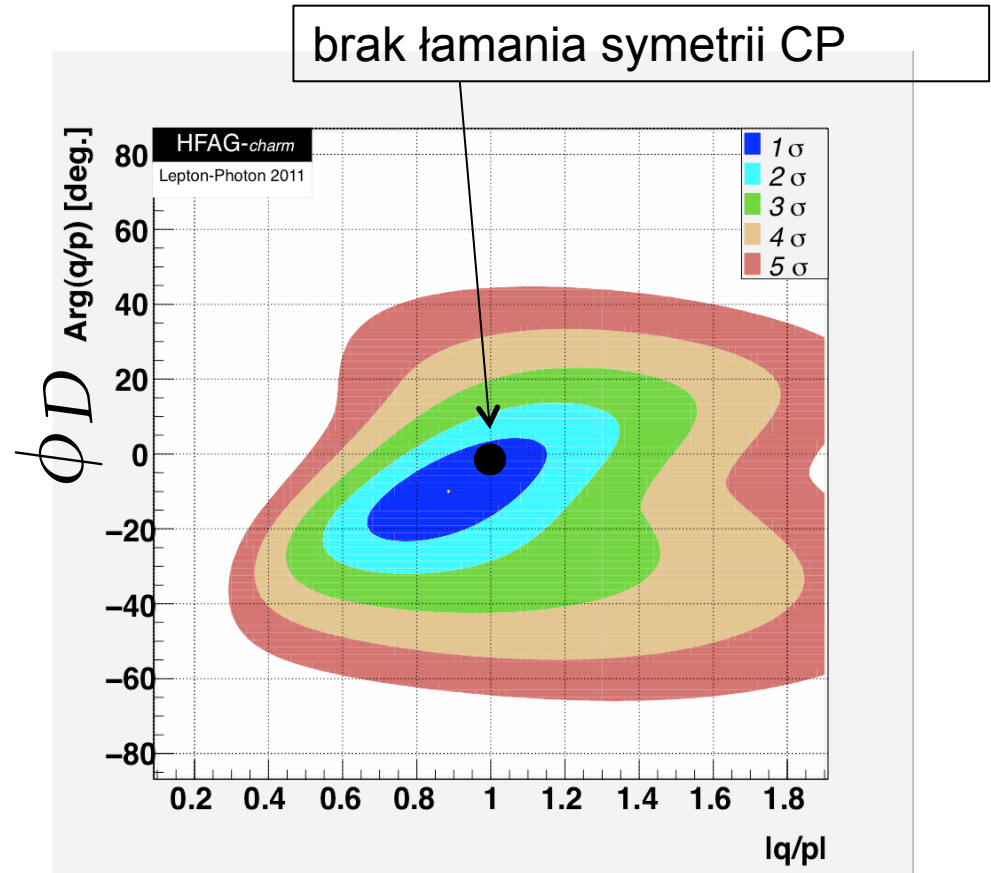
$$x_D = 0.0098 \pm 0.0025$$

Aby wyznaczyć  $x_D$   
(i  $y_D$ ) potrzeba  
bardzo precyzyjnych  
pomiarów  $\rightarrow$  LHCb

# Status eksperymentalny



$$x = \frac{\Delta m}{\Gamma} \quad y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$$



Łamanie symetrii CP  
jeśli  $\Phi_D \neq 0$  lub  $|q/p| \neq 1$

**Brak dotychczas eksperymentalnego potwierdzenia łamania symetrii CP w rozpadach cząstek powabnych**

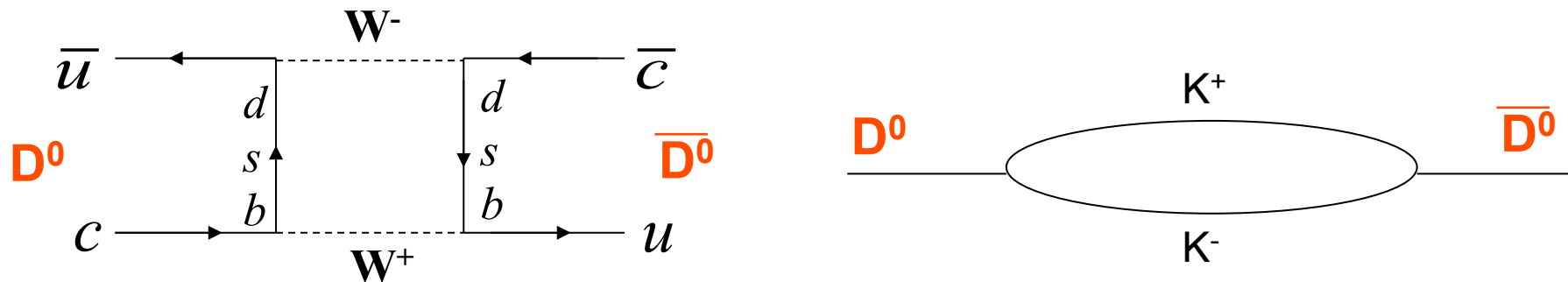
# Sposoby łamania symetrii CP

Trzy sposoby łamania symetrii CP:

1. w mieszaniu: różnice przejść-oscyłacji (pośrednie)

$$D^0 \longrightarrow \text{anty-}D^0 \neq \text{anty-}D^0 \longrightarrow D^0$$

- w MS łamanie symetrii CP w mieszaniu jest bardzo małe i trudne do policzenia
- i uniwersalne między stanami własnymi CP



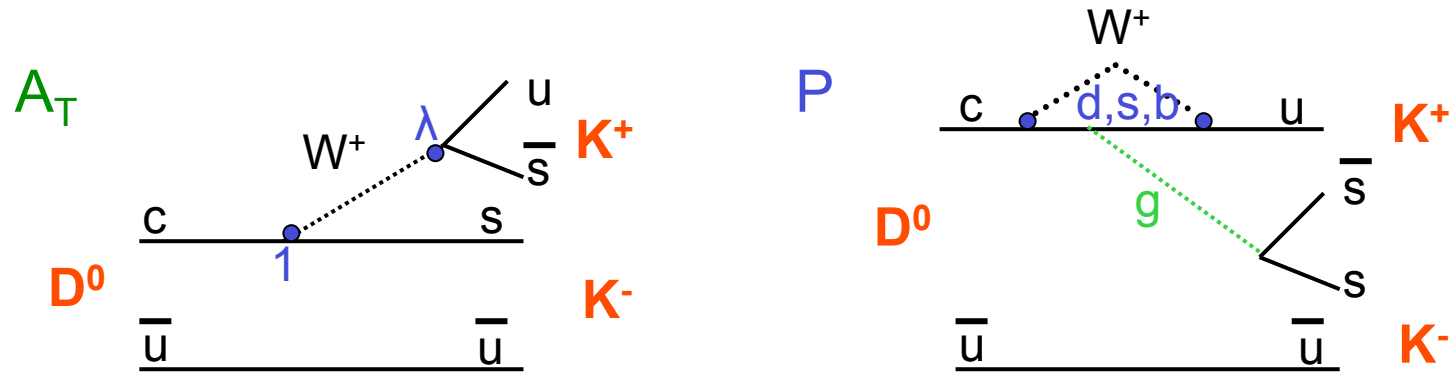
$$\Delta m \sim 1\% \quad \Delta \Gamma \sim 1\%$$

- Z pomiarów eksperymentalnych wiemy, że  $\Delta \Gamma \sim \Delta m$

# Sposoby łamania symetrii CP

2. w amplitudach rozpadów: rozpady cząstki i antycząstki nie są takie same (bezpośrednie)

$D^0 \longrightarrow f \neq \text{anty-}D^0 \longrightarrow \text{anty-}f = f$



$$A = V_{us} V_{cs}^* A_T + V_{ud} V_{cd}^* P_d + V_{us} V_{cs}^* P_s + V_{ub} V_{cb}^* P_b$$

$\sim \lambda$        $\sim \lambda$        $\sim \lambda$        $\sim \lambda^6$

$$A_{\text{sym}CP} \sim |A_1| |A_2| \sin(\phi_1 - \phi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)$$

fazy słabe
fazy silne

Jeżeli fazy diagramów drzewowego i pingwinowego są różne to symetria między cząstkami i anty-cząstkami jest łamana  $\longrightarrow A \neq \text{anty-}A$

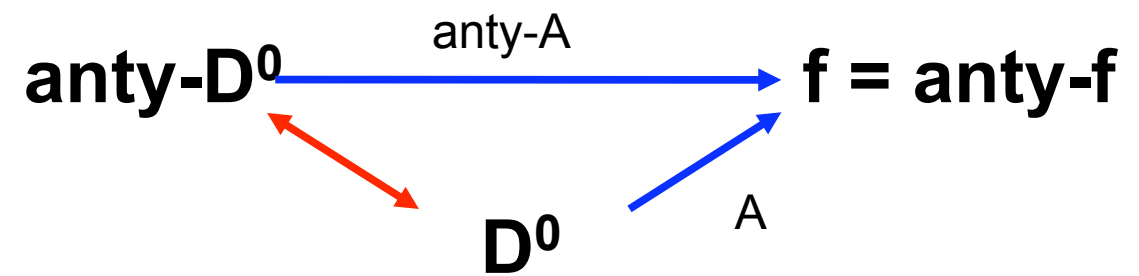
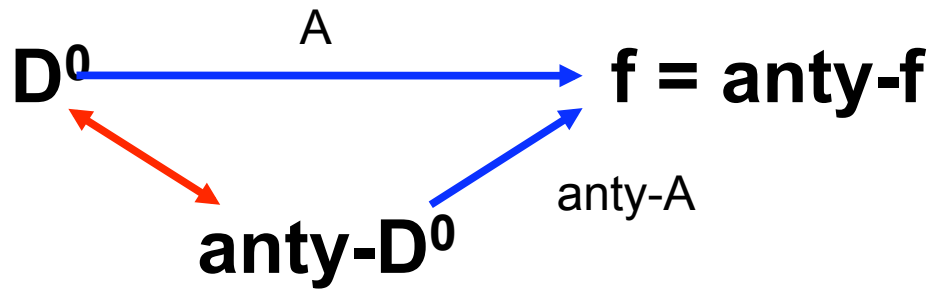
- W MS łamanie symetrii CP w rozpadach może być większe niż w mieszaniu i zależy od stanu końcowego (szacuje się  $\sim 10^{-3}$ )

$\longrightarrow$  Łamanie symetrii CP należy szukać wszędzie, gdzie jest to możliwe, np.  $D \rightarrow hh$ ,  $D \rightarrow hhh$ ,  $D \rightarrow hhhh$

# Sposoby łamania symetrii CP

## 3. interferencja:

między łamaniem symetrii CP w **mieszaniu** i w **rozpadach** (pośrednie)





# Dlaczego fizyka powabu jest interesująca?



## Pierwszy pomiar mieszania $D^0$ -anty- $D^0$ , 2007, Belle, BaBar

- rozszerzyło to możliwości badania łamania symetrii CP w rozpadach cząstek powabnych
  - **dotychczas brak było eksperymentalnego potwierdzenia asymetrii CP**
  - **następny krok: potwierdzenie istnienia łamania symetrii CP w rozpadach cząstek powabnych**
- Oczekiwane tutaj łamanie symetrii CP w MS jest małe ( $<10^{-3}$ )
  - mniejsze niż w rozpadach cząstek pięknych
  - **doskonałe miejsce dla poszukiwań Nowej Fizyki (bo tło od MS małe)**
- Łącznik do fizyki B
  - wiele mezonów B rozpada się na cząstki c ( $b \rightarrow c$ )  $\sim 50\%$  przejść

# Metody pomiaru łamania symetrii CP w rozpadach D

## Dwie klasy analiz:

- pomiary zależności czasowej  
(dostarczają informacji o łamaniu symetrii CP  
w mieszaniu i interferencji)
- pomiary wyciąkowane po czasie  
(dostarczają informacji o łamaniu symetrii CP  
w rozpadach i w mieszaniu)

Dwa przykłady  
pomiarów w LHCb



- $D^0 \rightarrow K^+ K^-$  vs  $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
- $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

**LHCb** został zbudowany dla badań fizyki b:

- precyzyjnych badań łamania parzystości CP w rozpadach cząstek B
- i rzadkich rozpadów B.

Zmierzone w LHCb przekroje czynne:

$$7 \text{ TeV pp: } \sigma(b\bar{b}) \sim 0.3 \text{ mb}$$
$$\sigma(c\bar{c}) \sim 20 \times \sigma(b\bar{b}) \sim 6 \text{ mb}$$

- duży przekrój czynny  $\rightarrow$  bardzo dużo produkowanych cząstek powabnych
- duże możliwości bardzo precyzyjnych pomiarów **także dla cząstek powabnych**
- badania cząstek powabnych są konkurencją dla badań cząstek pięknych  $\rightarrow$  **problem ograniczonych możliwości zapisu danych**

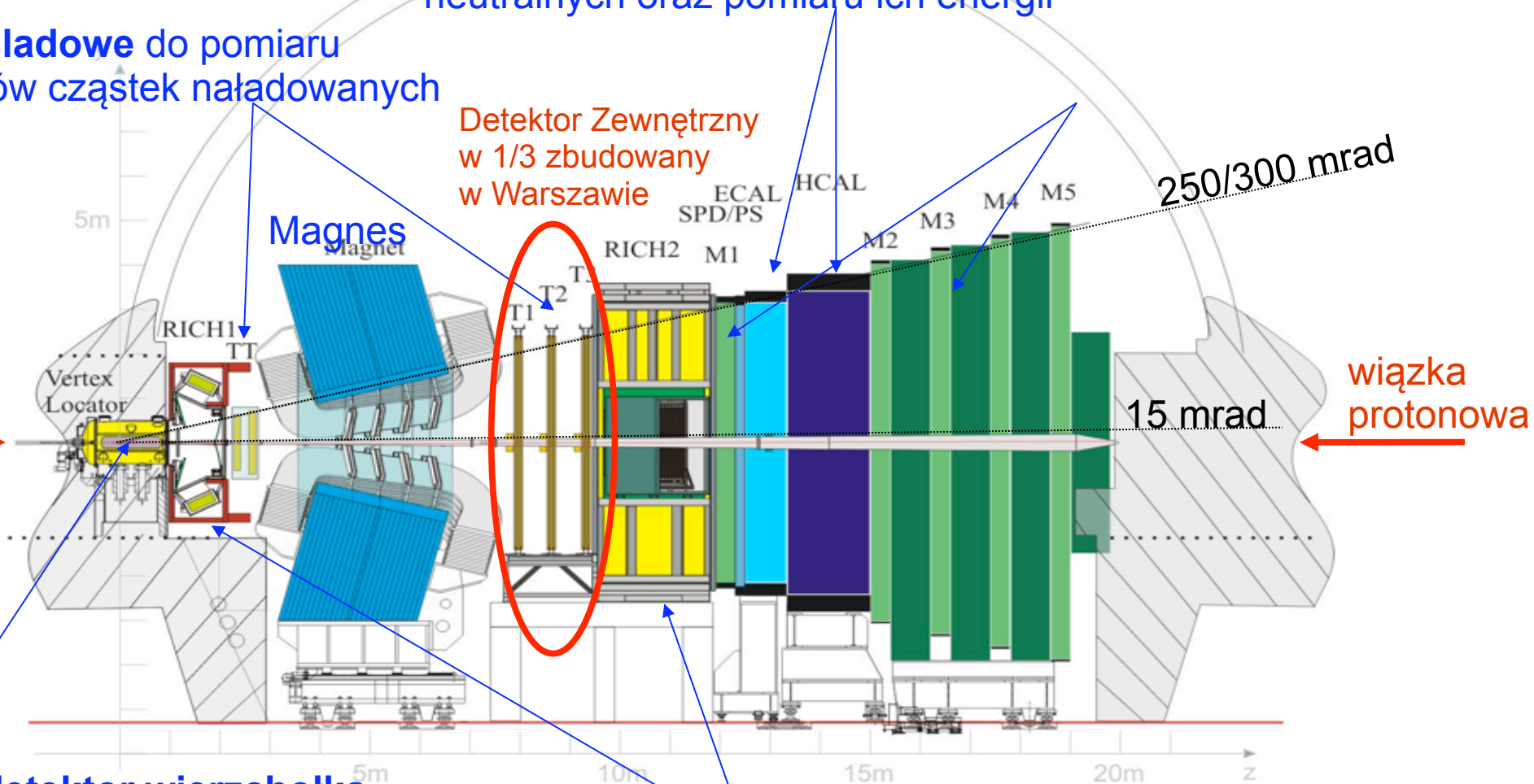
# Detektor LHCb

Kalorymetry elektromagnetyczny (ECAL) i hadronowy (HCAL) do identyfikacji elektronów, hadronów i cząstek neutralnych oraz pomiaru ich energii

Detektory śladowe do pomiaru kątów i pędów cząstek naładowanych

Detektor Zewnętrzny w 1/3 zbudowany w Warszawie

wiązka protonowa



wiązka protonowa

Krzemowy detektor wierzchołka do dokładnego pomiaru punktów produkcji i rozpadu cząstek pięknych i powabnych

Detektory promieniowania Czerenkowa (RICH 1 i 2) do identyfikacji mezonów  $\pi$  i K oraz protonów

**VELO** – wysoka precyzja: rozdzielczość IP:  $38 \mu\text{m}$  dla 1 GeV

**System rekonstrukcji torów** – dokładność czasu życia  $\sim 50 \text{ fs}$ :  $0.1 \tau(D^0)$

**RICH** - bardzo dobra identyfikacja cząstek  $\pi$  i K: błędna identyfikacja  $< 5 \%$

# Układ wyzwalania i cząstki powabne

**LHC** **~10 MHz**

**c-anty-c ~10%**

Sprzętowy

**L0** **~1 MHz**

3 poddetektory:  
ECAL, HCAL, Muon

**c-anty-c ~50%**

Po L0 **~500 kHz** przypadki **c-anty-c**

**Nie ma możliwości zapisania inkluzywnych linii dla powabu!**

Możliwe tylko **linie ekskluzywne** dopasowane dla każdej analizy dostarczające sygnału o wysokiej efektywności i czystości próbek

**Hlt1** (częściowa rekonstrukcja) **~50 kHz** (efektywność **~50 %**)

Programowalny

**Hlt2** (pełna rekonstrukcja)

**3 kHz**

2 kHz – fizyka B

**1 kHz** – ekskluzywne selekcje **D** → **hh/3h/4h** (efektywność 50-90%)

np.: **5k**  $D^{*\pm} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^{\pm} K^{-}) \pi^{\pm}$  na  $1 \text{ pb}^{-1}$  (**2010: 38 pb<sup>-1</sup>**, **2011: 1.1 fb<sup>-1</sup>**)

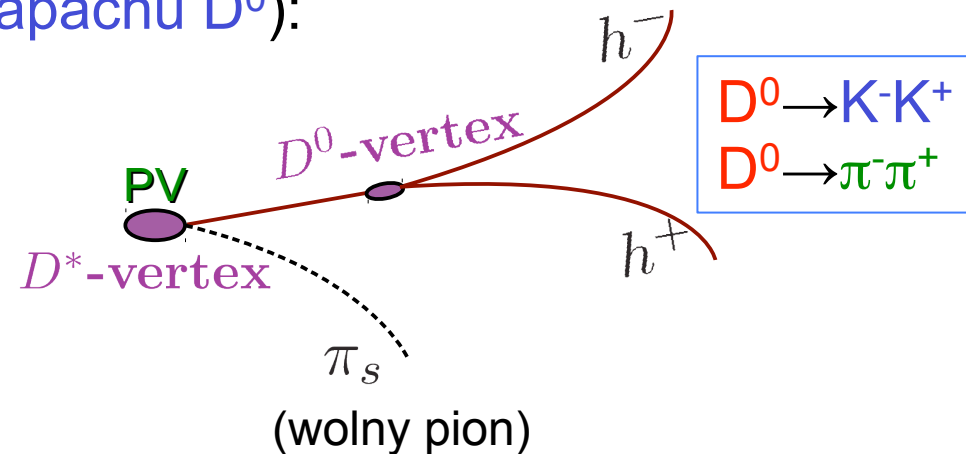
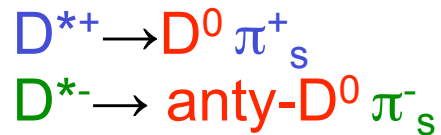
# Asymetria cząstka-antycząstka

Chcemy zmierzyć **asymetrię** między cząstkami a antycząstkami

$$A_{CP} \equiv \frac{N_{CP}(D^0 \rightarrow h^- h^+) - N_{CP}(\bar{D}^0 \rightarrow h^- h^+)}{N_{CP}(D^0 \rightarrow h^- h^+) + N_{CP}(\bar{D}^0 \rightarrow h^- h^+)}$$

gdzie  $h=K,\pi$

- **Konieczne jest zidentyfikowanie cząstek  $D^0$  i anty- $D^0$**
- W tym celu używamy rozpadów naładowanych  $D^{*\pm}$  (znak wolnego pionu służy do oznaczenia zapachu  $D^0$ ):



Mierzona asymetria między  $D^0$  a anty- $D^0$ :

$$A_{RAW}(f)^* \equiv \frac{N(D^{*+} \rightarrow D^0(f)\pi^+) - N(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\bar{f})\pi^-)}{N(D^{*+} \rightarrow D^0(f)\pi^+) + N(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0(\bar{f})\pi^-)}$$

$f = K^-K^+, \pi^-\pi^+$

# Pomiar $\Delta A_{CP}$ w LHCb

Mierzona asymetria  $A_{RAW}$  jest sumą kilku asymetrii:

$$A_{RAW}(f)^* = A_{CP}(f) + A_D(f) + A_D(\pi_s) + A_P(D^*)$$

asymetria  
pochodząca  
z łamania  
symetrii CP

asymetria  
detektorowa  
związana z  
rekonstrukcją  $D^0$

asymetria  
detektorowa  
związana z  
rekonstrukcją  $\pi_s$

asymetria produkcji  $D^*$   
**w wierzchołku**  
**pierwotnym** (różna  
liczba  $D^{*+}$  i  $D^{*-}$ )

$$A_{CP}, A_D, A_P \equiv \frac{N_{CP}(D^0) - N_{CP}(\bar{D}^0)}{N_{CP}(D^0) + N_{CP}(\bar{D}^0)}$$

Asymetrie detektorowe dla  $K^-K^+$  i  $\pi^-\pi^+$  kasują się bo stany końcowe symetryczne

$$A_D(K^-K^+) = A_D(\pi^-\pi^+) = 0$$

Asymetrie detektorowa  $A_D(\pi_s)$  i produkcji  $A_P(D^*)$  skasują się jeżeli odejmiemy asymetrie mierzone  $A_{RAW}$  dla  $K^-K^+$  i  $\pi^-\pi^+$  (dlatego mierzymy ich różnicę)

$$\begin{aligned} \Delta A_{CP} &\equiv A_{CP}(K^+K^-) - A_{CP}(\pi^+\pi^-) \\ &= A_{RAW}(K^+K^-)^* - A_{RAW}(\pi^+\pi^-)^* \end{aligned}$$

# Wybór bezpośrednich $D^{*\pm}$ ( $D^0$ )

Używamy  $D^{*\pm}$  wyprodukowanych w wierzchołku pierwotnym

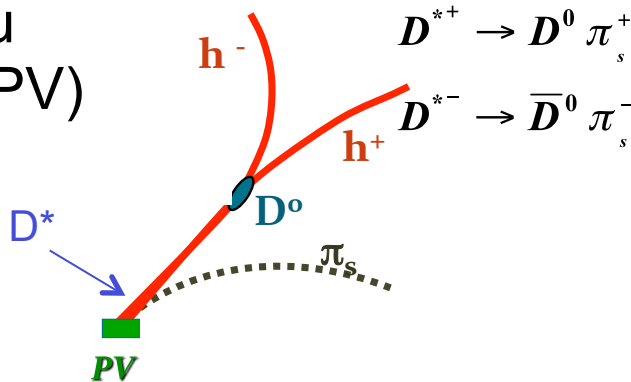
Do rozdzielania  $D^{*\pm}$  bezpośrednich i pochodzących z rozpadów B używamy  $\chi^2(\text{IP})$

Dwa typy produkcji  $D^{*\pm}$  ( $D^0$ ):

- bezpośrednie** – produkowane w wierzchołku pierwotnym (PV)

$$\text{IP}(D^0) \sim 0$$

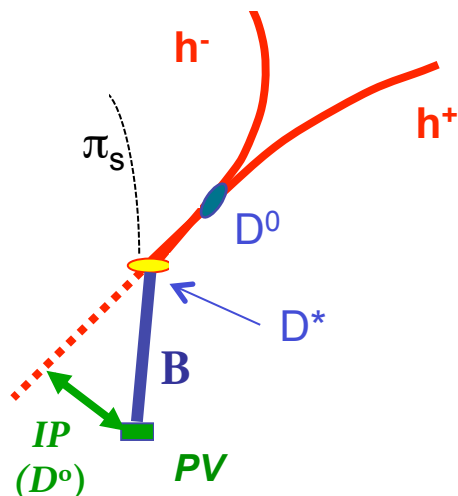
$$\chi^2(\text{IP}) \sim 0$$



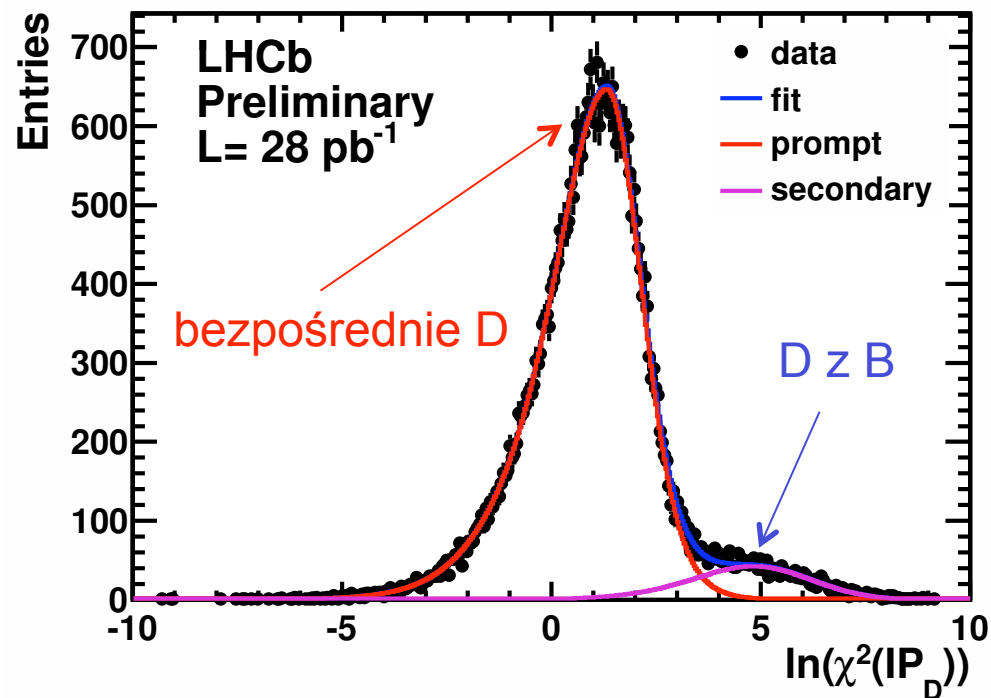
- wtórne** – produkowane w rozpadach B [ $B(B \rightarrow D^{*\pm}(D)X)$ ]

$$\text{IP}(D^0) > 0$$

$$\chi^2(\text{IP}) > 0$$



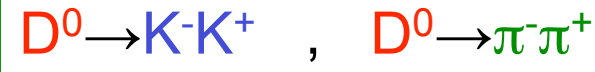
Na przykładzie  $D^0 \rightarrow K^+ K^-$



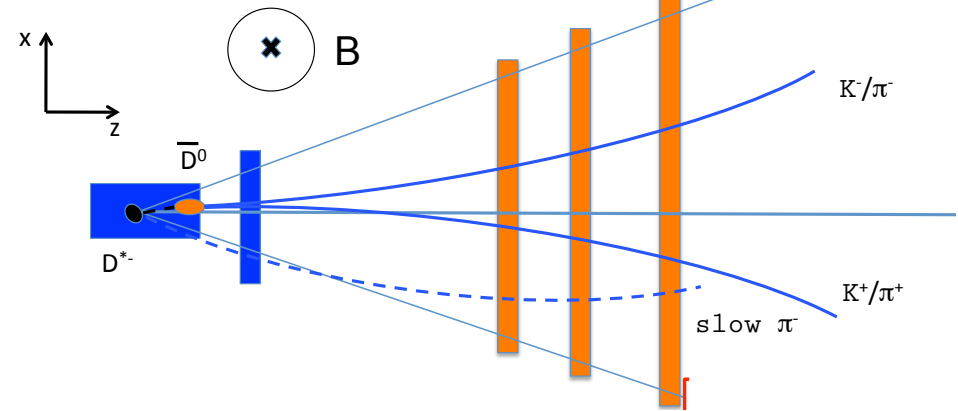
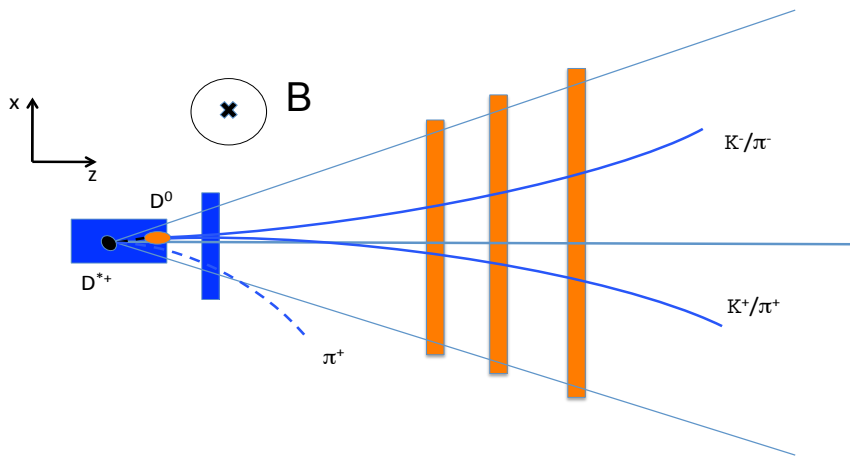
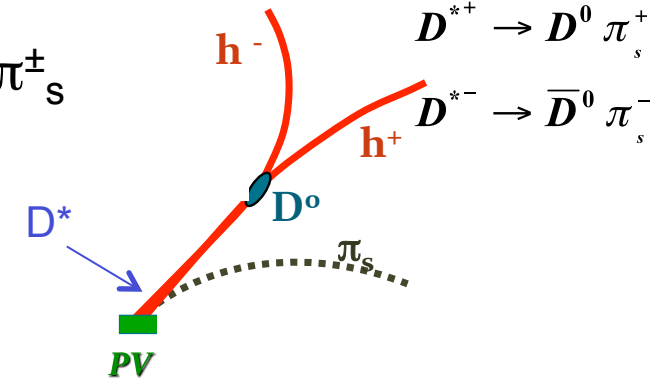
IP – parametr zderzenia  
 liczony względem PV  
 $\chi^2(\text{IP})$  – jakość pomiaru IP  
 Używamy  $\chi^2$  bo efektywniejsze



# Kryteria wyboru przypadków



- Jakość rekonstrukcji parametru zderzenia dla  $D^0$ :  $\chi^2 IP(D^0) < 9$
- Jakość rekonstrukcji wierzchołka  $D^0$  ( $D^*$ )
- Jakość rekonstrukcji torów trzech cząstek  $K^- K^+ \pi^{\pm}_{\text{s}}$  ,  $\pi^- \pi^+ \pi^{\pm}_{\text{s}}$
- Pęd poprzeczny  $D^0$ :  $p_{\text{T}}(D^0) > 2 \text{ GeV}$
- Czas życia  $D^0$ :  $ct > 100 \mu\text{m}$
- Identyfikacja K i  $\pi$
- Akceptacja wolnych  $\pi_{\text{s}}$ : tylko  $\pi_{\text{s}}$  rekonstruowane w centralnej części detektora



$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  nierekonstruowane

$D^{*-} \rightarrow \text{anty-}D^0 \pi^-_{\text{s}}$  rekonstruowane

→ Powoduje to asymetrię między  $D^{*+}$  a  $D^{*-}$

- Okno masy  $D^0$ :  $1844 < m(D^0) < 1884 \text{ MeV}$

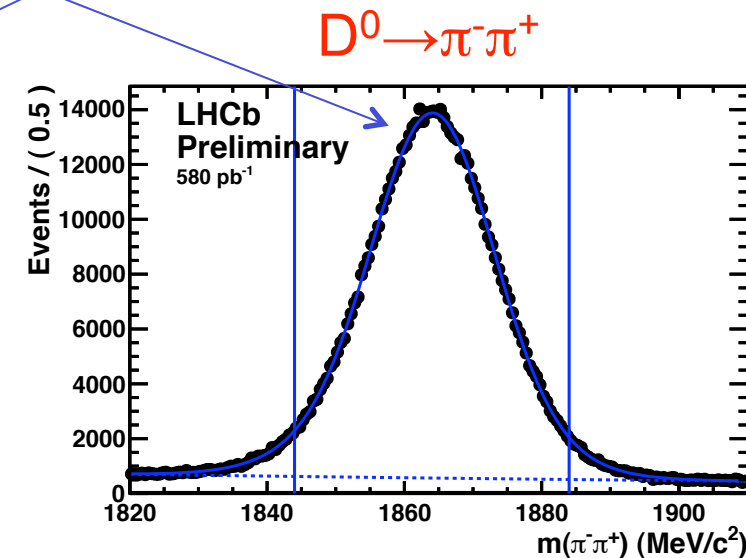
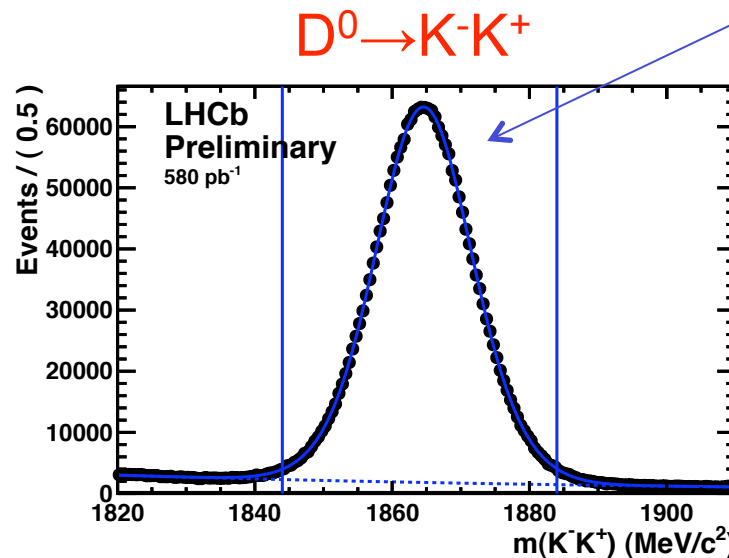
# Masa niezmiennicza $K^-K^+$ i $\pi^-\pi^+$

To NIE jest Monte Carlo

Rozpady  $D^0$  pochodzące z rozpadów  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$  z obszaru:

$$0 < \delta m < 15 \text{ MeV}$$

$$\delta m = m(D^0 \pi^+) - m(D^0) - m(\pi^+)$$



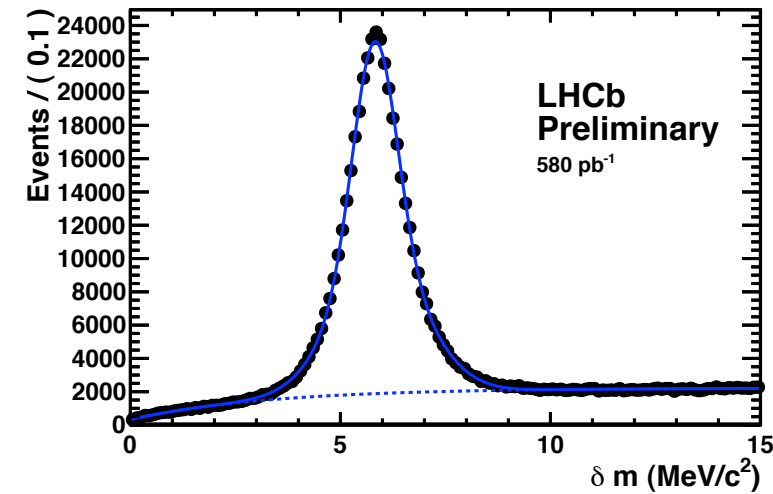
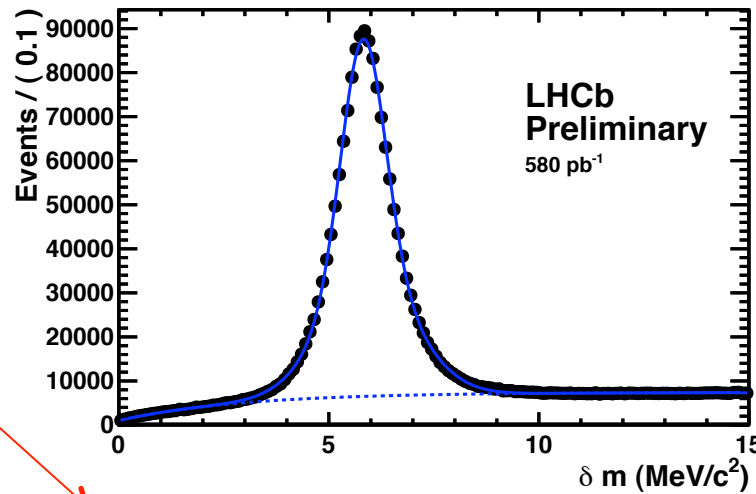
$$1844 < m(D^0 \rightarrow K^- K^+) < 1884 \text{ MeV}$$

$$1844 < m(D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+) < 1884 \text{ MeV}$$

Dla okna masy:  
 $1844 < m(D^0) < 1884 \text{ MeV}$

$K^- K^+$ : 1.4 mln  
 $\pi^- \pi^+$ : 381k

$L = 580 \text{ pb}^{-1} \text{ (2011)}$



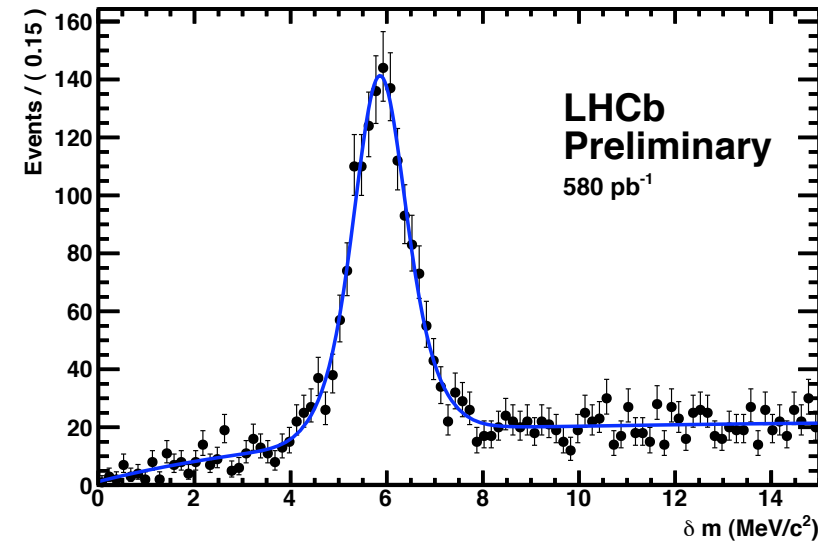
Pomiar  $\Delta A_{CP} \equiv A_{CP}(K^+ K^-) - A_{CP}(\pi^+ \pi^-)$

# Procedura pomiaru $\Delta A_{CP}$ w LHCb

- Asymetrie mierzone  $A_{RAW}(K^-K^+)$  i  $A_{RAW}(\pi^-\pi^+)$  są otrzymane z jednoczesnego dopasowania funkcji do obu rozkładów ( $D^0$  i anty- $D^0$ )  $\delta m = m(D^0\pi^+) - m(D^0) - m(\pi^+)$  w **216 przedziałach**:

- 54 przedziały kinematyczne:  $p_T(D^*), \eta(D^*), p(\pi_s)$ 
  - asymetrie produkcji i detektorowa mogą zależeć od  $p_T$  i  $\eta$
  - również efektywność rekonstrukcji  $K^-$  i  $K^+$  oraz  $\pi^-$  i  $\pi^+$  może być różna
- x 2 = 108 przedziałów  
dwie polaryzacje pola magnetycznego
- x 2 = 216 przedziałów  
dwa okresy zbierania danych, przed i po przerwie technicznej:  $350\text{pb}^{-1}$ ,  $230\text{pb}^{-1}$
- 432 niezależne dopasowania funkcji dla  $D^0 \rightarrow K^-K^+$  i  $D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$

Przykład: pierwszy przedział  
 $D^0 \rightarrow K^-K^+$ , MagUp



- 216 wartości  $\Delta A_{CP}$ :**

$$\begin{aligned} \Delta A_{CP} &\equiv A_{CP}(K^+K^-) - A_{CP}(\pi^+\pi^-) \\ &= A_{RAW}(K^+K^-)^* - A_{RAW}(\pi^+\pi^-)^* \end{aligned}$$

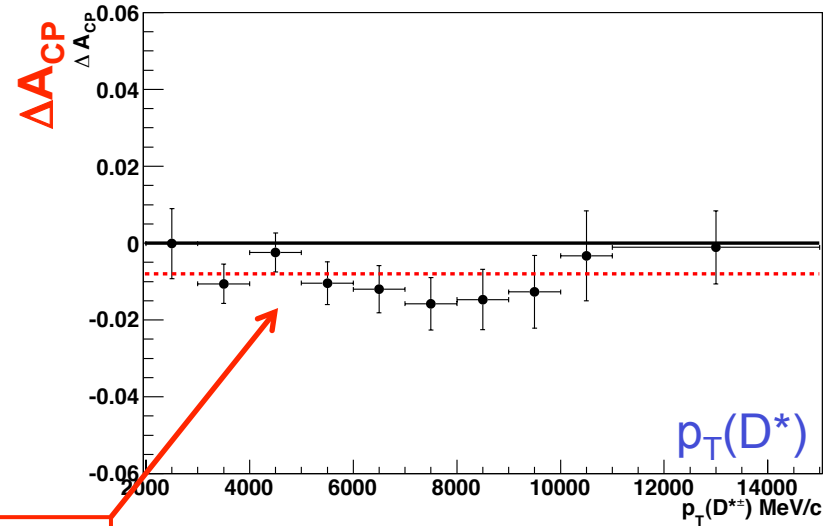
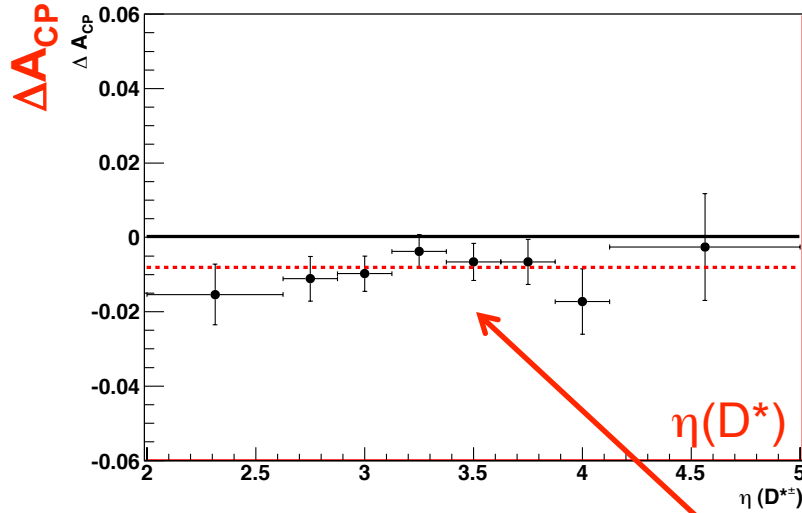
Okazało się, że mierzone asymetrie od przedziału do przedziału są zgodne

- Końcowe  $\Delta A_{CP} \rightarrow$  średnia ważona

- Całkowita niepewność statystyczna pomiaru  $\Delta A_{CP}$ : 0.21%**

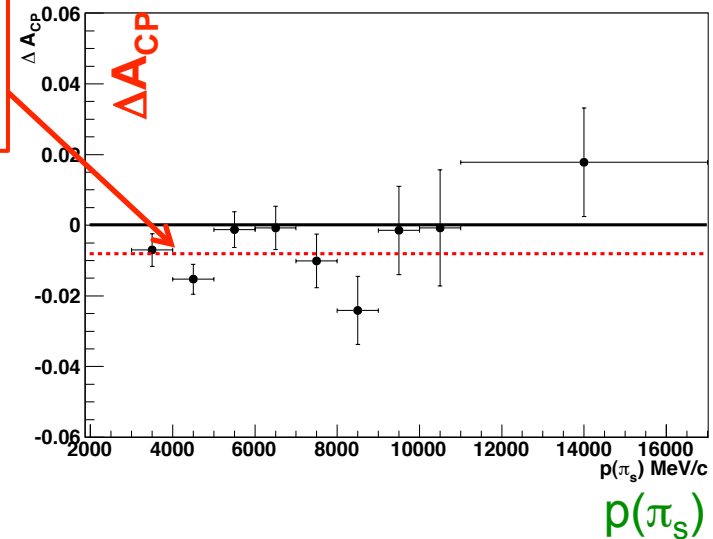
# Zależność od zmiennych kinematycznych

Mierzone  $\Delta A_{CP}$  w trzech zmiennych  $\eta(D^*)$ ,  $p_T(D^*)$  i  $p(\pi_s)$



Czerwona linia – wynik końcowy

Mierzone  $\Delta A_{CP}$  nie zależą od  $\eta(D^*)$ ,  $p_T(D^*)$  i  $p(\pi_s)$  – asymetrie wyższych rzędów są zaniedbywalne



# Niepewności systematyczne

Niepewności systematyczne, które mają **największy wkład**:

- **Dopasowanie funkcji: 0.08 %**
  - pomiar  $\Delta A_{CP}$ , gdy liczba  $D^+$  i  $D^-$  uzyskana przez odjęcie uśrednionego tła w rozkładzie  $\delta m$
- **Przypadki z kilkoma kandydatami na rozpad: 0.06 %**
  - jeżeli dla przypadków, które zawierają kilku kandydatów wybierze się jednego kandydata losowo
- **Podział na przedziały: 0.02%**
  - jeśli porównamy  $\Delta A_{CP}$  wyznaczoną globalnie z wyznaczoną z przedziałów kinematycznych

Całkowita niepewność systematyczna: **0.11%**

# Pomiar $\Delta A_{CP}$

Średnia ważona (LHCb 2011, 580 pb<sup>-1</sup>):

$$\Delta A_{CP} = [-0.82 \pm 0.21^{stat} \pm 0.11^{syst}] \%$$

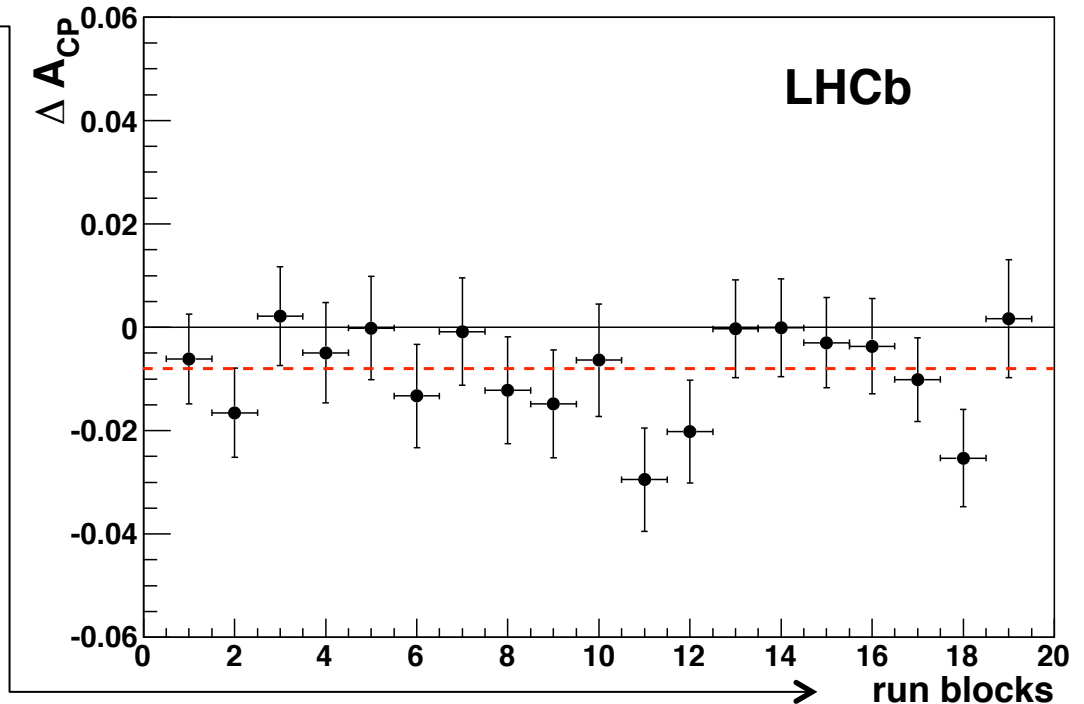
znaczącość: **3.5  $\sigma$**

Prawdopodobieństwo, że nie ma łamania symetrii CP: **0.15%**

# Dodatkowe sprawdzenie

- Cykle zbierania danych pogrupowano w czasie (19 bloków)
- Pomiar  $\Delta A_{CP}$  są zgodne w granicach niepewności
- Wykonano inne testy, m.in.
  - różne kinematyczne przedziały
  - różne kryteria selekcji
  - zastosowano inną funkcję do opisu sygnału i tła w rozkładzie  $\delta m$

Linia czerwona – wynik końcowy



Wszystkie zmiany są w granicach niepewności statystycznych i systematycznych

# Interpretacja pomiaru $\Delta A_{CP}$

Łamanie symetrii CP: w rozpadach i w mieszaniu

$$A_{CP}(f) \approx a_{CP}^{dir}(f) + \frac{\langle t \rangle}{\tau} a_{CP}^{ind}$$

[JHEP 1106 (2011) 089]

Czas życia  $D^0$  (PDG)

Średni czas własny użytej próbki (akceptacje w funkcji czasu dla  $K^-K^+$  i  $\pi^-\pi^+$  nie są takie same)

$$\Delta A_{CP} \equiv A_{CP}(K^+K^-) - A_{CP}(\pi^+\pi^-)$$

$$\Delta A_{CP} = [a_{CP}^{dir}(K^-K^+) - a_{CP}^{dir}(\pi^-\pi^+)] + \frac{\Delta \langle t \rangle}{\tau} a_{CP}^{ind}$$

Ponieważ łamanie symetrii CP w mieszaniu jest uniwersalne i nie zależy od stanu końcowego, to wkład tego łamania powinien się skasować przy odjęciu, ale jest niezerowa różnica czasów własnych mezonów  $D^0$  w użytych próbkach  $K^-K^+$  i  $\pi^-\pi^+$ :

$$\frac{\Delta \langle t \rangle}{\tau} = \frac{\langle t_{KK} \rangle - \langle t_{\pi\pi} \rangle}{\tau} = (9.8 \pm 0.9)\%$$

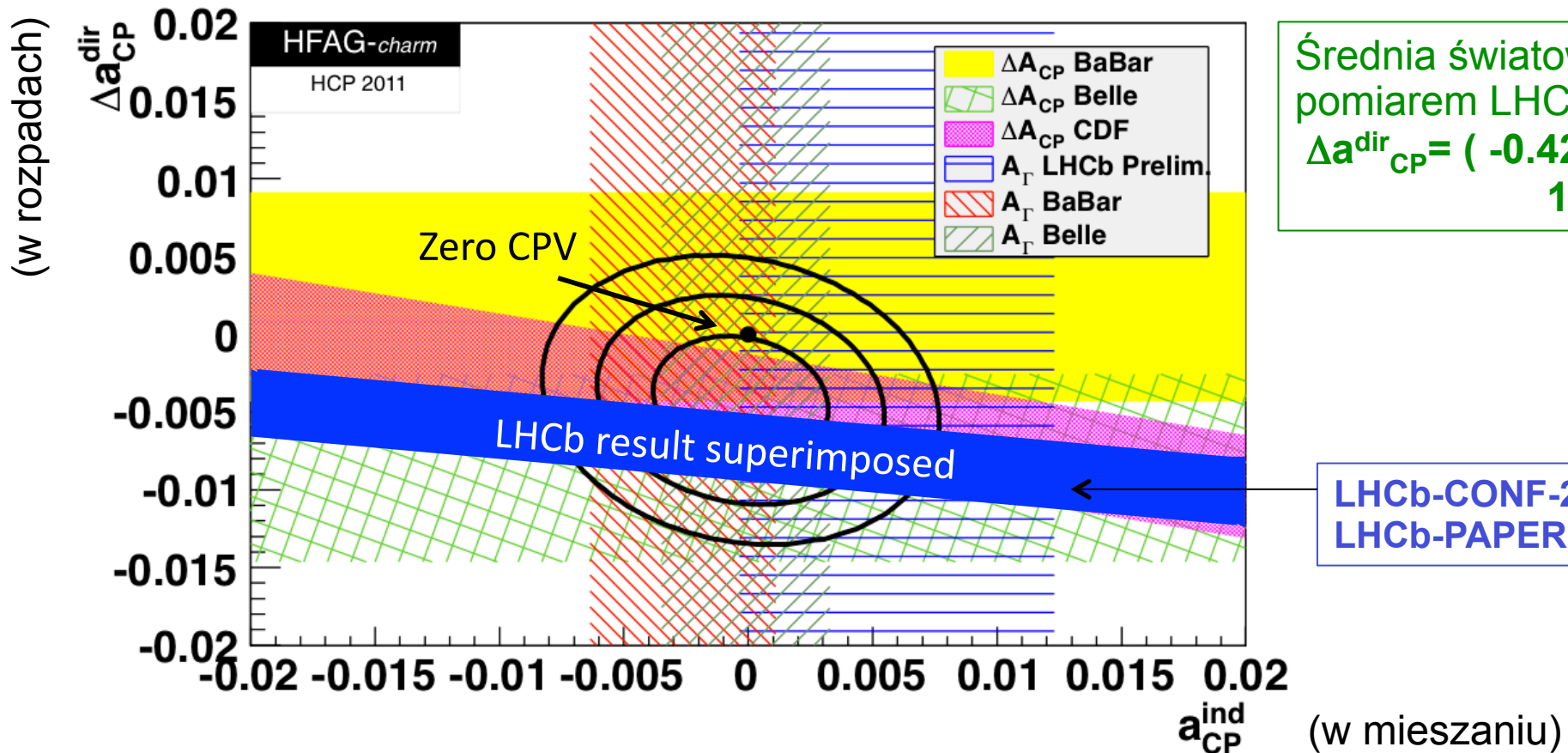
Wkład od łamania symetrii CP w mieszaniu kasuje się w  $\sim 90\%$

W przybliżeniu jest to **pomiar różnicy łamania symetrii CP w rozpadach**



# Pomiar $\Delta A_{CP}$ : porównanie

Pierwszy pomiar asymetrii CP w rozpadach cząstek powabnych  
Dotychczas najważniejszy wynik z LHC



LHCb 2011, 580 pb<sup>-1</sup>:

$$\Delta A_{CP} = [-0.82 \pm 0.21^{stat} \pm 0.11^{syst}] \%$$

znaczącość: 3.5  $\sigma$

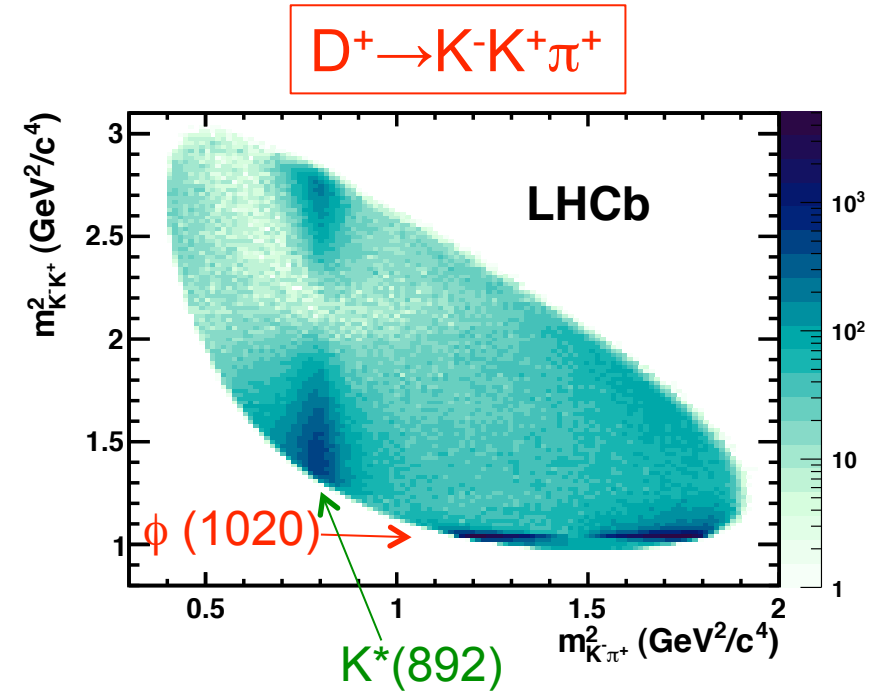
LHCb 2011 całkowite 1.1 fb<sup>-1</sup> (pozostałe 500 pb<sup>-1</sup> jest analizowane)

# Łamanie symetrii CP w rozpadach $D^\pm \rightarrow hhh$

Znalezienie łamania symetrii CP w rozpadach  $D^0 \rightarrow hh$  daje nadzieję na znalezienie tej asymetrii także w innych rozpadach, np.  $D^\pm \rightarrow hhh$

Rozpady  $D \rightarrow hhh$ :

- produkty rozpadu tworzą wiele pośrednich stanów rezonansowych, widocznych na rozkładach Dalitza
- duże różnice faz silnych między stanami rezonansowymi są warunkiem koniecznym, abyśmy obserwowali łamanie symetrii CP



$$A_{symCP} \sim |A_1| |A_2| \sin(\phi_1 - \phi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)$$

różnica faz słabych
różnica faz silnych

➔ Mamy nadzieję na obserwację **lokalnych asymetrii ładunkowych**

- **Lokalne asymetrie ładunkowe mogą zmieniać znak** przy przejściach przez maksimum rozkładu masy utworzonego stanu rezonansowego
- Asymetria ładunkowa może być mierzalna **lokalnie w obszarach wydzielonych z rozkładów Dalitza**
- W danym obszarze rozkładu Dalitza asymetria ładunkowa może być dodatnia, a w innym ujemna. Przy całkowaniu po całej przestrzeni fazowej, wartość asymetrii ładunkowej może być rozmywana lub jej efekty mogą być całkowicie kasowane

**W celu znalezienia asymetrii porównujemy rozkłady Dalitza dla  $D^+$  i  $D^-$  lokalnie**

# Łamanie symetrii CP w rozpadach $D^\pm$

- Dla przedziałów z danego obszaru rozkładu Dalitza mierzymy **lokalną asymetrię ładunkową**

- Zamiast:  $\Delta(i) \equiv \frac{N^i(D^+) - N^i(D^-)}{N^i(D^+) + N^i(D^-)}$

obliczamy  $S_{CP}$  (procedura Mirandy):

$$S_{CP}^i \equiv \frac{N^i(D^+) - N^i(D^-)}{\sqrt{N^i(D^+) + N^i(D^-)}}$$

[Bediaga et al. Phys.Rev.D80(2009)096006]

- $S_{CP}$  jest miarą znaczącości różnicy między  $D^+$  i  $D^-$

- Po raz pierwszy zastosowana do poszukiwania lokalnych sygnałów w astronomii

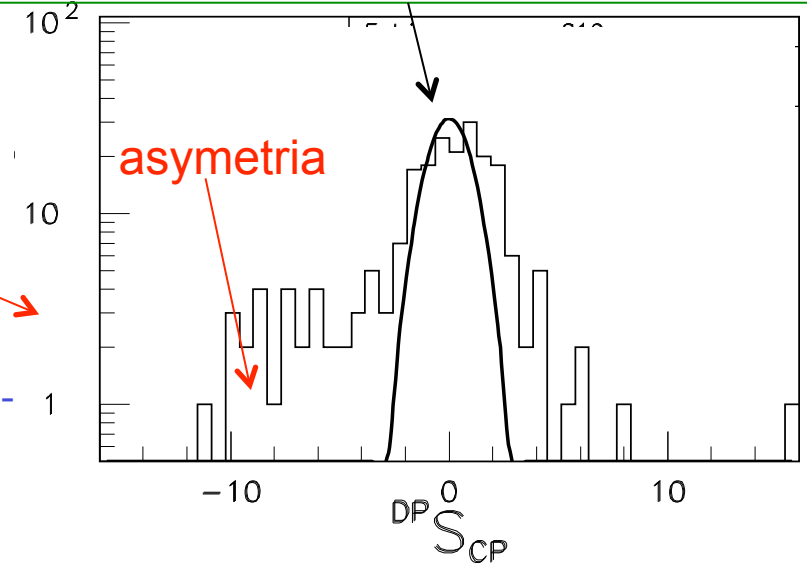
[Astr. Jour. 272:317, 1983]

- metodę opracowano w celu wyodrębnienia oryginalnych asymetrii od fluktuacji statystycznych

- Nie zależy od modelu

- W **LHCb** metodę użyto dla rozpadów trzyciałowych, np.  $D^+_{(s)} \rightarrow h \cdot h^+ h^+$  ( $h=K, \pi$ )

Jeżeli nie ma łamania symetrii CP (tylko fluktuacje statystyczne), to  $S_{CP}$  jest rozkładem Gaussa ( $\mu=0, \sigma=1$ )



Można zastosować także test  $\chi^2 = \sum S_{CP}^i{}^2$   
 → **Wartość P** – prawdopodobieństwo otrzymania wartości testu równej lub większej, niż otrzymanej przez nas, przy założeniu, że hipoteza zerowa jest spełniona

- Metody są równoważne

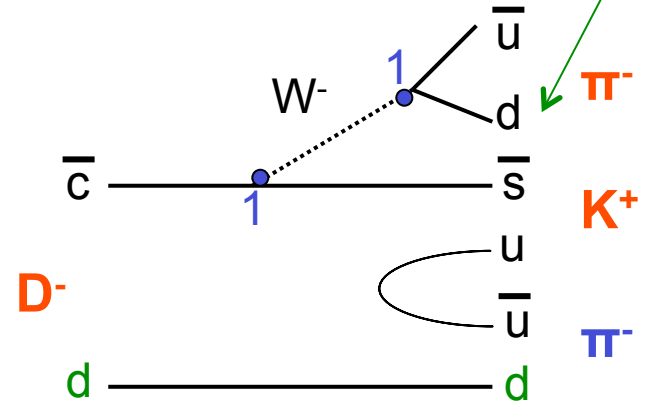
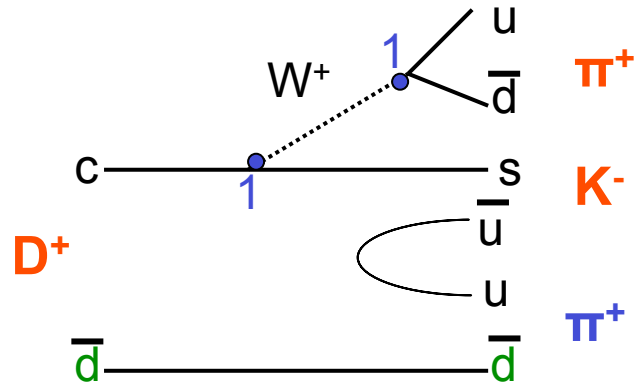
# Rozpady $D^+_{(s)} \rightarrow h^- h^+ h^+$ ( $h=K, \pi$ )

Rozpady, które badamy można podzielić na trzy klasy:

- **faworyzowane** – Cabibbo favoured (**CF**)
- **pojedynczo tłumione** – singly Cabibbo suppressed (**SCS**)
- **podwójnie tłumione** – doubly Cabibbo suppressed (**DCS**)



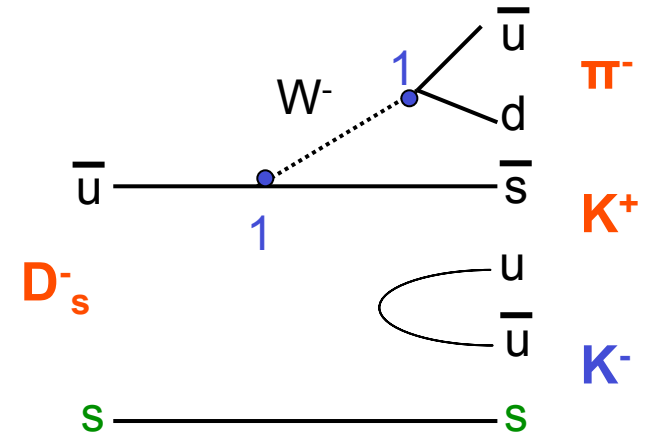
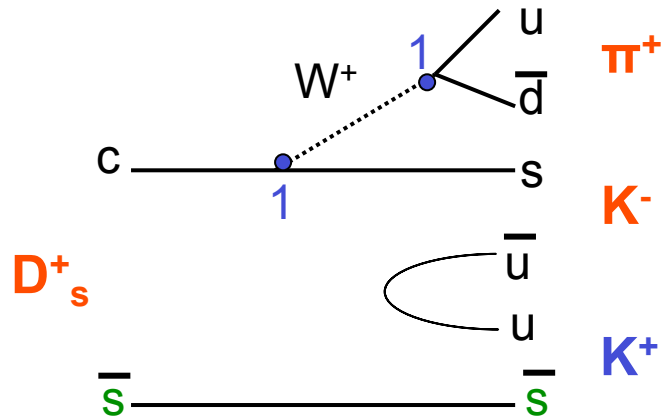
CF



może być  
kwark  $s$ :  $1 \rightarrow \lambda$   
(SCS)



CF



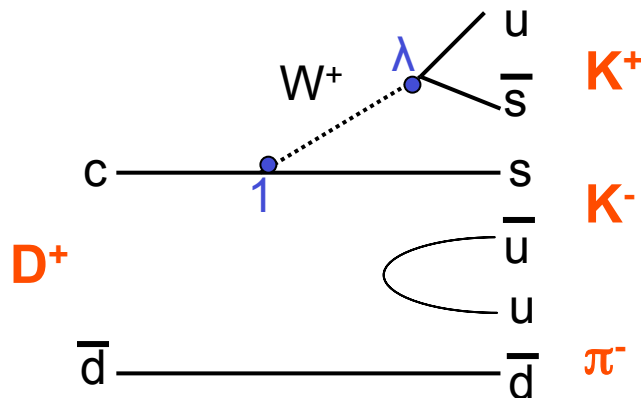
# Rozpad pojedynczo tłumiony



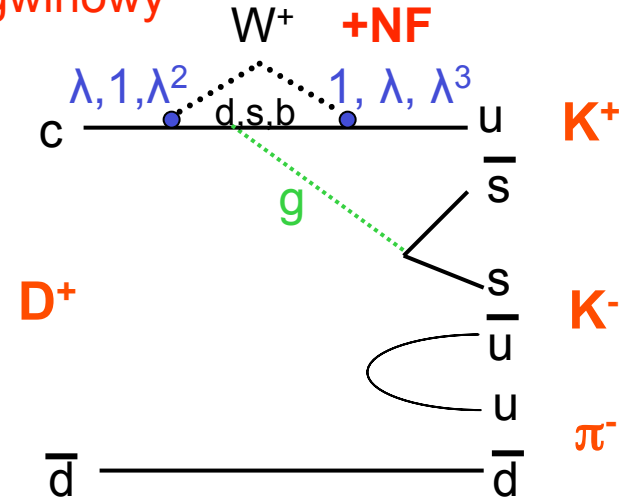
**pojedynczo tłumiony** – singly Cabibbo suppressed ( $\lambda$ ) (**SCS**)

drzewowy

$$\lambda = 0.22$$



pingwinowy



- dodatkowo rozpad **SCS** może zachodzić przez diagram **pingwinowy**
- dla **SCS** wkład od diagramu pingwinowego nie może być zanedbany, jak dla CF
- amplitudy na rozpad drzewowy i pingwinowy mogą interferować
- przewidywania **MS** łamania symetrii CP w rozpadach **~0.1 %**
- tam gdzie są **pętle** mogą być wymieniane **nowe cząstki**

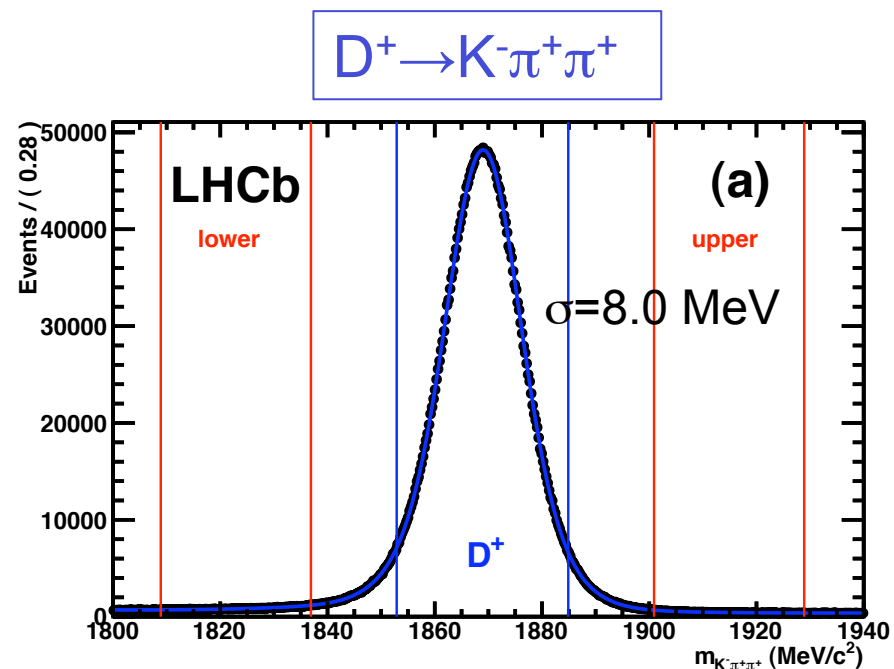
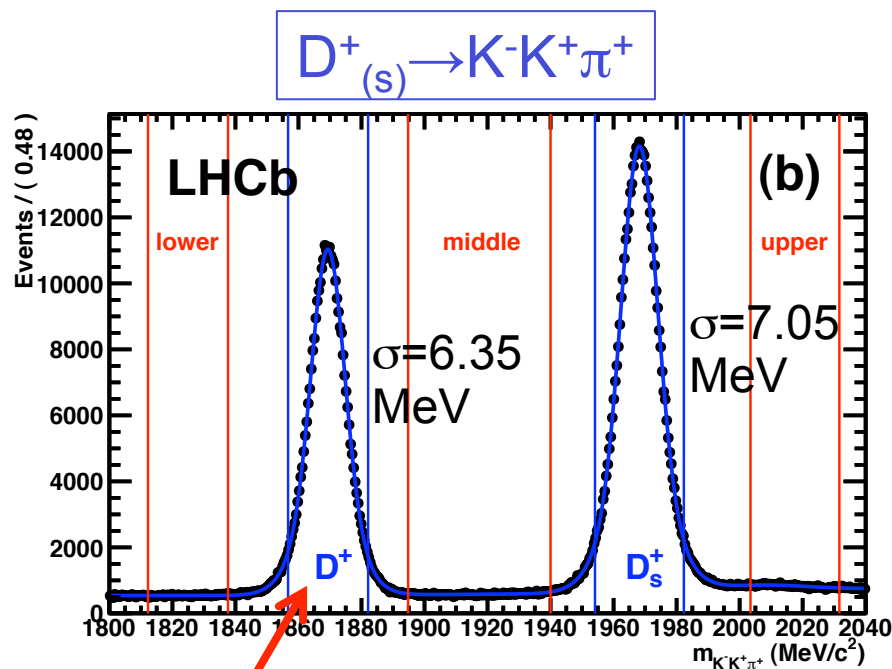
**➡ Diagram pingwinowy otwiera możliwości szukania Nowej Fizyki**

**Sygnal:**  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

Rozpady kontrolne (CF):  $D^+_s \rightarrow K^- K^+ \pi^+$  ,  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

# Rekonstrukcja rozpadów $D^+_{(s)} \rightarrow h^- h^+ h^+$ w LHCb

Analiza przeprowadzona na danych 2010: **38 pb<sup>-1</sup>**



**Sygnal (SCS)  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$**

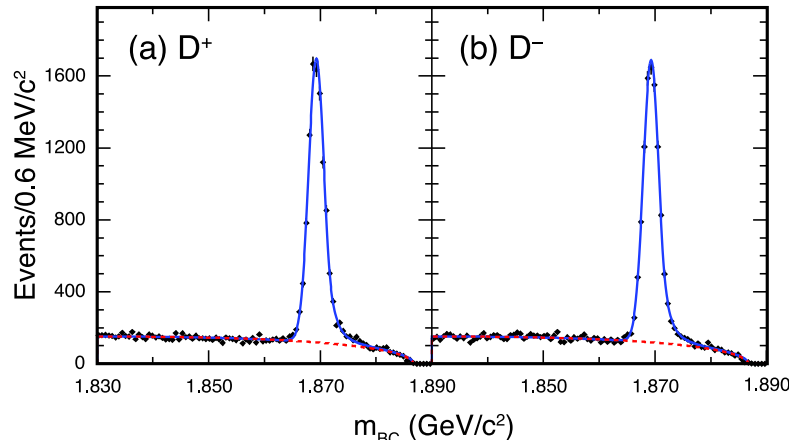
Po odjęciu tła w oknie  $2\sigma$ : **330k przypadków**, czystość  $\sim 90\%$

Rozpady kontrolne (CF):

$D^+_{(s)} \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ : 460k, czystość  $\sim 90\%$

$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ : 3.4mln, czystość  $\sim 98\%$

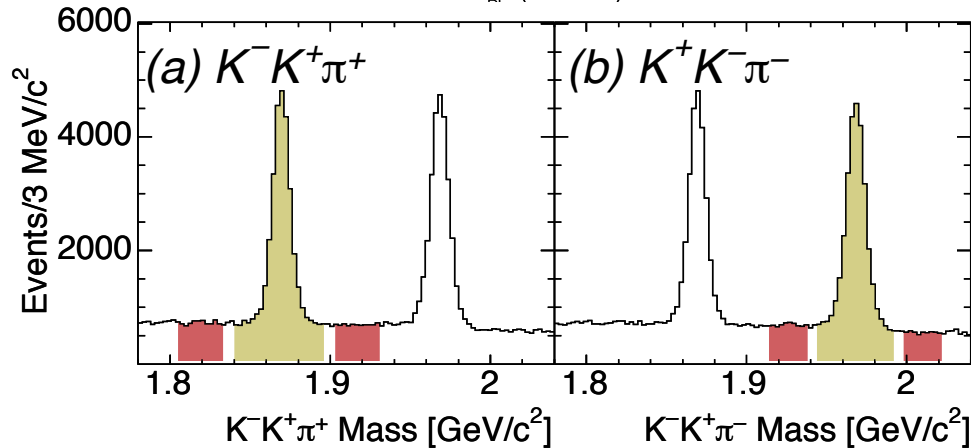
# Porównanie z CLEO i BaBar



**Sygnal  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$**

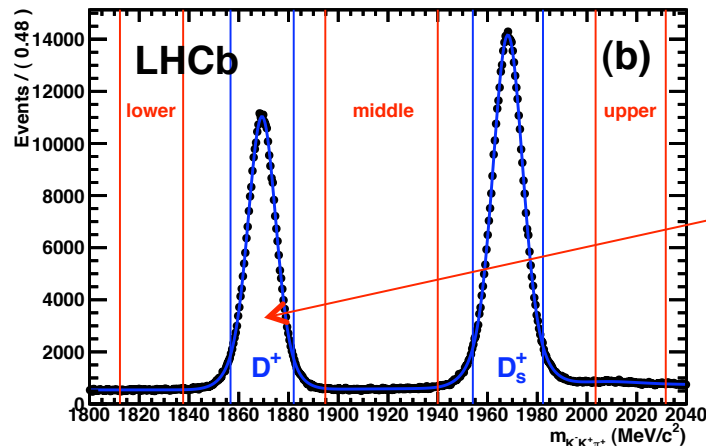
CLEO-c ( $818 \text{ pb}^{-1}$ )

$N(D^\pm) \sim 19\text{k}$ , czystość  $\sim 84 \%$



BaBar ( $80 \text{ fb}^{-1}$ )

$N(D^\pm) \sim 43\text{k}$ , czystość  $\sim 66 \%$



**LHCb** ( $2010: 38 \text{ pb}^{-1}$ )

$N(D^\pm) \sim 370\text{k}$  wszystkich kandydatów w oknie  $2\sigma$  (sygnal+tło),

- $\sim 9$  razy więcej niż BaBar
- czystość  $\sim 90 \%$



# Pomiar asymetrii

Jeżeli zmierzmy różnicę między  $D^+$  a  $D^-$ , to metoda nie mówi co jest jej przyczyną.

Zmierzona asymetria może pochodzić od:

- asymetrii produkcji
- asymetrii detektorowych (np. inaczej oddziałujące  $K^+$  i  $K^-$ , asymetrie efektywności w rekonstrukcji cząstek i antycząstek)
- asymetria tła
- asymetrii CP
- Najlepiej usunąć asymetrie zanieczyszczające:  
W celu pozbycia się asymetrii globalnych (np. asymetrii produkcji) normalizujemy rozkłady Dalitza dla  $D^+$  i  $D^-$ .

$$S_{CP}^i \equiv \frac{N^i(D^+) - \alpha N^i(D^-)}{\sqrt{N^i(D^+) + \alpha^2 N^i(D^-)}} \quad \alpha = \frac{N(D^+)}{N(D^-)}$$

- Pozostałe asymetrie zanieczyszczające można oszacować przez porównanie wyników metody dla różnych rozpadów

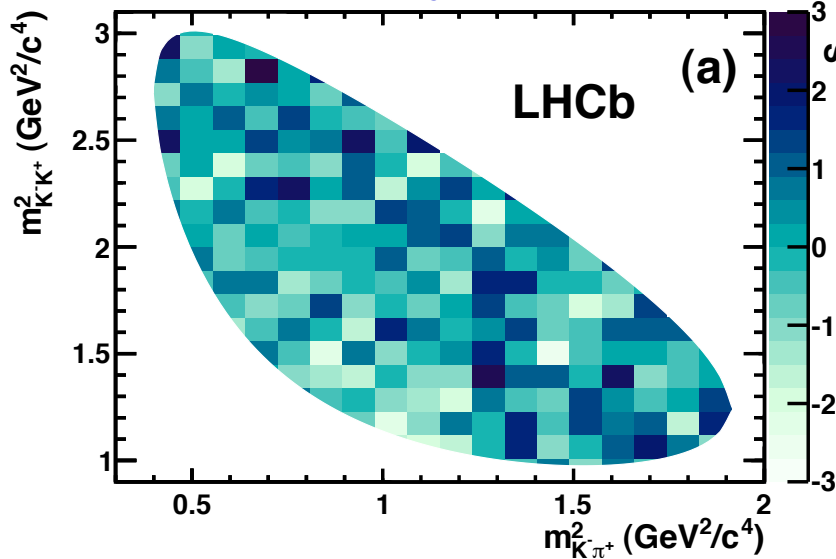
# Test metody

W celu sprawdzenia metody, użyto modelu Monte Carlo z CLEO-c

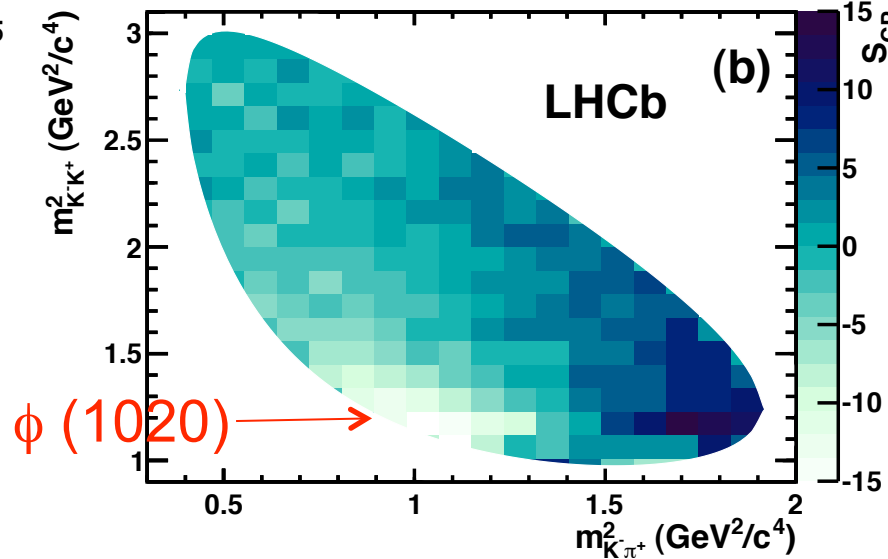
- Uwzględniono stany rezonansowe, które mogą mieć duży wkład w rozkładzie Dalitza:  $K^*(890)$ ,  $K^*_0(1430)$ ,  $\kappa(800)$ ,  $K^*_2(1430)$ ,  $\phi(1020)$
- Sprawdzone odpowiedź metody:
  - gdy w MC nie ma łamania symetrii CP oraz
  - gdy w MC wprowadzono łamanie CP

**Sygnal  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$**

Próbka 50 razy dane 2010



$5 \times 10^7$  przypadków z różnicą faz słabych  $4^\circ$  między amplitudami dla rezonansu  $\phi(1020)$  z rozpadów  $D^+ \rightarrow \phi \pi^+$  a  $D^- \rightarrow \phi \pi^-$



Identyczne przedziały  
Inna skala  $S_{CP}$



Gdy nie ma łamania symetrii CP, brak sygnału (dobrze). Wartość  $P \sim 5\%$   
– nie ma łamania symetrii CP

Wartość  $P \sim 10^{-100}$

– jest łamanie symetrii CP

– widoczna zmiana znaków  $S_{CP}$  dla obszaru  $\phi$

# Test liczby przedziałów

Kolejnym pytaniem jest **na ile przedziałów podzielić rozkład Dalitza**, aby metoda miała wysoką czułość na pomiar łamania symetrii CP

- **Problem:**

- każdy dodatkowy przedział to dodatkowy stopień swobody. Jeśli w danym przedziale wartość łamania symetrii CP jest stała, to jeżeli podzielimy go na dwa przedziały, to nie zwiększymy sygnału ( $\chi^2$ ), ale zwiększymy tło (ndf),
- ale jeżeli asymetria zmienia znak w danym przedziale, to zbyt mała liczba przedziałów może rozmyć asymetrię

- **Testowano różne wersje przedziałów:**

- przedziały o tej samej szerokości, a różnej liczbie przypadków
- przedziały o różnej szerokości i podobnej liczbie przypadków
  - ✧ bo obszary, w których są rezonanse można podzielić na więcej przedziałów

# Test liczby przedziałów

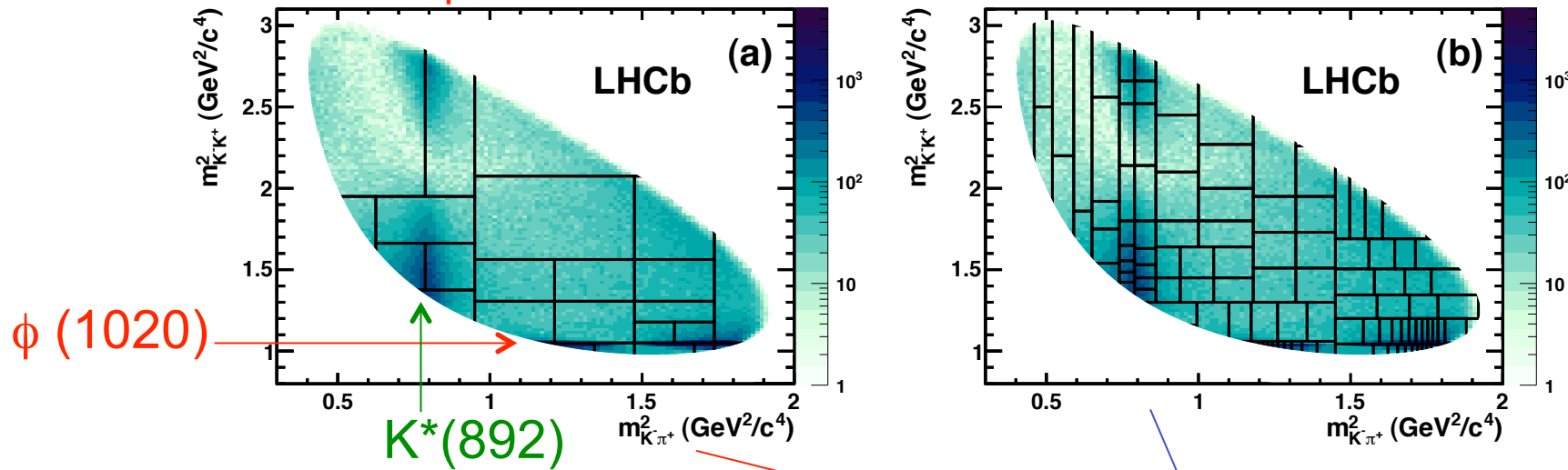
## Przedziały o różnej szerokości

Sygnal  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

Monte Carlo

25 przedziałów

108 przedziałów



	P(3 $\sigma$ )	P(3 $\sigma$ )
Brak łamania symetrii CP	0%	1%
różnica 6 $^\circ$ w faz słabych $\phi(1020)$	99%	98%
różnica 4 $^\circ$ w faz słabych $\phi(1020)$	76%	41%

Wersja z 25 przedziałami jest lepsza

Wylosowano 100 takich samych eksperymentów i zliczono ile razy otrzymano odchylenie 3 $\sigma$

# Asymetrie zanieczyszczające

Pojawienie się **lokalnych asymetrii** może być imitowane przez następujące źródła:

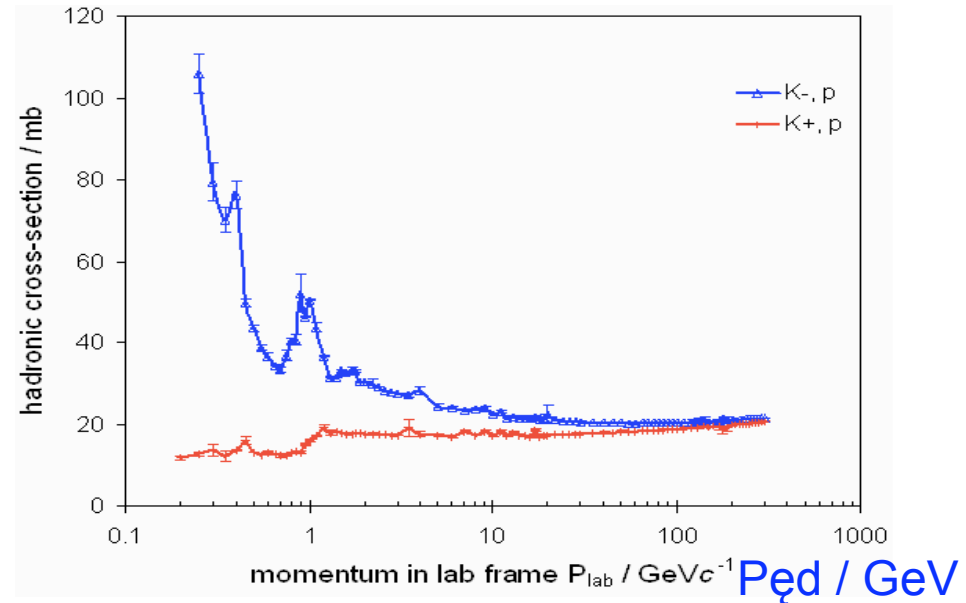
- Przekrój czynny na oddziaływanie  $K^-$  i  $K^+$  z protonami jest inny.  $K^-$  będą szybciej oddziaływały w detektorze niż  $K^+$  (głównie dla małych pędów)

↓  
Efektywność rekonstrukcji  $K^-$  będzie mniejsza niż  $K^+$

- Jakiegokolwiek asymetrie w budowie detektora mogą spowodować, że rekonstrukcja cząstek będzie inna niż antycząstek
- Tego typu efekty badamy w rozpadach kontrolnych  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ,  $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$  oraz w obszarach tła

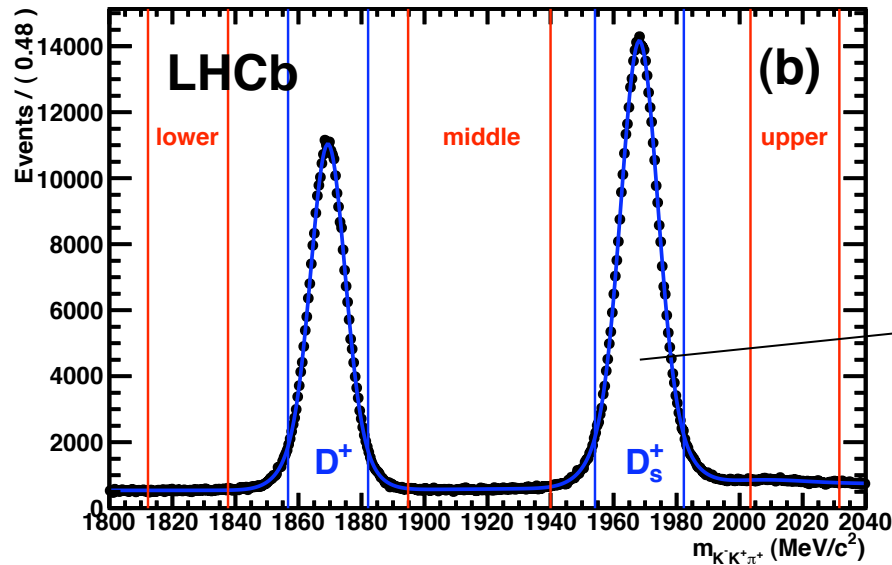
i porównujemy z **rozpadem sygnału**  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ , gdzie oczekujemy łamanie symetrii CP

Przekrój czynny / mb

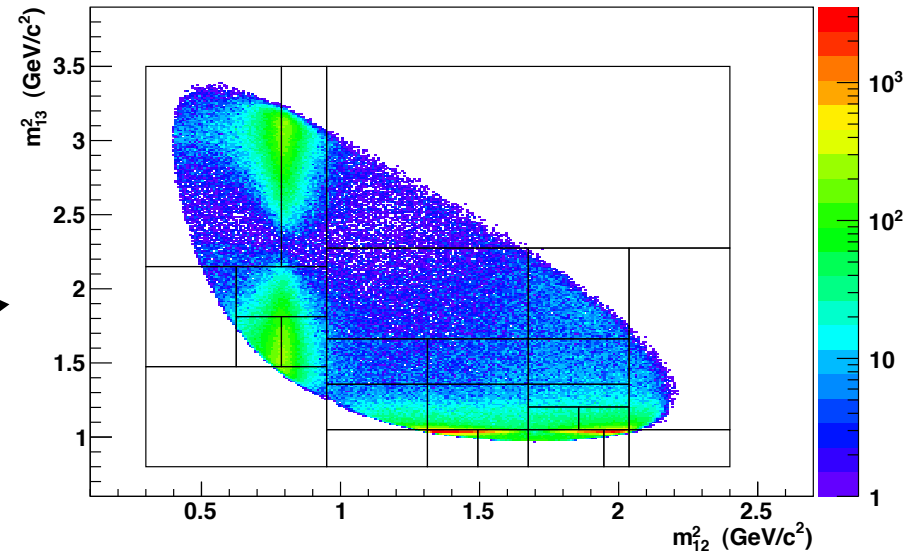


# Rozpad kontrolny $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

- Dynamika na rozkładzie Dalitza jest tu bardzo podobna jak dla rozpadu **sygnału**  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$
- **Asymetria detektorowa** dla  $K^-$  i  $K^+$  kasuje się, zostaje asymetria od  $\pi$
- Jeżeli zmierzmy tutaj asymetrię, to możemy przypuszczać, że jest to **asymetria detektorowa**, którą należy odjąć od asymetrii jaką zobaczymy dla **sygnału**



25 przedziałów o różnej szerokości



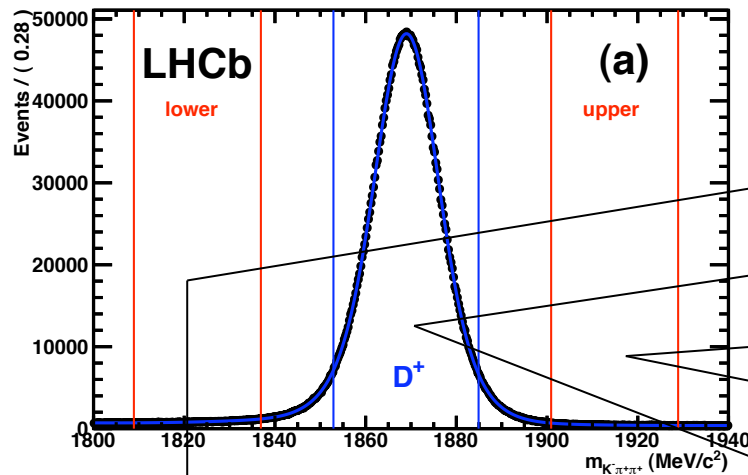
Okno $D_s$	$\chi^2/\text{ndf} = 26.2/24$ Wartość P = 34.4%
------------	--

Brak łamania symetrii CP dla rozpadu kontrolnego



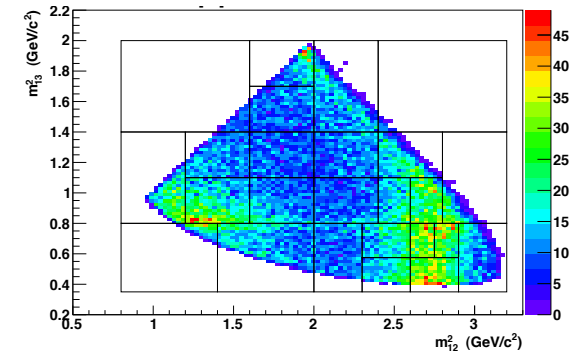
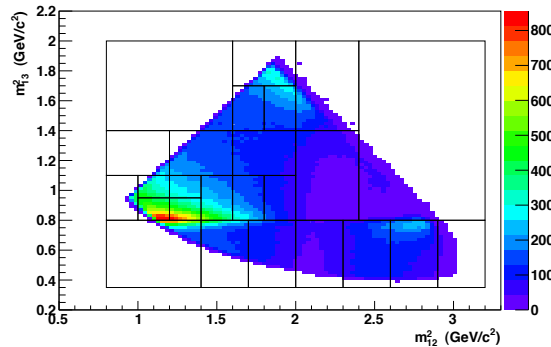
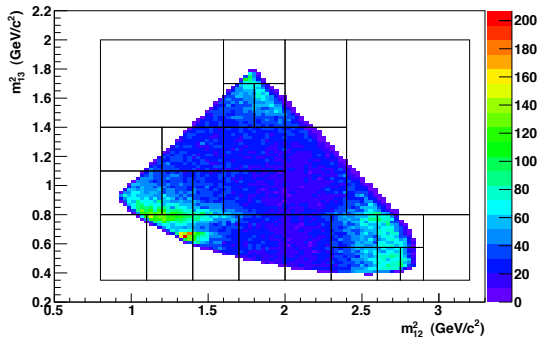
# Rozpad kontrolny $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

Rozpad CF, nie spodziewamy się sygnału, ale możliwa asymetria detektorowa pochodząca od K i  $\pi$ , **jeśli niezerowa – powinniśmy ją zobaczyć**



	Wartość P
strona lewa	91.0%
Okno $D^\pm$	9.2%
strona prawa	35.3%

25 przedziałów o różnej szerokości

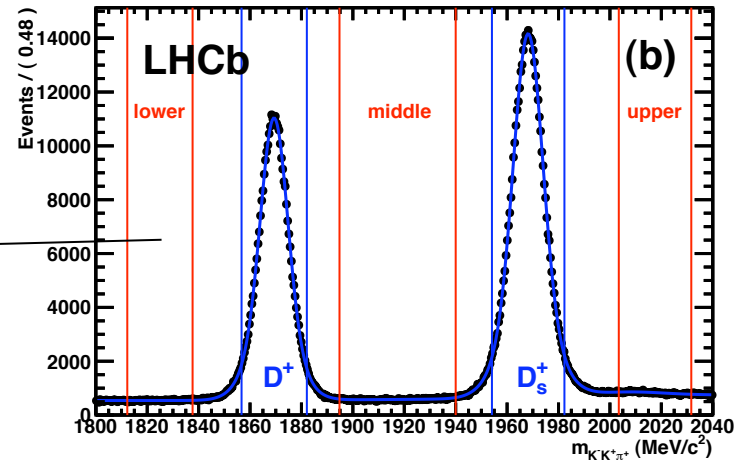
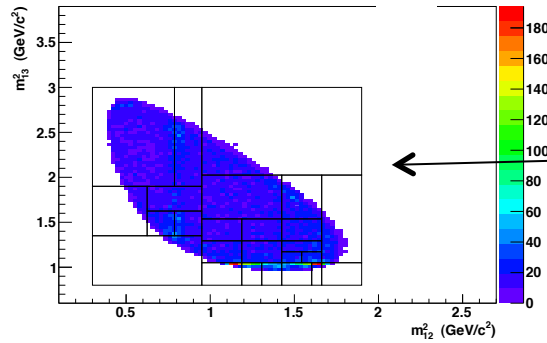


- Statystyka 10x większa niż sygnał  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$
- Brak łamania symetrii CP dla rozpadu kontrolnego



# Test metody – tło sygnału $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

25 przedziałów o różnej szerokości



	Wartość P
Okno $D_s$	34.4%
strona lewa	8.7%
środek	50.8%
strona prawa	36.5%

Brak łamania symetrii CP dla tła dookoła sygnału  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$





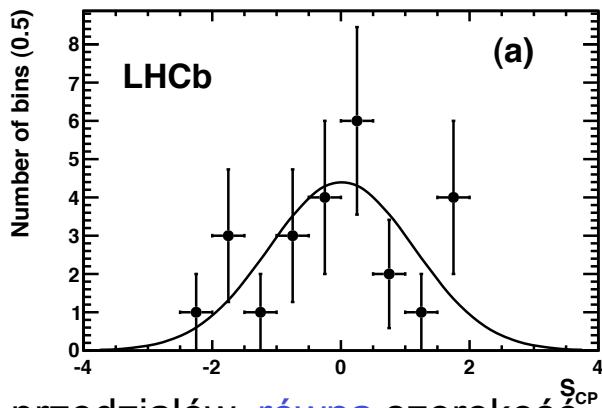
- **Sprawdzono, jak metoda pracuje:**
  - nie daje sygnału tam, gdzie go nie oczekujemy
  - daje sygnał tam, gdzie jest oczekiwany (test na Monte Carlo)
- **Dla rozpadów kontrolnych i tła nie obserwuje się asymetrii**
  - asymetrie detektorowa, produkcji i tła są pod kontrolą



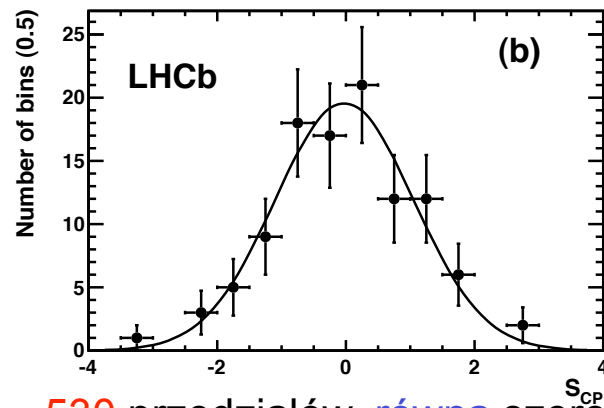
**Możemy zastosować metodę dla rozpadu, w którym spodziewamy się sygnału od łamania symetrii CP, dla rozpadu sygnału  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$**

# Pomiary dla $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (sygnał)

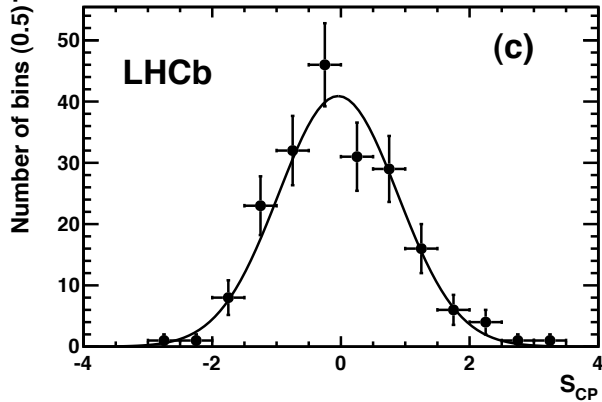
25 przedziałów, różna szerokość



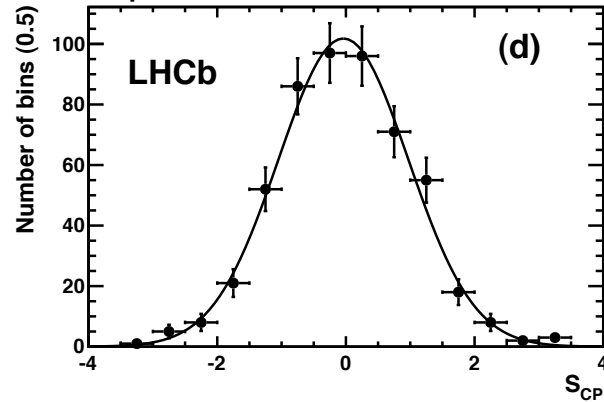
106 przedziałów, różna szerokość



199 przedziałów, równa szerokość



530 przedziałów, równa szerokość



Różna i identyczna szerokość oraz różna liczba przedziałów na rozkładzie Dalitza

- Rozkłady  $S_{CP}$  zgodne ze standardowym rozkładem Gaussa ( $\mu \sim 0, \sigma \sim 1$ )

- Wartości P są większe od 10 %

**Brak potwierdzenia łamania CP na danych 2010: 38 pb<sup>-1</sup>**



LHCb-PAPER-2011-017

	$\mu$	$\sigma$	$\chi^2/\text{ndf}$	Wartość P
(a)	$0.01 \pm 0.23$	$1.13 \pm 0.16$	32.0/24	12.7%
(b)	$-0.024 \pm 0.010$	$1.078 \pm 0.074$	123.4/105	10.6%
(c)	$-0.043 \pm 0.073$	$0.929 \pm 0.051$	191.3/198	82.1%
(d)	$-0.039 \pm 0.045$	$1.011 \pm 0.34$	519.5/529	60.5%

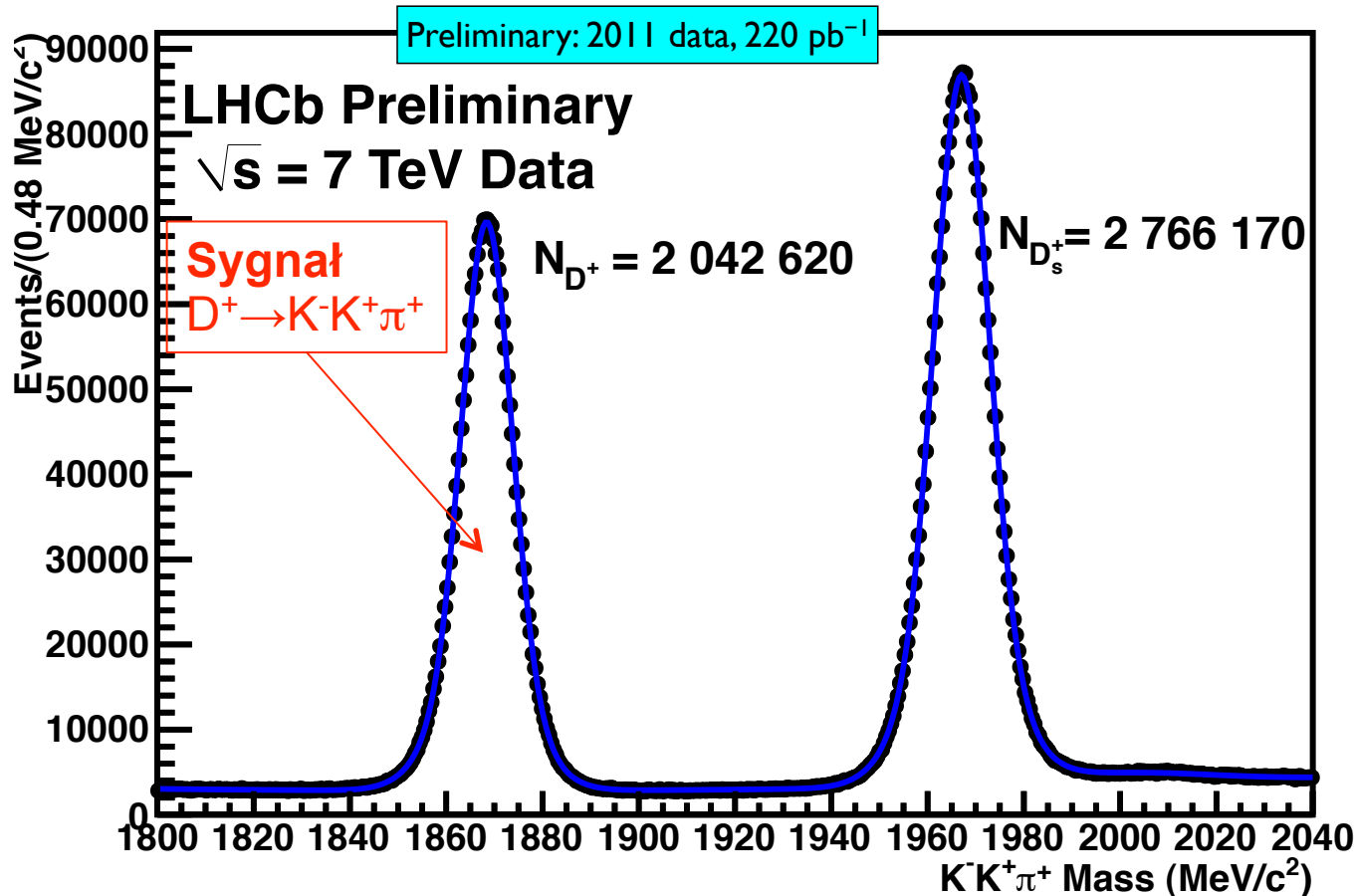
# Dane 2011: rozpady $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (sygnał)

**2010:**  $38 \text{ pb}^{-1}$ , 370k przypadków

- brak potwierdzenia łamania CP

**2011:**  $1.1 \text{ fb}^{-1}$  (30 razy więcej przypadków)

- kontynuowane badania



Dla  $220 \text{ pb}^{-1}$ :

$N(D) \sim 2 \text{ mln}$

$N(D_s) \sim 2.8 \text{ mln}$

5 razy więcej przypadków  
niż w 2010

Dla  $1.1 \text{ fb}^{-1}$

dodatkowe 5 razy więcej

$N(D) \sim 10 \text{ mln}$

$N(D_s) \sim 14 \text{ mln}$

# Plany

Ponieważ metody zależne od liczby przedziałów są czułe na ich liczbę, to

→ Grupa warszawska próbuje zastosować analizę niezależną od podziału na przedziały dla porównania  $D^+$  z  $D^-$  w przestrzeni wielowymiarowej

✧ metody tego typu są dokładniejsze

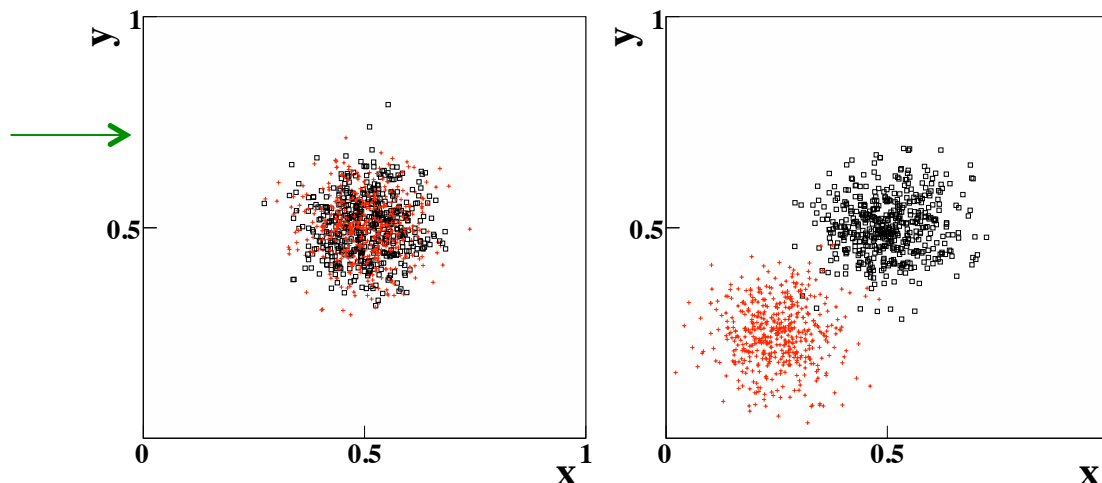
- testowane są różne metody, m.in. **metoda najbliższych sąsiadów (kNN)**
  - rozkład Dalitza traktowany jest jako przestrzeń, w której są obliczane odległości między przypadkami ( $x = m^2_{ab}$ ,  $y = m^2_{cb}$ )
  - dla każdego przypadku znajduje się  $n_k$  najbliższych sąsiadów
  - obliczany jest **test statystyczny**

$$T = \frac{1}{n_k(n_a + n_b)} \sum_{i=1}^{n_a+n_b} \sum_{k=1}^{n_k} I(i, k)$$

- jeżeli dany najbliższy sąsiad ma **ten sam znak ładunku**, to  $l=1$ ,  
jeżeli nie, to  $l=0$

[JINST5.P09004(2010)]

Jeżeli **nie ma różnic** między porównywanymi próbkami, to  $T \approx 1/2$




Jeżeli **są różnice** między porównywanymi próbkami, to  $1 \geq T > 1/2$

# Podsumowanie

- **W eksperymencie LHCb zmierzono różnicę asymetrii CP  $\Delta A_{CP}$  między rozpadami  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  a  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  na danych 2011,  $L = 580 \text{ pb}^{-1}$  (LHCb-CONF-2011-061, LHCb-PAPER-2011-023)**

$$\Delta A_{CP} = [-0.82 \pm 0.21^{stat} \pm 0.11^{syst}] \%$$

Znaczącość  $3.5\sigma$

- ✧ Pierwszy pomiar łamania symetrii CP w rozpadach cząstek powabnych
- ✧ Jest to pomiar łamania symetrii CP w rozpadach (wkład od łamania CP w mieszaniu jest  $\sim 10\%$ )
- ✧ Pozostałe dane  $500 \text{ pb}^{-1}$  są analizowane
- **Nie zaobserwowano łamania symetrii CP w rozpadach  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$  na danych 2010,  $L = 38 \text{ pb}^{-1}$  (LHCb-PAPER-2011-017)**
  - ✧ Dane 2011,  $1.1 \text{ fb}^{-1}$  są analizowane
  - ✧ W badaniach bierze udział grupa warszawska
- Ponieważ badania cząstek powabnych są także interesujące i ważne, to  
**LHCb  LHCbc ?**

# Backup

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ -\lambda & 1 & \lambda^2 \\ -\lambda^3 & -\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

### Przejścia:

- w **tej samej** generacji  $\sim 1$
- między **1-2** generacji  $\sim 10^{-1}$
- między **2-3** generacji  $\sim 10^{-2}$
- między **1-3** generacji  $\sim 10^{-3}$

# Pomiar parametru $y$

$$\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^+ K^-) = \Gamma [1 + R_m(y \cos \phi - x \sin \phi)],$$

$$\hat{\Gamma}(\overline{D}^0 \rightarrow K^+ K^-) = \Gamma [1 + R_m^{-1}(y \cos \phi + x \sin \phi)],$$

$$\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \hat{\Gamma}(\overline{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = \Gamma.$$

$$\left| \frac{q}{p} \right| = R_m$$

$D^0 \rightarrow K^+ K^-$  jest stanem własnym CP  
(Cząstka i antycząstka rozpadają się do tego samego stanu)

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  nie jest stanem własnym CP  
(Cząstka i antycząstka rozpadają się do innego stanu)

[Bergmann et al. Phys.Lett. B486 (2000)418-425]

$$y_{CP} \equiv \frac{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^+ K^-)}{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} - 1 = \frac{1}{2}(R_m + R_m^{-1})y \cos \phi - \frac{1}{2}(R_m - R_m^{-1})x \sin \phi$$

$$R_m^{\pm 2} = 1 \pm A_m$$

$A_m$  – parametr łamania CP

Przy założeniu, że  $A_m \ll 1$  (czyli  $R_m$  nie różni się znacząco od 1), to:

$$y_{CP} \equiv \frac{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^+ K^-)}{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} - 1 \approx y \cos \phi - \frac{A_m}{2} x \sin \phi$$



# Pomiar parametru $y$ (zależność czasowa)

Porównując czasy życia dwóch rozpadów:

- **będącego stanem własnym CP**  $f_{CP}$  ( $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ )

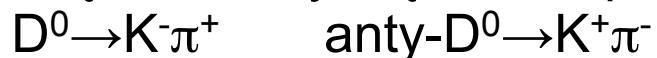
cząstka i antycząstka rozpadają się do **tego samego stanu końcowego**



$$\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^+ K^-) \neq \hat{\Gamma}(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-) \neq \Gamma$$

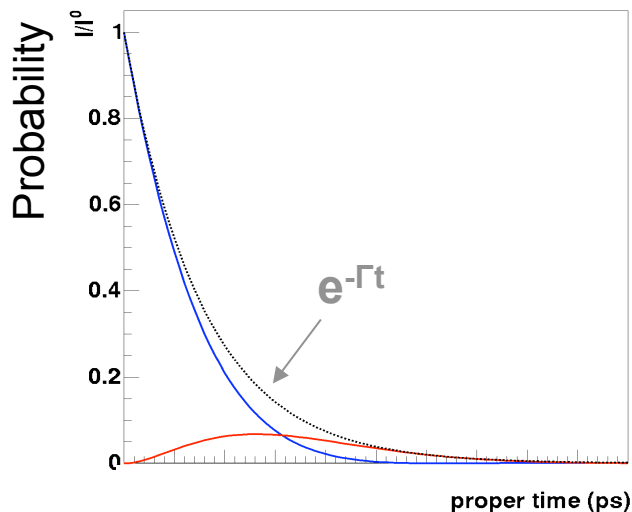
- względem rozpadu **nie będącego stanem własnym CP**  $f_{non-CP}$  ( $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ )

cząstka i antycząstka rozpadają się do **różnych stanów końcowych**



$$\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \hat{\Gamma}(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-) = \Gamma$$

$$y_{CP} \equiv \frac{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow f_{CP})}{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow f_{non-CP})} - 1 = \frac{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^+ K^-)}{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} - 1$$



$$\hat{\Gamma}(D \rightarrow f) = \Gamma(1 + z)$$

$$\hat{\Gamma} \neq \Gamma \sim e^{-\Gamma t}$$

$\Gamma$  – odwrotność czasu życia  
 $z \ll 1$  – miara odchylenia od rozkładu  
 eksponencjalnego

Gdyby **D tylko rozpadało się** to jego „znikanie” miałoby charakter **eksponencjalny**, ale **dotatkowo D oscyluje i „zanika” szybciej (nieeksponencjalnie)**.

Pomiar  $y_{CP}$  – pomiar odchylenia od rozkładu  $e^{-\Gamma t}$   
 → pomiar mieszania

# Sposób pomiaru $y$

Pomiar odchylenia od rozkładu eksponencjalnego  $\rightarrow$  pomiar mieszania  
(ale możliwe łamanie CP)

$$y_{CP} \equiv \frac{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^+ K^-)}{\hat{\Gamma}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} - 1 \approx y \cos \phi - \frac{A_m}{2} x \sin \phi$$

Przy założeniu  $A_m \ll 1$

$$|D_{1,2}\rangle = p|D^0\rangle \pm q|\bar{D}^0\rangle$$

$$|q/p|^2 = 1 + A_m$$

$A_m$  – parametr łamania CP w mieszaniu ( $A_m \ll 1$ , bo wielkość łamania CP jest mała)  
 $\phi$  – słaba faza łamania CP

Jeśli nie ma łamania CP ( $\phi=0$ ,  $A_m=0$ ):  $y_{CP}=y$  (pomiar „czystego” mieszania)  
Niezerowa różnica  $y_{CP}-y$  jest sygnałem łamania CP

BaBar:  $y_{CP} = (11.6 \pm 2.2 \pm 1.8) \times 10^{-3}$

Belle:  $y_{CP} = (13.1 \pm 3.2 \pm 2.5) \times 10^{-3}$

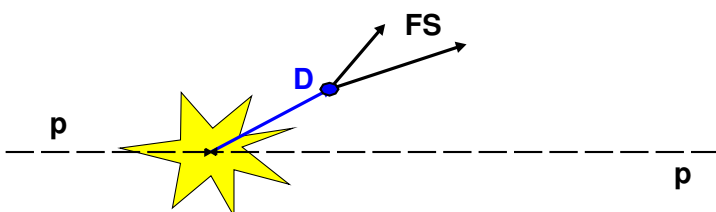
zgodne ze średnią światową  $y = (7.5 \pm 1.2) \times 10^{-3}$

Dodatkowo: rozpad  $D^0 \rightarrow K^+ K^-$  opisany diagramami drzewowym i pingwinowym,  
a rozpad  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  opisany tylko diagramem drzewowym

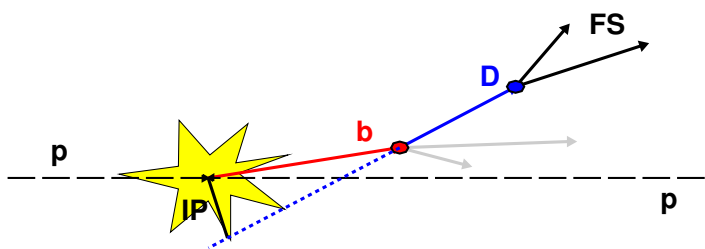
# Rekonstrukcja $D^0$

## Dwa typy produkcji D:

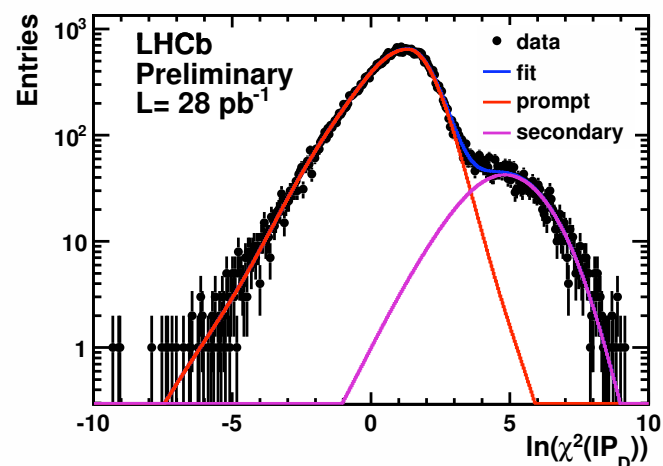
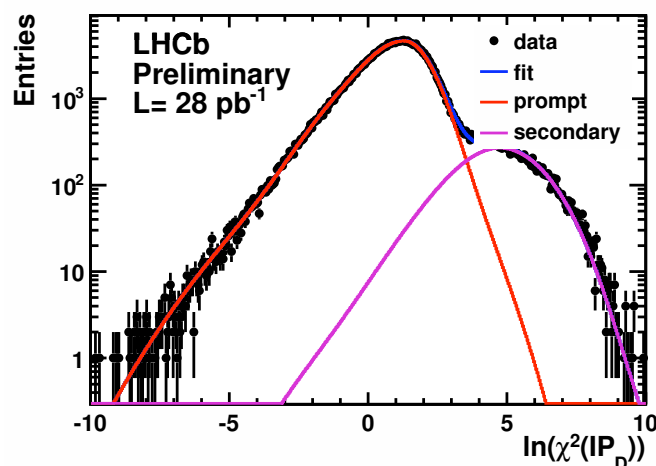
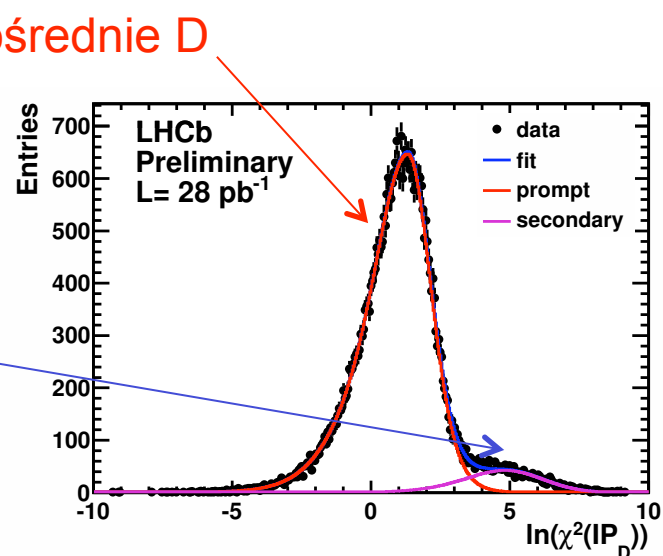
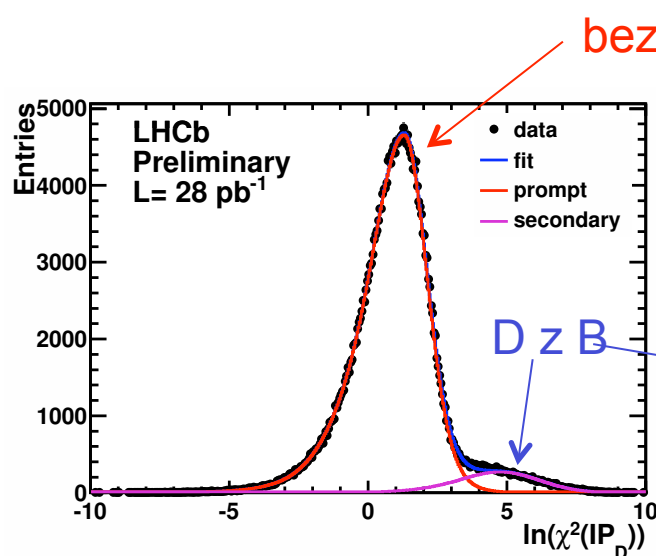
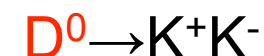
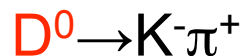
- **bezpośrednie**
  - produkowane w wierzchołku pierwotnym (PV)  $IP \sim 0$



- **wtórne**
  - produkowane w rozpadach B  $[B(B \rightarrow DX) \sim 50\%]$   $IP > 0$



IP – parametr zderzenia liczony względem PV



Efektywniejsze jest użycie  $\chi^2(IP)$

# Sposoby pomiaru łamania CP ( $A_\Gamma$ )

Asymetria czasów życia między  $D^0$  a anty- $D^0$  rozpadających się na  $K^+K^-$  (**SCS**)

- będącego stanem własnym CP  $f_{CP}$  ( $D^0 \rightarrow K^+K^-$ , anty- $D^0 \rightarrow K^+K^-$ )



$A_f \neq \bar{A}_{\bar{f}} \quad ?$       bezpośrednio łamanie CP

$$A_\Gamma \equiv \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+ K^-) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^+ K^-) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-)} = \frac{1 - |\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2}{1 + |\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2}$$

$$\approx \frac{1}{2} A_m y \cos\phi - x \sin\phi$$

Przy założeniu  $A_m \ll 1$

$$|D_{1,2}\rangle = p|D^0\rangle \pm q|\bar{D}^0\rangle$$

$$|q/p|^2 = 1 + A_m$$

Jeśli nie ma łamania CP ( $\phi=0$ ,  $A_m=0$ ):  $A_\Gamma=0$

**Pomiar wymaga oznaczenia zapachu:  $D^0$  i anty $D^0$**

BaBar:  $A_\Gamma = (2.6 \pm 3.6 \pm 0.8) \times 10^{-3}$

Belle:  $A_\Gamma = (0.1 \pm 3.0 \pm 1.5) \times 10^{-3}$

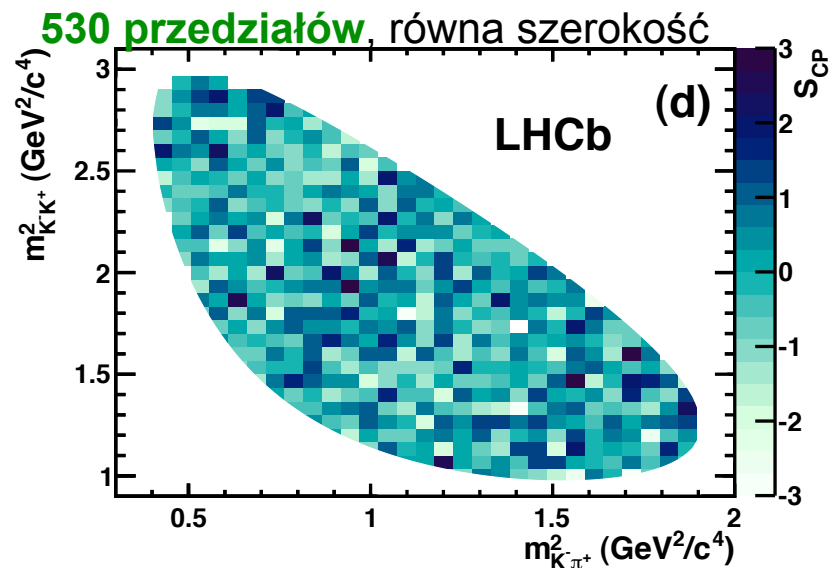
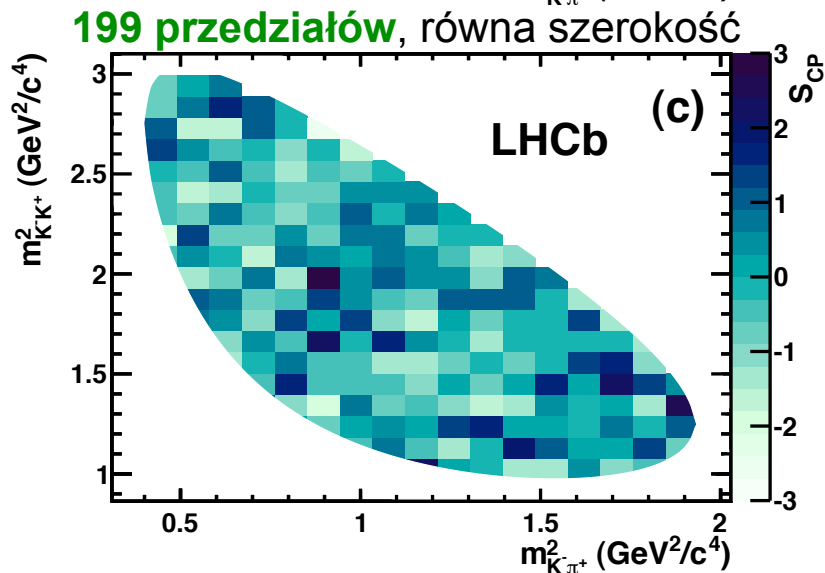
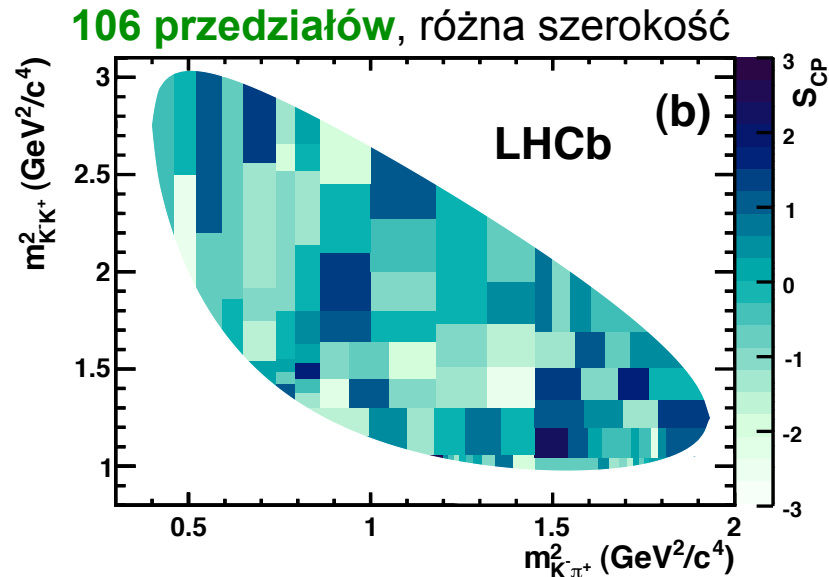
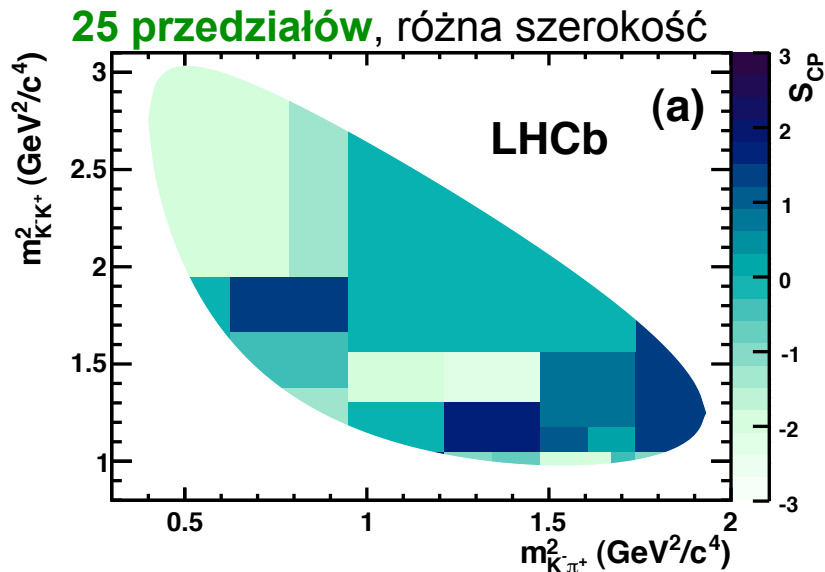
zgodne z zerem (brak wskazania łamania CP)

**Brak dotychczas eksperym. potwierdzenia łamania CP w sektorze C (a LHCb?)**

# Pomiary dla $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ (sygnał, SCS)

Różna i identyczna szerokość oraz różna liczba przedziałów

Na osi z wartości  $S_{CP}$

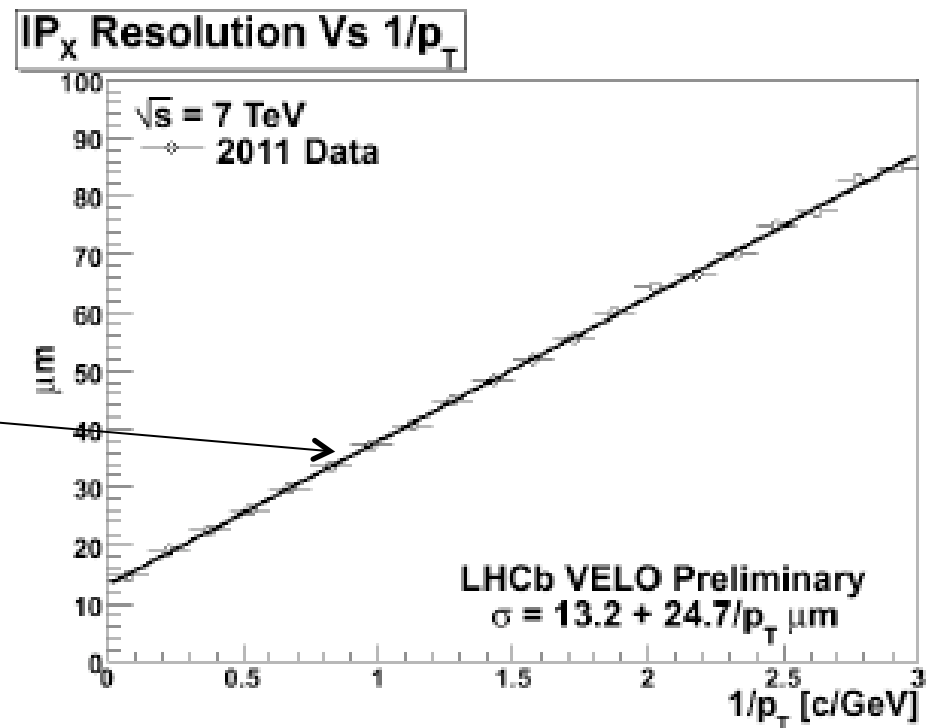


## VELO

- wysoka precyzja w rekonstrukcji wierzchołków – punktów produkcji i rozpadów cząstek
- rozdzielczość IP:  
38  $\mu\text{m}$  dla 1 GeV
- $p_T$  wzrasta to rozdzielczość IP lepsza

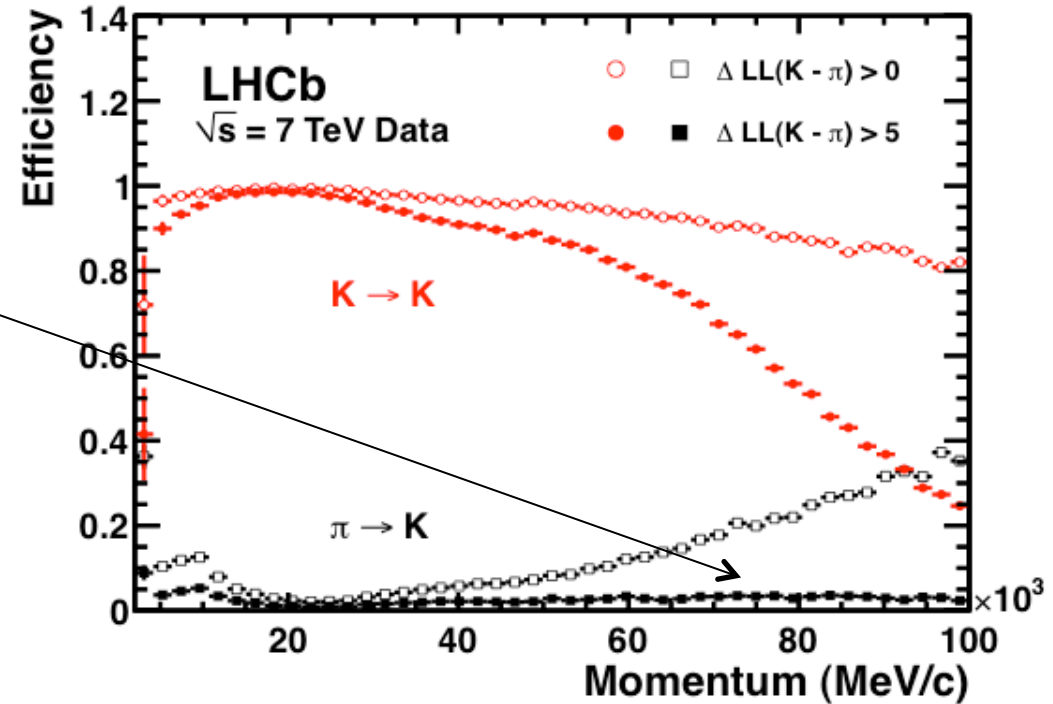
## System rekonstrukcji torów

- dokładność czasu życia  $\sim 50$  fs  
0.1  $\tau(D^0)$



## RICH

- bardzo dobra identyfikacja cząstek  $\pi$  i K
- błędna identyfikacja  $< 5\%$  dla mierzonego zakresu pędów



# Test statystyczny $\chi^2$

- Innym sposobem porównania rozkładów Dalitza dla  $D^+$  a  $D^-$  jest **Test Statystyczny  $\chi^2$** :
  - w każdym przedziale rozkładu Dalitza obliczamy  $\chi_i^2$
  - sumujemy  $\chi_i^2$  po wszystkich przedziałach  $\Sigma\chi_i^2$
  - liczba stopni swobody ndf pomniejszona o 1, bo normalizacja we wszystkich przedziałach jest taka sama
  - z zsumowanego  $\chi^2/\text{ndf}$  obliczamy prawdopodobieństwo P **otrzymania wartości testu równej lub większej, niż otrzymanej przez nas**  
=> Test hipotezy, że nie ma łamania CP