

# Pierwsze wyniki z eksperymentu LHCb

Marek Szczekowski  
Instytut Problemów Jądrowych

26 listopada 2010

# Fizyka zapachów

Większość otwartych pytań w Modelu Standardowym (MS) ma związek z fizyką zapachów:

- Dlaczego istnieją 3 rodziny kwarków i leptonów ?
- Co powoduje olbrzymie różnice mas fermionów ( $m_t/m_u \sim 10^5$ ) ?
- Skąd biorą się elementy macierzy CKM i dlaczego hierarchia ?
- Co powoduje łamanie parzystości CP ?

Powiązanie z otwartymi pytaniami w kosmologii – MS nie jest w stanie opisać obserwowanej asymetrii materii i antimaterii w Wszechświecie.

Badanie fizyki zapachów wiele razy prowadziło do ważnych odkryć:

- $BR(K_L^0 \rightarrow \mu\mu)$  i GIM  $\rightarrow$  przewidywanie cząstek powabnych
- Łamanie CP  $\rightarrow$  konieczna trzecia rodzina kwarków
- Pomiar mieszania mezonów B  $\rightarrow$  masa kwarka t jest b. duża

Dokładne pomiary procesów tłumionych w istniejących teoriach to doskonały sposób na poszukiwanie efektów Nowej Fizyki.

# Zagadka zapachów w Nowej Fizyce

Nowa Fizyka → nowe człony w lagranżjanie:

$$L = L_{SM} + \frac{1}{\Lambda} L_5 + \frac{1}{\Lambda^2} L_6 + \dots \quad \text{gdzie } \Lambda - \text{skala energetyczna Nowej Fizyki}$$

na przykład wkłady od Nowej Fizyki do diagramów opisujących **oscylacje** neutralnych mezonów K, D, B i B<sub>s</sub> :

$$L_{\Delta F=2} = \frac{g_{sd}}{\Lambda_{NF}^2} (\bar{d}_L \gamma_\mu s_L)^2 + \frac{g_{cu}}{\Lambda_{NF}^2} (\bar{c}_L \gamma_\mu u_L)^2 + \frac{g_{bd}}{\Lambda_{NF}^2} (\bar{d}_L \gamma_\mu b_L)^2 + \frac{g_{bs}}{\Lambda_{NF}^2} (\bar{s}_L \gamma_\mu b_L)^2$$

$K^0$ - anty $K^0$ 
 $D^0$ - anty $D^0$ 
 $B^0$ - anty $B^0$ 
 $B_s^0$  - anty $B_s^0$

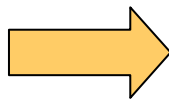
ale te  $\Delta m$  są już dobrze pomierzone i zgodne z przewidywaniami MS :

$$\Delta m_K/m_K \sim 7.0 \cdot 10^{-15}$$

$$\Delta m_D/m_D \leq 2 \cdot 10^{-14}$$

$$\Delta m_B/m_B \sim 6.3 \cdot 10^{-14}$$

$$\Delta m_{B_s}/m_{B_s} \sim 2.1 \cdot 10^{-12}$$



1. Jeśli  $g_{ij} = O(1)$  to  $\Lambda_{NF} = O(10^3 - 10^4) \text{ TeV}$

2. Jeśli  $\Lambda_{NF} = O(1) \text{ TeV}$  to struktura zapachów NF jest bardzo szczególna:

$$g_{ij} \leq 10^{-4} - 10^{-7}$$

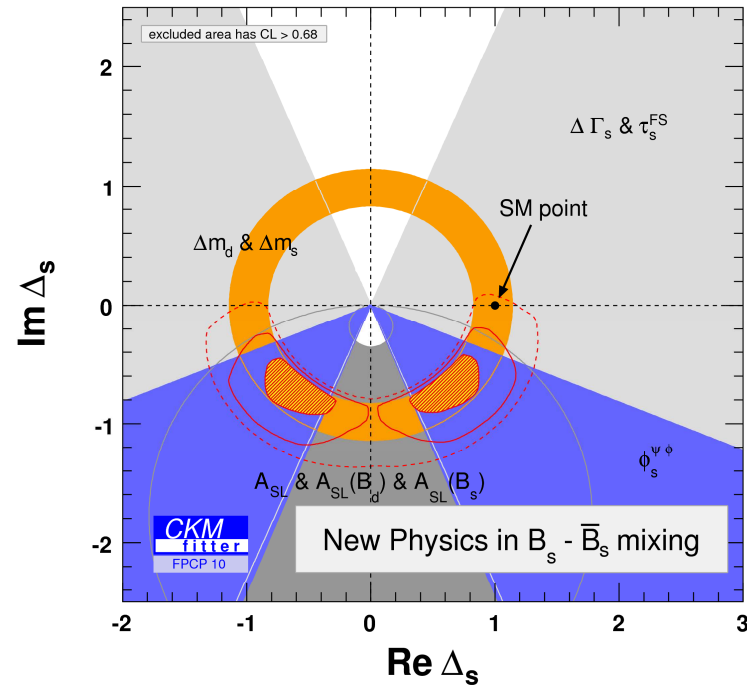
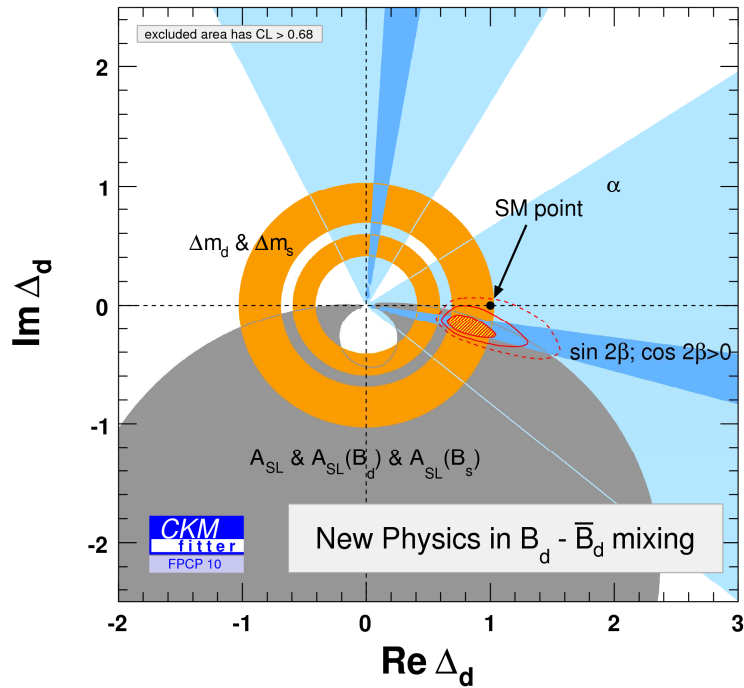


# CKMfitter 2010

Efekty Nowej Fizyki w oscylacjach można sparametryzować przez czynnik  $\Delta_q$  :

$$\left\langle B_q^0 \left| M_{12}^{SM+NP} \right| \overline{B}_q^0 \right\rangle \equiv \Delta_q^{NP} \cdot \left\langle B_q^0 \left| M_{12}^{SM} \right| \overline{B}_q^0 \right\rangle \quad q = d, s$$

$$\Delta_q^{NP} = \text{Re}(\Delta_q) + i \text{Im}(\Delta_q) = |\Delta_q| e^{i\phi^{\Delta_q}} = r_q^2 e^{2i\theta_q} = 1 + h_q e^{2i\sigma_q}$$



Przed pomiarami z teleskopu Hubble'a...



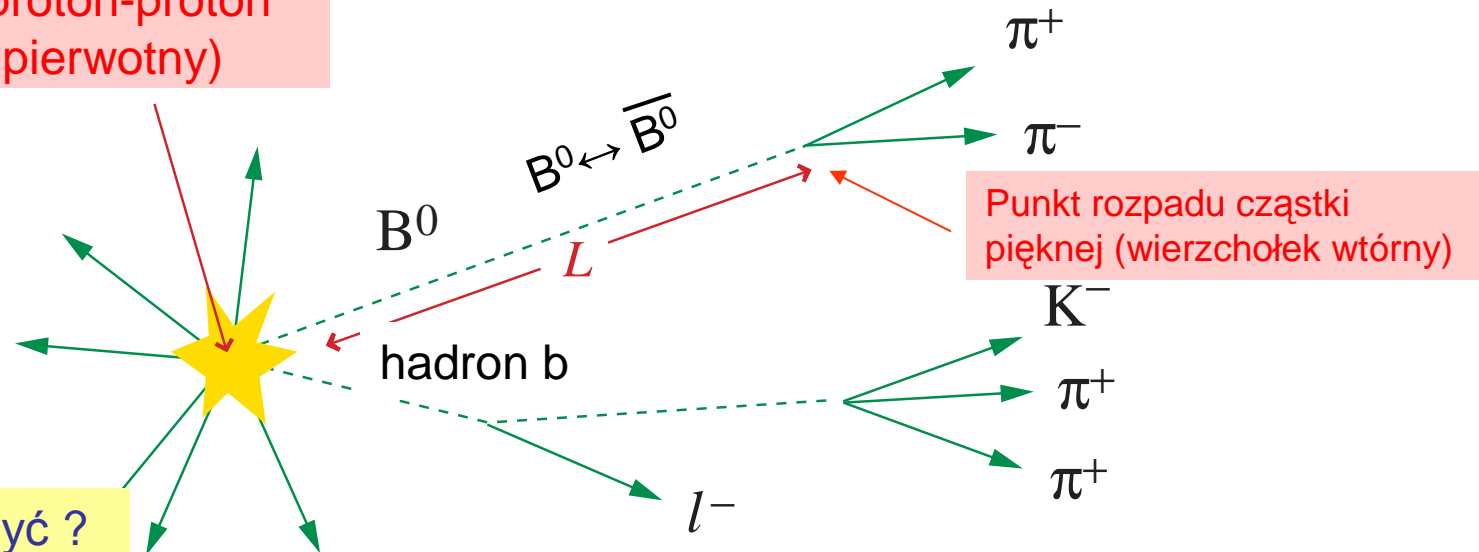
...po pomiarach z teleskopu Hubble'a



# Co mierzymy w eksperymencie LHCb ?

## Typowy przypadek z mezonem B

oddziaływanie proton-proton  
(wierzchołek pierwotny)



Co trzeba zmierzyć ?

- Należy **wybrać** i **zidentyfikować** stan końcowy dla danego rozpadu mezonu B  
⇒ potrzebny jest efektywny **układ wyzwania detektora (tryger)** i **identyfikacja cząstek**
- Należy zmierzyć **czas własny** w rozpadzie mezonu  $B^0$ :  $t = m_B L / p c$   
a więc **długość rozpadu  $L$**  (typowo  $\sim 1$  cm w LHCb)  
i wyznaczyć **pęd  $p$**  z analizy produktów rozpadu B (które mają  $\sim 1-100$  GeV).
- Ponieważ mezony  $B^0$  oscylują należy również **oznakować stan B w czasie produkcji**: czy było to  $B^0$  czy  $\bar{B}^0$ . Można do tego użyć **ładunku leptonu lub kaonu** z rozpadu drugiego hadronu b, bo **b**  $\rightarrow c + W^- (\rightarrow l^- + \nu_l)$  a **anty-b**  $\rightarrow$  anty-c +  $W^+ (\rightarrow l^+ + \nu_l)$

# Detektor LHCb jaki jest, każdy widzi

Detektory promieniowania Czerenkowa (RICH1 i 2) do identyfikacji mezonów  $\pi$  i K oraz protonów

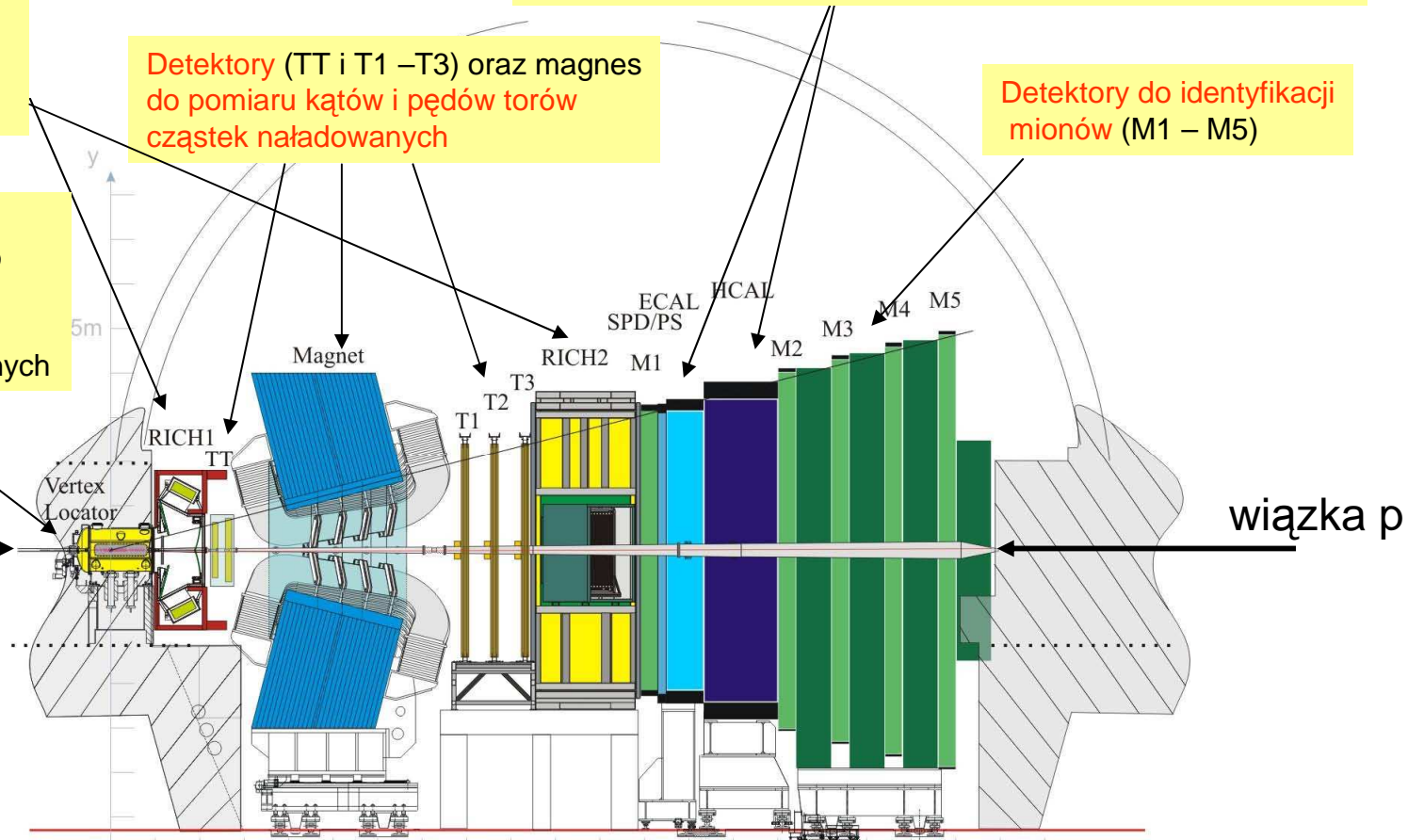
Kalorymetr elektromagnetyczny (ECAL) i hadronowy (HCAL) do identyfikacji elektronów, hadronów i cząstek neutralnych i pomiaru ich energii

Detektory (TT i T1 – T3) oraz magnes do pomiaru kątów i pędów torów cząstek naładowanych

Detektory do identyfikacji mionów (M1 – M5)

Krzemowy detektor wierzchołka (VeLo) do dokładnego pomiaru punktów produkcji i rozpadu cząstek pięknych

wiązka p

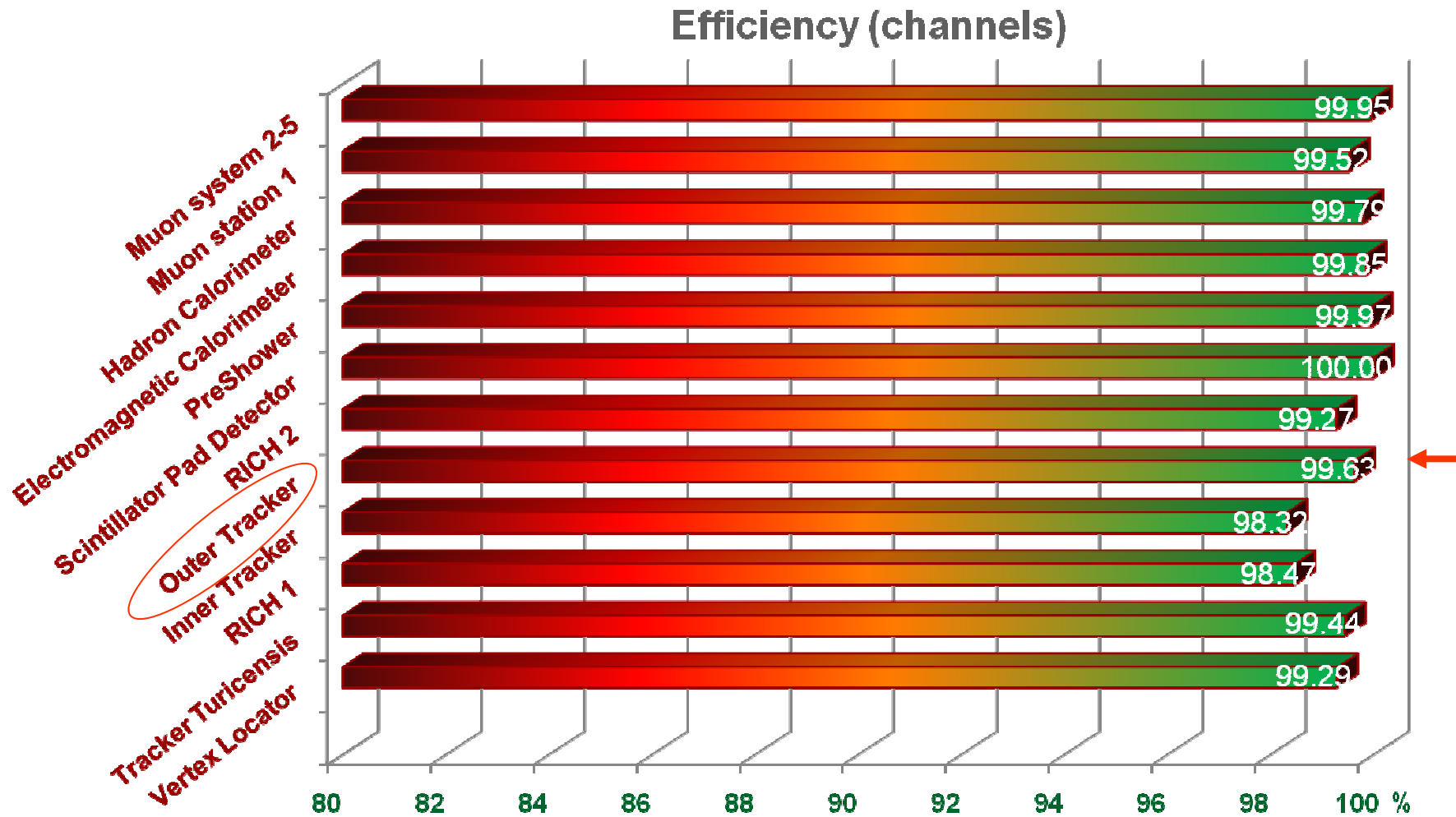


wiązka p

Detektory do rekonstrukcji torów i mierzenia pędów cząstek : **VeLo, TT, T1-T3**

Detektory do identyfikacji cząstek : **RICH-1 i -2, kalorymetry ECAL i HCAL, i Detektor Mionowy**

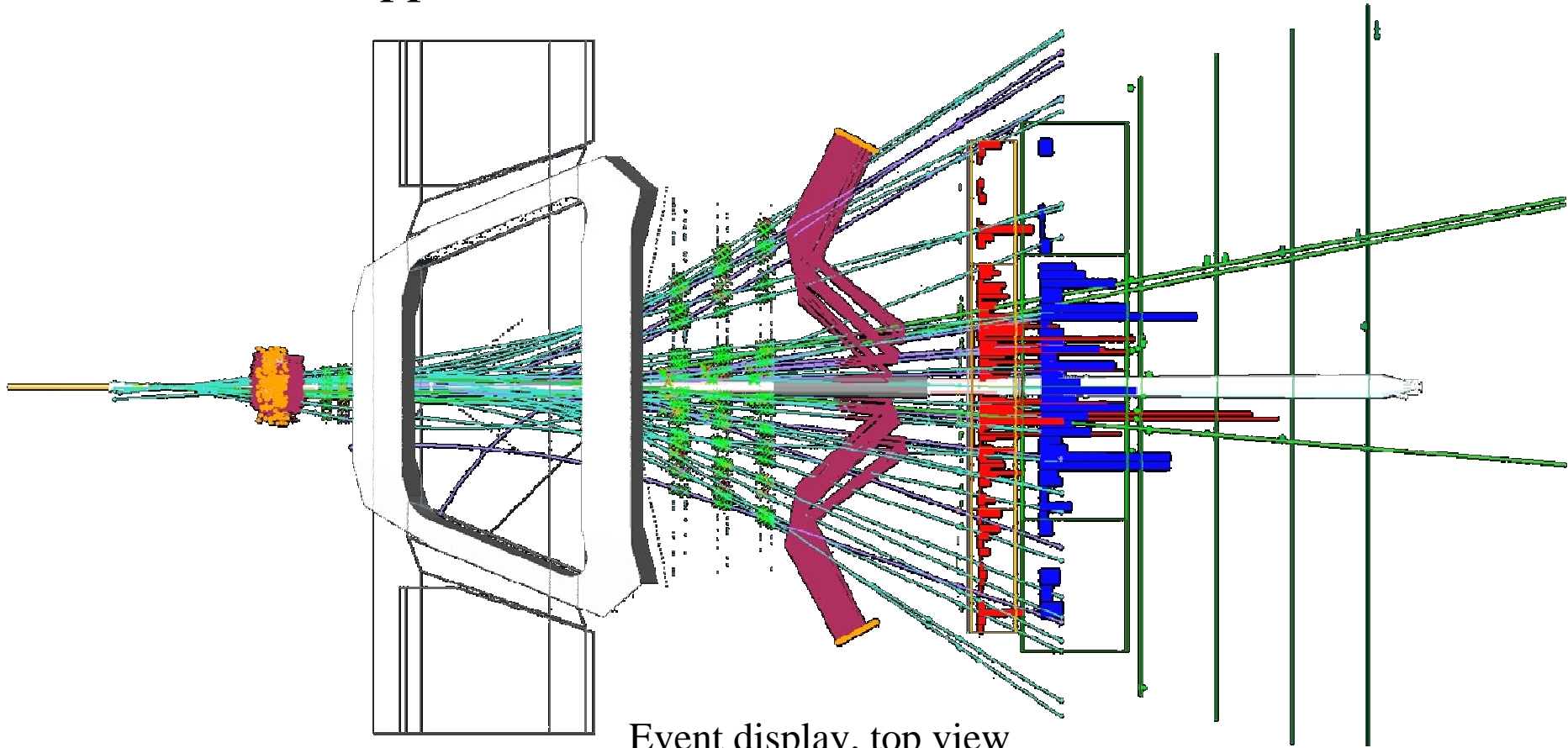
# Efektywność pracy detektorów





# Pierwszy dzień przy $\sqrt{s} = 7$ TeV

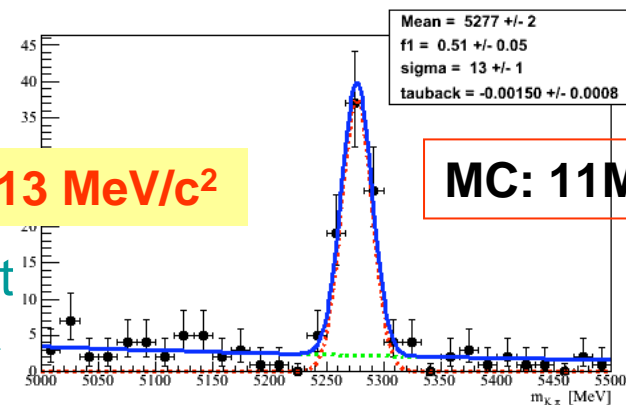
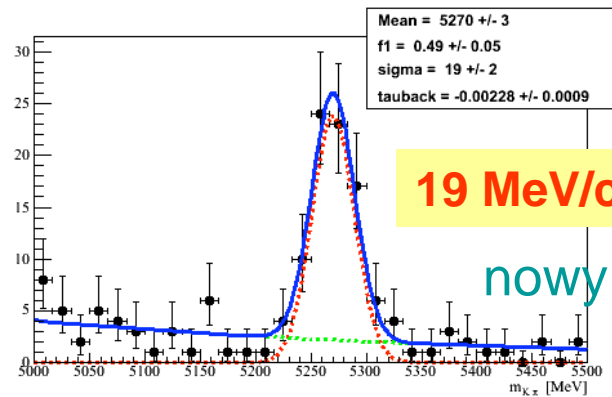
pp collision at 3.5+3.5 TeV, March 30, 2010



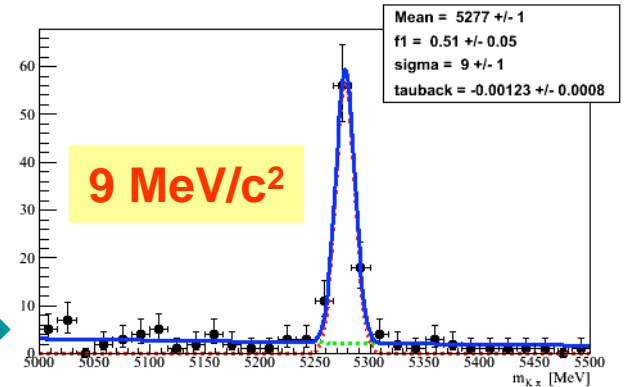
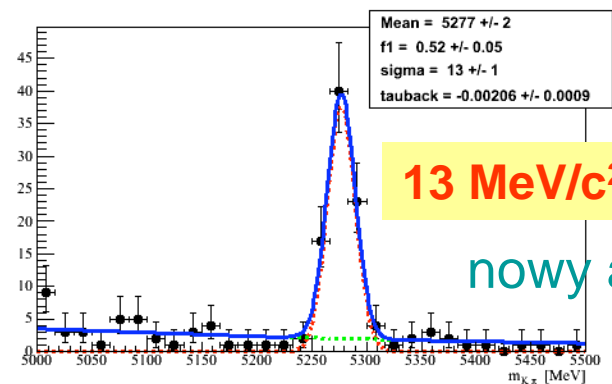
Event display, top view

# Zdolność rozdzielcza w masie $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$

Zdolności rozdzielcze bliskie oczekiwanym z MC:

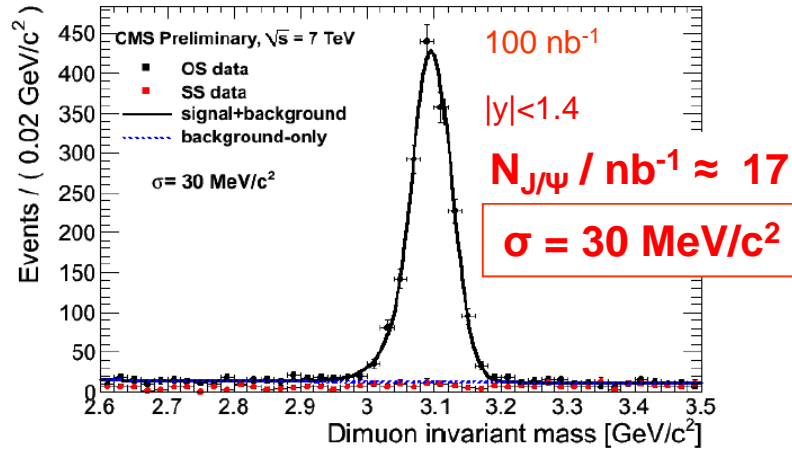


Z ustaloną masą  $J/\psi$

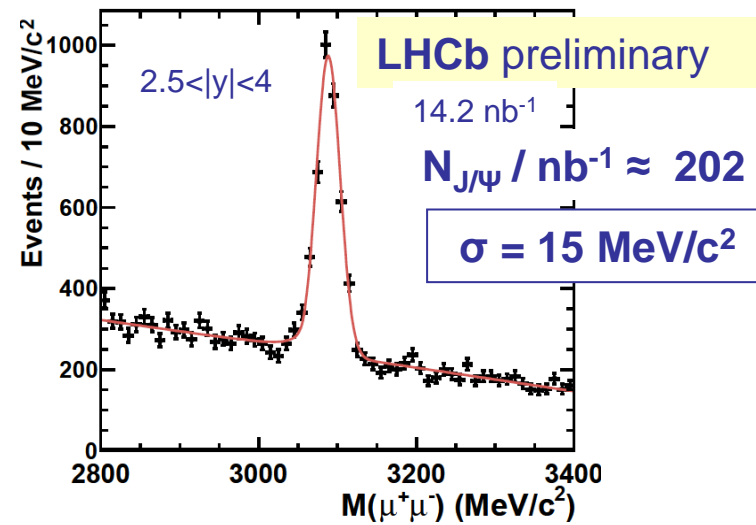
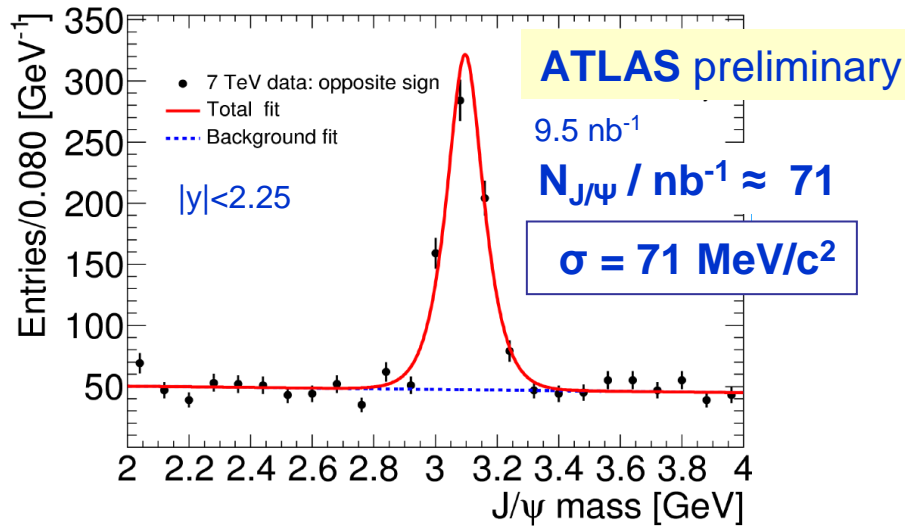
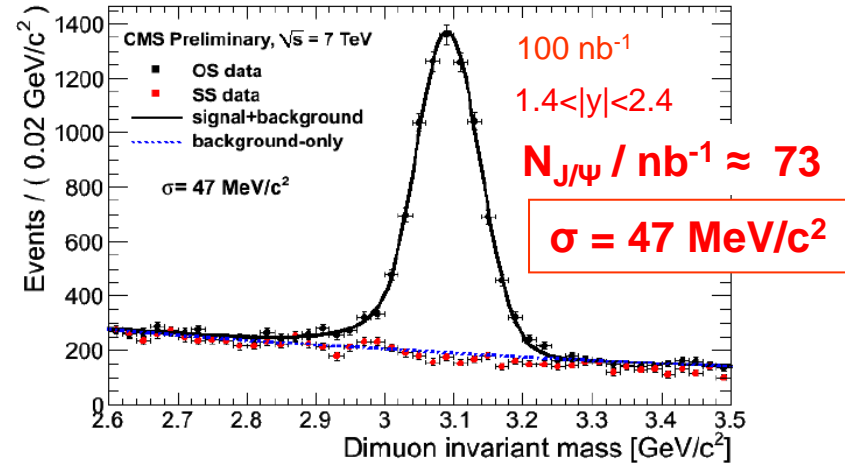


# J/ψ w LHC – dane z ICHEP 2010

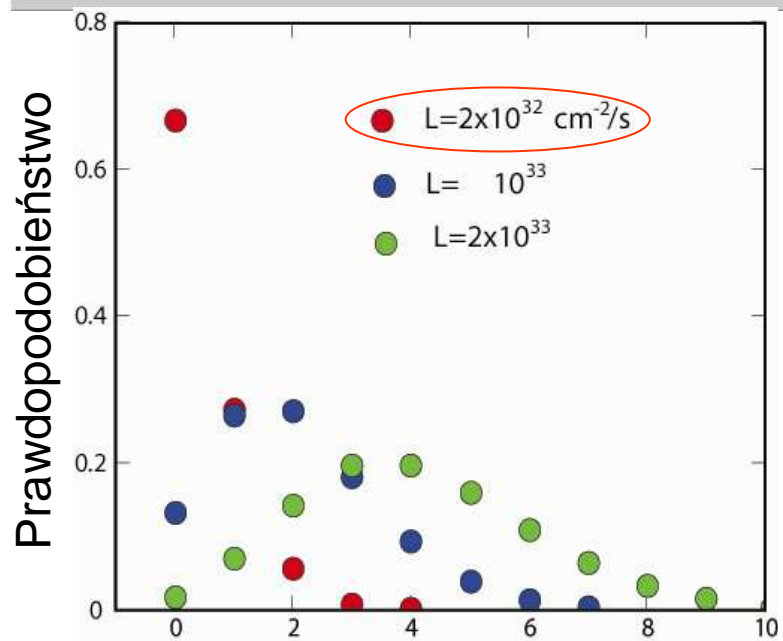
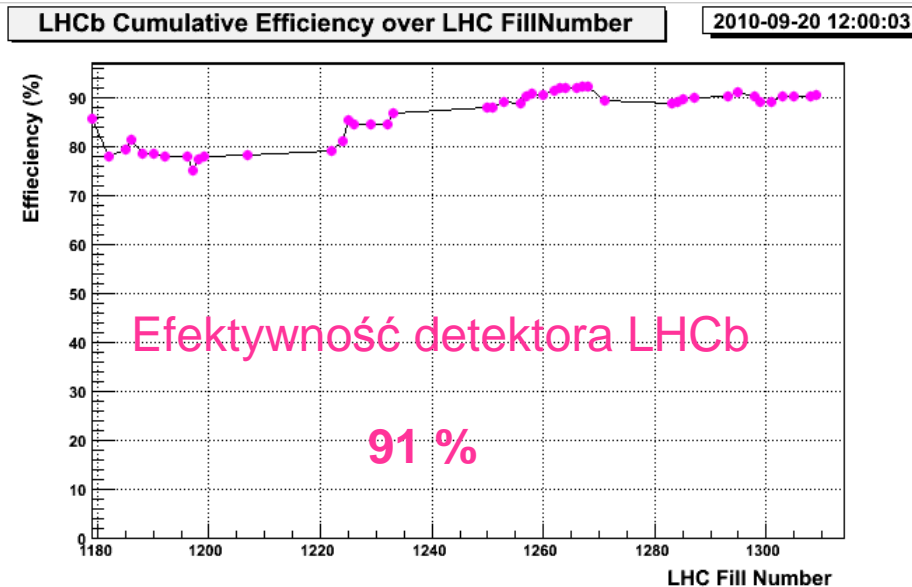
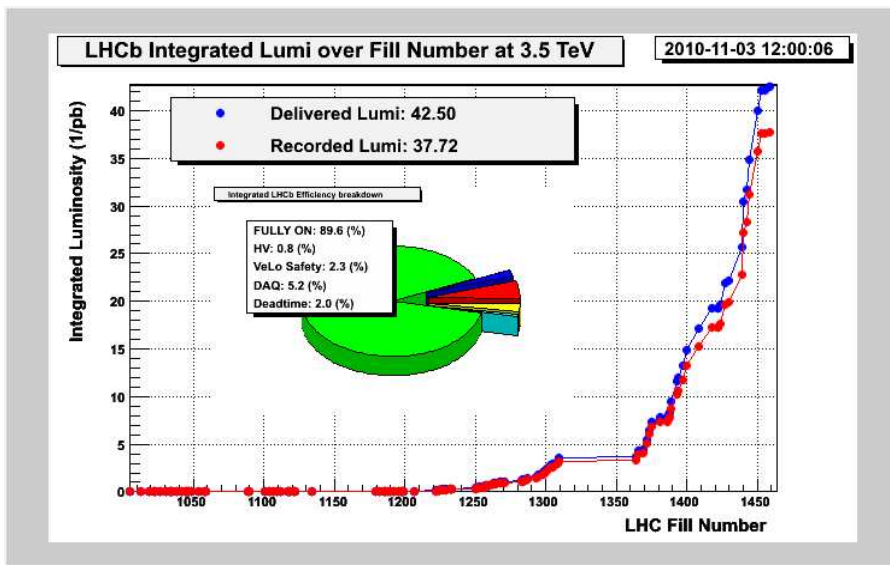
**CMS preliminary**



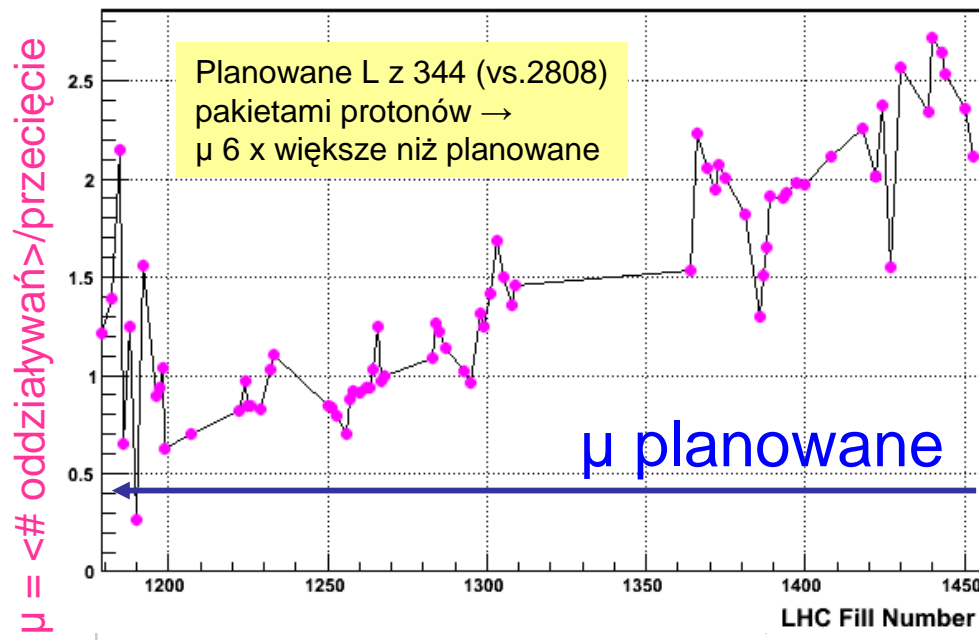
**CMS preliminary**



# Zebrane dane w 2010



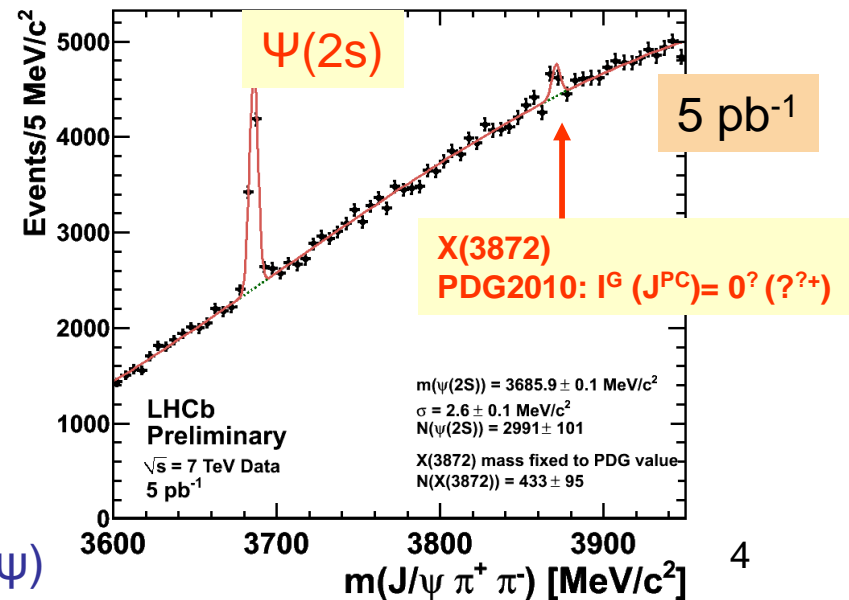
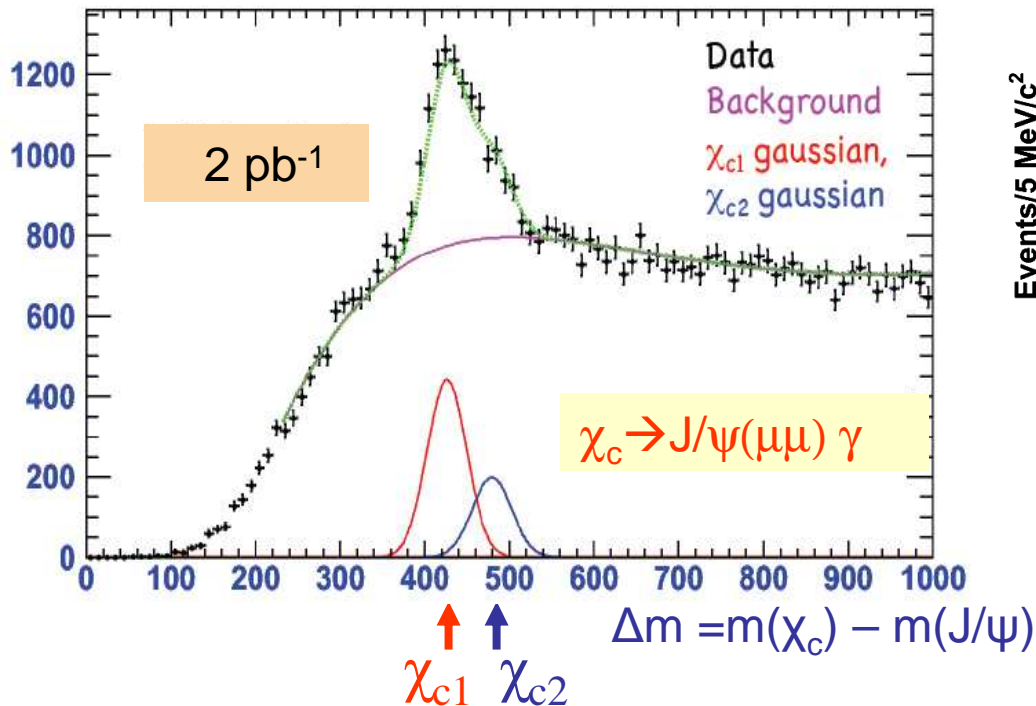
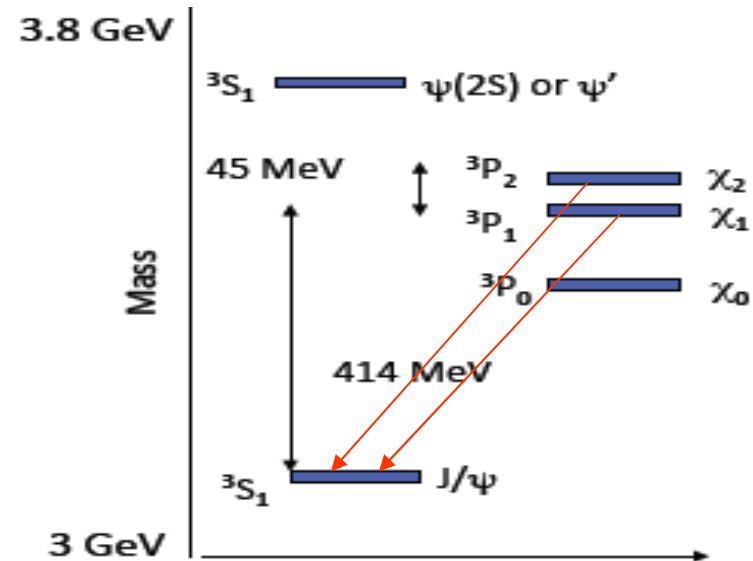
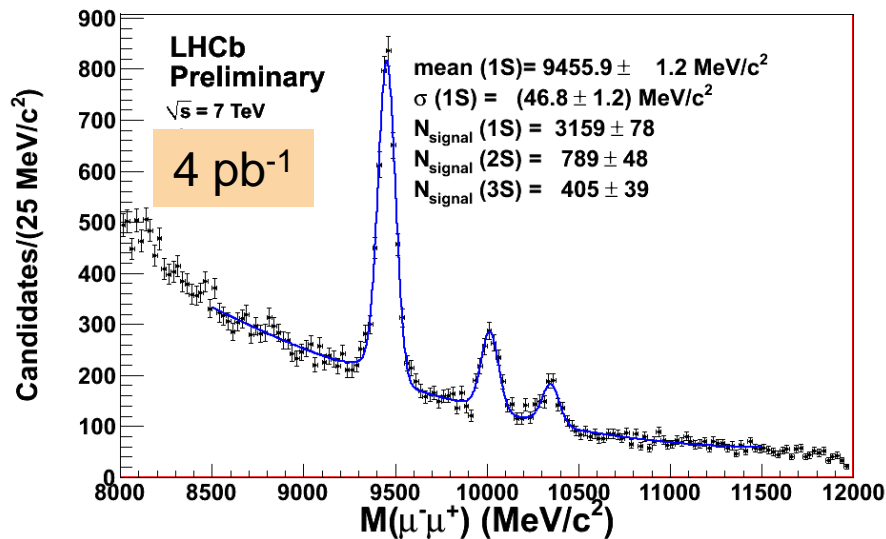
# oddziaływań / przecięcie wiązek



## MENU DNIA

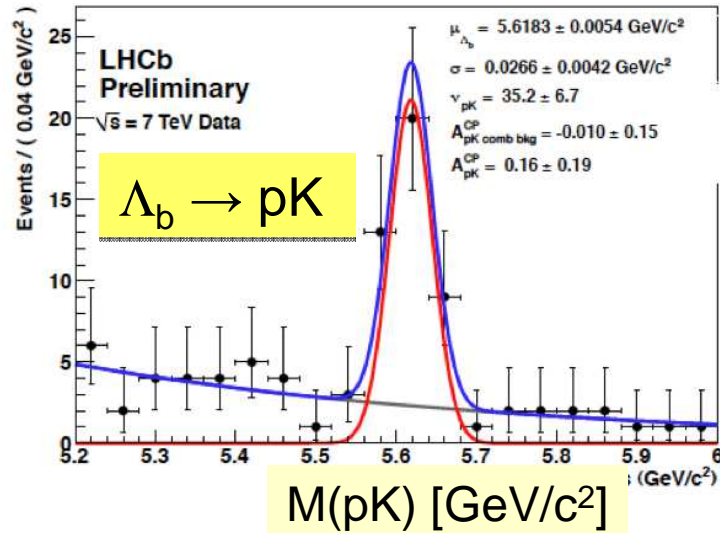
- przystawki
  - cząstki mniej lub bardziej egzotyczne
  - przekrój czynny dla  $pp \rightarrow b \text{ anty-}b X$
- danie główne
  - cząstki powabne : mieszanie i łamanie CP
- deser
  - bardzo rzadki rozpad  $B_s \rightarrow \mu\mu$

# Spektroskopia w LHCb: upsilony, chi, psi, X



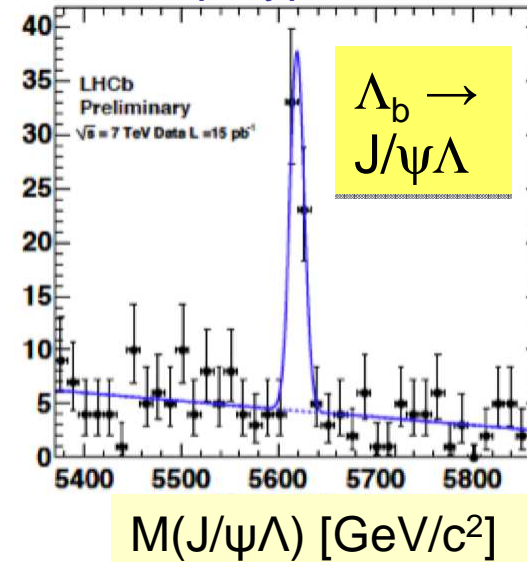
# Bariony piękne i powabne: $\Lambda_b^0$ (udb) i $\Lambda_c^+$ (udc) w LHCb

35 przypadków

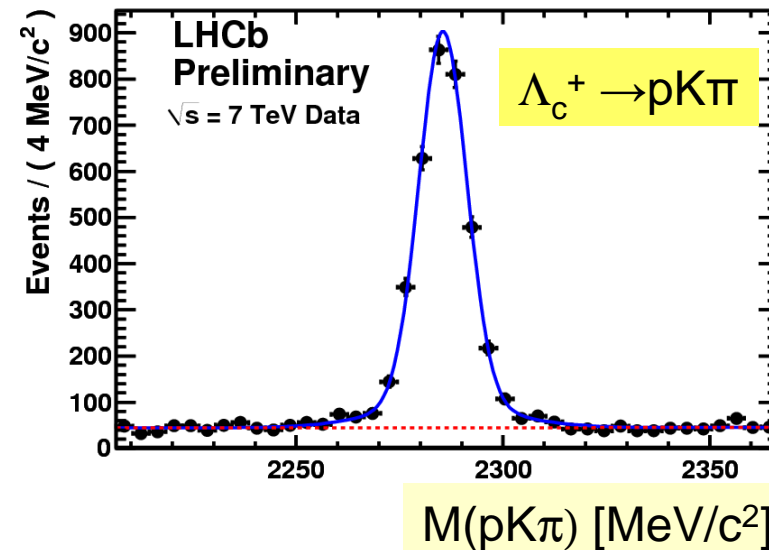
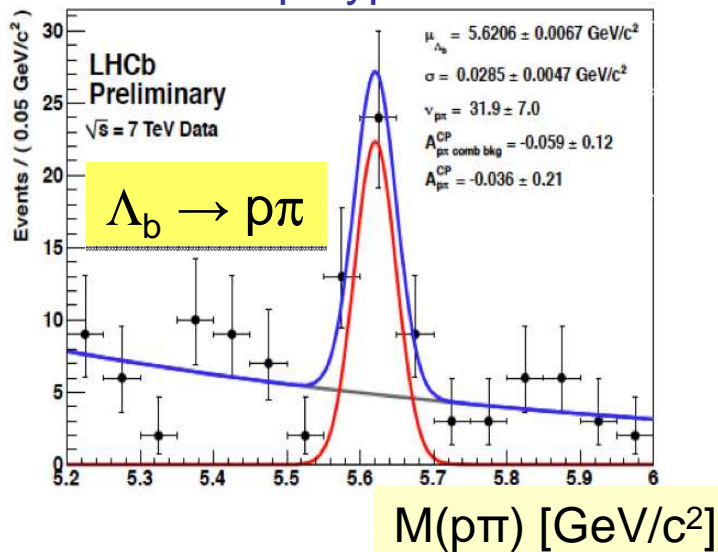


15 pb<sup>-1</sup>

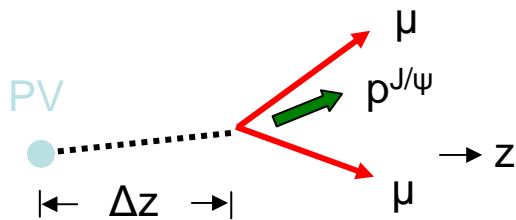
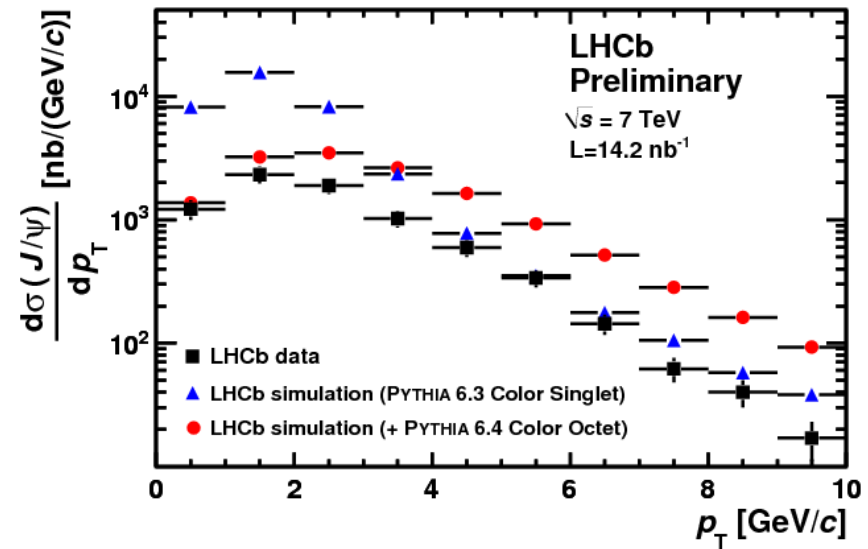
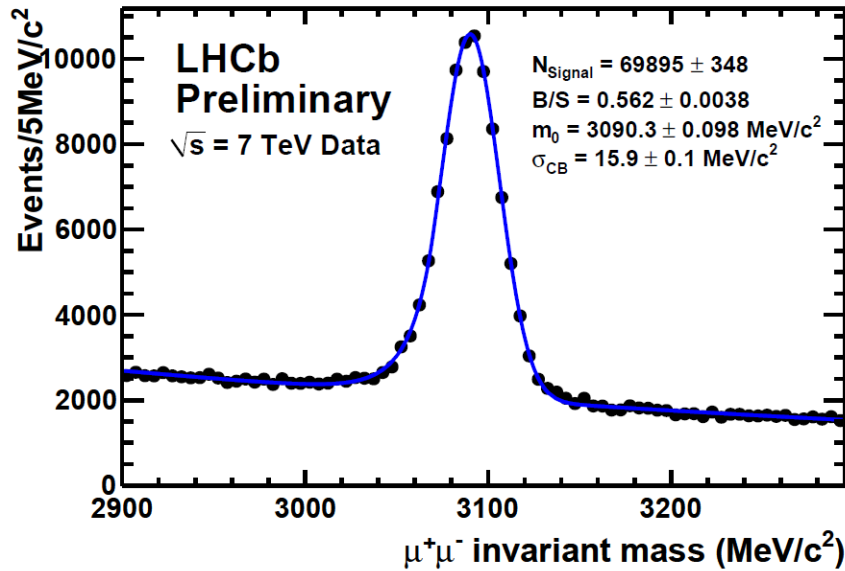
60 przypadków



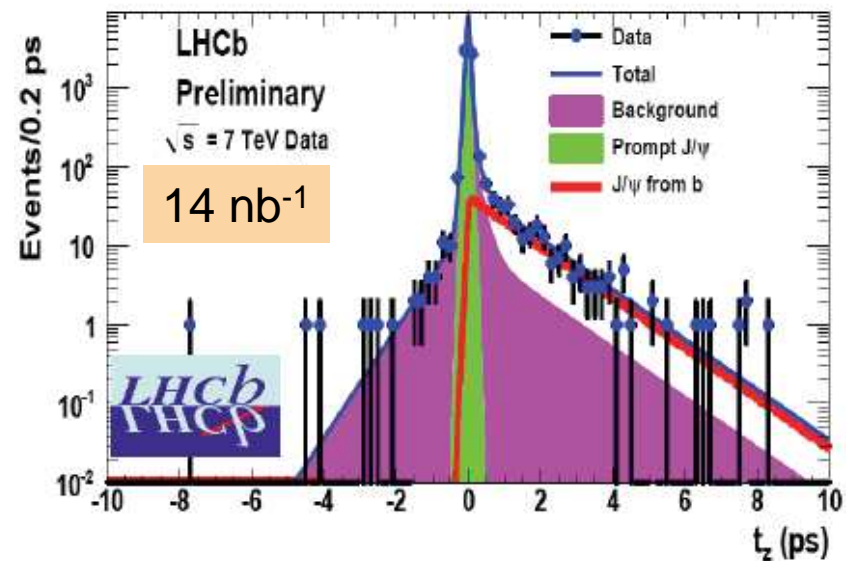
32 przypadki



# Inkluzywna produkcja $J/\psi \rightarrow \mu\mu$



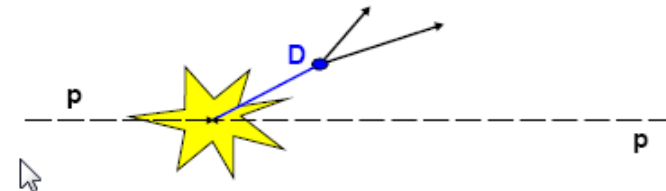
Czas własny:  $t_z = \Delta z M(J/\psi)/p_z$   
 użyty do rozdzielania produkcji  
 bezpośredniej i  $J/\psi$  z rozpadów b



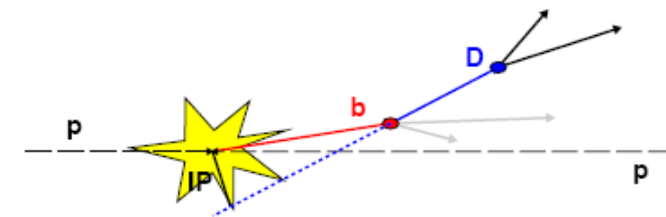


# Cząstki powabne i piękne w zderzeniach hadronowych

Bezpośrednia produkcja mezonów D

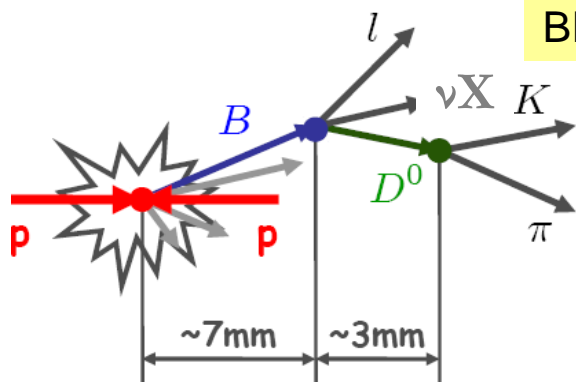


Mezony D z rozpadów cząstek pięknych



Parametr zderzenia (IP) służy do rozdzielenia przekrojów czynnych  $c$  i  $\bar{c}$  oraz  $b$  i  $\bar{b}$

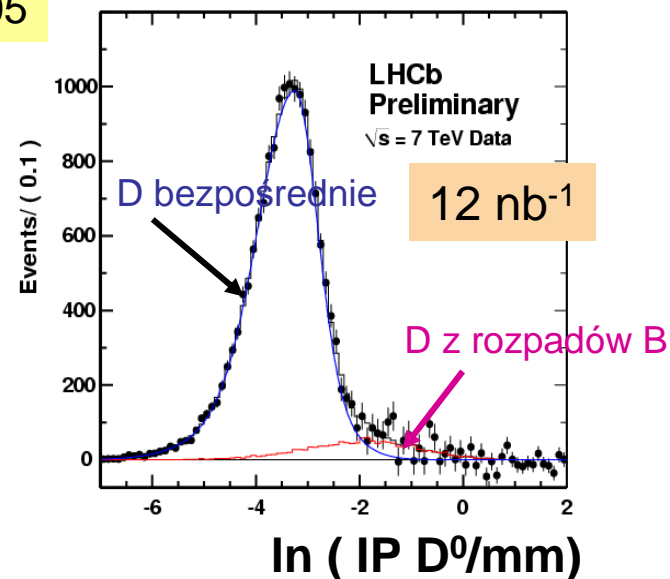
# Przekrój czynny $pp \rightarrow bbX$ z $B \rightarrow D^0 \mu X$



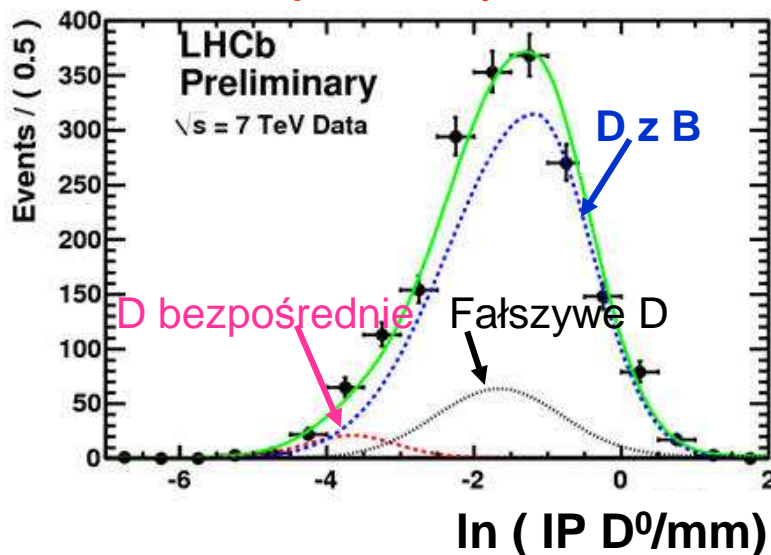
$$\text{BR}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 3.89 \pm 0.05$$

$$\text{BR}(b \rightarrow D^0 \mu \nu X) = 6.82 \pm 0.35 \%$$

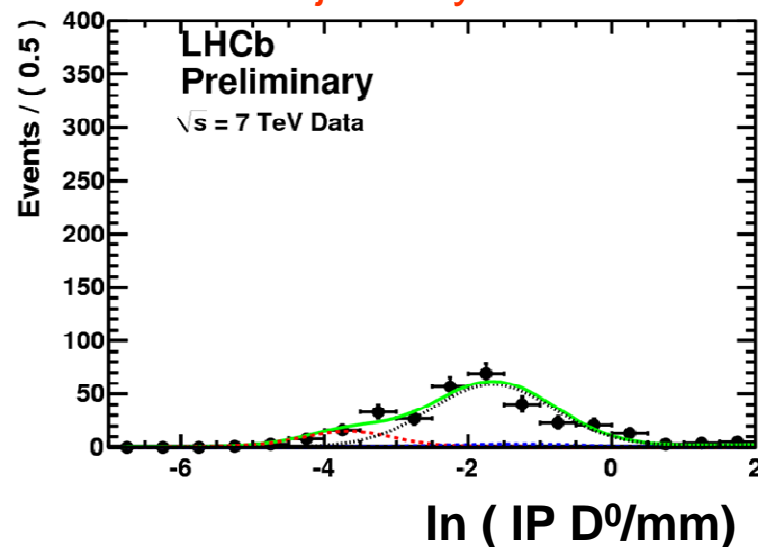
Duże tło od bezpośredniej produkcji D można usunąć przez dołączenie mionu ( $l$ ) o dobrym znaku:  $b \rightarrow cW^- (\rightarrow \mu^-)$  w wierzchołku B



Korelacje z dobrym znakiem

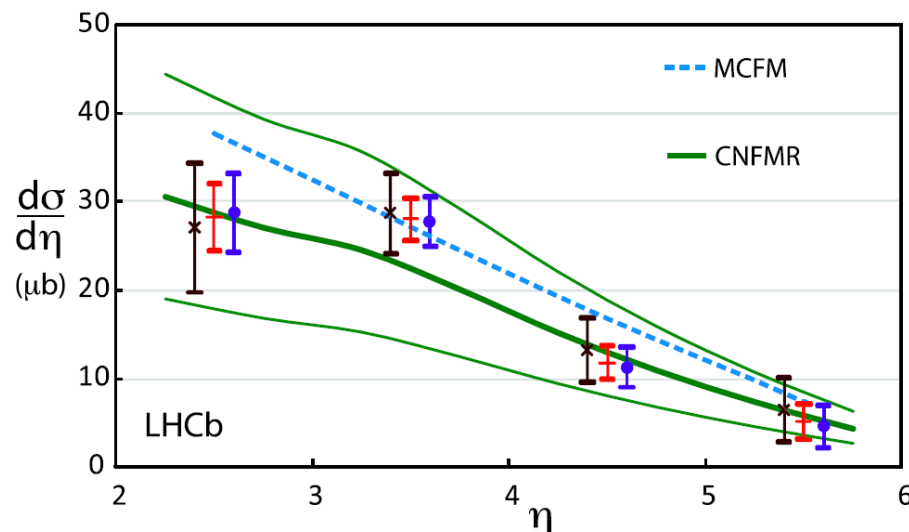


Korelacje z złym znakiem



# Przekrój czynny $pp \rightarrow bbX$ z $B \rightarrow D^0 \mu X$

$$\sigma(pp \rightarrow h_b X) = \frac{\text{liczba przypadków } D^0 \mu^- \text{ i } \bar{D}^0 \mu^+}{2 L \epsilon \text{BR}(b \rightarrow D^0 \mu \nu X) \text{BR}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$$



Ułamek fragmentacji  $b \rightarrow h_b$   
z LEP lub Tevatronu.

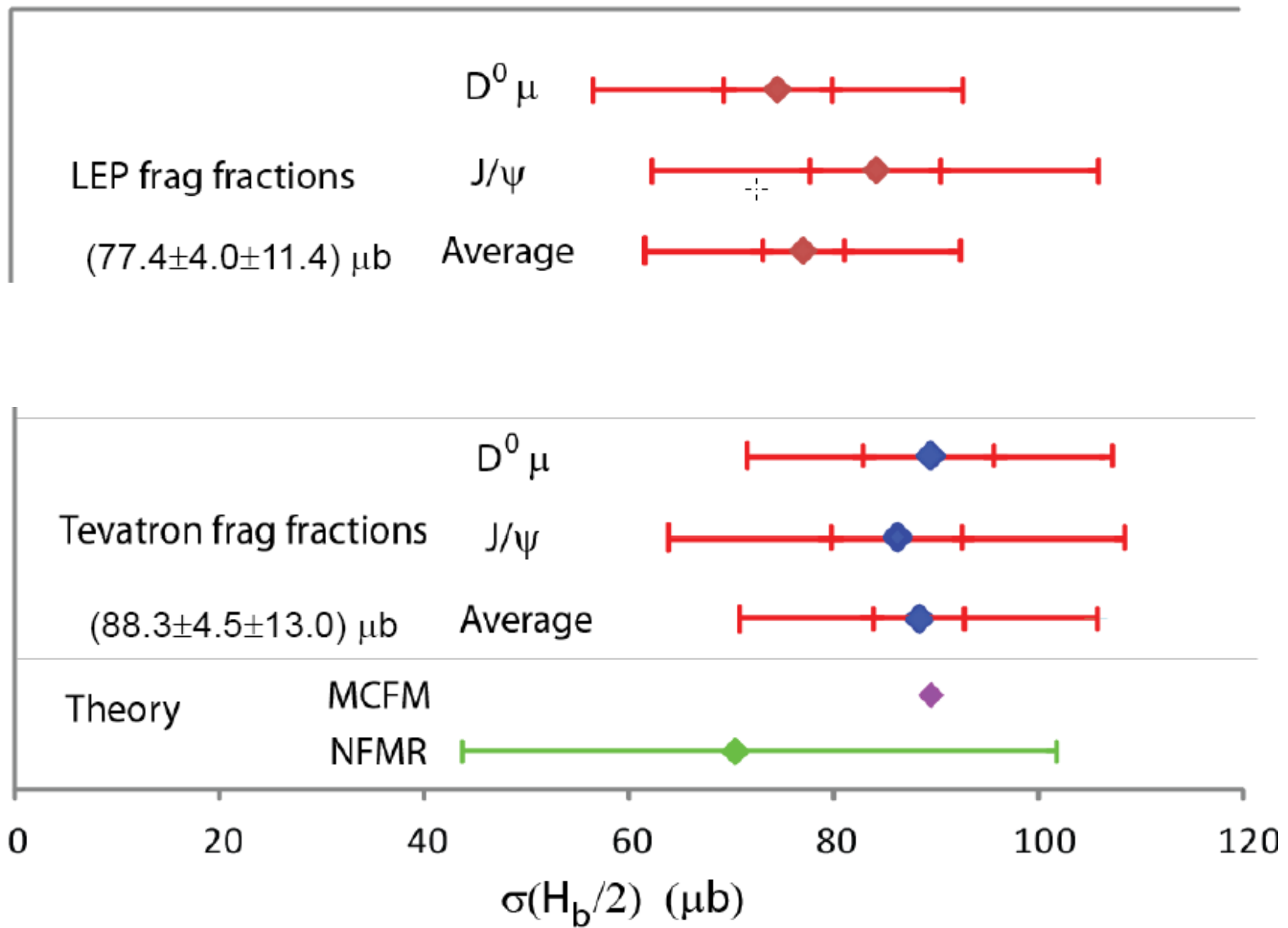
Błąd systematyczny zdominowany  
przez błąd wyznaczania świetlności  
ok. 10%

$$\sigma(pp \rightarrow H_b X) = 75.3 \pm 5.4 \pm 13.0 \mu\text{b} \text{ dla } 2 < \eta < 6 \quad \sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$$

$$\text{Ekstrapolując do } 4\pi \text{ (PYTHIA 6.4): } \sigma(pp \rightarrow bbX) = 284 \pm 20 \pm 49 \mu\text{b}$$

$$\text{Uśredniając z wynikiem dla } b \rightarrow J/\psi X: \sigma(pp \rightarrow bbX) = 292 \pm 15 \pm 43 \mu\text{b}$$

Częstość produkcji kwarków  $b$  zgodna z założeniami przy symulacjach w LHCb:  
500  $\mu\text{b}$  przy  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV} \rightarrow 220 \mu\text{b}$  przy  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$

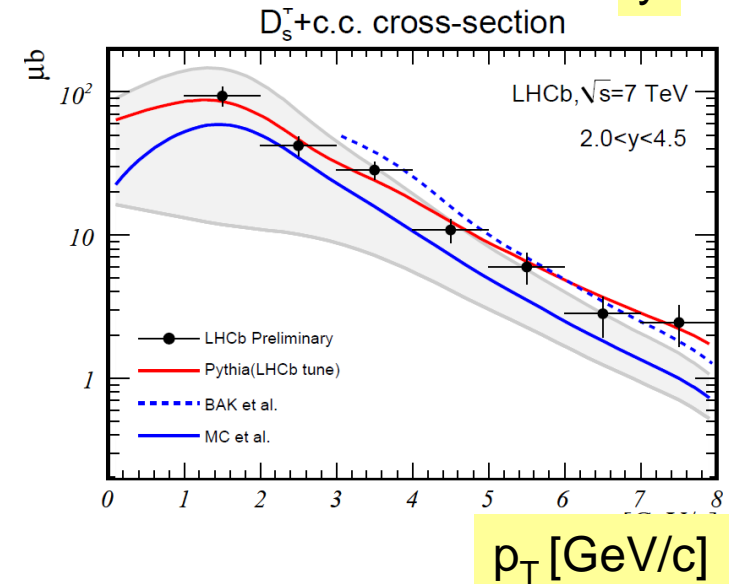
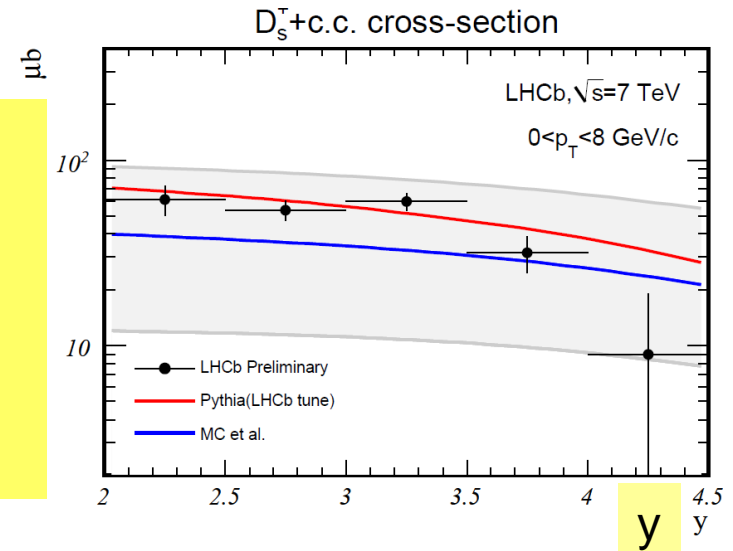
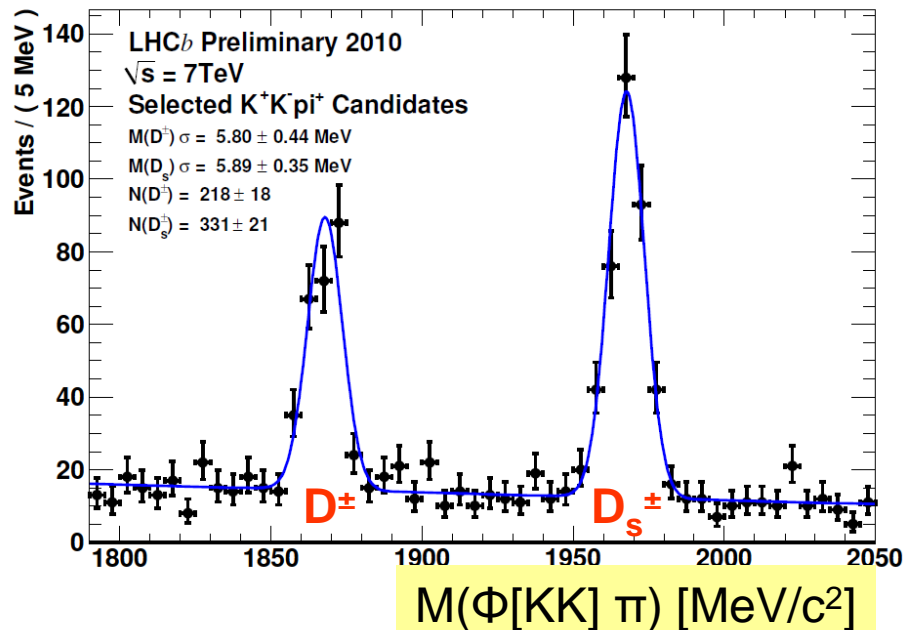


# Cząstki (jawnie) powabne

Ekstrapolując do wszystkich  $p_T$  i  $4\pi$  otrzymuje się przy  $\sqrt{s} = 7$  TeV:

$$\sigma(pp \rightarrow ccX) \approx 20 \times \sigma(pp \rightarrow bbX)$$

→ bardzo duże statystyki cząstek powabnych w LHCb



## Łamanie CP i mieszanie $D^0$ - $\bar{D}^0$

- $D^0$  ( $\bar{c}u$ ) – jedyny mezon z kwarków górnych, który się miesza
- Pierwszy pomiar mieszania  $D^0$ -  $\bar{D}^0$  w 2007 r. (Belle, BaBar)
- Obserwacja mieszania otwiera drogę do **znacznie bogatszej struktury łamania CP** w cząstkach powabnych
- Łamanie CP w cząstkach powabnych b. małe w MS ( $10^{-3}$  -  $10^{-8}$ )  
→ okazja do poszukiwania NF bez tła MS
- Obecne pomiary mają dokładność  $\sim 1\%$  → konieczne zejście do **0.1%**.  
Możliwe w LHCb już przy  $\Delta L \sim 100 \text{ pb}^{-1}$

# Zmienne opisujące mieszanie i łamanie CP

Dwa stany zapachowe:

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

Stany masowe ( $m_1, m_2$ ):

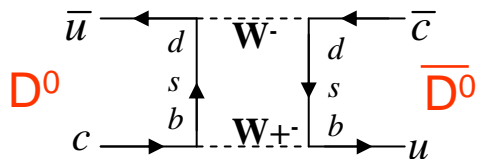
$$|D_{1,2}\rangle = p |D^0\rangle \pm q |\bar{D}^0\rangle$$

Mierzalne parametry  $x$  i  $y$  opisujące mieszanie :

$$x \equiv \frac{m_1 - m_2}{\Gamma}$$

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

W MS:



b. małe (tłumione przez GIM i CKM).  
Możliwy wkład od NF.

trudne do policzenia

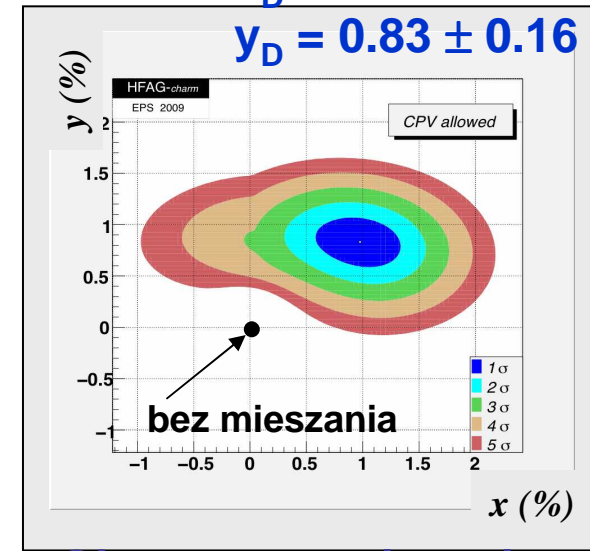
$$x_D, y_D \sim \lambda^2$$

Łamanie CP :  $\phi_D = \arg(M_{12} / \Gamma_{12}) \neq 0$      $|q/p| \neq 1$

asymetria CP  $\sim x_D \sin 2\phi_D$  a  $x_D \sim 1\%$  (oscylacje baaaardzo wolne)

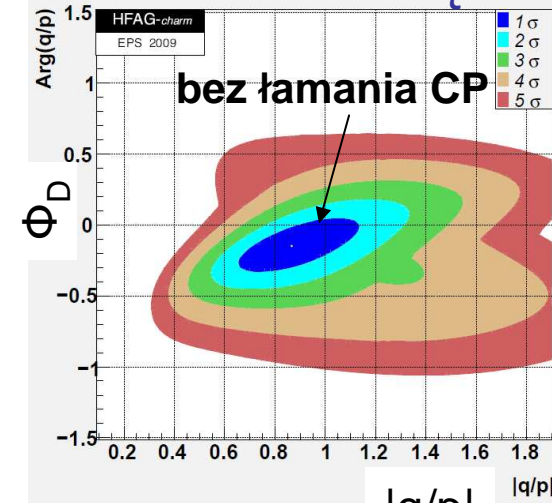
$$x_D = 0.98 \pm 0.25 \%$$

$$y_D = 0.83 \pm 0.16 \%$$



Obecne ograniczenia

na łamanie CP są słabe:



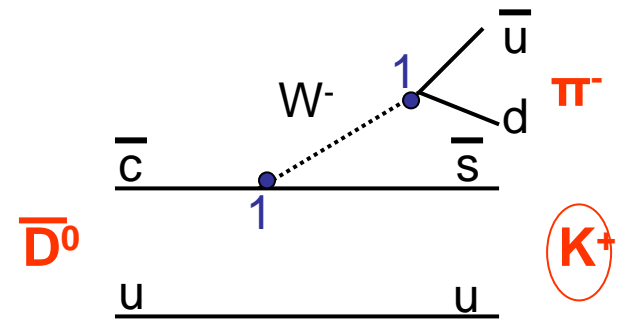
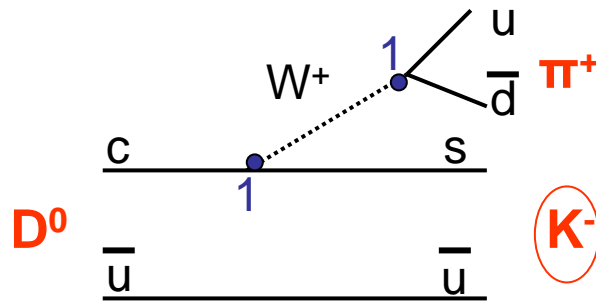
$|q/p|$   
23

# Dobry i zły znak K oraz CF i DCS

Neutralne mezony D: rozpady faworyzowane przez kąt Cabibbo (**CF**), pojedynczo tłumione ( $\lambda$ ) (**SCS**) i podwójnie tłumione ( $\lambda^2$ ) (**DCS**)

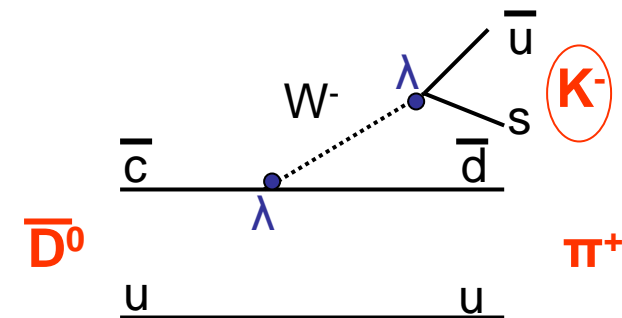
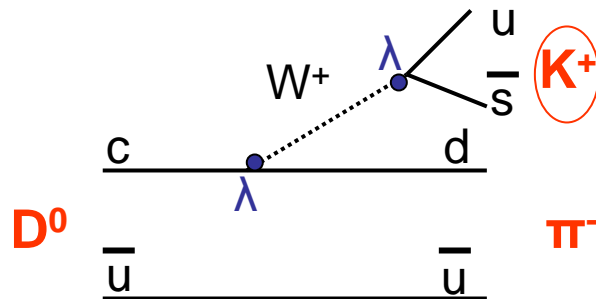
Dobry znak K

CF



Zły znak K

DCS



$$\Gamma_{CF} : \Gamma_{SCS} : \Gamma_{DCS} = 1 : \lambda^2 : \lambda^4 \approx 1 : (1/20) : (1/400)$$

Przy mieszaniu dwa źródła „złego znaku K” :

1. DCS
2.  $D^0 \rightarrow \text{anty } D^0 \rightarrow \text{CF}$



## Różne pomiary mieszania i łamania CP w rozpadach D

Po obserwacji mieszania w  $D^0 - \text{anty}D^0$  następnym krokiem jest znalezienie **łamania CP**.

Dwa rodzaje analizy:

- **zależna od czasu**

(łamanie CP w mieszaniu oraz mieszaniu i interferencji:  $10^{-8}$  w MS)

- **niezależna od czasu**

(bezpośrednie łamanie CP:  $10^{-3} - 10^{-4}$  w MS)

- **Stany własne CP**: pomiar  $y_{CP}$  z pomiaru stosunku czasów życia dla stanów z różnym CP
- **Rozpady z „złym znakiem K”**:  $x'^2$  i  $y'^2$  z pomiaru czasów życia
- **Rozkłady Dalitza w funkcji czasu** → bezpośredni pomiar  $x$  i  $y$
- **Rozpady półleptonowe z „złym znakiem  $\mu$ ”**: pomiar częstości mieszania  $x$  i  $y$ . Sama obserwacja rozpadu WS:  $D^0 \rightarrow K^{(*)+} l^- \nu$  wskazuje na mieszanie.

W LHCb można użyć **różnych hadronowych stanów końcowych** w rozpadach D.

# Łamanie CP w rozpadach dwuciałowych do stanów o różnym CP

Porównanie czasów życia rozpadu  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  (mieszanka  $CP= +1$  i  $CP= -1$ ) i rozpadów z  $CP= +1$ :  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  ( $\pi^- \pi^+$ ):

$$y_{CP} \equiv \frac{\tau(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}{\tau(D^0 \rightarrow K^- K^+, \pi^- \pi^+)} - 1 = y \cos \phi - \frac{1}{2} A_m x \sin \phi \rightarrow y \text{ dla zachowania CP}$$

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = 1 + A_m$$

$$\text{PDG2010: } y_{CP} = (1.107 \pm 0.217) \%$$

Można użyć **znakowanych i nieznakowanych**  $D^0$ .

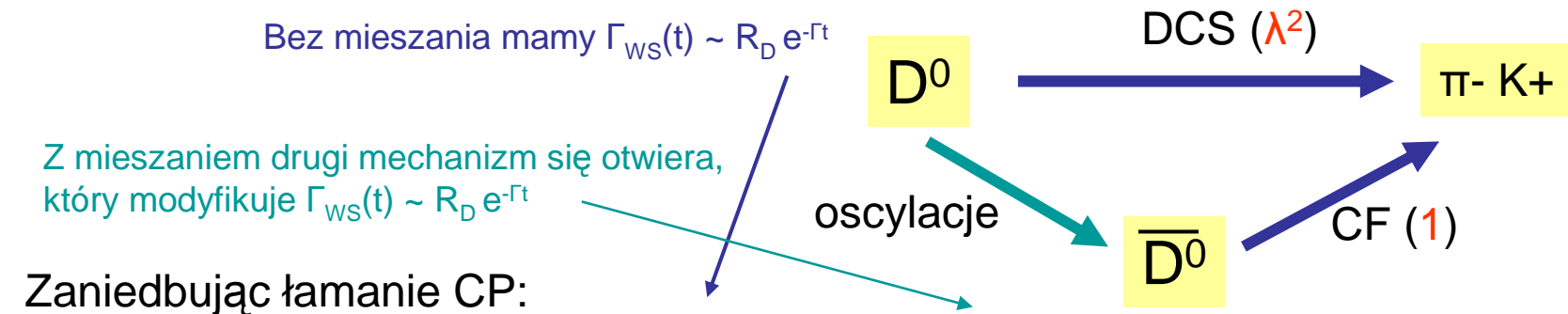
Znakowane pomiary pozwalają zmierzyć **asymetrię CP**:

$$A_{\Gamma} \equiv \frac{\tau(\bar{D}^0 \rightarrow K^- K^+) - \tau(D^0 \rightarrow K^- K^+)}{\tau(\bar{D}^0 \rightarrow K^- K^+) + \tau(D^0 \rightarrow K^- K^+)} = \frac{1}{2} A_m y \cos \phi - x \sin \phi$$

$$\text{PDG2010: } A_{\Gamma} = (1.4 \pm 2.7) 10^{-3}$$

# Łamanie CP w rozpadach dwuciałowych do stanów z „złym znakiem” $K\pi$

Dwie możliwości rozpadu  $D^0$  do stanu z „złym znakiem”  $\pi^- K^+$



$$\Gamma(t; D^0 \rightarrow \pi^- K^+) \sim e^{-\Gamma t} \left[ R_D + \sqrt{R_D} y' \Gamma t + \frac{1}{4} (y'^2 + x'^2) (\Gamma t)^2 \right]$$

$$R_D \equiv \frac{\Gamma(DCS)}{\Gamma(CF)}$$

DCS    interferencja DCS i oscylacji    oscylacje

$$x' \equiv x \cos \delta + y \sin \delta$$

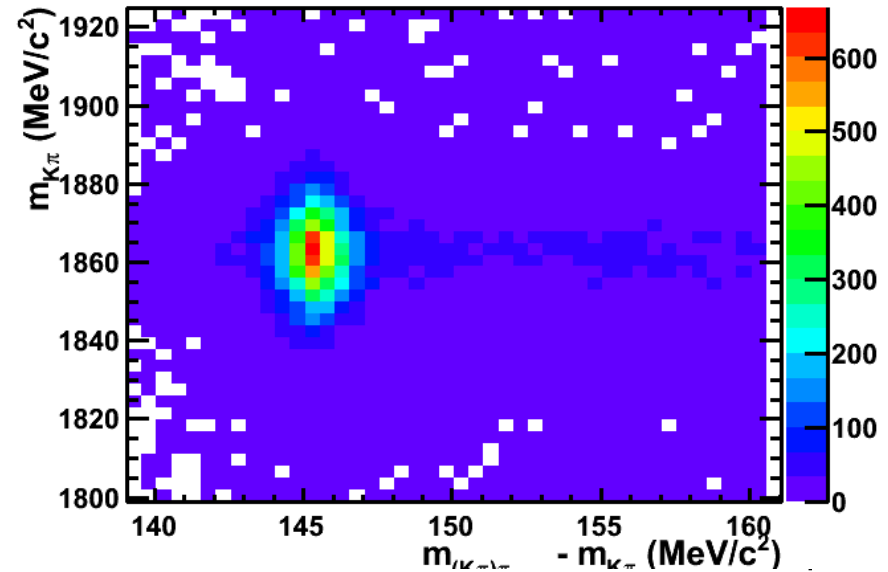
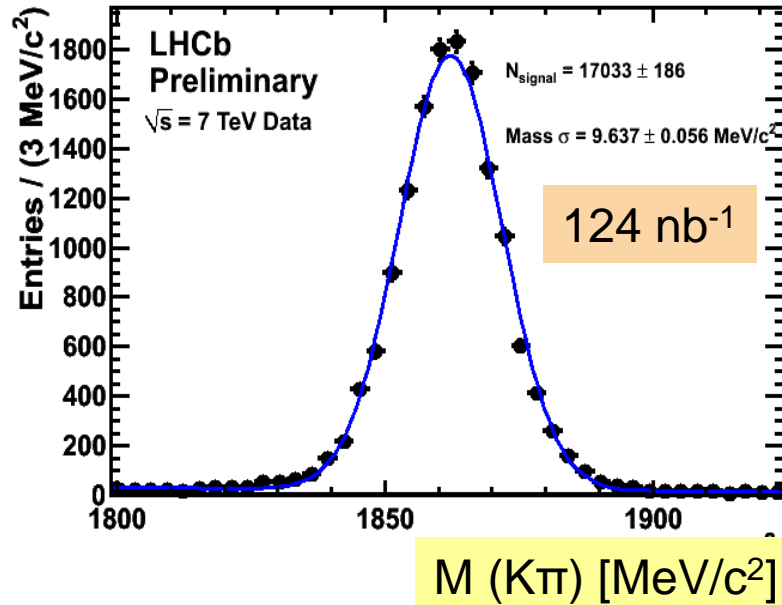
$$y' \equiv -x \sin \delta + y \cos \delta$$

Dla łamania CP mamy taki sam wzór, ale różne współczynniki  $R_D^\pm, x'_\pm, y'_\pm$  dla rozpadów  $D^0 (+)$  i  $\text{anty}D^0 (-)$ .

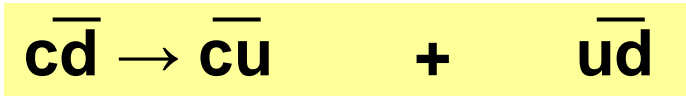
Dla rozpadów wielociałowych (np.  $D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ ) można dopasowywać ten wzór dla różnych położeń na wykresie Dalitza.

# Rozpad $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (CF)

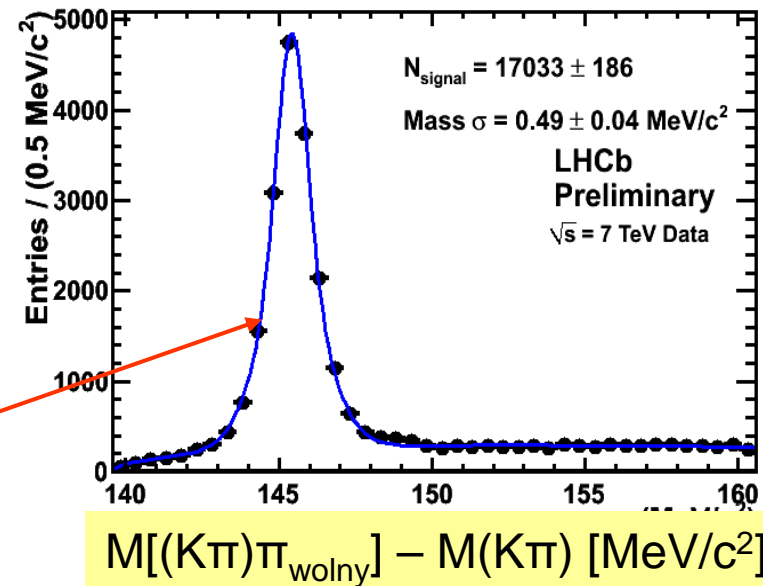
Dla  $37 \text{ pb}^{-1}$  oczekujemy ok.  $2 \cdot 10^6$  przypadków  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \rightarrow \sigma_{\text{stat.}} \approx 0.002 - 0.003$



Znakowanie  $D^{*+}$  konieczne dla wielu pomiarów łamania CP:

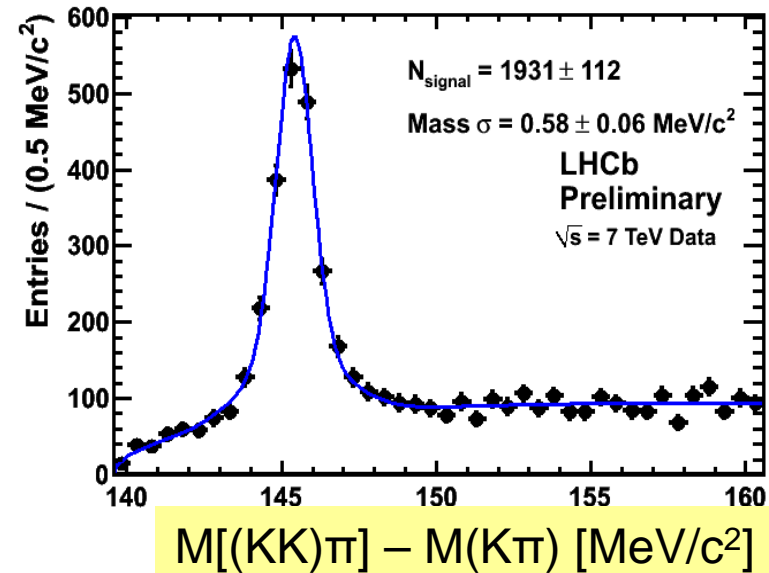
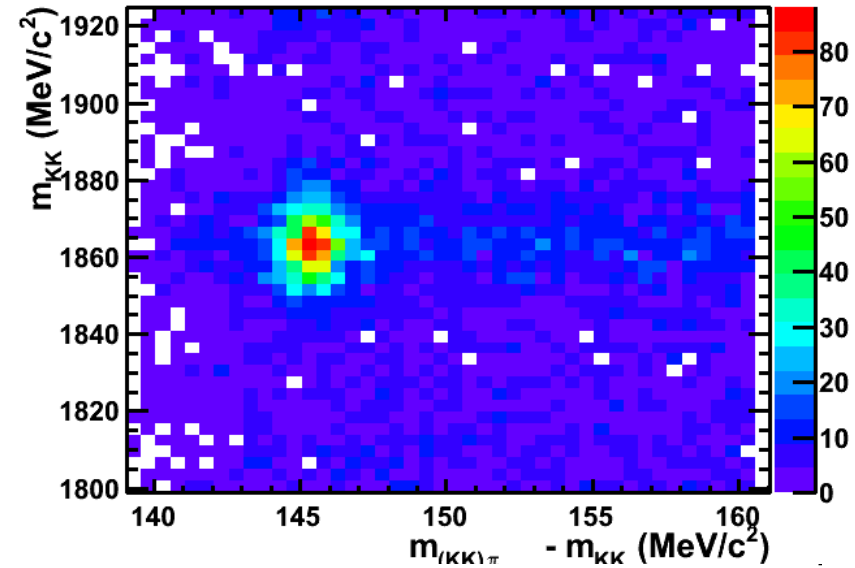
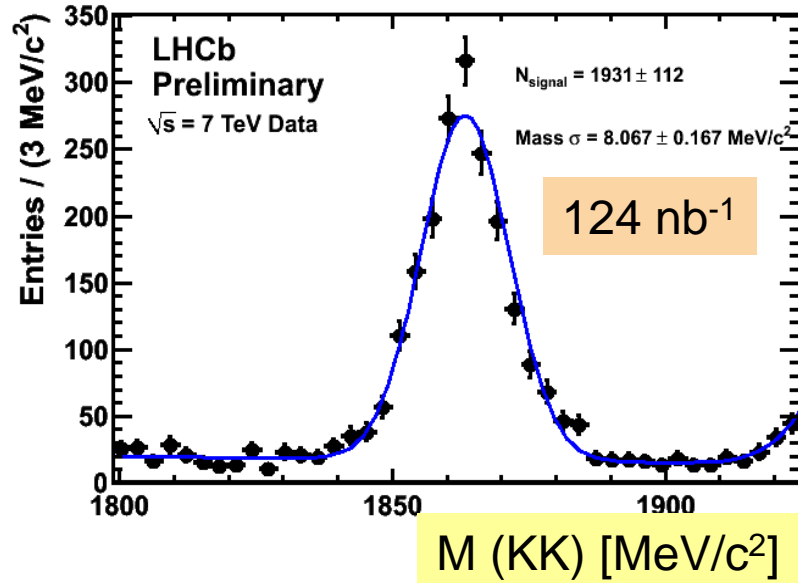


$$m_{D^{*(2010)+}} - m_{D^0} = 145 \text{ MeV}/c^2$$

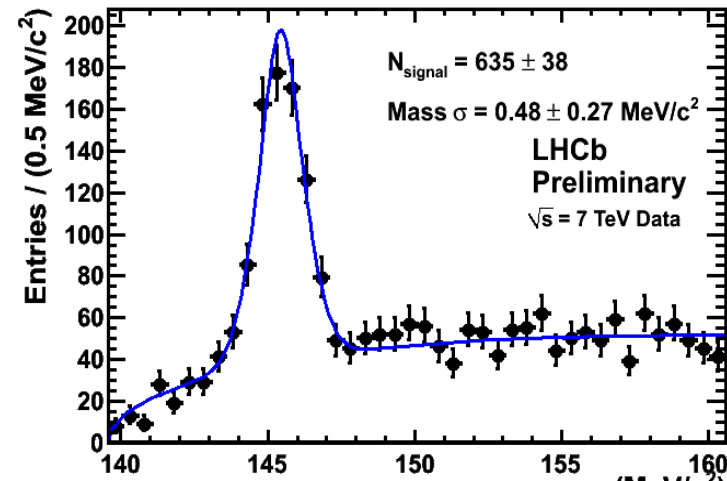
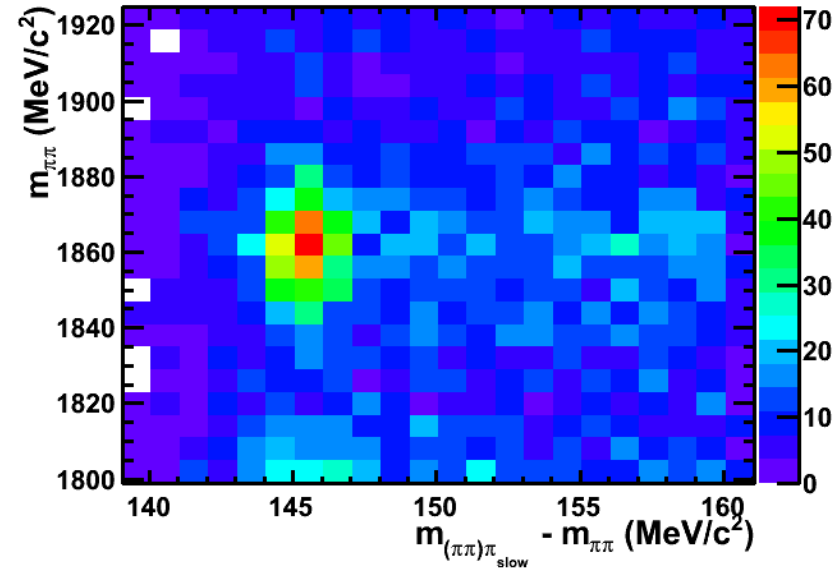
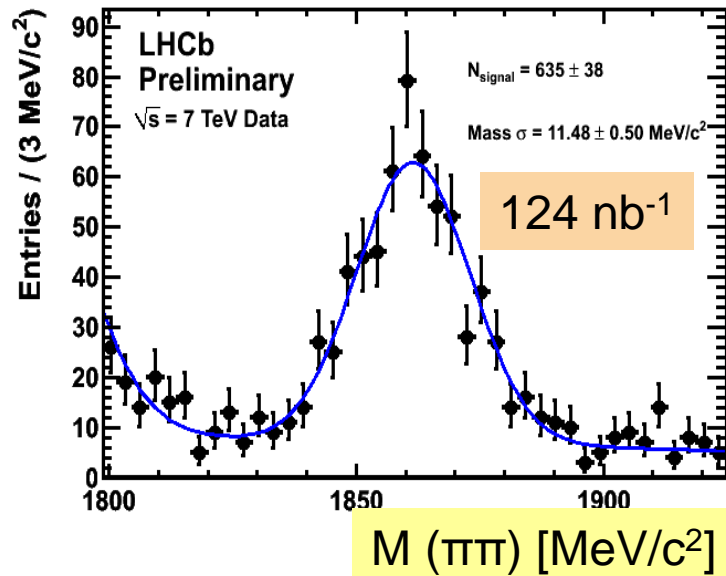


# Rozpad $D^0 \rightarrow K^- K^+$ (SCS)

Dla  $37 \text{ pb}^{-1}$  oczekujemy ok.  $2.5 \cdot 10^5$  przypadków  $D^0 \rightarrow K^- K^+$



# Rozpad $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ (SCS)



$M[(\pi\pi)\pi_{\text{wolny}}] - M(\pi\pi)$  [MeV/c<sup>2</sup>]

# Rozpady wielociałowe $D^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ (SCS)

Rozpady wielociałowe zawierają **więcej informacji dynamicznych** niż tylko  $\Gamma$ .  
 W najprostszym przypadku można porównać **wykresy Dalitza** dla cząstki i antycząstki.

Na przykład poszukiwanie **łamania CP wprost** w rozpadzie  $D^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$  z kanałami kontrolnymi:  
 $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$  i  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

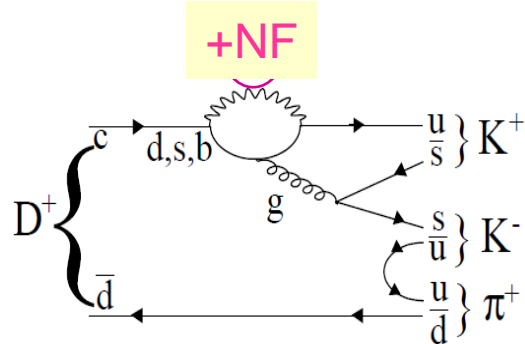
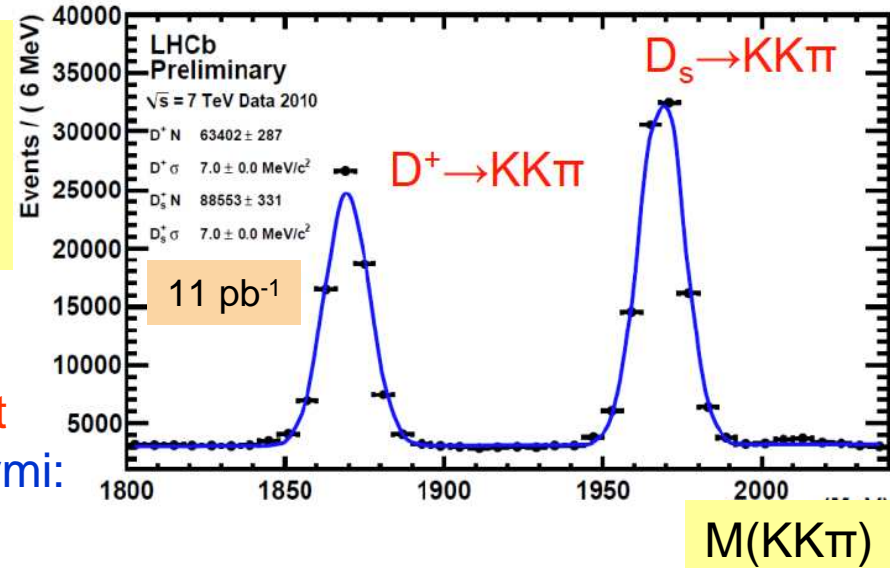
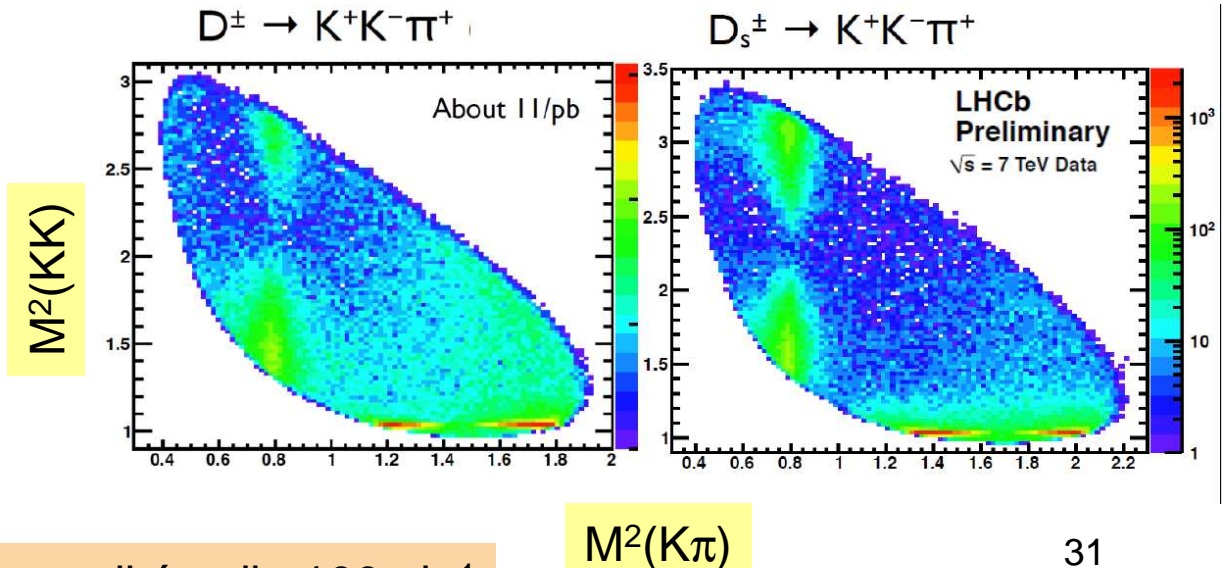


Diagram pingwinowy stwarza możliwość wkładu od **NF**.



Oczekujemy kilku milionów przypadków dla  $100 \text{ pb}^{-1}$

# Bardzo rzadki rozpad $B_s \rightarrow \mu\mu$

**Bardzo** rzadkie rozpady w MS:

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3.35 \pm 0.32) \cdot 10^{-9}$$

$$BR(B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = (1.03 \pm 0.09) \cdot 10^{-10}$$

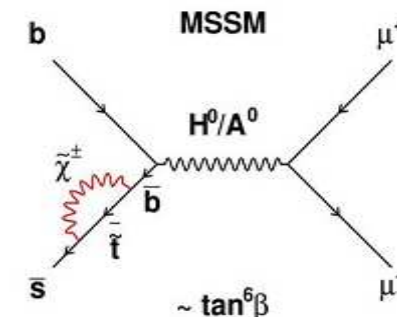
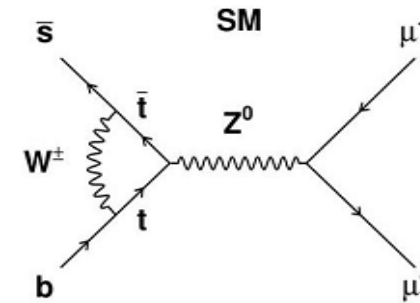
Ale czułe na NF,  
w szczególności na nowe cząstki skalarne,  
w MSSM:  $BR \propto \tan^6\beta / M_A^4$

Dla **przewidywań MS** LHCb oczekuje  
10 przypadków sygnału dla  $1 \text{ fb}^{-1}$ .

Obecne ograniczenia:

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 4.3 \cdot 10^{-8} \quad , \quad BR(B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 7.9 \cdot 10^{-9} \quad (95\%CL) \quad \mathbf{CDF}$$

$$BR(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) < 5.1 \cdot 10^{-8} \quad (95\%CL) \quad \mathbf{D0}$$





# Bardzo rzadki rozpad $B_s \rightarrow \mu\mu$ w LHCb: metoda

Metoda LHCb podobna do Tevatronu: luźna preselekcja (zoptymalizowana aby uzyskać podobne efektywności dla sygnału i kanałów kontrolnych:  $B_{(s)} \rightarrow h^+h^-$ ,  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ ,  $B \rightarrow J/\psi K^*$ ), a następnie konstrukcja **globalnej funkcji wiarygodności**.

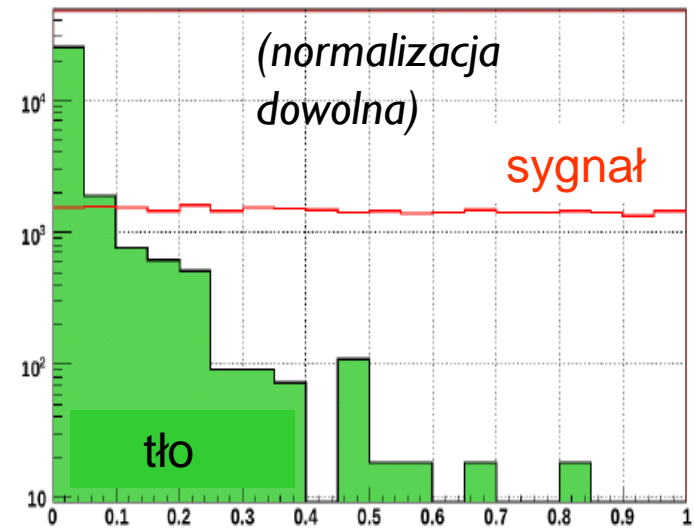
Każdemu przypadkowi przypisujemy prawdopodobieństwo, że pochodzi z sygnału lub tła.

**Globalna funkcja wiarygodności** w trójwymiarowej przestrzeni zbudowana z:

- ‘Wiarygodności **geometrycznej**’ GL (**topologia i czas życia**)
- Wiarygodności **masy niezmienniczej**
- Wiarygodności **identyfikacji cząstki ( $\mu$ )**

Z obserwacji przypadków można wyznaczyć granicę lub zmierzyć BR przez porównanie z znanym kanałem kontrolnym, np.  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$

(Sygnał skalibrowany na kanale kontrolnym; tło z przypadków  $M_{\mu\mu}$  poza  $M_{B_s}$ )



GL

# $B_s \rightarrow \mu\mu$ w LHCb: normalizacja

$$\text{BR} = \text{BR}_{\text{cal}} \times \frac{\epsilon_{\text{cal}}^{\text{REC}} \epsilon_{\text{cal}}^{\text{SEL|REC}} \epsilon_{\text{cal}}^{\text{TRIG|SEL}}}{\epsilon_{\text{sig}}^{\text{REC}} \epsilon_{\text{sig}}^{\text{SEL|REC}} \epsilon_{\text{sig}}^{\text{TRIG|SEL}}} \times \left( \frac{f_{\text{cal}}}{f_{B_s^0}} \right) \times \frac{N_{B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{N_{\text{cal}}}$$

Główne źródło niepewności  $\approx 13\%$

- Kanaly do normalizacji :

- $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$

- $B^0 \rightarrow J/\psi K^*$

- $B^0 \rightarrow K^- \pi^+$

Lepiej znane  $\text{BR}_{\text{cal}}$  ale zawierają błąd na  $f_d/f_s$

- $B_s \rightarrow J/\psi \Phi$

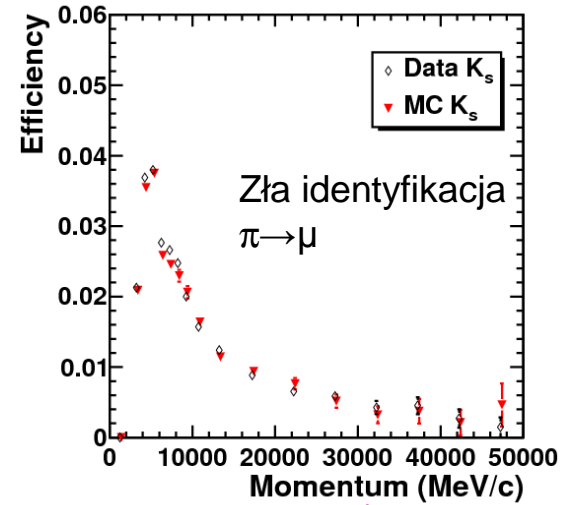
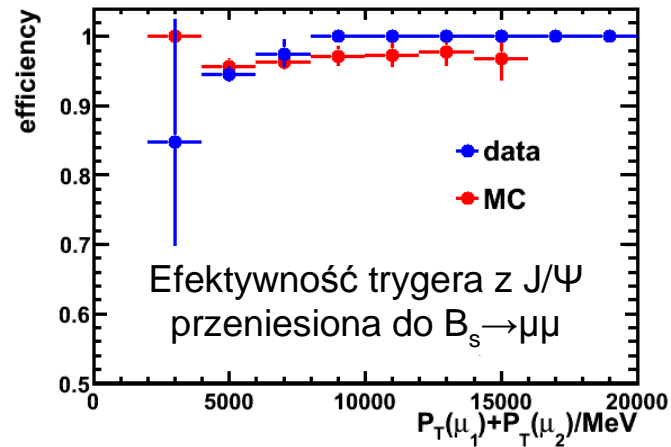
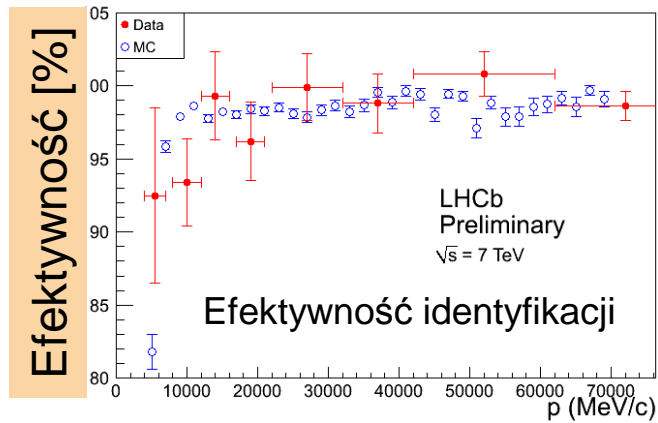
- $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$

- $B_s \rightarrow K^- K^+$

Pomiary z Belle dla  $Y(5S)$ , większy błąd dla  $\text{BR}_{\text{cal}}$

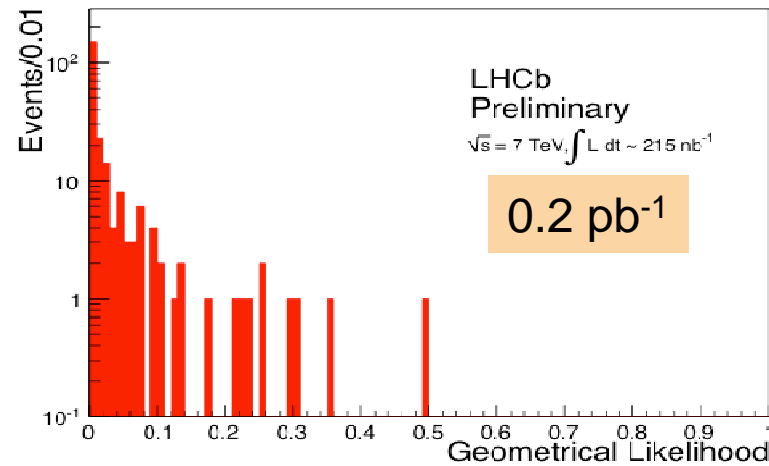
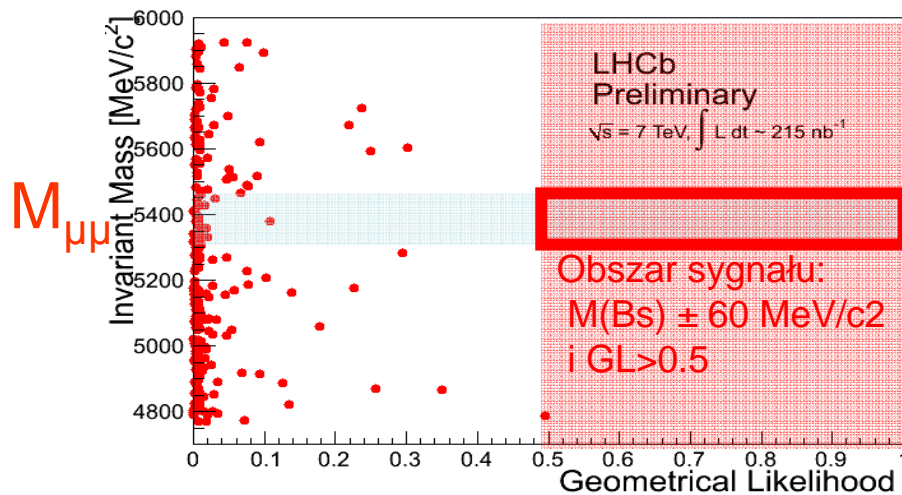
# $B_s \rightarrow \mu\mu$ w LHCb

Identyfikacja mionów, tryger i zła identyfikacja mionów zgodne z oczekiwaniami z MC:



Wiarygodność Geometryczna vs masa niezmiennicza  $\mu\mu$  dla  $0.2 \text{ pb}^{-1}$ :

brak przypadków w obszarze sygnału oraz ogólne własności tła zgodne z oczekiwaniami



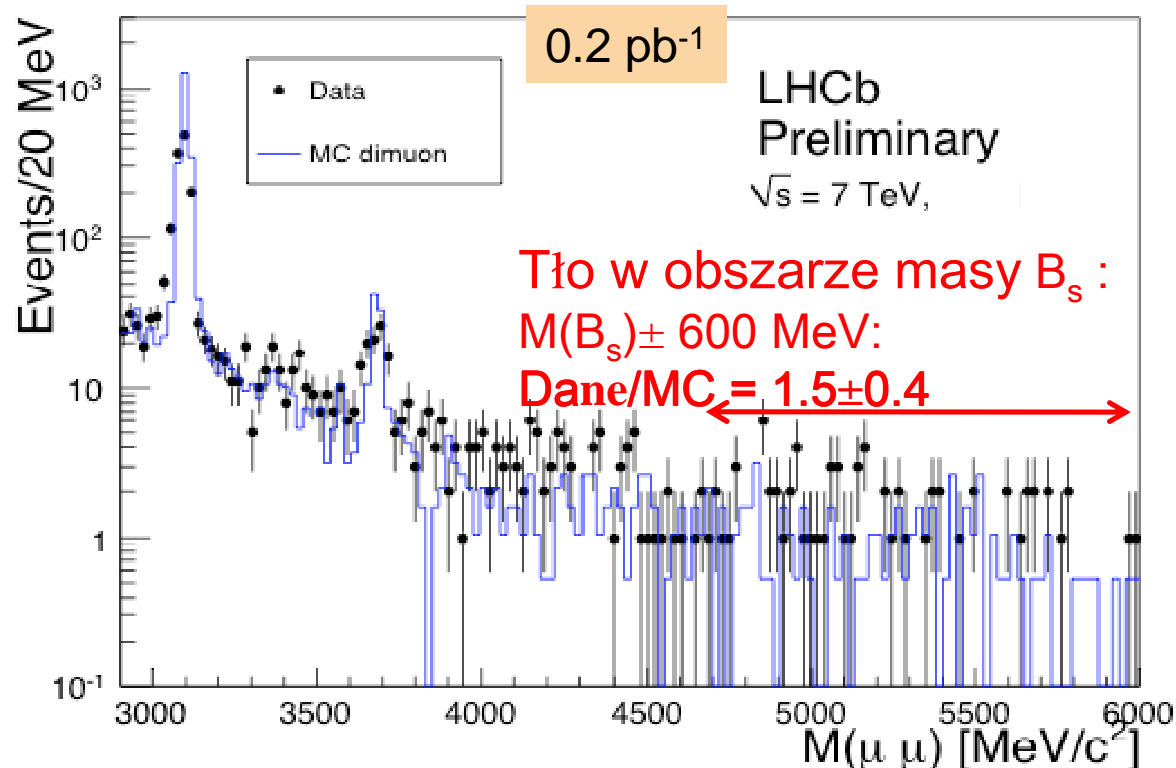
# $B_s \rightarrow \mu\mu$ w LHCb: oszacowanie tła

Dominuje **tło kombinatoryczne** od przypadków  $bb \rightarrow \mu\mu$  ( $BR(b \rightarrow \mu X) \approx 10\%$ ).

Pozostałe tła od:

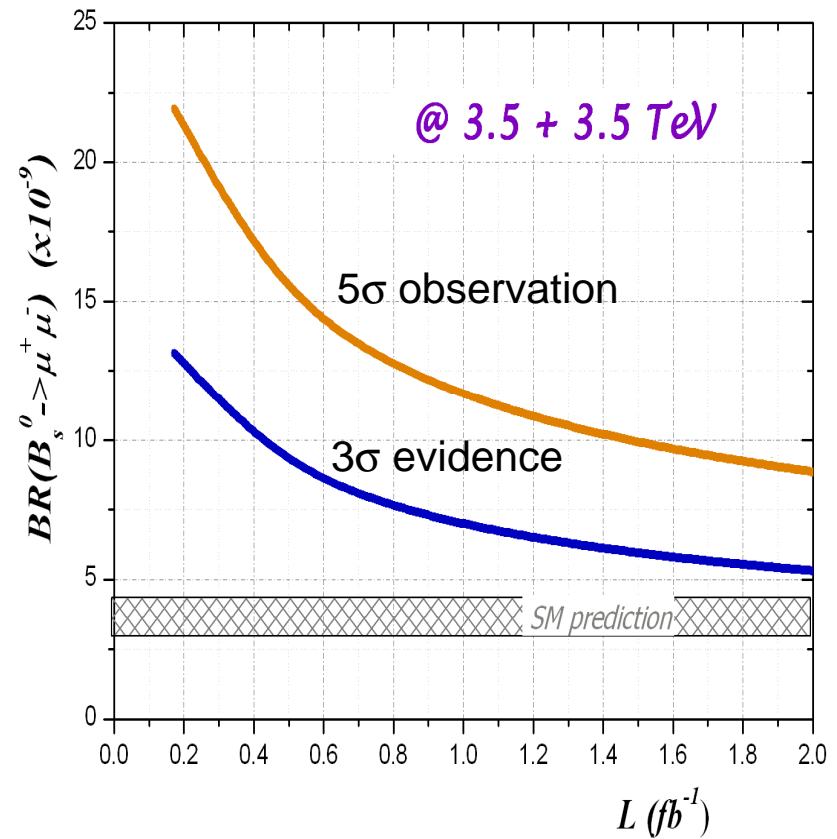
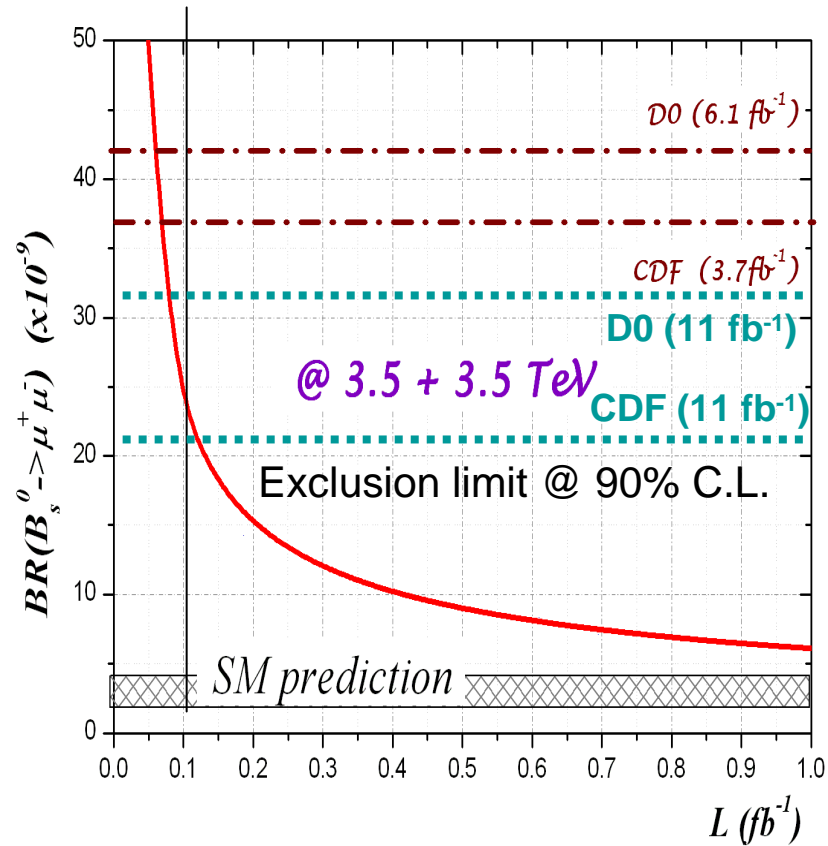
- $B \rightarrow hh$  z podwójną złą identyfikacją h  
(np.  $BR(B_d \rightarrow K\pi) \approx 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $BR(B_d \rightarrow \pi\pi) \approx 5 \cdot 10^{-6}$ ,  $BR(B_s \rightarrow KK) \approx 3 \cdot 10^{-5}$ )
- $B \rightarrow J/\psi(\mu\mu)h$  z h źle zidentyfikowanym jako mion:  
(np.  $BR(B \rightarrow J/\psi\mu\nu) \approx 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $BR(B_u \rightarrow J/\psi K^+) \approx 10^{-3}$ )

są **zaniedbywalnie małe**



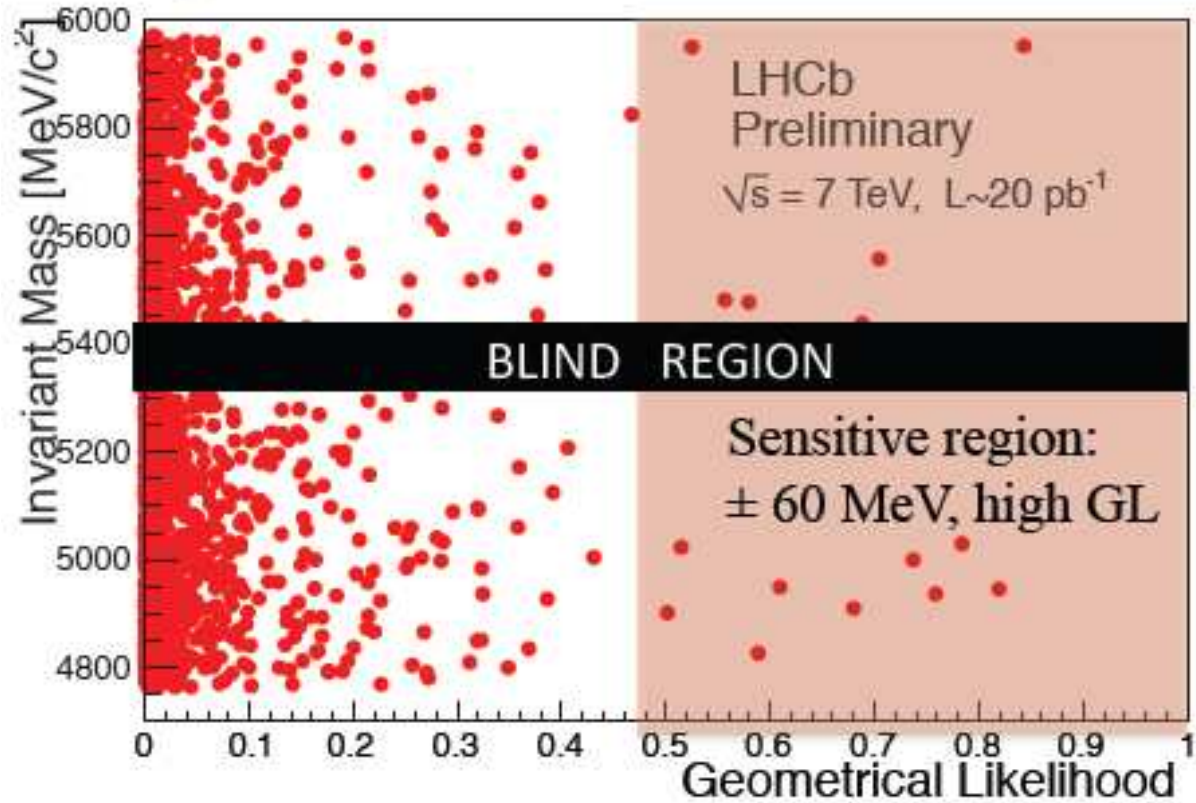
# $B_s \rightarrow \mu\mu$ w LHCb

Oczekiwana czułość w LHCb zakładając zmierzony przekrój czynny dla b anty-b ( $292 \mu\text{b}$ )



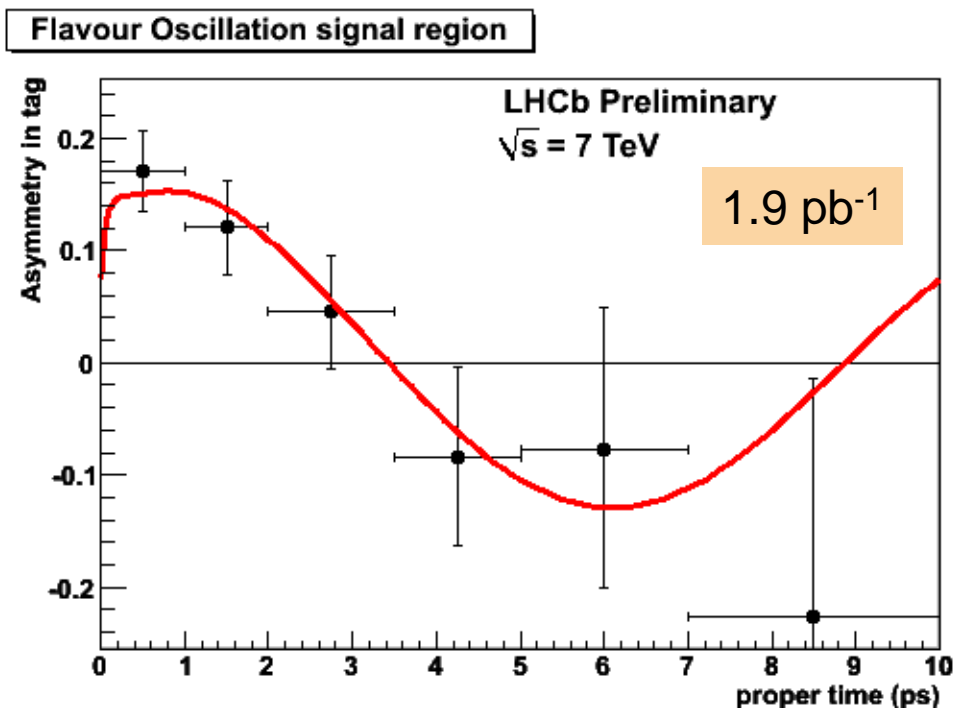
# $B_s \rightarrow \mu\mu$ w LHCb ( $\Delta L = 20 \text{ pb}^{-1}$ )

$M_{\mu\mu}$

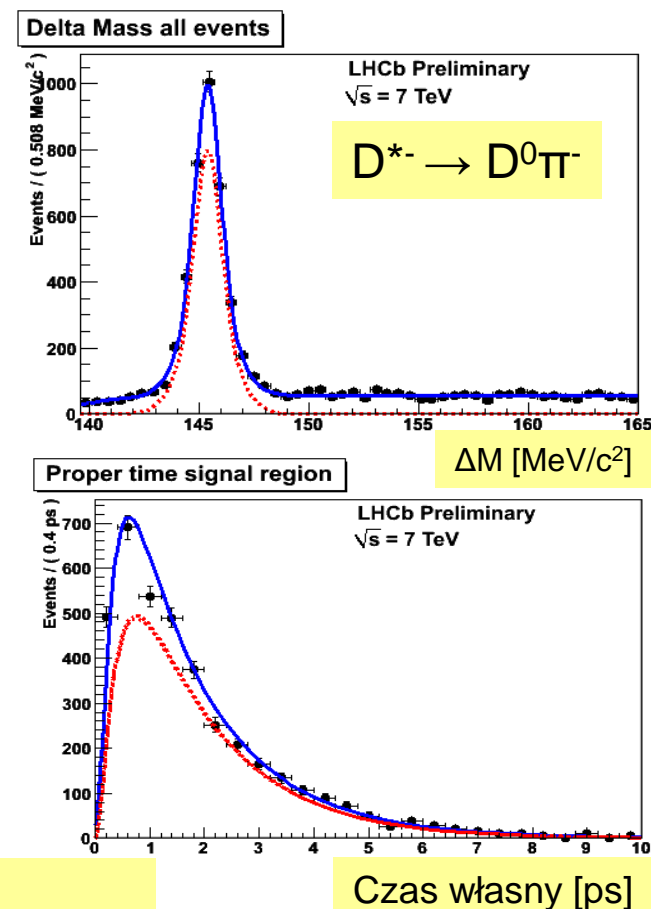


# Oscylacje mezonów B

Pierwszy sygnał oscylacji w przypadkach rozpadu  $B_d^0 \rightarrow D^{*-}(D^0\pi^-) \mu^+\nu$

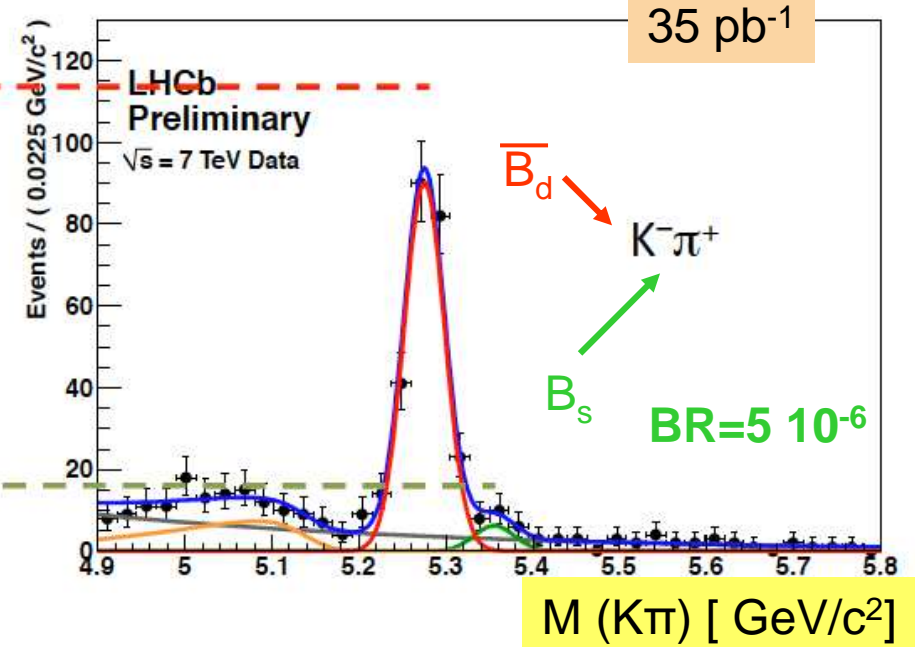
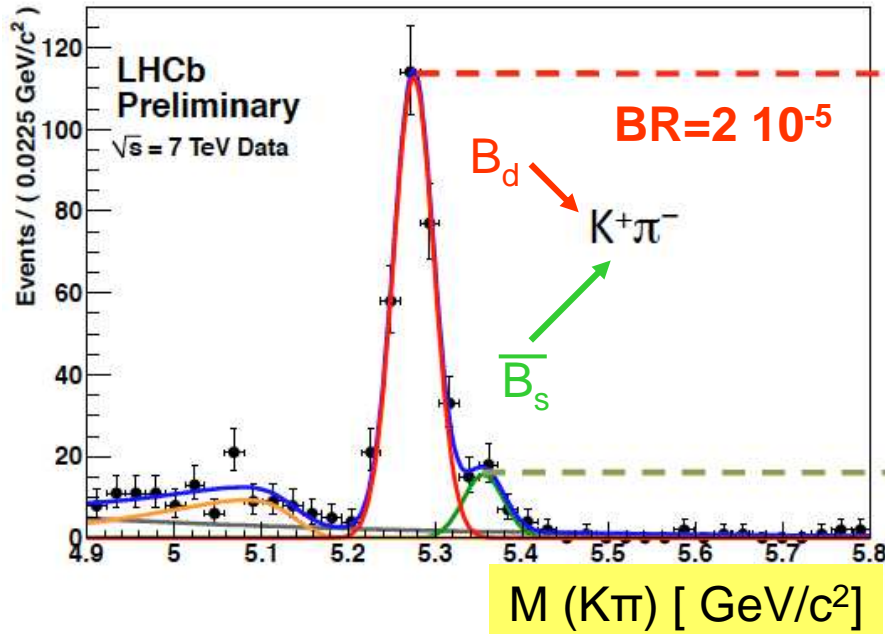


$$\Delta m = (0.53 \pm 0.08) 10^{12} \text{ s}^{-1}$$



$$A \equiv \frac{\Gamma(B_d^0 \rightarrow B_d^0) - \Gamma(B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0)}{\Gamma(B_d^0 \rightarrow B_d^0) + \Gamma(B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0)}(t) \propto \cos(\Delta mt)$$

# Bezpośrednie łamanie CP w $B \rightarrow K\pi$

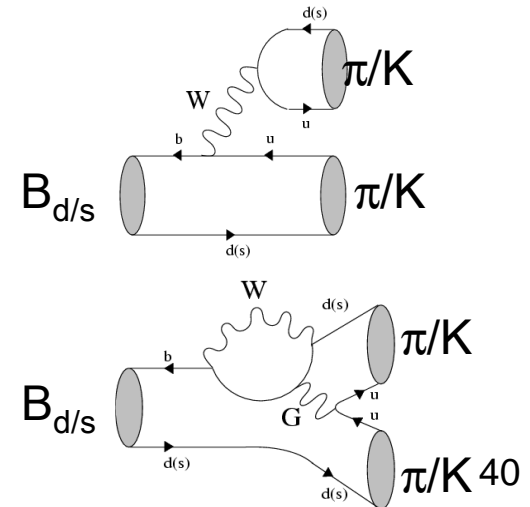


$$A_{CP}(B^0) = -0.134 \pm 0.041 \quad A_{CP}(B_s) = -0.43 \pm 0.17$$

$$A = A(B \rightarrow f) = A_1 + A_2 = |A_1| e^{i\delta_1} e^{i\phi_1} + |A_2| e^{i\delta_2} e^{i\phi_2}$$

$$\bar{A} = A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = \bar{A}_1 + \bar{A}_2 = |A_1| e^{i\delta_1} e^{-i\phi_1} + |A_2| e^{i\delta_2} e^{-i\phi_2}$$

$$|A|^2 - |\bar{A}|^2 = -2A_1 A_2 \sin(\phi_1 - \phi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)$$





# Plany

- **najbliższy okres** ( konferencje zimowe) : **37 pb<sup>-1</sup>**
  - kilkanaście analiz różnorodnych tematów fizyki zapachów ( b ale **także c**)
  - przetestowanie metod, teł itp.
  - dla  $B_s \rightarrow \mu\mu$  wchodzimy w obszar CDF i D0
- **średniokresowe** ( konferencje letnie): **kilkaset pb<sup>-1</sup>**
  - dla  $B_s \rightarrow \mu\mu$  wchodzimy w obszar SUSY ( $1-2 \cdot 10^{-8}$ )
  - $A_{FB}$  w  $B^0 \rightarrow K^{(*)}\mu\mu$  ok.1100 przypadków dla  $1 \text{ fb}^{-1}$
  - $J/\psi \phi$  i  $a_{FS}$  (prezentacja Artura Uklei 10.12.2010)
- **2011/2012** (**2 fb<sup>-1</sup> / rok**)
  - dla dużej części pomiarów w fizyce zapachów i związanej NF (np.kąt  $\gamma$ , rozpady  $B_s \dots$ ) eksperyment stanie się wiodącym i prawdopodobnie bez konkurencji przez jakiś czas.
- **po zebraniu ok. 6 fb<sup>-1</sup>** („Run I”)
  - przebudowa detektora LHCb: przystosowanie do pracy z  $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (odczyt 40 MHz, nowy VeLo (piksel)... ). Docelowo **60 fb<sup>-1</sup>**.

## Podsumowanie

- Wbrew pewnym obawom wszystko wskazuje na to, że precyzyjna fizyka  $b$  (i  $c$ ) jest możliwa w trudnych warunkach kolajdera hadronowego.

Detektor LHCb pracuje w sposób zbliżony do zakładanego w symulacjach MC.

Tła w większości rozpadów można w znacznej części usunąć.

- Akcelerator LHC szybko zwiększa świetlność (choć nie do końca w sposób optymalny dla fizyki LHCb) i w przyszłym roku możliwe jest osiągnięcie  $1 \text{ fb}^{-1}$ .

To otwiera drogę do precyzyjnych pomiarów w poszukiwaniu Nowej Fizyki.