

# Рождение очарованных частиц при высоких энергиях

апробация диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Новоселов Алексей,  
ИФВЭ, МФТИ

---

Протвино, ИФВЭ, 29 Мая 2012

- ❖ Работа включает в себя исследования по двум направлениям:
  - ❖ Фрагментационное рождение адронов с открытым очарованием в  $e^+e^-$ -аннигиляции
  - ❖ Образование двух  $c\bar{c}$ -пар в условиях LHC(b)

# Фрагментационное рождение адронов

---

- ❖ Цели:
  - ❖ С использованием непертурбативной ФФ, зависящий только от образующегося адрона описать данные как  $B$ -фабрик (10.58 ГэВ), так и данные LEP (91.2 ГэВ)
  - ❖ Исследовать свойства применяемой непертурбативной ФФ, связанные с различие в кварковом составе конечных частиц

# Образование двух $c\bar{c}$ -пар в условиях LHC(b)

---

- ❖ Цели:
  - ❖ Для парного рождения  $J/\psi$  вычисления в  $gg$  и  $qq$  процессах были проведены еще в 1982 году в LO pQCD в CS-модели. Необходимо получить следствия, допускающие непосредственное сравнение с данными, получаемыми LHCb.
  - ❖ Рассмотреть рождение  $J/\psi + D$ , отличающееся от  $J/\psi J/\psi$  отсутствием правил отбора, и, поэтому, важное для выяснения механизмов рождения рассматриваемых конечных состояний.

# Результаты, выносимые на защиту

---

- ❖ Фрагментационное рождение адронов:
  - ❖ Показано, что NLO-эволюция позволяет пользоваться универсальной непертурбативной ФФ получить импульсные распределения очарованных адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции при энергиях 10.58 ГэВ и 91.2 ГэВ.
  - ❖ Показано, что различие непертурбативных ФФ для очарованных мезонов и барионов обусловлено различием в их кварковом составе.

# Результаты, выносимые на защиту

---

- ❖ Образование двух  $c\bar{c}$ -пар в условиях LHC(b):
  - ❖ Получены сечения и кинематические распределения в LO pQCD CS-модели для процессов  $gg \rightarrow J/\psi J/\psi$  в кинематических условиях установки LHCb. Написан production tool LbOniaPairs для моделирования рождения пар S-волновых чармониев и боттомониев в LHCb framework.
  - ❖ Найдено сечение процесса  $gg \rightarrow J/\psi D$  в условиях LHCb и получены кинематические распределения образующихся  $J/\psi$  и  $D$ -мезонов.
  - ❖ Проанализирована возможная роль двойных партонных соударений в образовании конечных состояний с четырьмя  $c$ -кварками.

# Фрагментационное рождение адронов с открытым очарованием в $e^+e^-$ -аннигиляции

---

# План

---

- ❖ Эволюция пертурбативной ФФ
- ❖ Извлечение непертурбативной ФФ и обсуждение ее свойств
- ❖ Результаты для рождения
  - ❖  $D^*$  и  $\Lambda_C$  – от 10 к 90 ГэВ
  - ❖  $D$  – напрямую и от распадов  $D^*$
  - ❖  $D^{(*)}$  и  $\Lambda_C$  в распадах  $B$

# Факторизация

---

- \*  $e^+e^- \rightarrow V(q) \rightarrow H(p_H) + X$
- \*  $\frac{d\sigma_H}{dx} = \sum_a \frac{d\hat{\sigma}_a}{dx}(x, \sqrt{s}) \otimes D_{a/H}(x, m_Q, \mu),$
- \*  $x = \frac{2p_H \cdot q}{q^2} \stackrel{\text{C.M.}}{=} \frac{2E_H}{\sqrt{s}}$

# Факторизация

---

- ❖ Необходимо разделить жесткие ( $p \sim q$ ) и мягкие ( $p \sim \Lambda_{\text{QCD}}$ ) эффекты
- ❖  $D_{a/H} = D_{a/H}^{\text{pert}} \otimes D_{Q/H}^{np}$
- ❖ Однако при  $x \rightarrow 1$  пертурбативная ФФ сама содержит логарифмы вида  $\sim \ln(m_Q(1-x)) \sim \ln(\Lambda_{\text{QCD}})$ , соответствующие излучению мягких глюонов
- ❖ При этом непертурбативный режим наступает при  $x > x_{\text{br}} \approx 1 - \Lambda_{\text{QCD}}/m_Q$

# Факторизация

---

- ❖ Суммирование этих вкладов во всех порядках по  $\alpha_s$  проведено в JHEP 0604 (2006) 006 (Matteo Cacciari, Paolo Nason, Carlo Oleari).
- ❖ Однако, пертурбативный ряд очевидно расходится при  $1 - x = \Lambda_{\text{QCD}} / m_Q$ , что соответствует полюсу  $\alpha_s$ .
- ❖ Такой подход приводит к отрицательным значениям ФФ при  $x$  близких к 1.
- ❖ В представляемой работе суммирование мягких глюонов не производится, оставляя учет этого эффекта непертурбативной части ФФ.

# Эволюция ДГЛАП

---

- $$\frac{dD_{a/Q}}{d \ln \mu^2}(x, m_Q, \mu) = \sum_b \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ba} \left( \frac{x}{z}, \alpha_s(\mu) \right) D_{b/Q}(z, m_Q, \mu)$$
- NLL эволюция (функции расщепления в NLO)
- NLO начальные условия и NLO партонное сечение
- B. Mele and P. Nason, Nucl. Phys. B **361**, 626 (1991).  
G. Curci, W. Furmanski, and R. Petronzio, Nucl. Phys. B **175**, 27 (1980).  
W. Furmanski and R. Petronzio, Phys. Lett. B **97**, 437 (1980).

# Эволюция ДГЛАП

---

- Преобразование Меллина  $f(N) \equiv \int_0^1 dx x^{N-1} f(x)$
- $D_{Q/Q}(N, m_Q, \mu) = E(N, \mu, \mu_0) D_{Q/Q}^{\text{ini}}(N, m_Q, \mu_0)$ ,  
$$E(N, \mu, \mu_0) = \exp \left\{ \ln \frac{\alpha_s(\mu_0)}{\alpha_s(\mu)} \frac{P_{QQ}^{(0)}(N)}{2\pi b_0} + \right.$$
$$\left. + \frac{\alpha_s(\mu_0) - \alpha_s(\mu)}{4\pi^2 b_0} \left[ P_{QQ}^{(1)}(N) - \frac{2\pi b_1}{b_0} P_{QQ}^{(0)}(N) \right] \right\}$$
- $\sigma_c(N, \sqrt{s}) = \hat{\sigma}_Q(N, \sqrt{s}) E(N, \mu, \mu_0) D_{Q/Q}^{\text{ini}}(N, \mu_0, m_Q)$

# Непертурбативная ФФ Картвелишвили–Лиходеда–Петрова

V. G. Kartvelishvili, A. K. Likhoded, and V. A. Petrov,  
Phys. Lett. B **78**, 615 (1978).

- ❖ Соотношение “взаимности” Грибова-Лиаптова:

В. Н. Грибов, Л. Н. Лиаптов, ЯФ **15**, 781 (1972)

$$D_{Q/H}^{\text{np}}(z) \stackrel{z \rightarrow 1}{=} f_H^Q(z) \quad z = p_H/p_c$$

$$f_{D^*}^c(x) = \frac{\Gamma(2 + \gamma_M - \alpha_Q - \alpha_q)}{\Gamma(1 - \alpha_Q)\Gamma(1 + \gamma_M - \alpha_q)} x^{-\alpha_Q} (1 - x)^{\gamma_M - \alpha_q}$$
$$f_{\Lambda_c}^c(x) = \frac{\Gamma(3 + \gamma_B - \alpha_Q - 2\alpha_q)}{\Gamma(1 - \alpha_Q)\Gamma(1 + \gamma_B - 2\alpha_q)} x^{-\alpha_c} (1 - x)^{1 + \gamma_B - 2\alpha_q}$$

P. V. Chliapnikov, V. G. Kartvelishvili, V. V. Kniazev,  
and A. K. Likhoded, Nucl. Phys. B **148**, 400 (1979).

# Непертурбативная ФФ Картвелишвили–Лиходеда–Петрова

---

$$\begin{aligned} \bullet \quad f_{D^*}^c(x) &= \frac{\Gamma(2 + \gamma_M - \alpha_Q - \alpha_q)}{\Gamma(1 - \alpha_Q)\Gamma(1 + \gamma_M - \alpha_q)} x^{-\alpha_Q} (1 - x)^{\gamma_M - \alpha_q} \\ f_{\Lambda_c}^c(x) &= \frac{\Gamma(3 + \gamma_B - \alpha_Q - 2\alpha_q)}{\Gamma(1 - \alpha_Q)\Gamma(1 + \gamma_B - 2\alpha_q)} x^{-\alpha_c} (1 - x)^{1 + \gamma_B - 2\alpha_q} \end{aligned}$$

- где  $\alpha_q = 1/2$  – пересечение траектории Редже легких夸克ов;  $\alpha_Q$  – пересечение ведущей траектории Редже системы  $Q\bar{Q}$ , а параметр  $\gamma_M$  определяет нормировку кварк-глюонного моря. Так, если функция распределения  $f_{D^*}^c$  при  $z \rightarrow 1$  убывает как  $(1 - x)^n$ , то степень убывания формфактора  $\sim (q^{-2})^k$  связана с  $n$  соотношением  $n = 2k - 1$ . Убывание формфактора как  $\sim q^{-2}$  приводит к значению  $\gamma_M = 3/2$ . Аналогично для  $\Lambda_c$ -барионов  $\gamma_B = 3$ .

# Величина $\alpha_c$

---

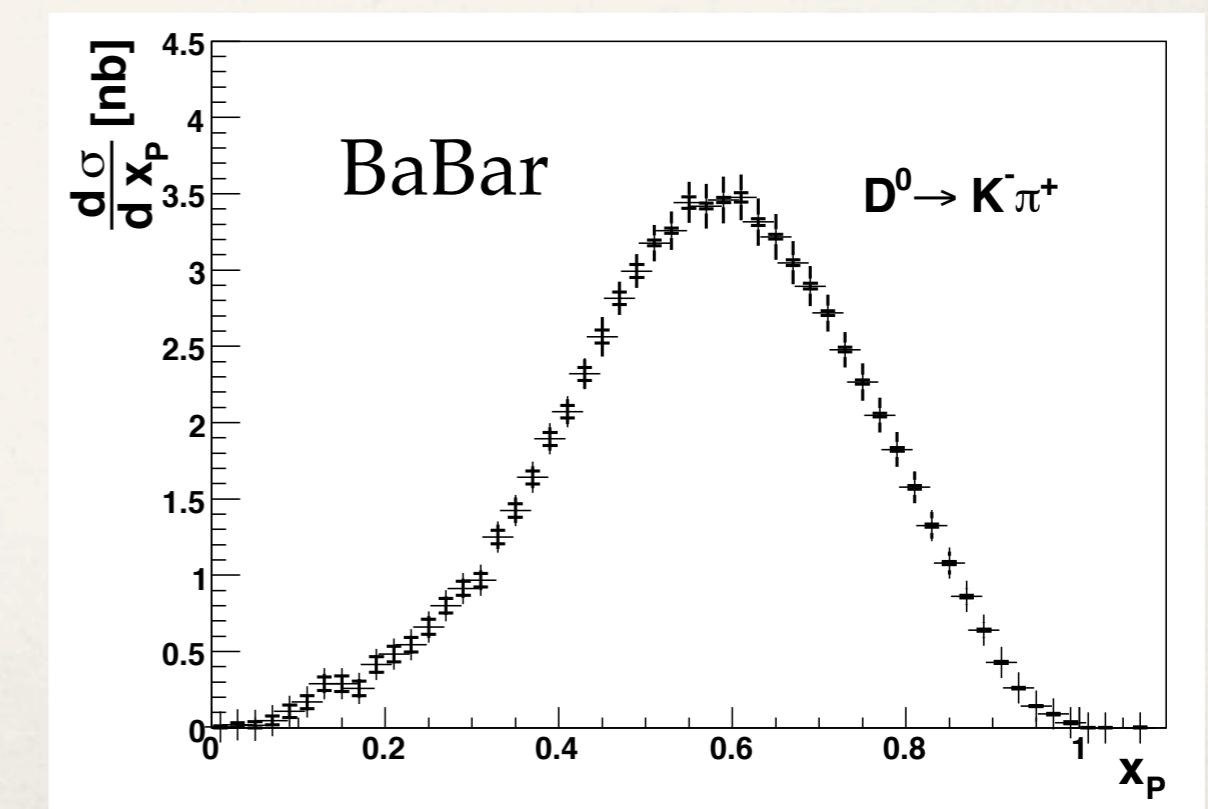
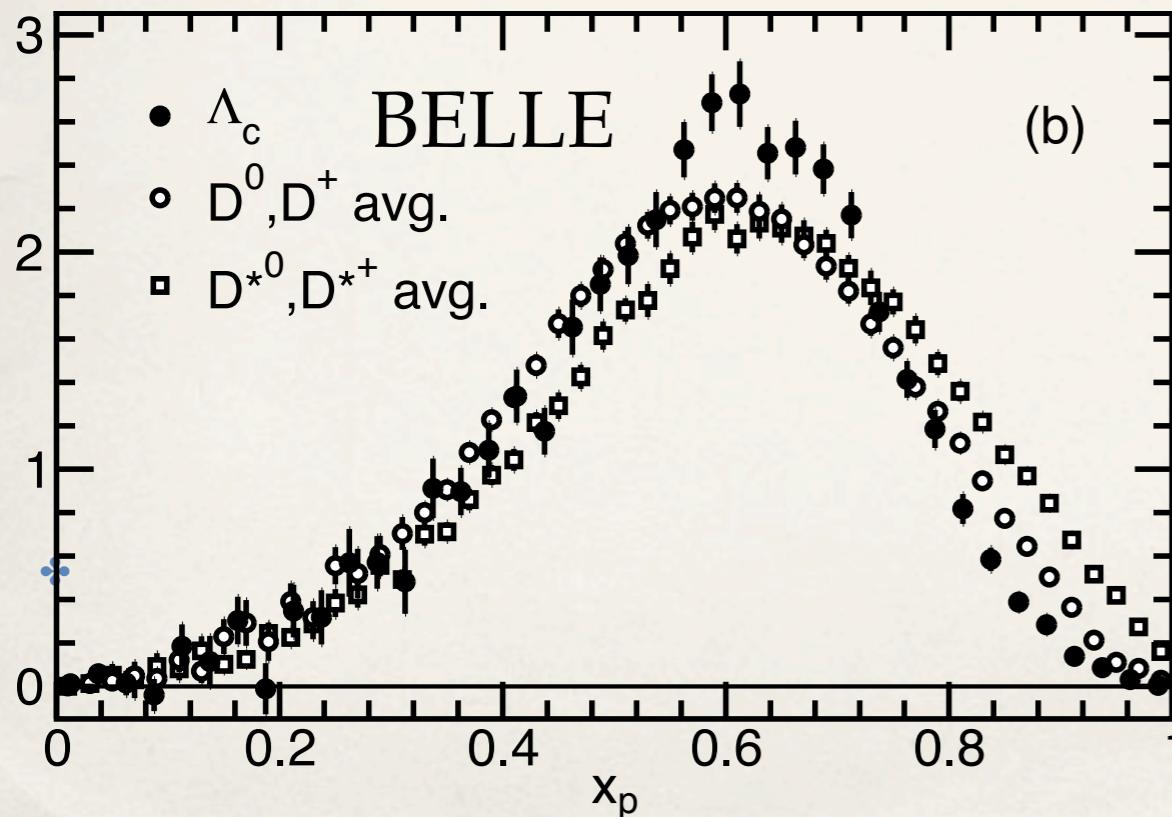
Существует некоторая неопределенность в величине  $\alpha_c$ . Теоретические исследования [21], основанные на систематике траекторий Редже, указывают на значение  $\alpha_c$  в интервале от  $-2.0$  до  $-3.5$ . Это несколько больше, чем величина  $\alpha_c \approx -(3-4)$ , полученная в работе [22] с помощью КХД-правил сумм. Другой способ определения  $\alpha_c$ , по значению

- волновой функции векторного кваркония  $Q\bar{Q}$  в начале координат [23], приводит к значению  $-3.5 \pm 0.6$ .

21. S. S. Gershtein, A. K. Likhoded, and A. V. Luchinsky, Phys. Rev. D **74**, 016002 (2006) [hep-ph/0602048].
22. А. Г. Оганесян, А. Ю. Ходжамирян, ЯФ **56** (9), 172 (1993) [Phys. Atom. Nucl. **56**, 1720 (1993)].
23. В. Г. Картивелишвили, А. К. Лиходед, ЯФ **42**, 1306 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 823 (1985)].

# Извлечение непертурбативных ФФ

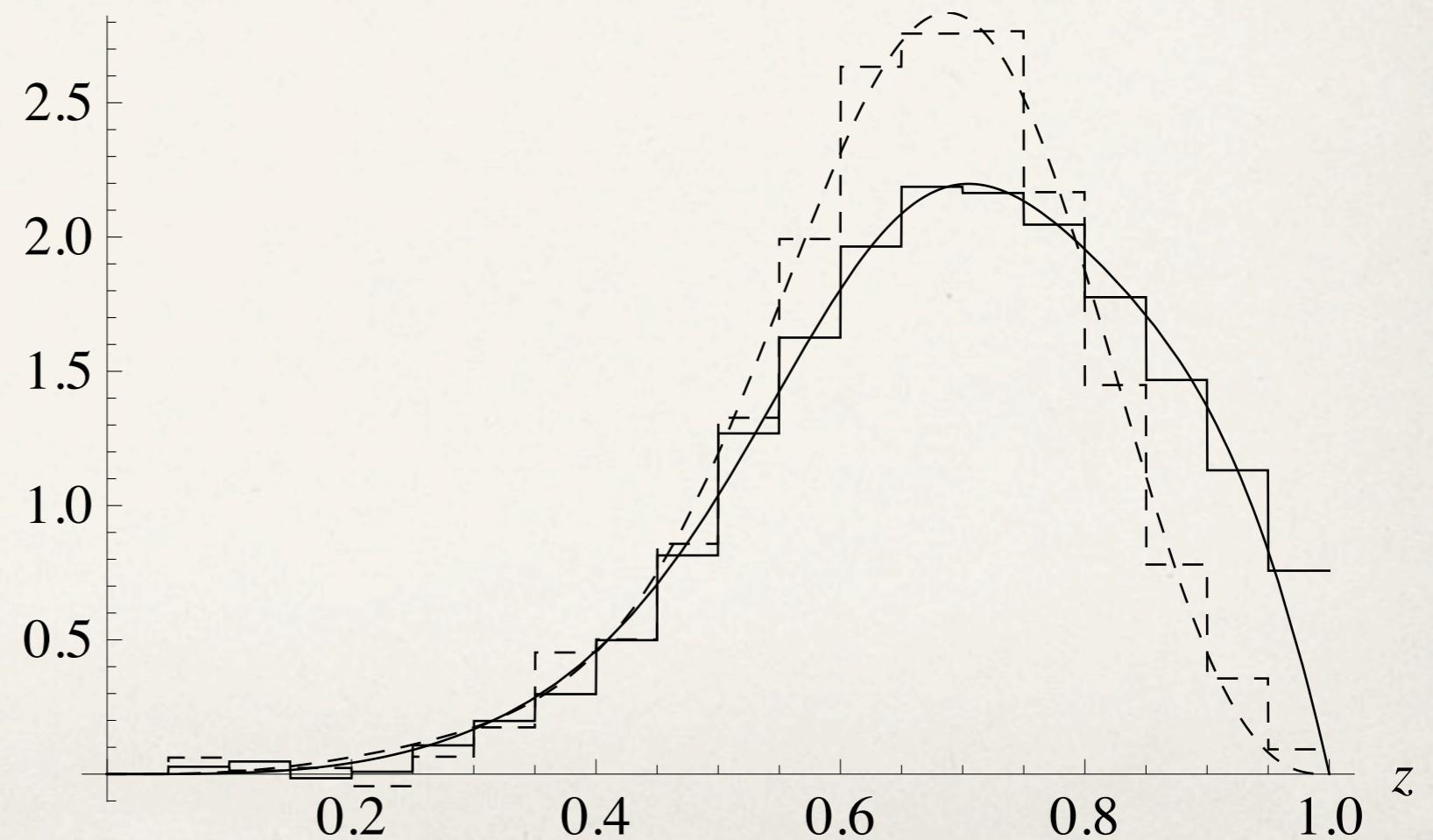
- $\widetilde{D}^{\text{np}}(z) = \sum_{i=1}^n c_i \Theta\left(z - \frac{i-1}{n}\right) \Theta\left(\frac{i}{n} - z\right)$
- $\widetilde{D}^{\text{np}}(N) = \sum_{i=1}^n c_i \int_{\frac{i-1}{n}}^{\frac{i}{n}} z^{N-1} dz = \sum_{i=1}^n c_i \frac{(i/n)^N - ((i-1)/n)^N}{N}$



# Извлечение непертурбативных ФФ

From  $\mu = s^{0.5}/2$  ( $s = 10.58$  ГэВ)

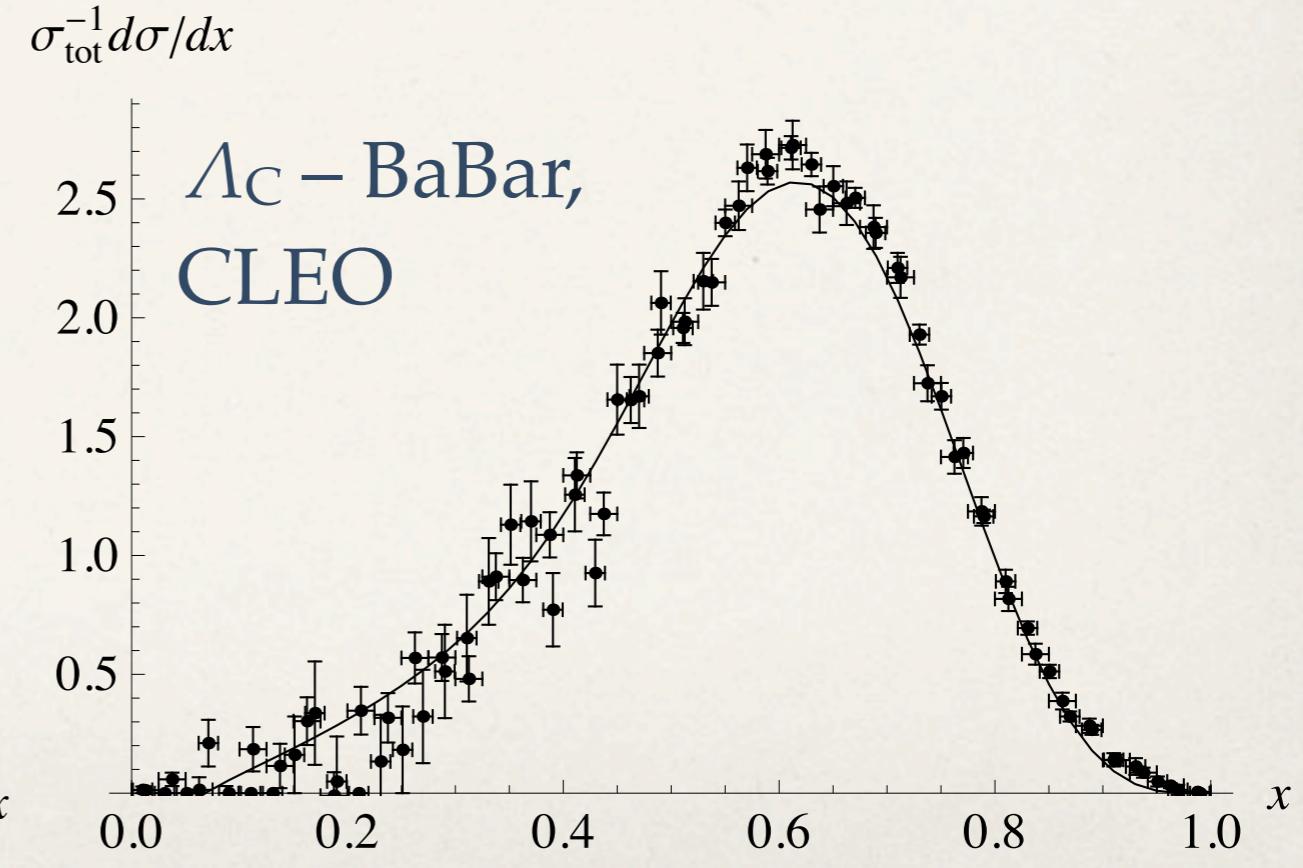
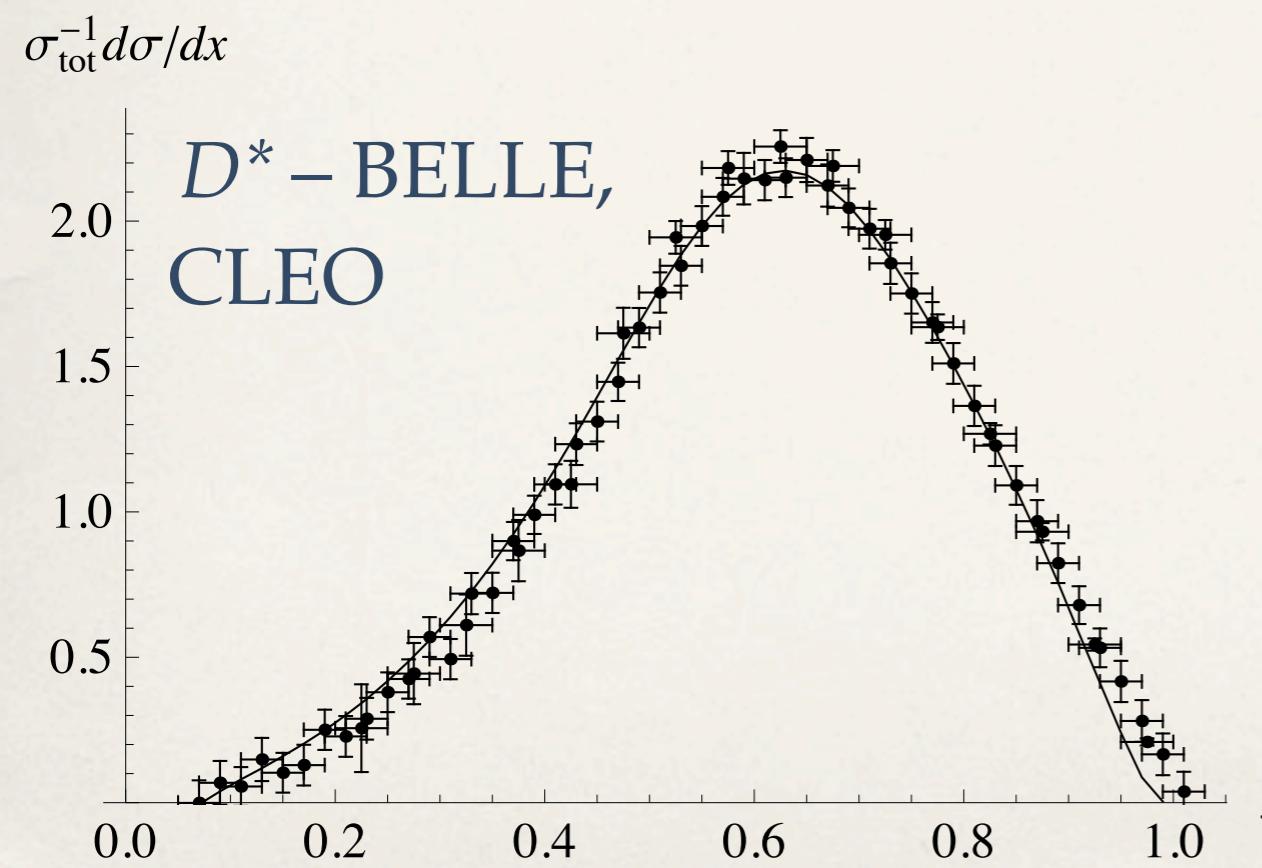
$\tilde{D}_i^{\text{np}}$  to  $\mu = \mu_0 = m_C$



# Извлечение непертурбативных ФФ

$$\widehat{D}_c^{D^*}(z) = 20.1 z^{3.7} (1-z) + 2.77 \cdot 10^3 z^{13} (1-z)^7,$$

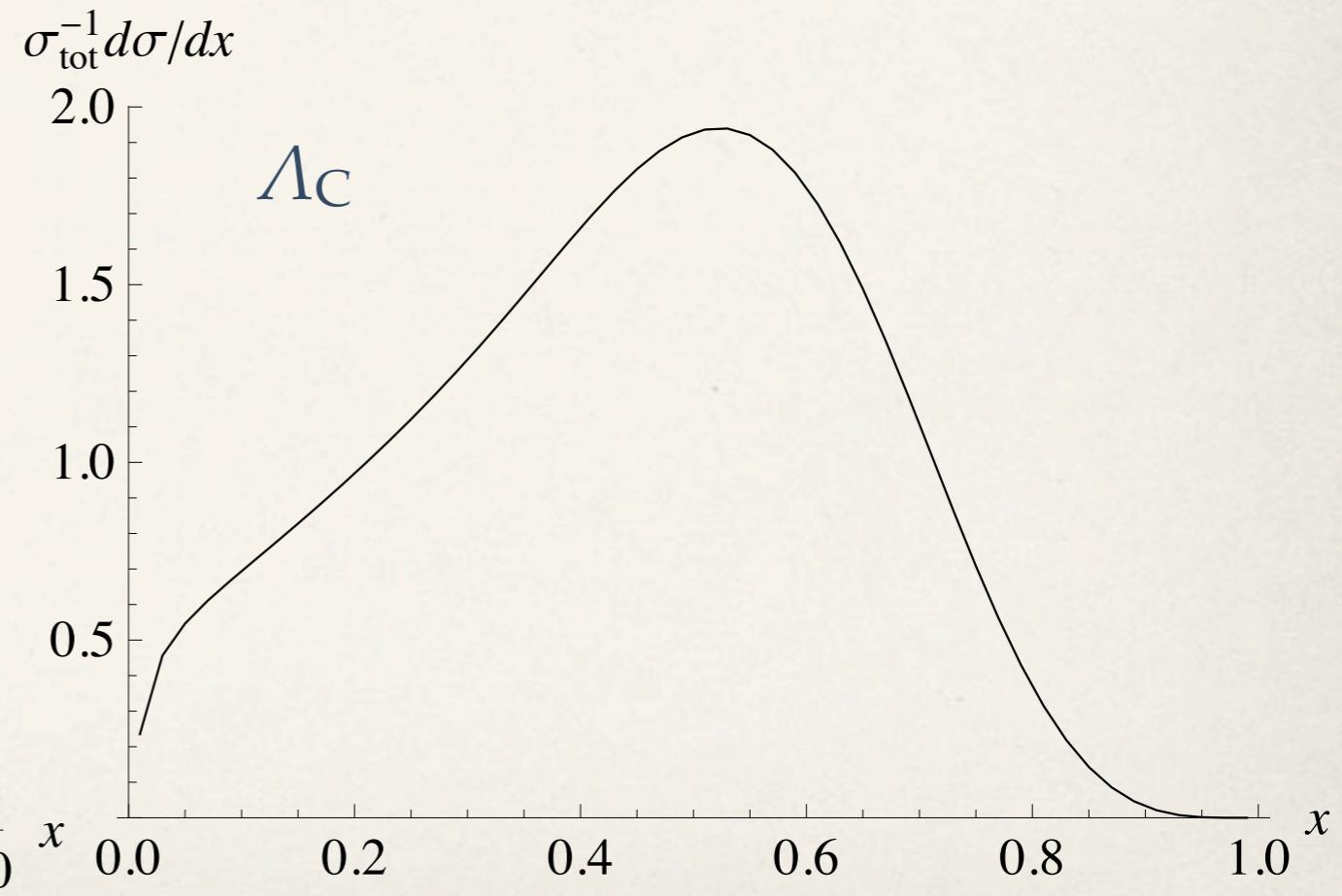
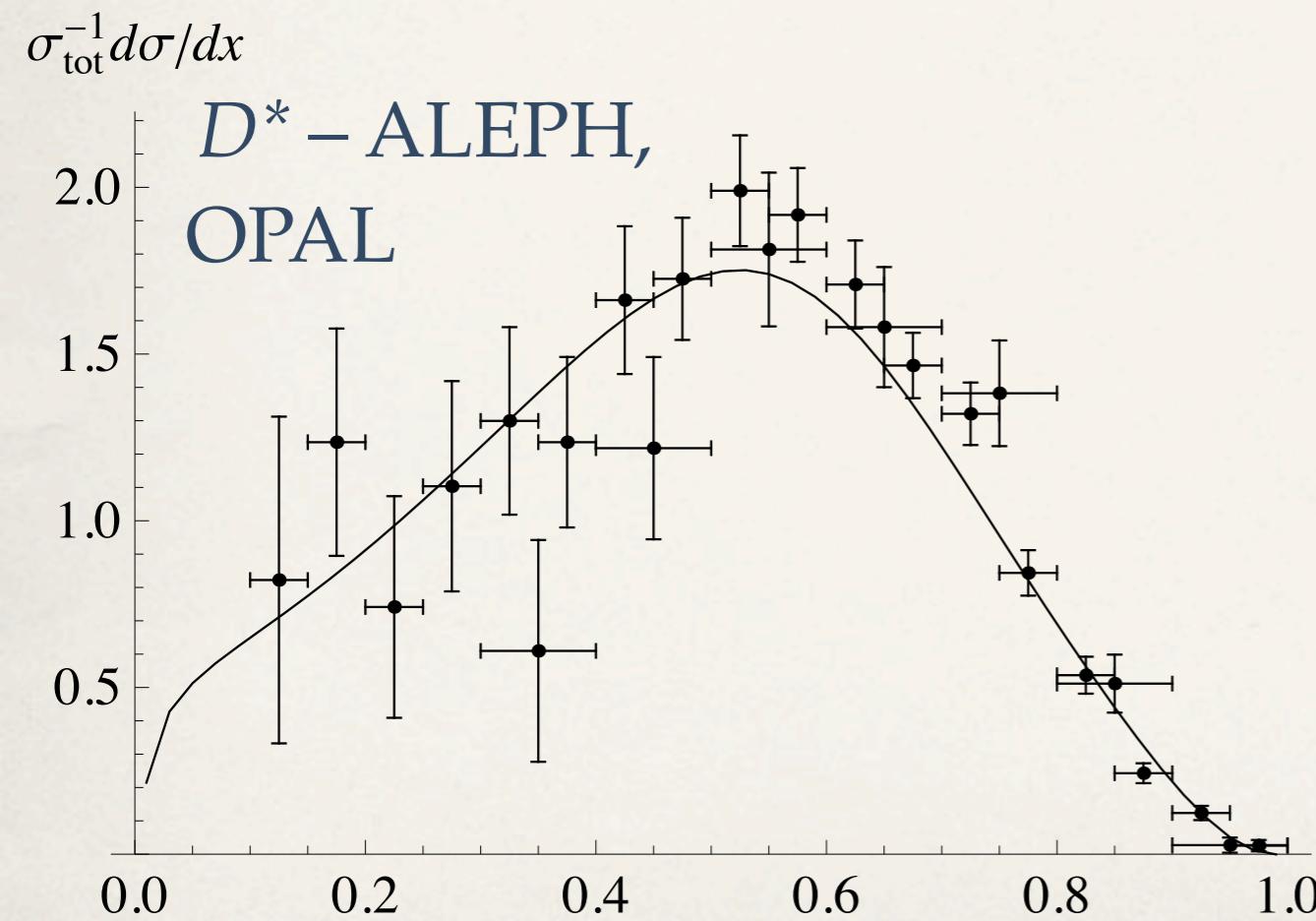
$$\widehat{D}_c^{\Lambda_c}(z) = 72.9 z^{3.7} (1-z)^5 + 2.93 \cdot 10^4 z^{10} (1-z)^5 + 10^3 z^{10} (1-z)^3.$$



# Пересчет на 90 ГэВ

✿ D\* @ 90 GeV

✿ ΛC @ 90 GeV



# Рождение $D$ -мезонов

---

- Рапад  $D^* \rightarrow D\pi$  происходит очень близко к порогу, поэтому полагаем:

$$\tilde{D}^{D\pi}(z) = D_c^{D^*} \left( z \frac{m_{D^*}}{m_D} \right) \theta \left( 1 - z \frac{m_{D^*}}{m_D} \right) \frac{m_{D^*}}{m_D}$$

- Для распада  $D^* \rightarrow D\gamma$ :

$$\tilde{D}^{D\gamma}(z) = \int_0^1 dz^* \int_{-1}^1 \frac{d \cos \theta}{2} D_c^{D^*}(z^*) \delta \left( z - \gamma \frac{p' \cos \theta + \beta \epsilon'}{p_{\max}} \right)$$

- $Br_{D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+} = 67.7 \pm 0.5, \%$

$$Br_{D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0} = 61.9 \pm 2.9, \%$$

$$Br_{D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0} = 30.7 \pm 0.5, \%$$

$$Br_{D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma} = 38.1 \pm 2.9. \%$$

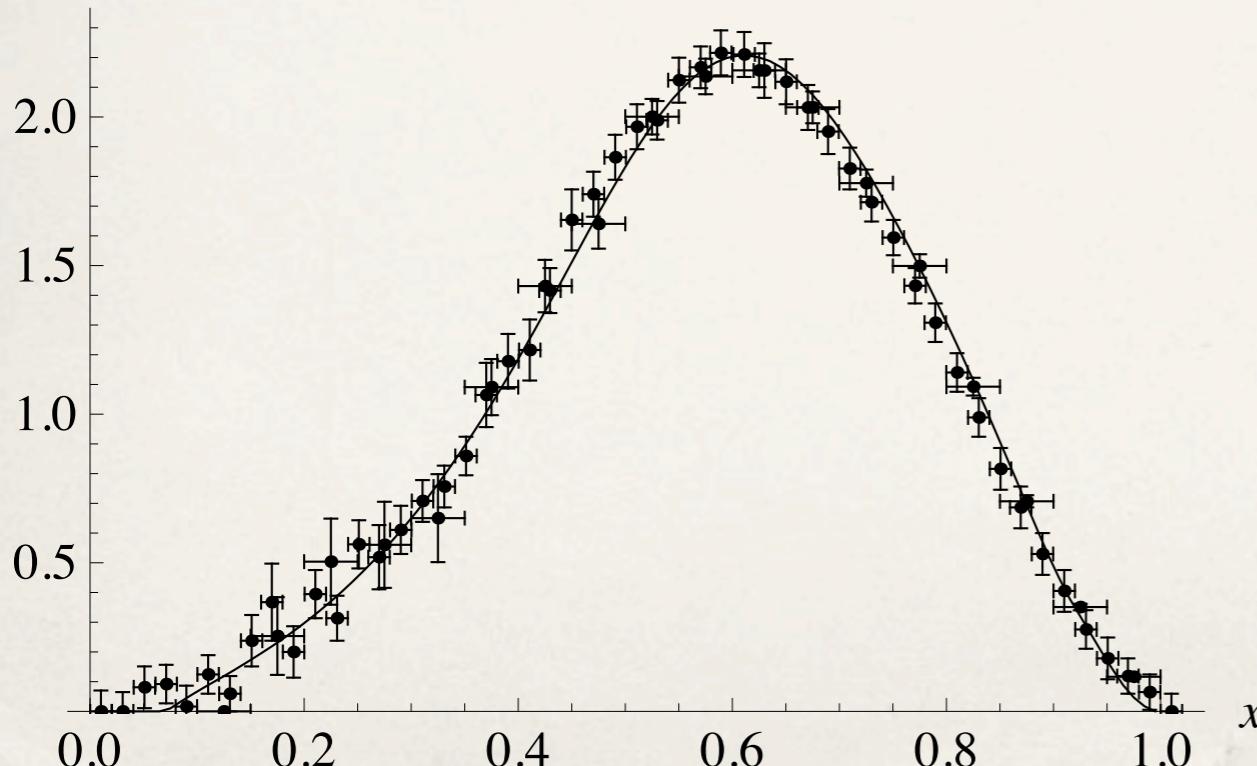
$$Br_{D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma} = 1.6 \pm 0.4, \%$$

# Рождение $D$ -мезонов

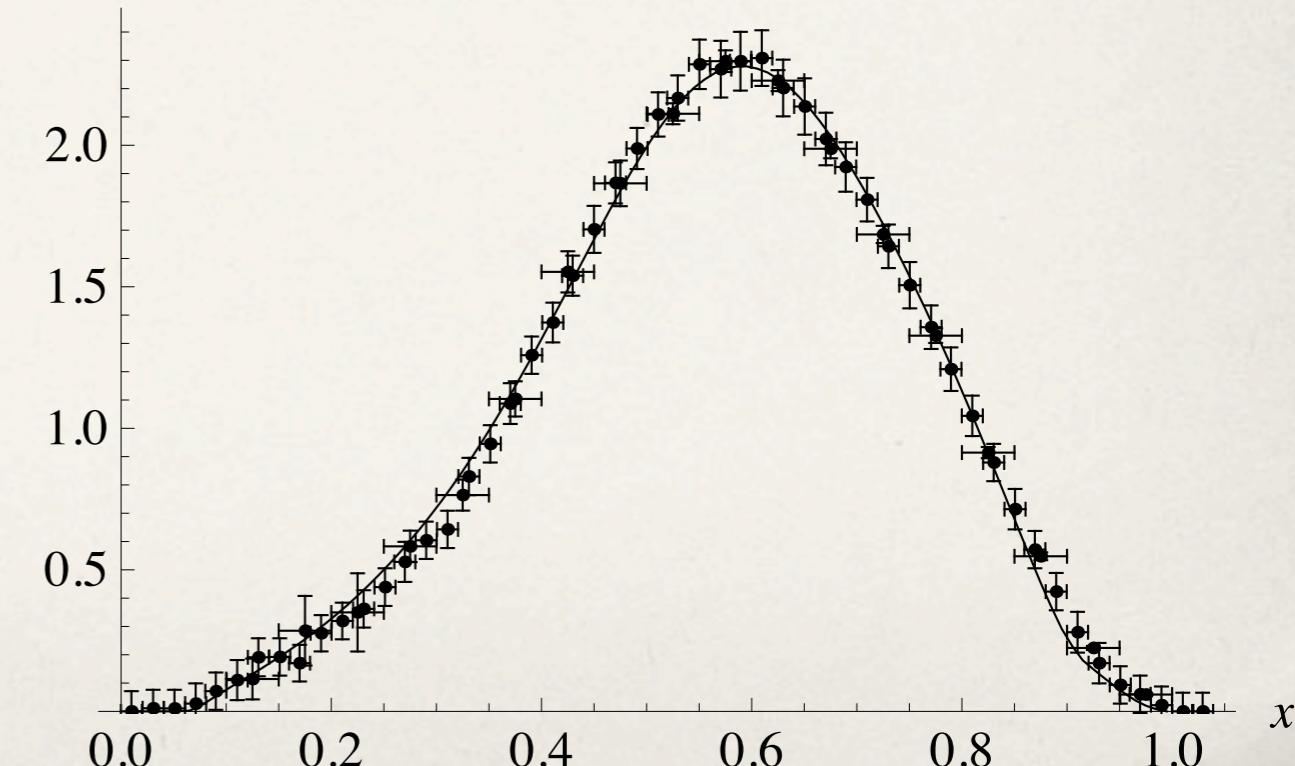
$$\tilde{D}_c^{D^0}(z) = n^{D^0} (D_c^D(z) + c [Br_{D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma} \tilde{D}^{D\gamma}(z) + \\ + (Br_{D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+} + Br_{D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0}) \tilde{D}^{D\pi}(z)])$$

$$\tilde{D}_c^{D^+}(z) = n^{D^+} (D_c^D(z) + c [Br_{D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma} \tilde{D}^{D\gamma}(z) + \\ + Br_{D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0} \tilde{D}^{D\pi}(z)])$$

$$\sigma_{\text{tot}}^{-1} d\sigma/dx$$



$$\sigma_{\text{tot}}^{-1} d\sigma/dx$$



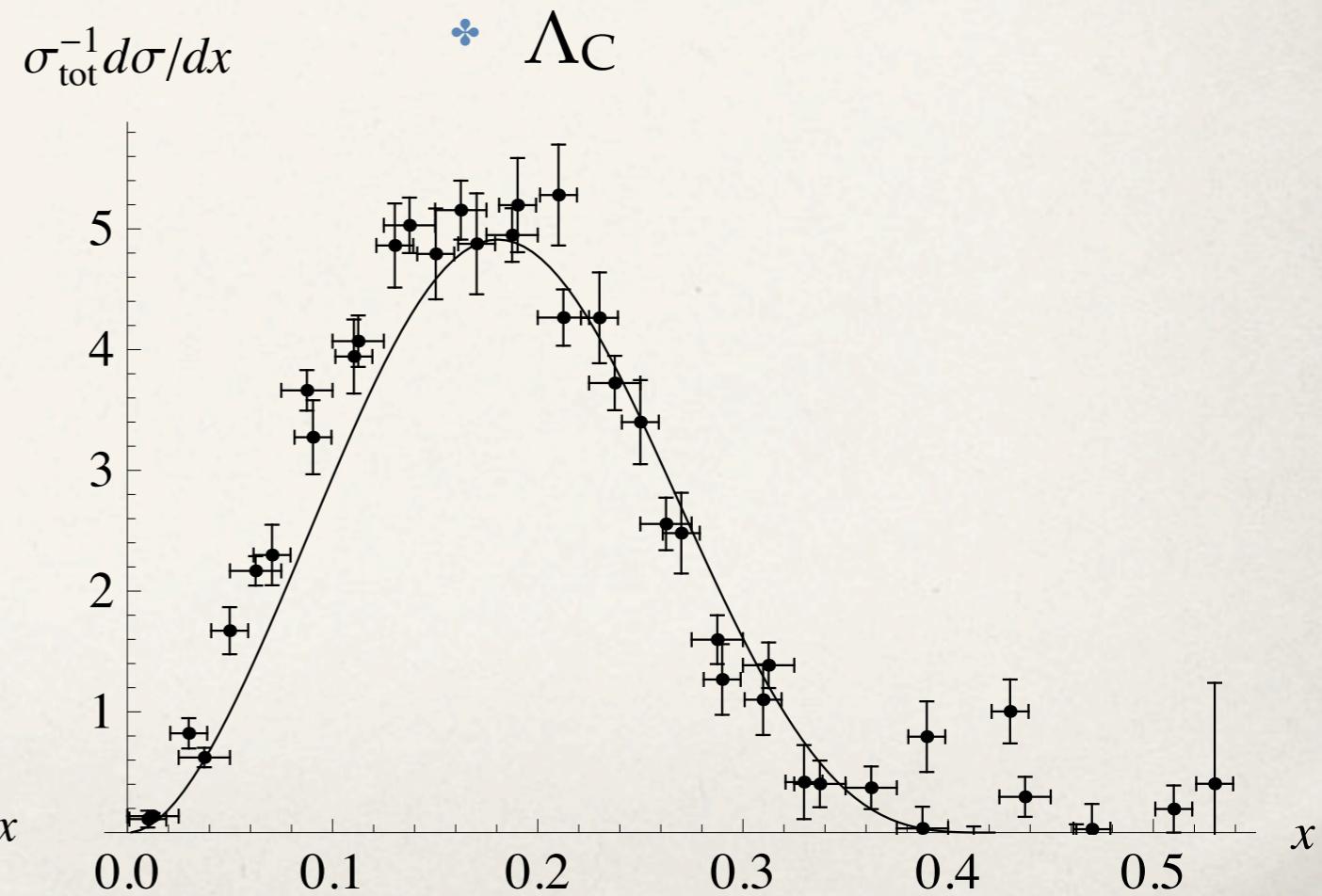
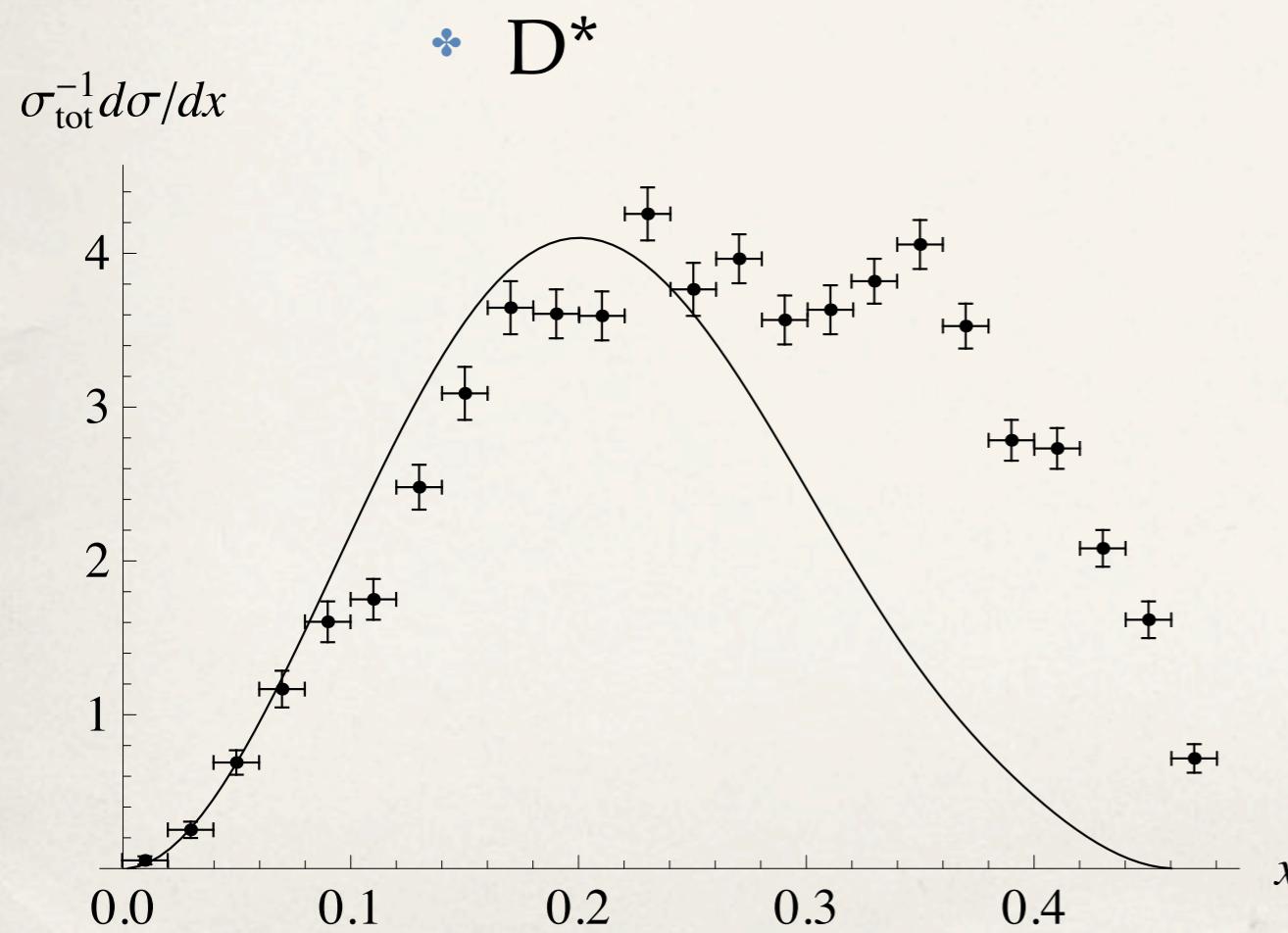
$$c = 1.4$$

R. Barate *et al.* (ALEPH Collab.), Eur. Phys. J. C **16**, 597 (2000) [hep-ex/9909032].

# Рождение открытого чарма в распадах $B$

---

$$\frac{d\sigma_H}{dx}(x) = \int_x^1 \frac{dz}{z} \left( \frac{d\sigma_{b \rightarrow c}}{dz}(z) \right) D_c^{\text{np}} \left( \frac{x}{z} \right)$$



# Рекомбинация со спектатором

---

- $B^-$  consists of b and u-bar quarks
- $c\bar{u} = D^{(*)0}$ , thus its production is enhanced:

$$D_{D^0}^{np}(z) = \frac{1}{2}(1 - A)\frac{\Gamma(\alpha + 3)}{\Gamma(\alpha + 1)}z^\alpha(1 - z) + A\delta(1 - z)$$

- For  $D^{(*)+}$  recombination is not possible

$$D_{D^+}^{np}(z) = \frac{1}{2}(1 - A)\frac{\Gamma(\alpha + 3)}{\Gamma(\alpha + 1)}z^\alpha(1 - z)$$

- $A = 1.5$

# Charm production in B decays

---

$$\begin{aligned}
Br_{B^- \rightarrow D^0 + X} &= \frac{\Gamma_{B \rightarrow D+X}^{tot}}{\Gamma_C + \Gamma_{\bar{C}}} \frac{1}{2} ((1+A)(1+C Br_{D^{*0} \rightarrow D^0}) + (1-A)C Br_{D^{*+} \rightarrow D^0})) \\
Br_{B^- \rightarrow D^+ + X} &= \frac{\Gamma_{B \rightarrow D+X}^{tot}}{\Gamma_C + \Gamma_{\bar{C}}} \frac{1}{2} ((1-A)(1+C Br_{D^{*+} \rightarrow D^+})) \\
Br_{B^- \rightarrow \bar{D}^0 + X} &= Br_{\bar{B}^0 \rightarrow \bar{D}^0} = \frac{\Gamma_{B \rightarrow D+X}^{tot}}{\Gamma_C + \Gamma_{\bar{C}}} \frac{\Gamma_{\bar{C}}}{\Gamma_C} \frac{1}{2} ((1+C( Br_{\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0} + Br_{D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0}))) \\
Br_{B^- \rightarrow D^- + X} &= Br_{\bar{B}^0 \rightarrow D^-} = \frac{\Gamma_{B \rightarrow D+X}^{tot}}{\Gamma_C + \Gamma_{\bar{C}}} \frac{\Gamma_{\bar{C}}}{\Gamma_C} \frac{1}{2} ((1+C Br_{D^{*-} \rightarrow \bar{D}^-})) \\
Br_{\bar{B}^0 \rightarrow \bar{D}^0 + X} &= \frac{\Gamma_{B \rightarrow D+X}^{tot}}{\Gamma_C + \Gamma_{\bar{C}}} \frac{1}{2} ((1+C( Br_{\bar{D}^{*0} \rightarrow \bar{D}^0} + Br_{D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0}))) \\
Br_{\bar{B}^0 \rightarrow D^+ + X} &= \frac{\Gamma_{B \rightarrow D+X}^{tot}}{\Gamma_C + \Gamma_{\bar{C}}} \frac{1}{2} ((1+A)(1+C Br_{D^{*+} \rightarrow D^+})) , \quad C = 2.
\end{aligned}$$

# Charm production in B decays

---

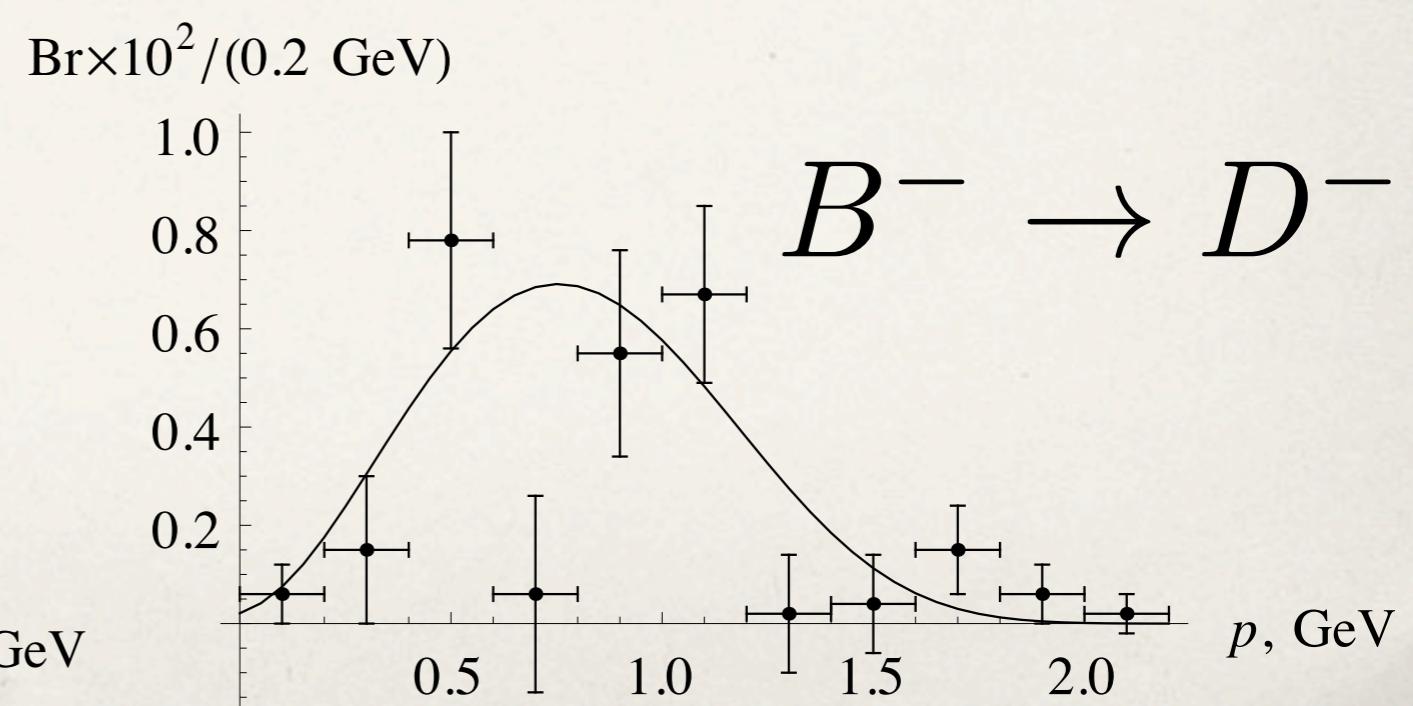
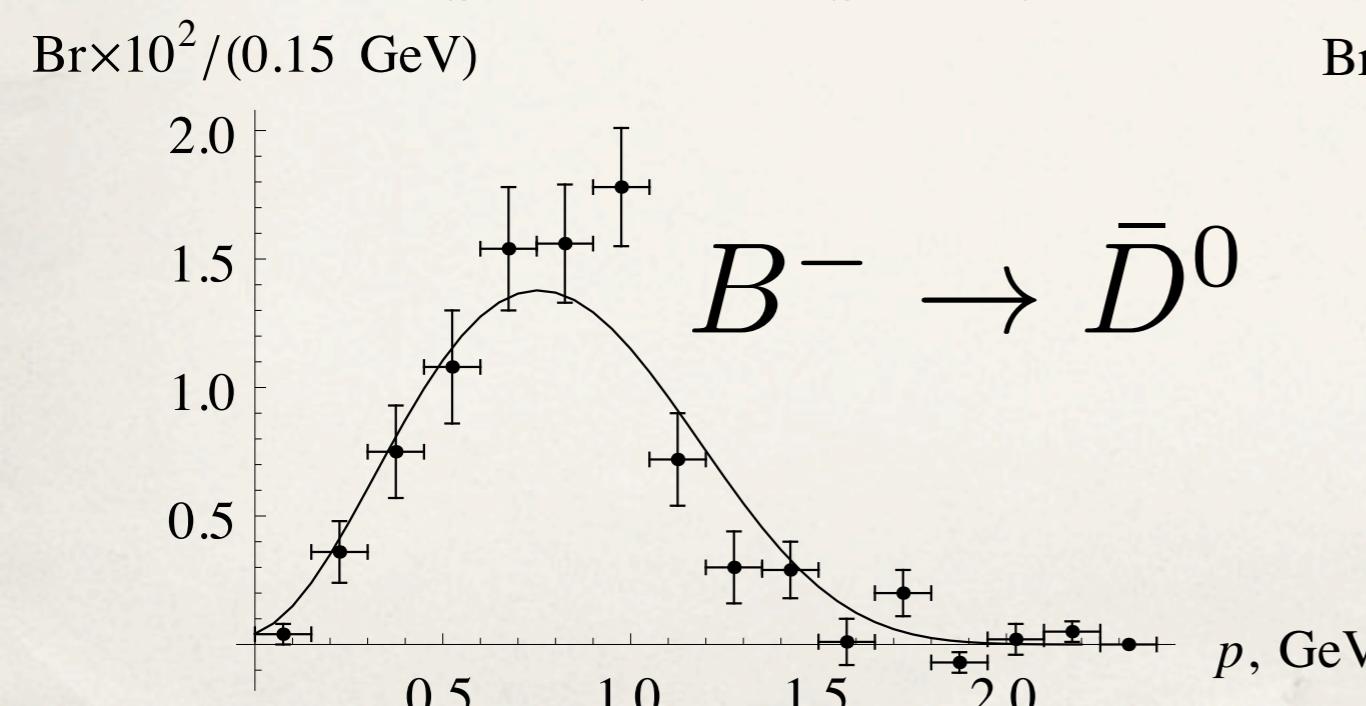
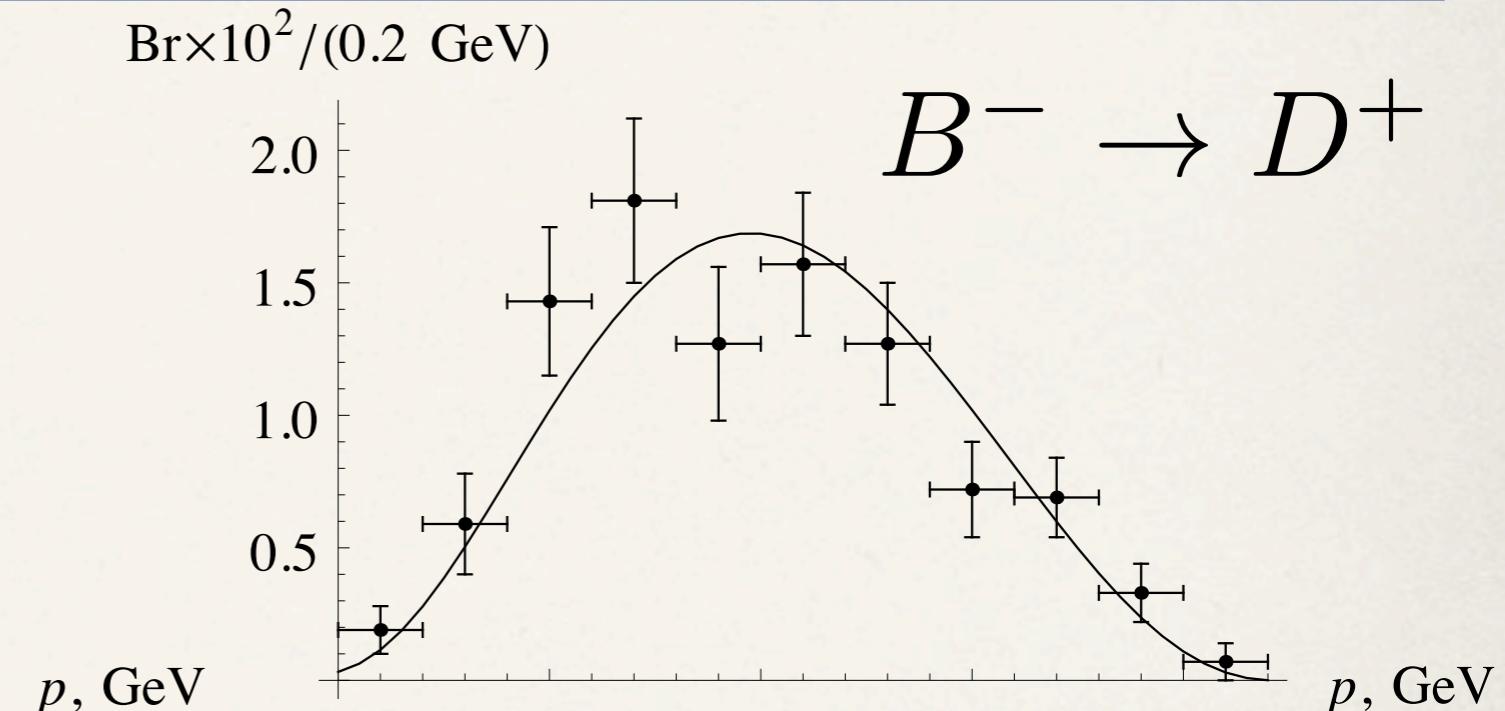
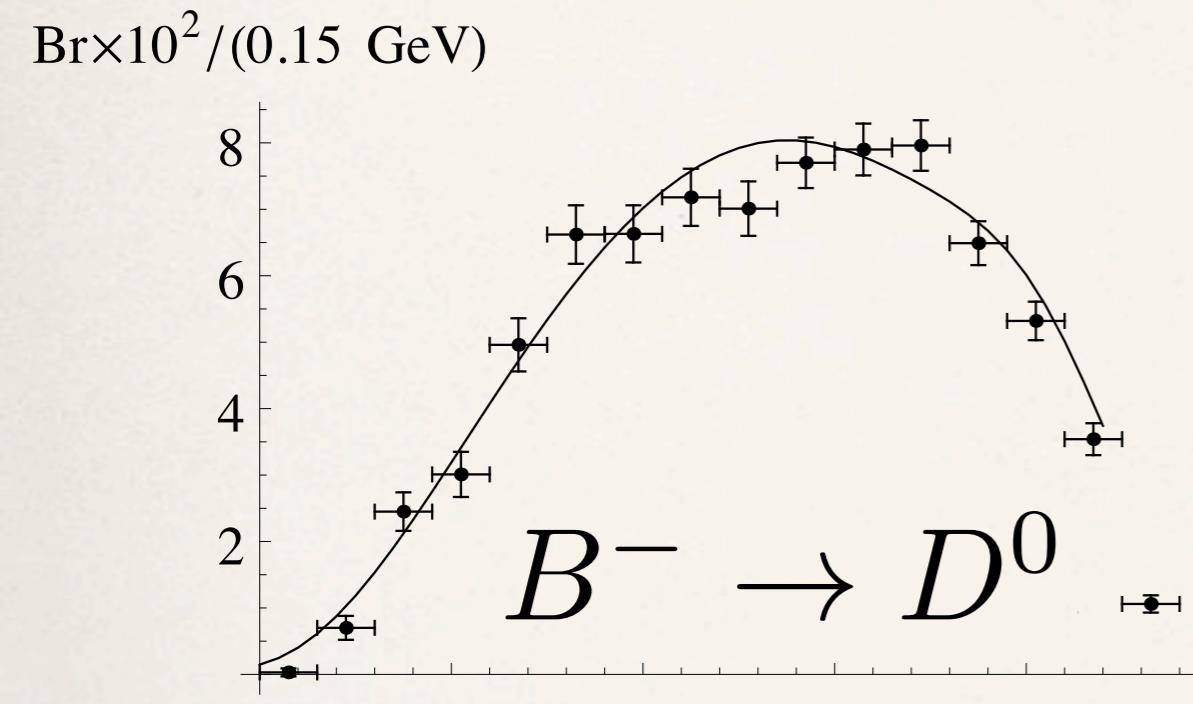
Channel      Th      Exp

$Br_{B^- \rightarrow D^0 + X}$	77.0	$78.6 \pm 1.6 \pm 2.7^{+2.0}_{-1.9}$
$Br_{B^- \rightarrow D^+ + X}$	9.4	$9.9 \pm 0.8 \pm 0.5^{+0.8}_{-0.7}$
$Br_{B^- \rightarrow \bar{D}^0 + X}$	7.8	$8.6 \pm 0.6 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.2}$
$Br_{B^- \rightarrow D^- + X}$	2.9	$2.5 \pm 0.5 \pm 0.1^{+0.2}_{-0.2}$
$Br_{\bar{B}^0 \rightarrow D^0 + X}$	48.6	$47.4 \pm 2.0 \pm 1.5^{+1.3}_{-1.2}$
$Br_{\bar{B}^0 \rightarrow D^+ + X}$	37.8	$36.9 \pm 1.6 \pm 1.4^{+2.6}_{-2.3}$
$Br_{\bar{B}^0 \rightarrow \bar{D}^0 + X}$	7.8	$8.1 \pm 1.4 \pm 0.5^{+0.2}_{-0.2}$
$Br_{\bar{B}^0 \rightarrow D^- + X}$	2.9	$2.3 \pm 1.1 \pm 0.3^{+0.2}_{-0.1}$

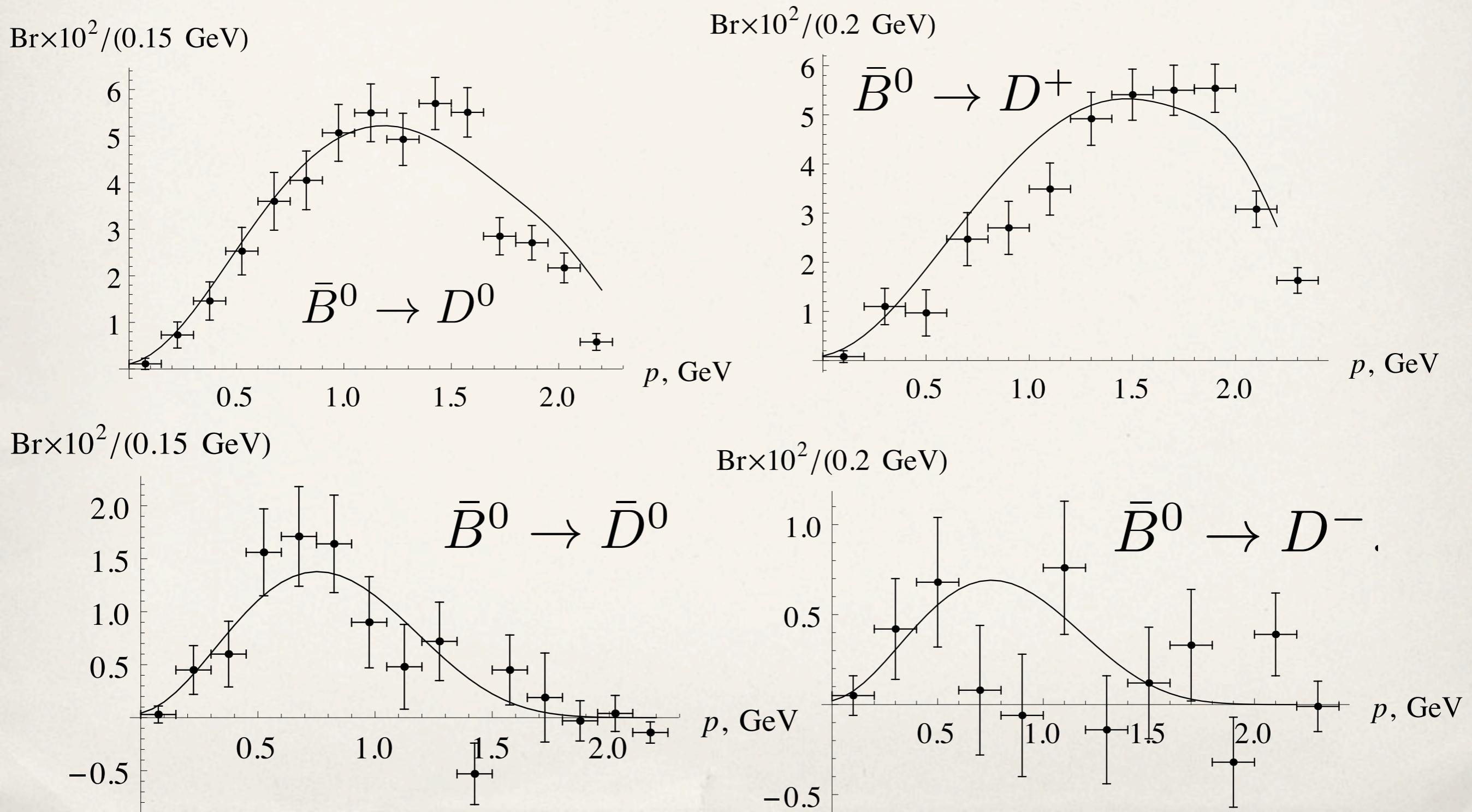
\* Data by BABAR collaboration

Br. ratio	Th	Exp
$Br_{B^- \rightarrow \bar{D}^0 + X}/Br_{B^- \rightarrow D^0 + X}$	0.092	$0.098 \pm 0.007 \pm 0.001$
$Br_{B^- \rightarrow D^- + X}/Br_{B^- \rightarrow D^+ + X}$	0.237	$0.204 \pm 0.035 \pm 0.001$
$Br_{\bar{B}^0 \rightarrow \bar{D}^0 + X}/Br_{\bar{B}^0 \rightarrow D^0 + X}$	0.138	$0.146 \pm 0.022 \pm 0.006$
$Br_{\bar{B}^0 \rightarrow D^- + X}/Br_{\bar{B}^0 \rightarrow D^+ + X}$	0.072	$0.058 \pm 0.028 \pm 0.006$

# Charm production in $B^-$ decays



# Charm production in B decays



# Результаты

---

- ❖ Проверена гипотеза факторизации при энергиях от 10 до 90 ГэВ. Показано, что возможно использование универсальной непертурбативной ФФ.
- ❖ Свойства этой непертурбативной ФФ находятся в согласии с предположениями КЛП, а параметр  $\alpha_c$  согласуется с найденным в других подходах.
- ❖ На энергии 5.2 ГэВ( $=m_B$ ) фрагментационный подход перестает работать, при этом существенен вклад от рекомбинации с валентным夸克ом из  $B$ -мезона.

# Результаты

---

- ❖ Приведенные результаты опубликованы в статье  
А. А. Новоселов, Фрагментационное рождение очарованных  
адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции, Ядерная Физика, том 73, №10, 2010
- ❖ Препринтах  
[arXiv:1007.0846](https://arxiv.org/abs/1007.0846) (A study of charm hadron production in  $e^+e^-$  annihilation)  
[arXiv:1012.5753](https://arxiv.org/abs/1012.5753) (Charmed quark fragmentation in B-mesons decays)
- ❖ Должены  
16-й Международный Семинар по Физике Высоких Энергий КВАРКИ'2010,  
Коломна, 6 - 12 июня, 2010 – “A study of charm hadron production in  $e^+e^-$ -  
annihilation”

# Образование двух $c\bar{c}$ -пар в условиях LHC(b)

---

# Outline

## 1 Introduction

- Motivation

## 2 Theoretical preliminaries

- Production models
- Color selection rules

## 3 Double quarkonia production

- Selection rules for double quarkonia
- Other contributions (DPS)

## 4 Calculation for LHC

- Analytical part
- Monte Carlo - LbOniaPairs, feeddown

# Motivation

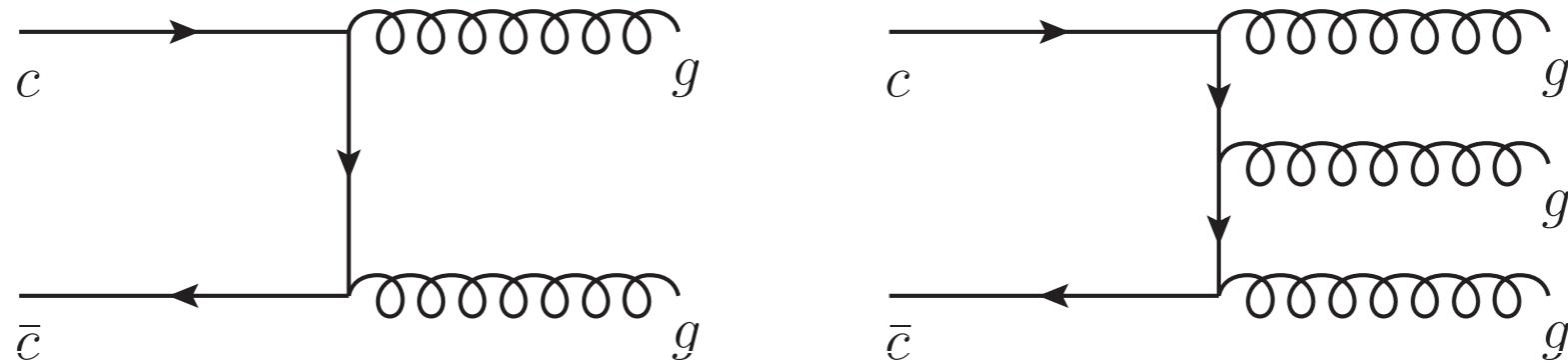
- Heavy quarkonium production is not yet well understood
  - ▶ First attempt to explain prompt  $J/\psi$  production at Tevatron on the Color-Singlet (CS) model basis led to  $\sim$ order of magnitude discrepancy
  - ▶ Color-Octet (CO) model allowed to improve the prediction and lead to the prediction that  $J/\psi$  are transversely-polarized
  - ▶ Subsequent experimental studies didn't confirm transverse polarization
  - ▶ Large NLO-corrections gave strong enhancement to the CSM contribution and allowed the longitudinal polarization of  $J/\psi$ .
  - ▶ Additional studies are needed to clarify the interplay between CS and CO models
- Pair production of heavy quarkonia can clarify this problem as it depends heavily on the production mechanism involved
- Different quarkonia pairs in the final state are accessible

# Production models

- According to the NRQCD factorization the production of heavy quarkonium factorizes into two steps:
  - ▶ Heavy quark-antiquark pair is created perturbatively at short distances
  - ▶ This pair non-perturbatively evolves into the quarkonium at long distances
- $\langle O_n^H ({}^{2s+1}L_J) \rangle$  matrix elements describe the probability of heavy-quark-antiquark pair with certain quantum numbers to evolve into a heavy quarkonium  $H$ .  
Here  $n = 1$  stands for CS and  $n = 8$  — for CO matrix elements.
- The crucial feature of the CS approach is presence of so-called color selection rules which are well-known in quarkonia decays.
- CO model implies a two-step process:
  - ① The color-octet state  $(c\bar{c})_8$  is produced
  - ② The  $(c\bar{c})_8$  state radiates a gluon and becomes colorless  $(c\bar{c})_1$  (this process is not formalized)

# Color selection rules for CSM

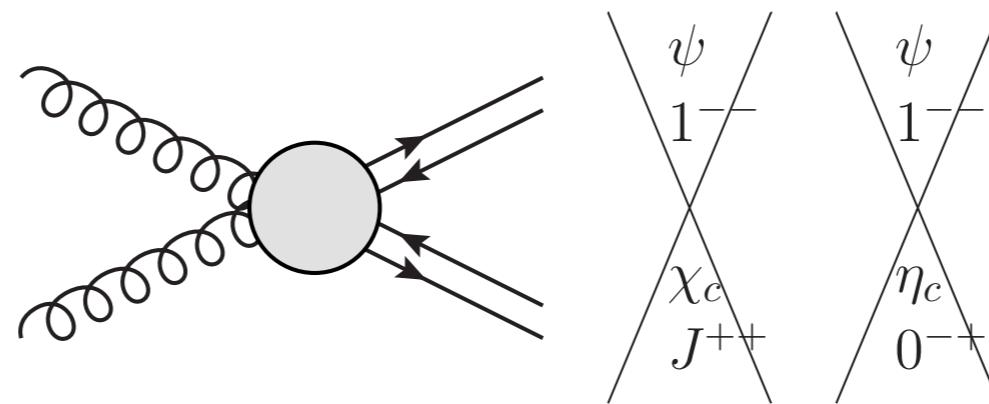
- Quarkonia couplings to gluons:
  - ▶ 2 gluons in a color-singlet ( $\delta^{ab}$ ) combination are C-even. Thus C-odd states, i.e.  $J/\psi$  and  $h_c$ , do not couple with 2 gluons
  - ▶ 3 gluons in a color-singlet ( $f^{abc}$ ) combination are C-odd.  $\alpha_s^3$  order process, 3-particle phase space  $\rightarrow$  narrow  $J/\psi$  and  $h_c$ .



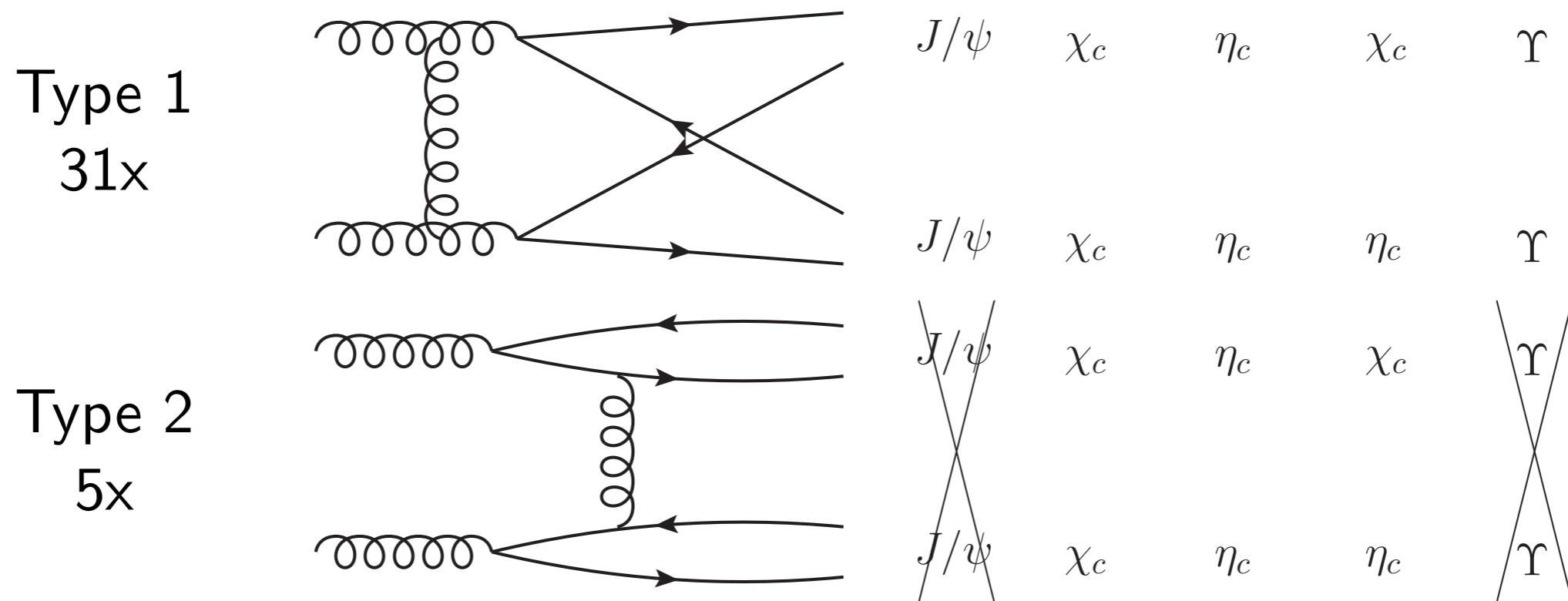
- $\Gamma(n^1S_0 \rightarrow gg) = \frac{8}{3}\pi\alpha_S^2 \frac{|\Psi(0)|^2}{m_C^2} (1 + \dots) \sim 26\text{MeV}$
- $\Gamma(n^3S_1 \rightarrow ggg) = \frac{40}{81}(\pi^2 - 9)\alpha_S^3 \frac{|\Psi(0)|^2}{m_C^2} (1 + \dots) \sim 80\text{keV}$
- Landau-Yang's theorem forbids  $J = 1$  states to couple with 2 real massless vectors (i.e.  $gg$ ,  $\gamma\gamma$ ). This leads to narrow width of  $\chi_{c1}$ . Suppression goes off for virtual gluons and at NLO.

# Selection rules for double quarkonia

- The C-parity conservation forbids  $\psi\chi_c$  and  $\psi\eta_c$  exclusive production

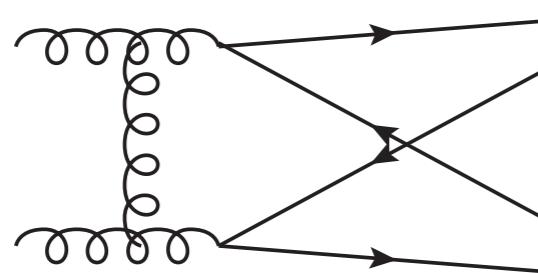


- There are 36 Feynman diagrams of 2 types:

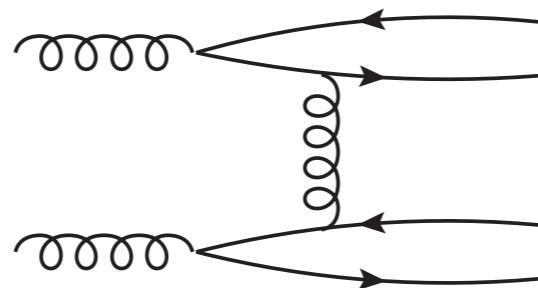


# Color-octet mechanism

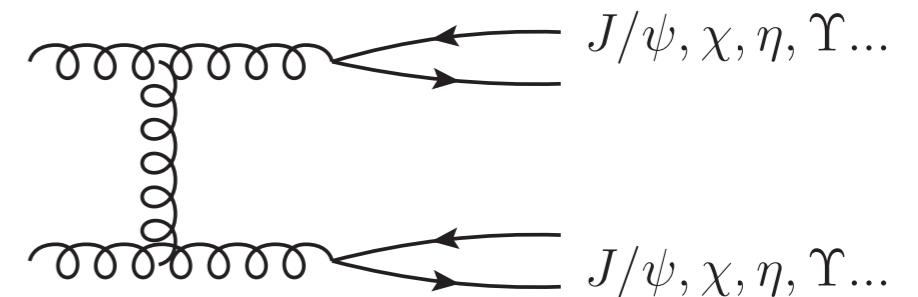
- Produce whatever quarkonium you want in whatever combination in whatever diagram



Type 1 ( $\sim 1/\hat{p}_T^8$ )



Type 2 ( $\sim 1/\hat{p}_T^6$ )



Type 3 ( $\sim 1/\hat{p}_T^4$ )  
 $J/\psi, \chi, \eta, \Upsilon \dots$   
 $J/\psi, \chi, \eta, \Upsilon \dots$

- Small ( $\sim 10^{-2..-3}$ ) color-octet contribution to the quarkonia wave function
- But dominates
  - ① In high- $p_T$  region, especially because of gluon fragmentation (type 3) which has  $\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{p}_T^2} \sim 1/\hat{p}_T^4$
  - ② For final states disallowed in the CS mechanism.

# Other source of quarkonia pairs - DPS mechanism

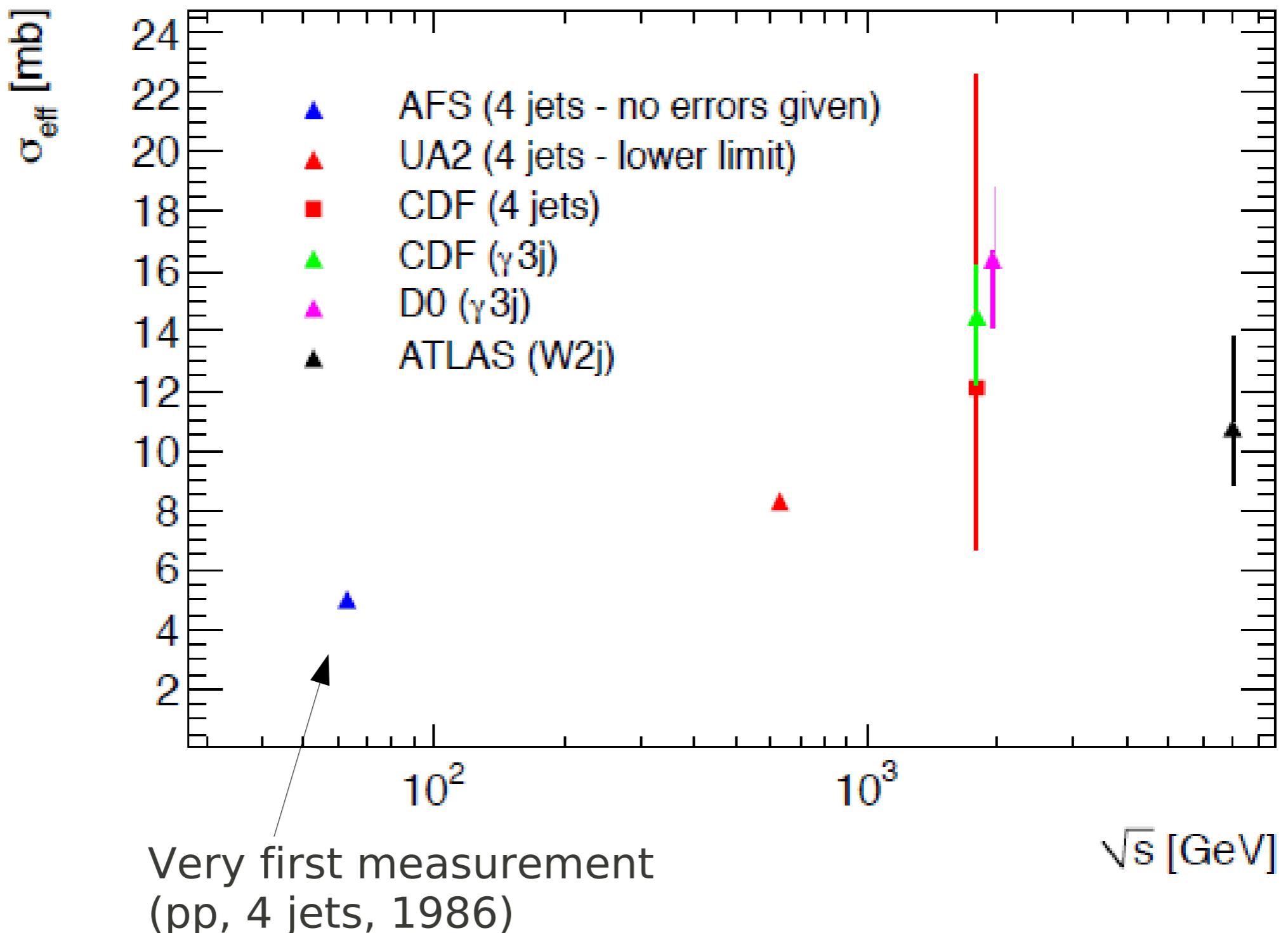
$$\begin{aligned}\sigma_{\text{DPS}}^{AB} &= \frac{i}{2} \sum_{i,j,k,l} \int \Gamma_{ij}(x_1, x_2, \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, Q_1^2, Q_2^2) \times \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1, Q_1^2) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2, Q_2^2) \\ &\times \Gamma_{kl}(x'_1, x'_2, \mathbf{b}_1 - \mathbf{b}, \mathbf{b}_2 - \mathbf{b}, Q_1^2, Q_2^2) \times dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2 d^2 b_1 d^2 b_2 d^2 b\end{aligned}$$

- Calculations now base on many assumptions and simplifications (no partonic correlations, universality of  $\sigma_{\text{eff}}$ ). Lead to a simple expression

$$\sigma_{\text{DPS}}^{AB} = \frac{i}{2} \frac{\sigma_A \sigma_B}{\sigma_{\text{eff}}}, \sigma_{\text{eff}} = 14.5 \text{mb}$$

- - ① C. H. Kom, A. Kulesza and W. J. Stirling, “Pair production of J/psi as a probe of double parton scattering at LHCb,” arXiv:1105.4186 [hep-ph].
  - ② A. Novoselov, “Double parton scattering as a source of quarkonia pairs in LHCb,” arXiv:1106.2184 [hep-ph].
  - ③ S. P. Baranov, A. M. Snigirev and N. P. Zotov, “Double heavy meson production through double parton scattering in hadronic collisions,” arXiv:1105.6276 [hep-ph].
- Recent work considering parton correlations: B. Blok, Yu. Dokshitzer, L. Frankfurt and M. Strikman, “The Four jet production at LHC and Tevatron in QCD,” Phys. Rev. D **83**, 071501 (2011) [arXiv:1009.2714 [hep-ph]].

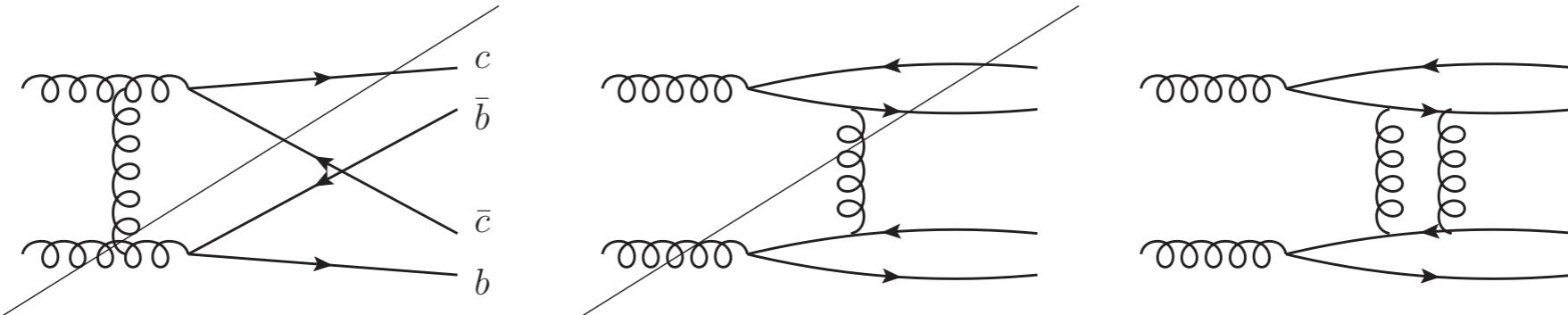
# DPS — $\sigma_{\text{eff}}$ measurements



from ATLAS talk, MPI workshop, DESY, 2011

## SPS vs. DPS

- There are no LO diagrams contributing CS  $J/\psi\Upsilon$  production:



- This leads to “unnatural” ordering of the cross section values:

$$\sigma_{\text{SPS}}^{J/\psi J/\psi} > \sigma_{\text{SPS}}^{\gamma\gamma} > \sigma_{\text{SPS}}^{J/\psi\Upsilon}$$

- For DPS an “expected” ordering take place:

$$\sigma_{\text{DPS}}^{J/\psi J/\psi} > \sigma_{\text{DPS}}^{J/\psi\Upsilon} > \sigma_{\text{DPS}}^{\gamma\gamma}$$

- Numerical values for the quantities involved are predicted:

$$\sigma_{\text{SPS}}^{J/\psi J/\psi} = 4\text{nb} \quad \sigma_{\text{SPS}}^{\gamma\gamma} = 10\text{pb} \quad \sigma_{\text{SPS} (8_C)}^{J/\psi\Upsilon} = 3\text{pb}$$

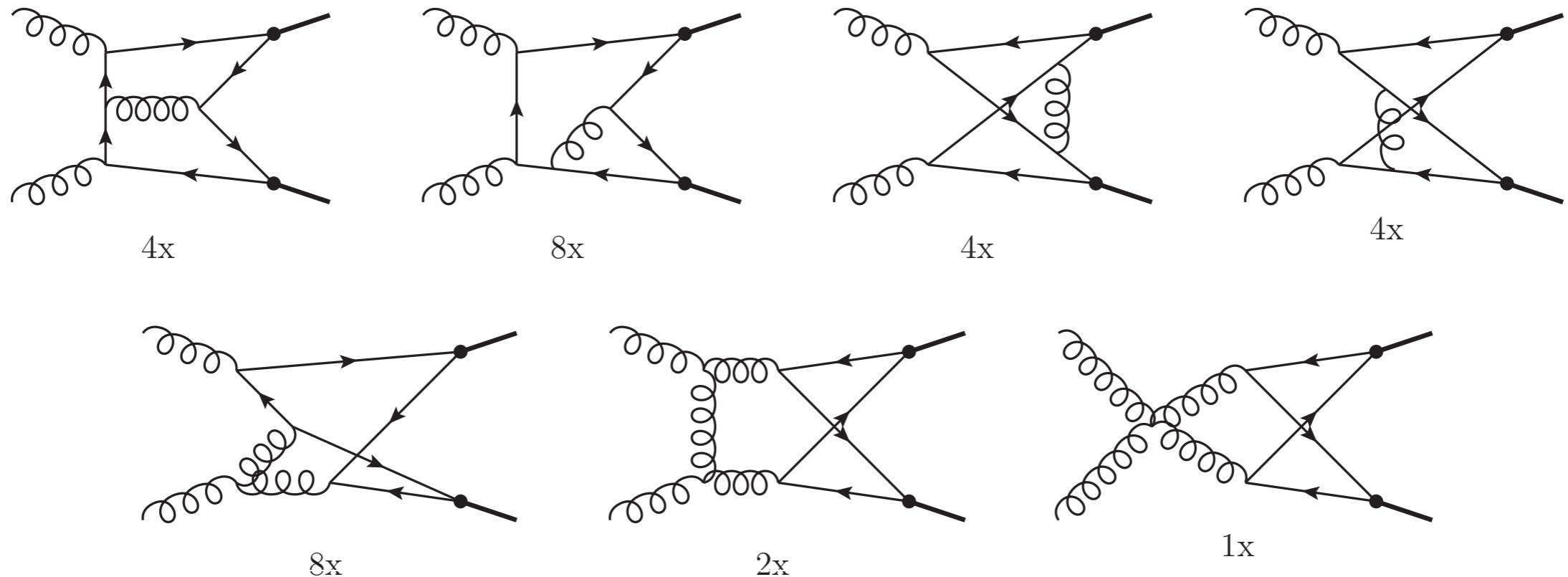
$$\sigma_{\text{DPS}}^{J/\psi J/\psi} = 4\text{nb} \quad \sigma_{\text{DPS}}^{\gamma\gamma} = 1\text{pb} \quad \sigma_{\text{DPS}}^{J/\psi\Upsilon} = 100\text{pb}$$

All these values are for LHCb acceptance.

Color-octet  $J/\psi\Upsilon$  prediction from arXiv:1007.3095 [hep-ph]

# **Calculations for the LHC(b)**

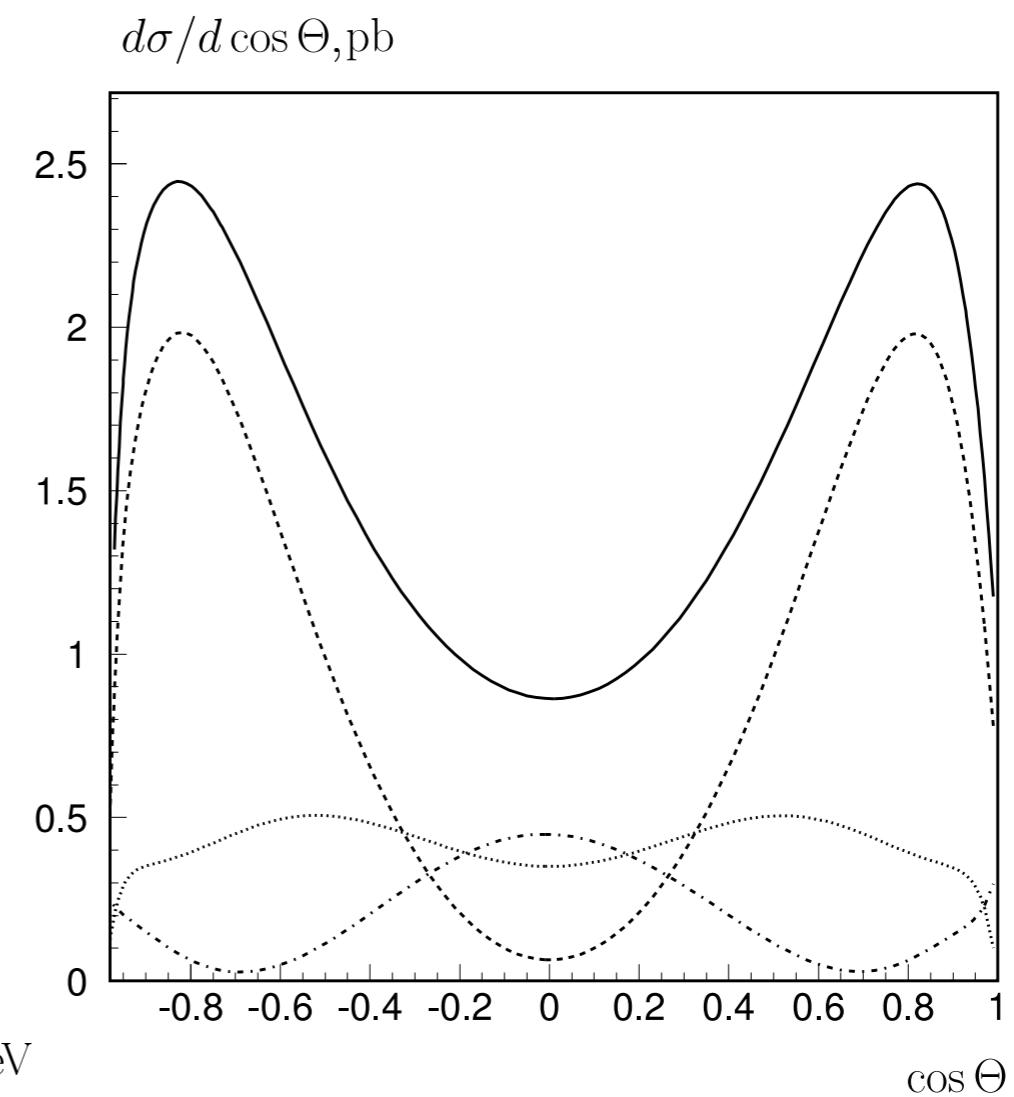
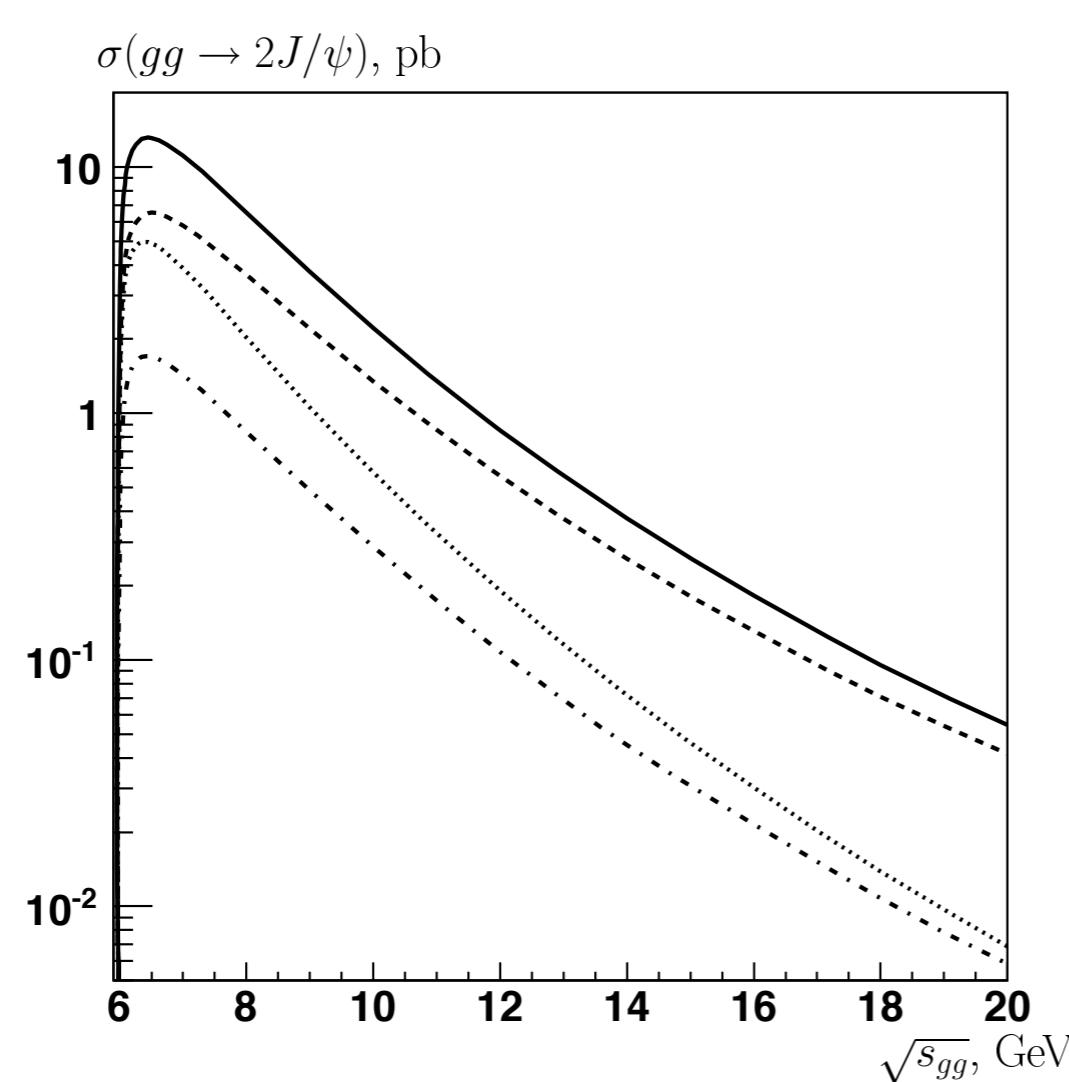
# Calculation in CS, LO



- $\Rightarrow$  amplitude at each point of phase space to be used in polarization studies (see Berezhnoy et al. Phys.Rev. D57 4385 (1998))
- $\Rightarrow d\hat{\sigma}/d\hat{t}$  to be used in MC generators.
- A. V. Berezhnoy, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky and A. A. Novoselov, Phys. Rev. D84, 094023 (2011)  
V. G. Kartvelishvili, S. .M. Esakiya, Sov.J.Nucl.Phys. 38, 430-432 (1983).  
B. Humpert, P. Mery, Z. Phys. C20, 83 (1983).

## Analytical part of calculation - Polarization

- Solid, dashed, dotted and dot-dashed curves correspond to total cross section and TT , TL and LL polarizations respectively.  
Angular distribution is presented at  $\sqrt{\hat{s}} = 10\text{GeV}$



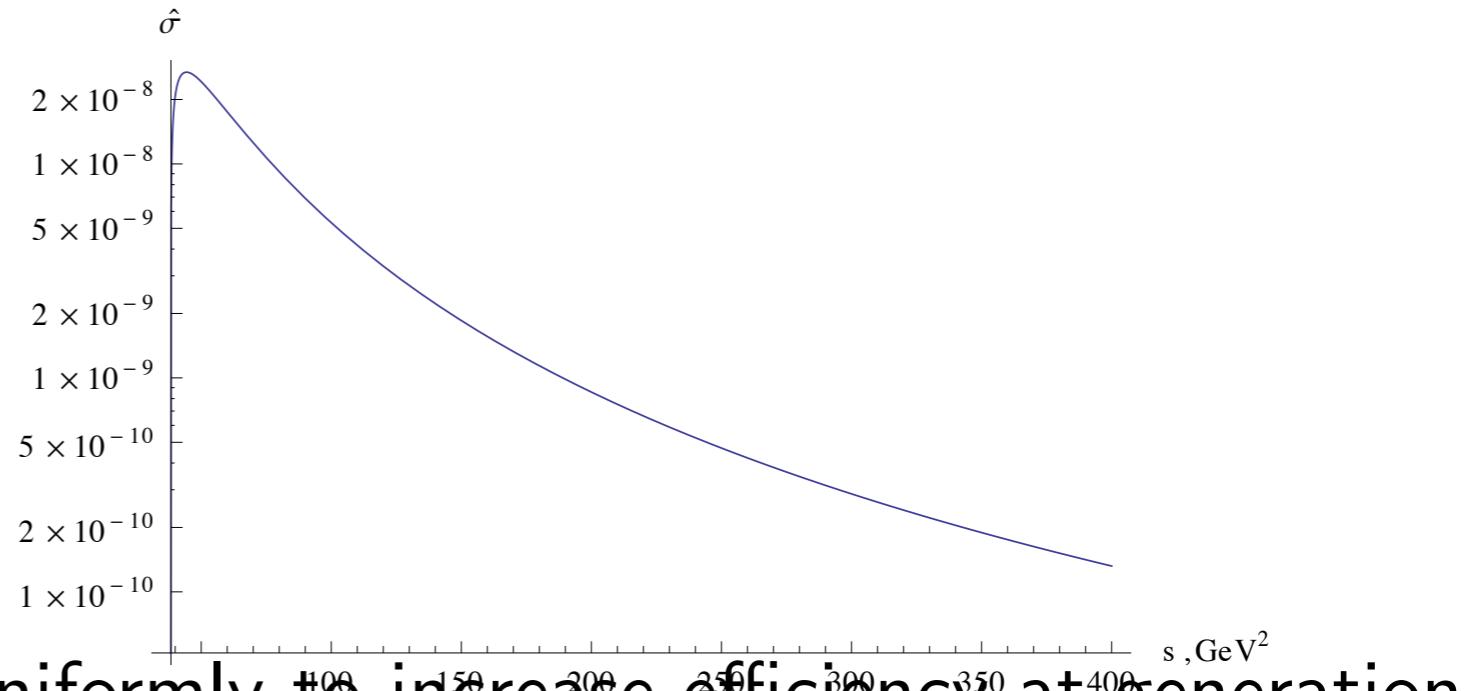
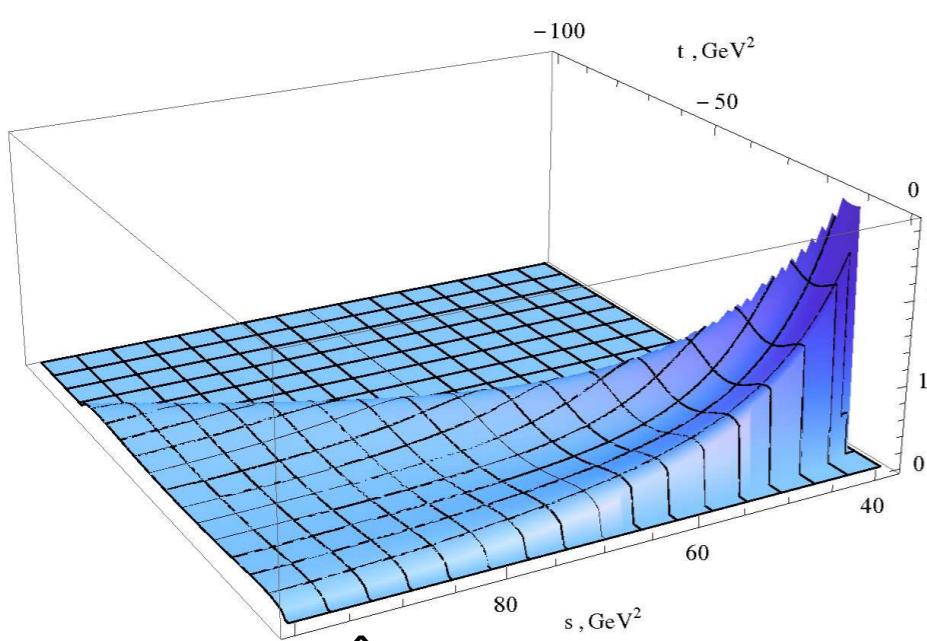
## Analytical part of calculation - Matrix element squared

$$\begin{aligned}|M|^2 = & \frac{8\pi^4 \alpha_s^4 \psi(0)^4}{81m^2 s^6 (m^2 - t)^4 (m^2 - u)^4} (335s^{12} + 274s^{11}(t + u) + \\& + s^{10}(-3393t^2 + 6782tu - 3393u^2) + \\& + s^9(-7124t^3 + 7204t^2u + 7204tu^2 - 7124u^3) + \\& + s^8(3290t^4 - 24440t^3u + 42684t^2u^2 - 24440tu^3 + 3290u^4) + \\& + 4s^7(t - u)^2(5459t^3 - 4631t^2u - 4631tu^2 + 5459u^3) + \\& + 2s^6(t - u)^2(7771t^4 - 1016t^3u - 13126t^2u^2 - 1016tu^3 + 7771u^4) - \\& - 16s^5(t - u)^4(778t^3 - 821t^2u - 821tu^2 + 778u^3) - \\& - s^4(t - u)^4(20405t^4 - 18628t^3u - 3938t^2u^2 - 18628tu^3 + 20405u^4) - \\& - 2s^3(t - u)^6(2647t^3 - 1375t^2u - 1375tu^2 + 2647u^3) + \\& + 21s^2(t - u)^8(223t^2 + 398tu + 223u^2) + \\& + 3780s(t - u)^{10}(t + u) + 972(t - u)^{12})\end{aligned}$$

# Partonic cross section

$$\hat{\sigma}(\hat{s}) = \frac{512\pi^3\psi(0)^4\alpha_s^4}{1215m^4\hat{s}^7} \left( (5\hat{s}^4 + 874m^2\hat{s}^3 + 13368m^4\hat{s}^2 + 36594m^6\hat{s} + 90m^8)\hat{s}\sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}} + \right.$$

$$\left. + 30m^4(6m^6 + 70m^4\hat{s} - 1025m^2\hat{s}^2 - 134\hat{s}^3) \log \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{4m^2}{\hat{s}}}} \right)$$



- $\hat{s}$  and  $\hat{t}$  are selected non-uniformly to increase efficiency at generation level  $\rightarrow \sim 7\%$

# Properties of the production tool

```
OniaPairsProduction.Ecm=7000.;  
OniaPairsProduction.Psi1S1S=1.;  
OniaPairsProduction.Psi1S2S=0.59;  
OniaPairsProduction.Psi2S2S=0.35;
```

- Properties like Psi1S1S (analogously Ups1S1S for  $\Upsilon$ -mesons) allow to turn on/off production of certain final states
  - ▶  $value = 0 \rightarrow$  channel is switched off
  - ▶  $value > 0 \rightarrow$  channel is switched on with the weight  $value$
- These weights are useful for generation with feeddown. When EvtGen is forced to decay higher quarkonia states to the lower ones weight = total branching fraction of these decays.

## Numerical computation - cross section

- Pythia 6.4 MC generator was used to sample the phase space and to convolute with the proton's PDFs. LO  $\alpha_s$ -evolution and CTEQ 5L LO PDFs @  $m_T$  scale.
- The predicted value for the  $J/\psi$ -pair production cross-section is (feeddown not accounted for)

$$\sigma(J/\psi J/\psi) = 18 \pm 6 \text{nb}.$$

- We use  $m_c = 0.5m_{J/\psi}$  and  $\psi_{J/\psi}(0) = 0.21 \text{GeV}^{3/2}$
- LbOniaPairs — a LHCb s/w package to generate vector  $S$ -wave charmonia and bottomonia pairs
  - ▶ Accounts for feeddown from the higher states ( $\psi(2S), \Upsilon(2S, 3S)$ )
  - ▶ "FullGenEventCut" tool is used to increase efficiency in the LHCb acceptance

## Numerical computation - cross section

- Kinematical cuts are applied not to the hard subprocess but to the complete event. Consequently the result depend on the ISR, which gives the  $p_T$  to initial partons. This part is most model-dependent and gives additional uncertainty to the cross section.
- This effect is crucial for ATLAS, which has a  $p_T$ -cut:

$$\sigma_{\text{ATLAS}}^{\text{collinear}}(pp \rightarrow 2J/\psi + X) = 0.09\text{nb},$$

$$\sigma_{\text{ATLAS}}^{\text{withISR}}(pp \rightarrow 2J/\psi + X) = 0.06\text{nb}.$$

- Happily as LHCb has no cut on  $p_T$ , the uncertainty in  $\sigma_{\text{LHCb}}$  caused by the ISR should be small:

$$\sigma_{\text{LHCb}}^{\text{collinear}}(pp \rightarrow 2J/\psi + X) = 3.2\text{nb},$$

$$\sigma_{\text{LHCb}}^{\text{withISR}}(pp \rightarrow 2J/\psi + X) = 3.1\text{nb}.$$

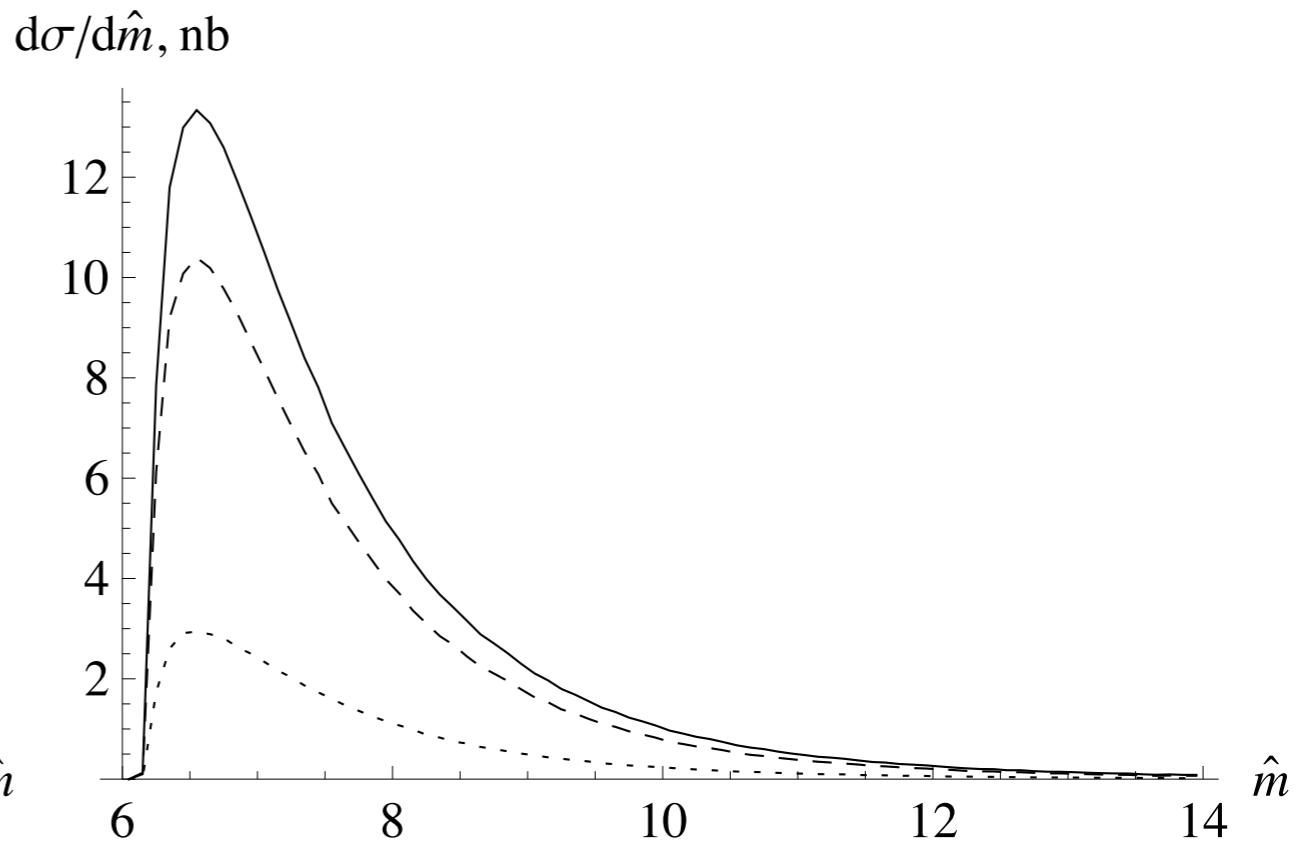
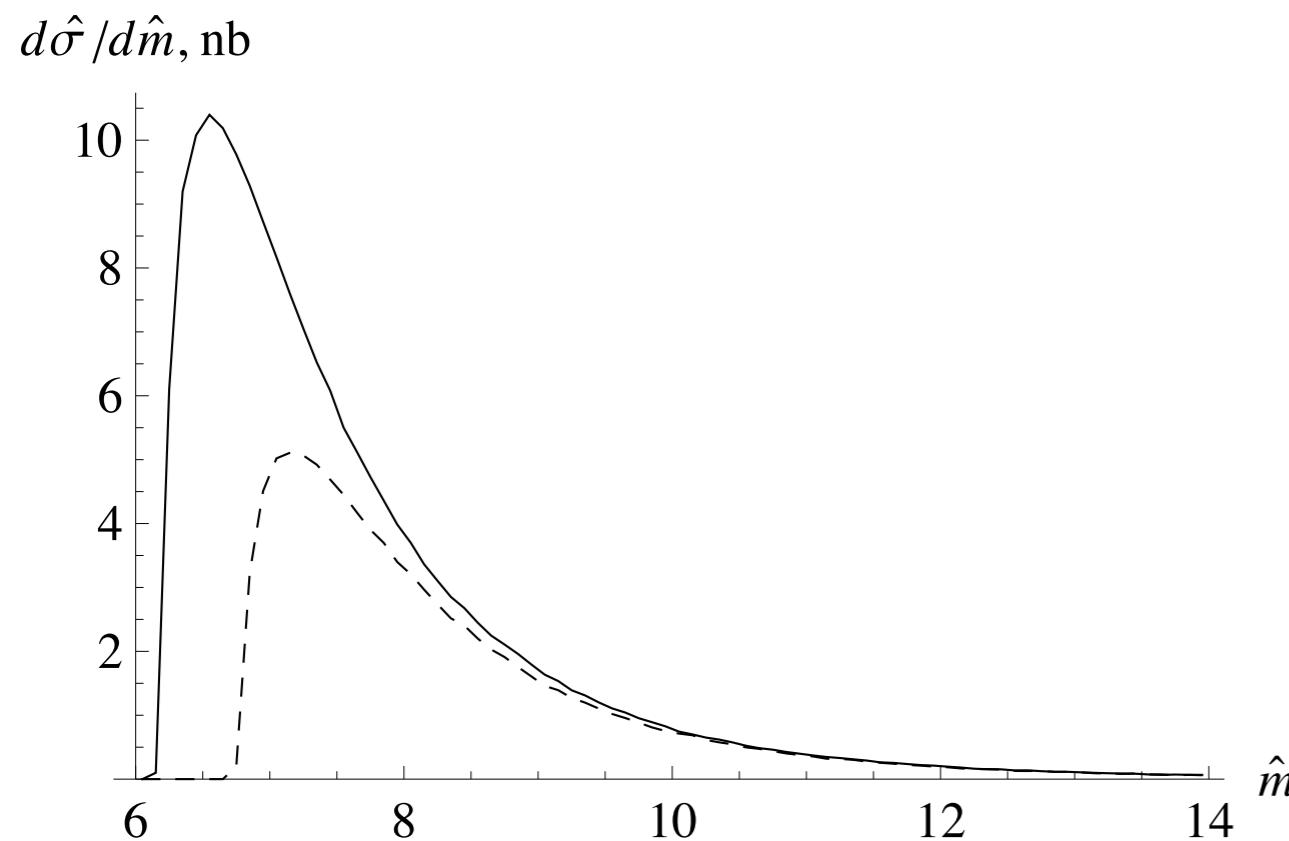
- The uncertainty caused by other sources is  $\gtrapprox 30\%$ , so

$$\sigma_{\text{LHCb}}(pp \rightarrow 2J/\psi + X) = 3.1 \pm 1.0\text{nb}.$$

# Feeddown from $\psi'$

- We estimate contribution of the  $gg \rightarrow J/\psi\psi'$  process by substituting  $(m(J/\psi) + m(\psi'))/2$  for  $2m_c$  in ME and using

$$\psi_{\psi'}(r)|_{r=0} = 0.16 \text{ GeV}^{3/2}, Br(\psi' \rightarrow J/\psi + X) = 53\%.$$



# Prediction for LHCb - cross-section

- Kinematical cuts select  $\sim 16\%$  of events. This corresponds to the

$$\sigma_{\text{LHCb}}^{\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi} (pp \rightarrow J/\psi \psi' + X) = 1.0 \pm 0.2 \text{ nb.}$$

- Together with the direct cross section this leads to the value

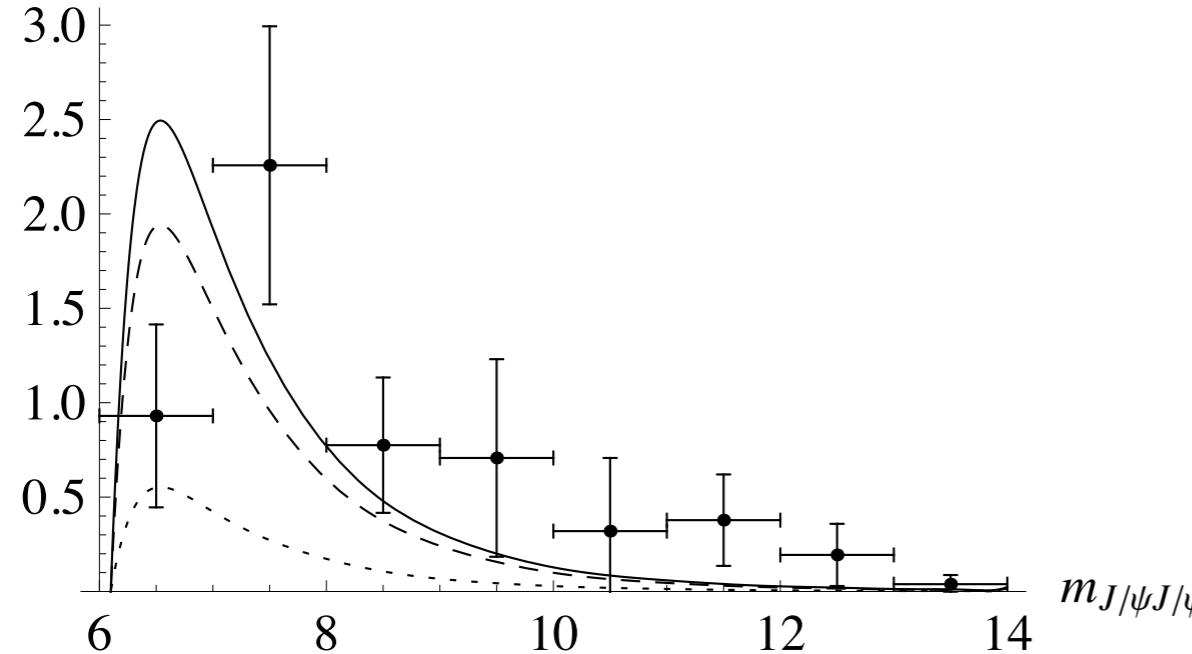
$$\sigma_{\text{LHCb}}^{\text{total}} (pp \rightarrow 2J/\psi + X) = 4.1 \pm 1.2 \text{ nb.}$$

- The experimental value is  $5.1 \pm 1.1$  nb (arXiv:1109.0963v1 [hep-ex])
- Apart from the parameter selection ( $\alpha_s, m_c, \psi_{J/\psi}(0)$ ) the difference in cross-section values can due to the existence of other sources of  $J/\psi$  pairs such as
  - ▶ Production and decays of  $\chi_c$ -pairs
  - ▶ Resonant and non-resonant transition of  $(cc)(\bar{c}\bar{c})$  system to  $J/\psi$ -pair.
  - ▶ DPS

# Prediction for LHCb - distributions

$d\sigma/dp_T, \text{nb}$

$d\sigma/dm_{J/\psi J/\psi}, \text{nb}$



$1.4$

$1.2$

$1.0$

$0.8$

$0.6$

$0.4$

$0.2$

$0.0$

$0$

$2$

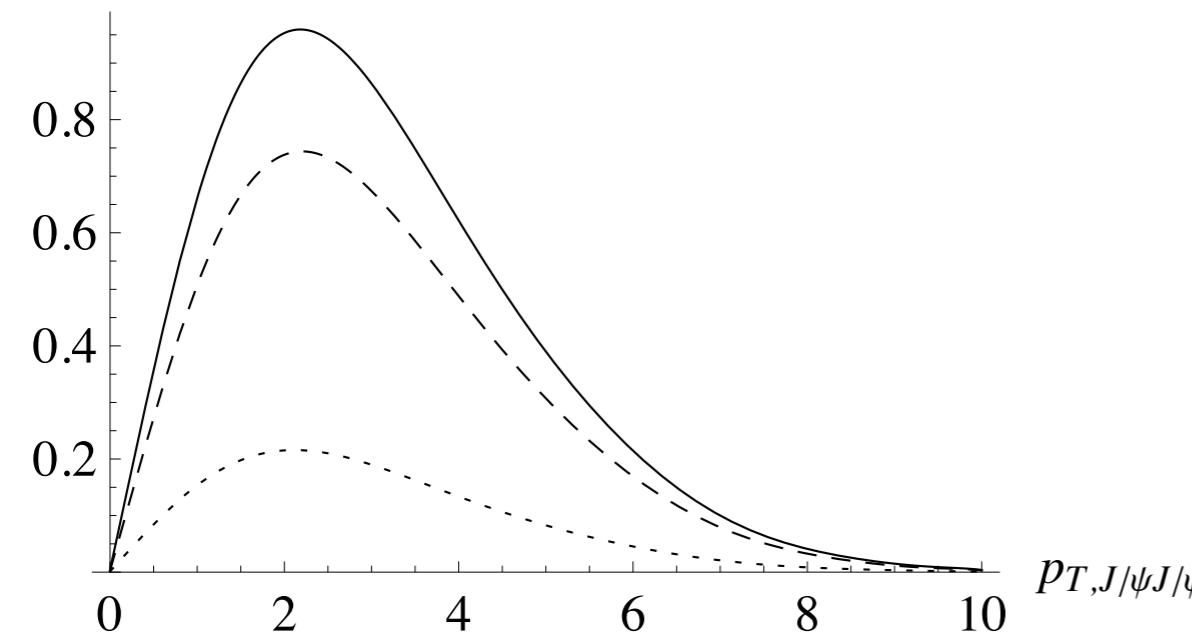
$4$

$6$

$8$

$p_T$

$d\sigma/dp_{T,J/\psi J/\psi}, \text{nb}$



$d\sigma/dy, \text{nb}$

$2.0$

$1.5$

$1.0$

$0.5$

$0.0$

$1.5$

$2.0$

$2.5$

$3.0$

$3.5$

$4.0$

$y$

# Prediction for LHCb - distributions

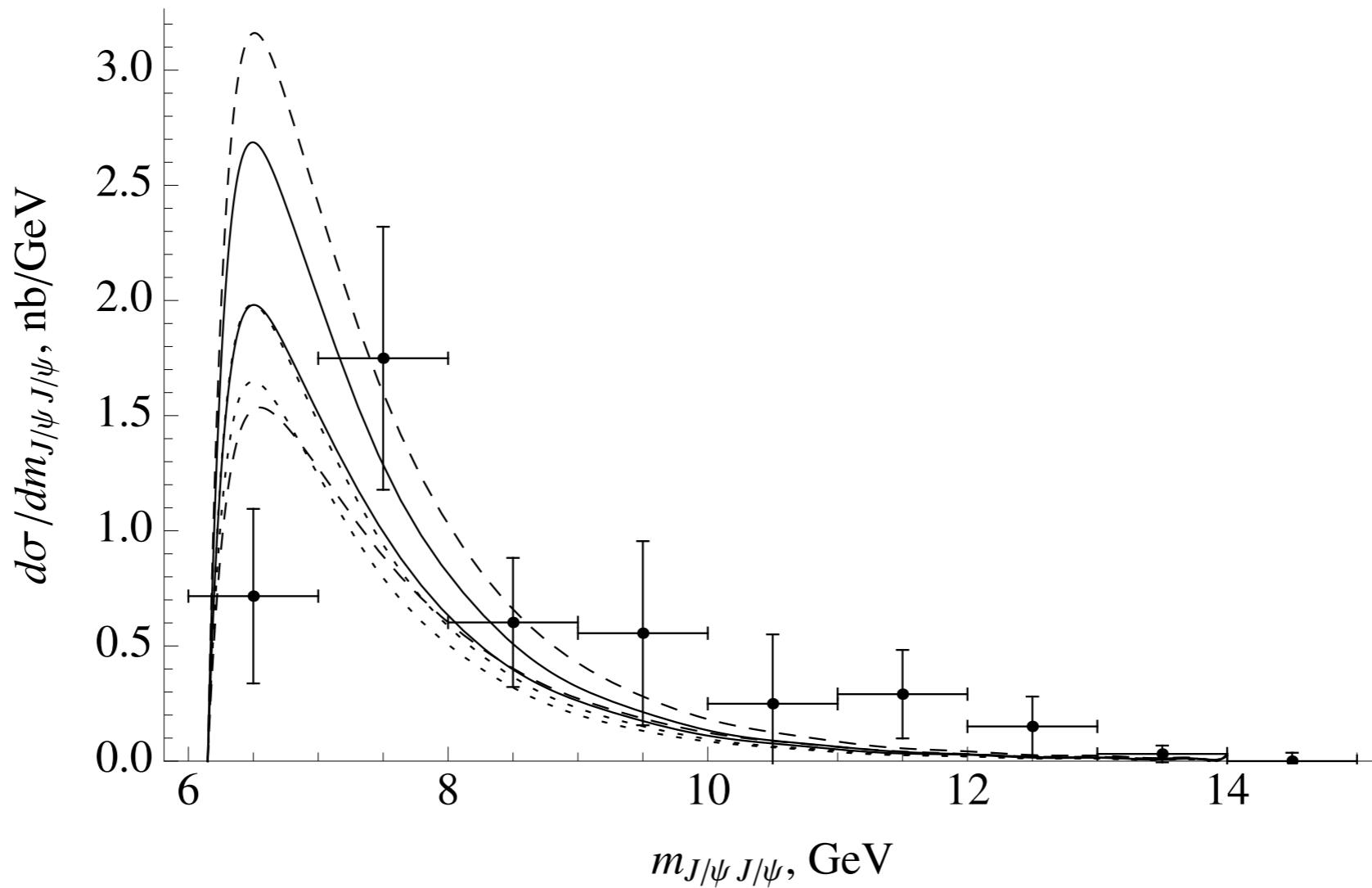
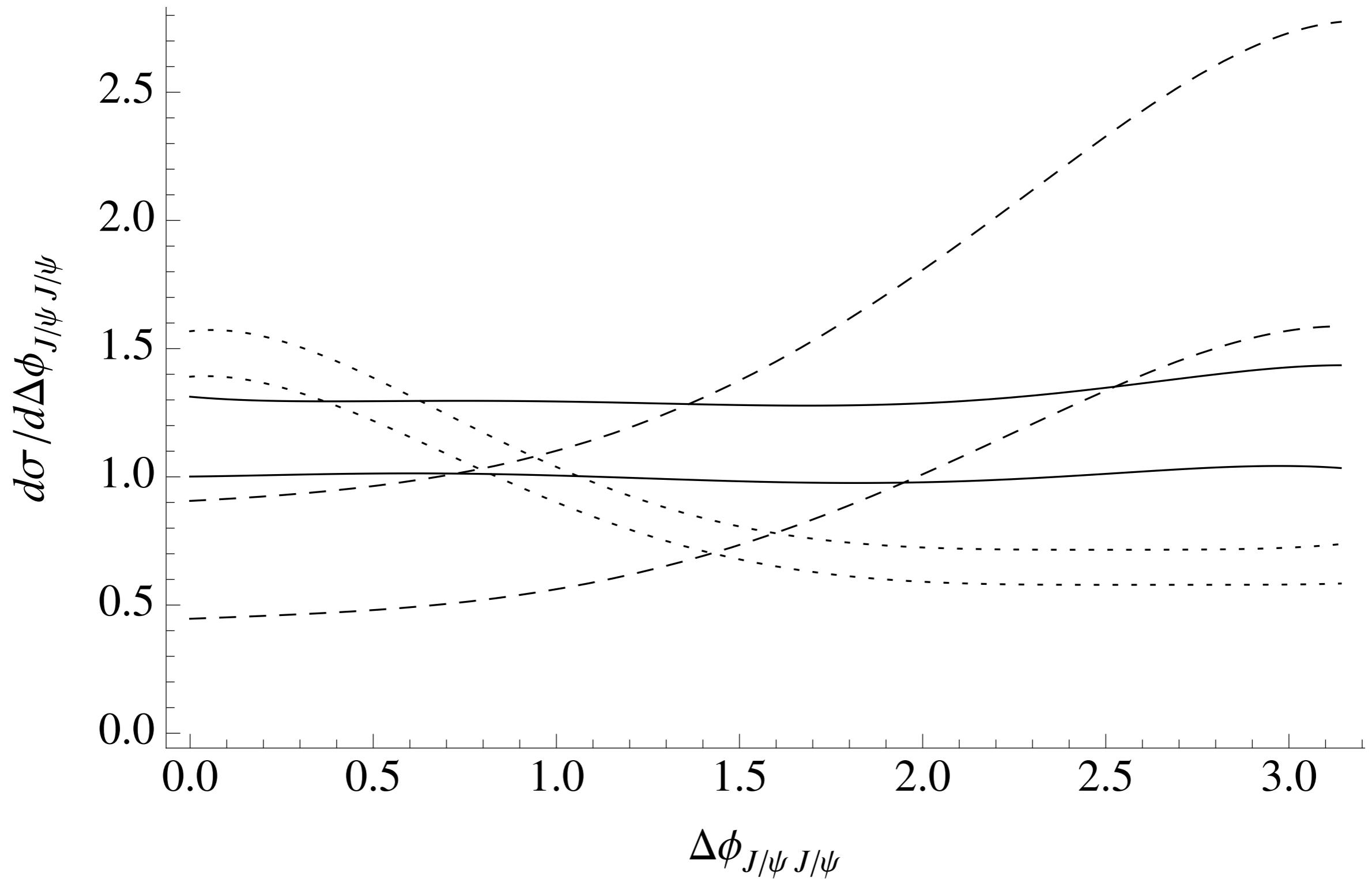
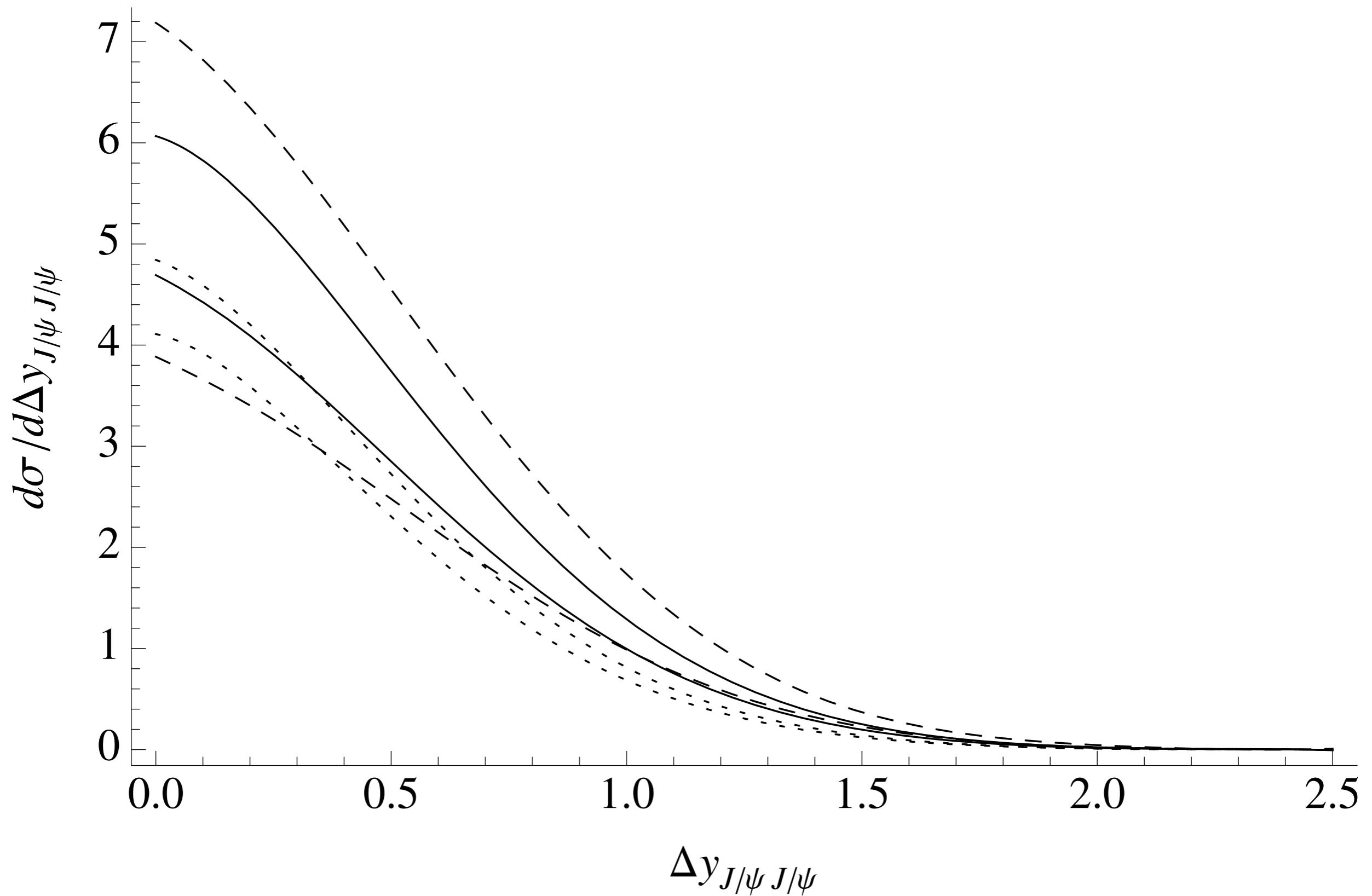


Figure 1: Distribution over the invariant mass of the  $J/\psi$ -meson pairs compared with the LHCb measurement. Solid curves were obtained with  $m_T^{J/\psi}$  as the hard scale, dashed — at  $0.5 \cdot m_T^{J/\psi}$  and dotted —  $2 \cdot m_T^{J/\psi}$ . For every scale choice upper curve corresponds to the CTEQ5L, lower — to the CTEQ6LL *pdf* used.

# Prediction for LHCb - distributions



# Prediction for LHCb - distributions



$J/\psi + D$

# Ассоциированное рождение $J/\psi + D$

- Подпроцесс  $gg \rightarrow J/\psi c\bar{c}$  рассчитывался в
  - ➊ Phys.Rev., D57:4385–4392, 1998 (A.V. Berezhnoy, V.V. Kiselev, A.K. Likhoded, and A.I. Onishchenko),
  - ➋ Phys.Rev., D73:074021, 2006a (S.P. Baranov),
  - ➌ Phys.Lett., B653:60–66, 2007 (P. Artoisenet, J.P. Lansberg, and F. Maltoni).
- In the LHCb acceptance within SPS:

$$\sigma(gg \rightarrow J/\psi c\bar{c}) \approx 20 \div 60 \text{nb}$$

$$\sigma(gc_{sea} \rightarrow J/\psi c) \approx 10 \div 40 \text{nb}$$

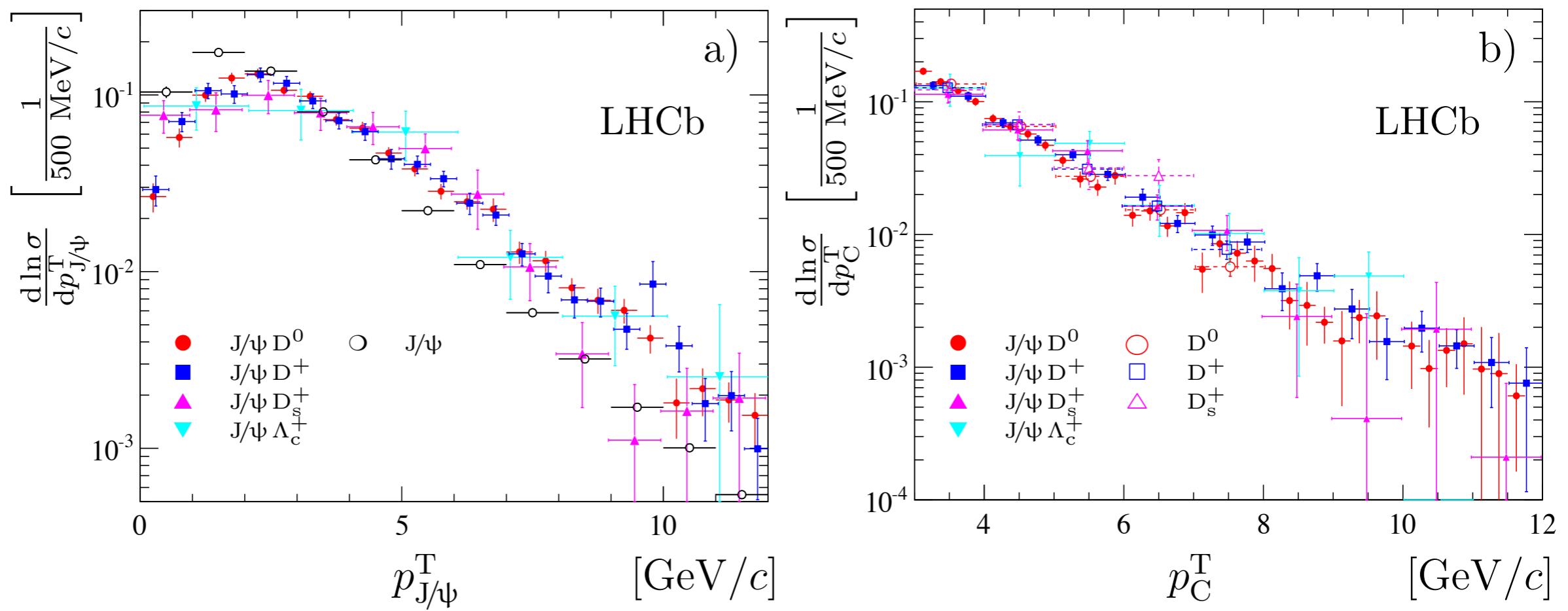
According Jean-Philippe Lansberg estimation the contribution of  $gc_{sea} \rightarrow J/\psi c$  is even larger than  $gg \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ .

- For the LHCb conditions:

$$\sigma_{DPS} \approx 240 \text{nb} \quad \sigma_{SPS} = 30 \div 100 \text{nb} \quad \sigma_{exp} \approx 300 \text{nb}$$

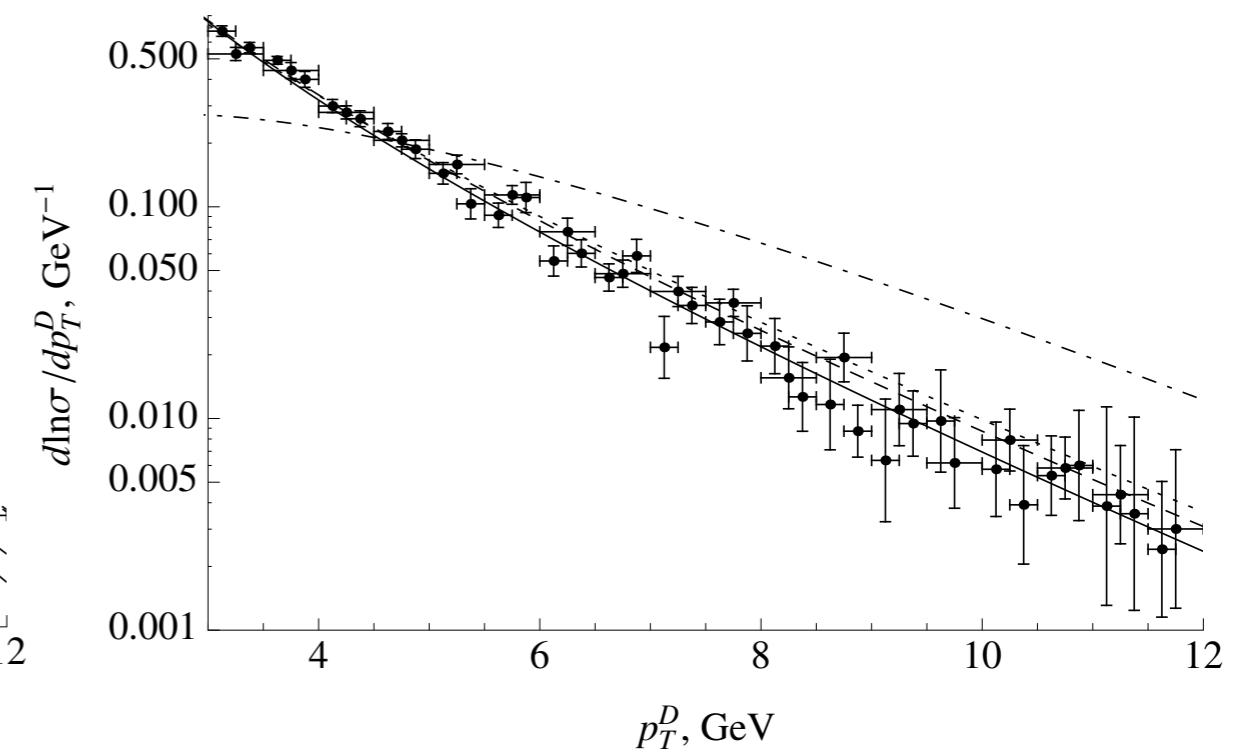
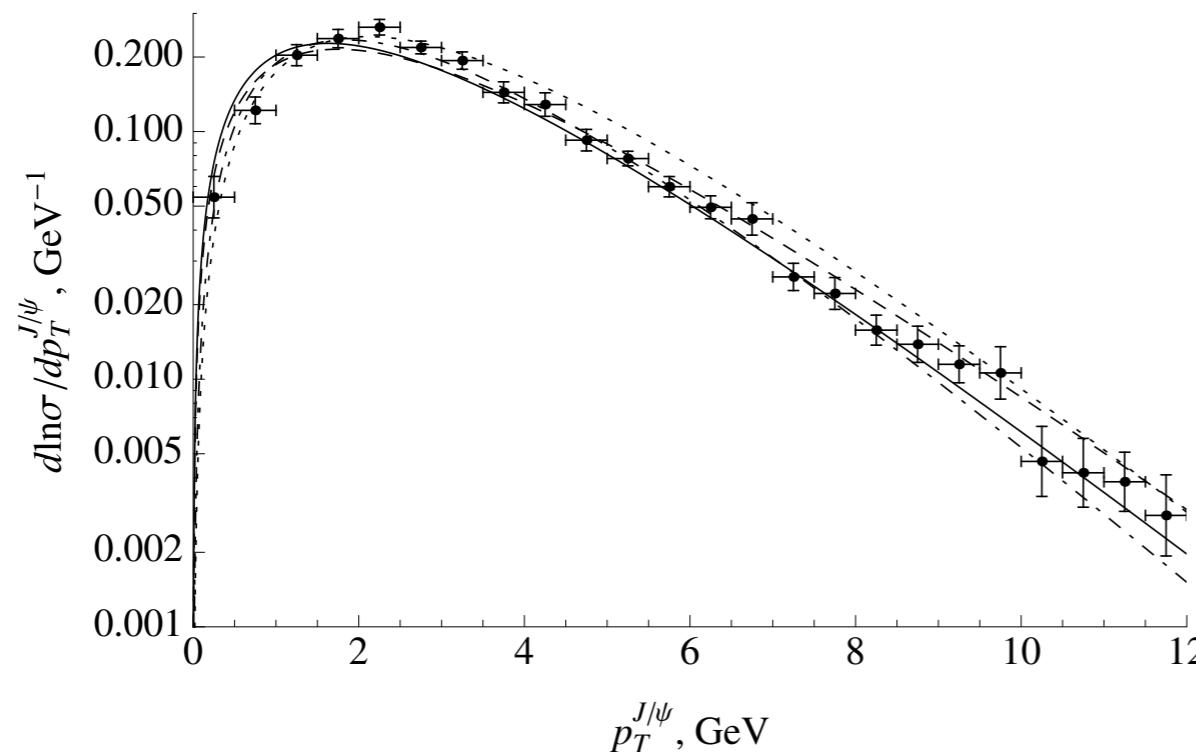
# $J/\psi + D$

- DPS предсказывает более близкое значение сечения в LHCb.
- Тем не менее, распределение по поперечному импульсу  $J/\psi$  существенно отличается от измеренного в инклузивном рождении, что противоречит наивной модели DPS.



# $J/\psi + D$

- Процесс  $gg \rightarrow J/\psi c\bar{c}$  недооценивая значение сечения отлично описывает форму  $p_T$  спектров  $J/\psi$  и  $D$ -мезонов.
- Поскольку подпроцесс  $gc_{sea} \rightarrow J/\psi c$  имеет 2 частицы в конечном состоянии и на образующиеся  $D$ -мезоны наложено обрезание  $p_T > 3\text{ГэВ}$ , в распределении по  $p_T$   $J/\psi$ -мезонов ожидалась бы особенность рядом со значением  $p_T = 3\text{ГэВ}$ . Ее отсутствие указывает на то, что  $gc_{sea} \rightarrow J/\psi c$  не доминирует в рассматриваемых условиях.



# Prediction for LHCb - distributions

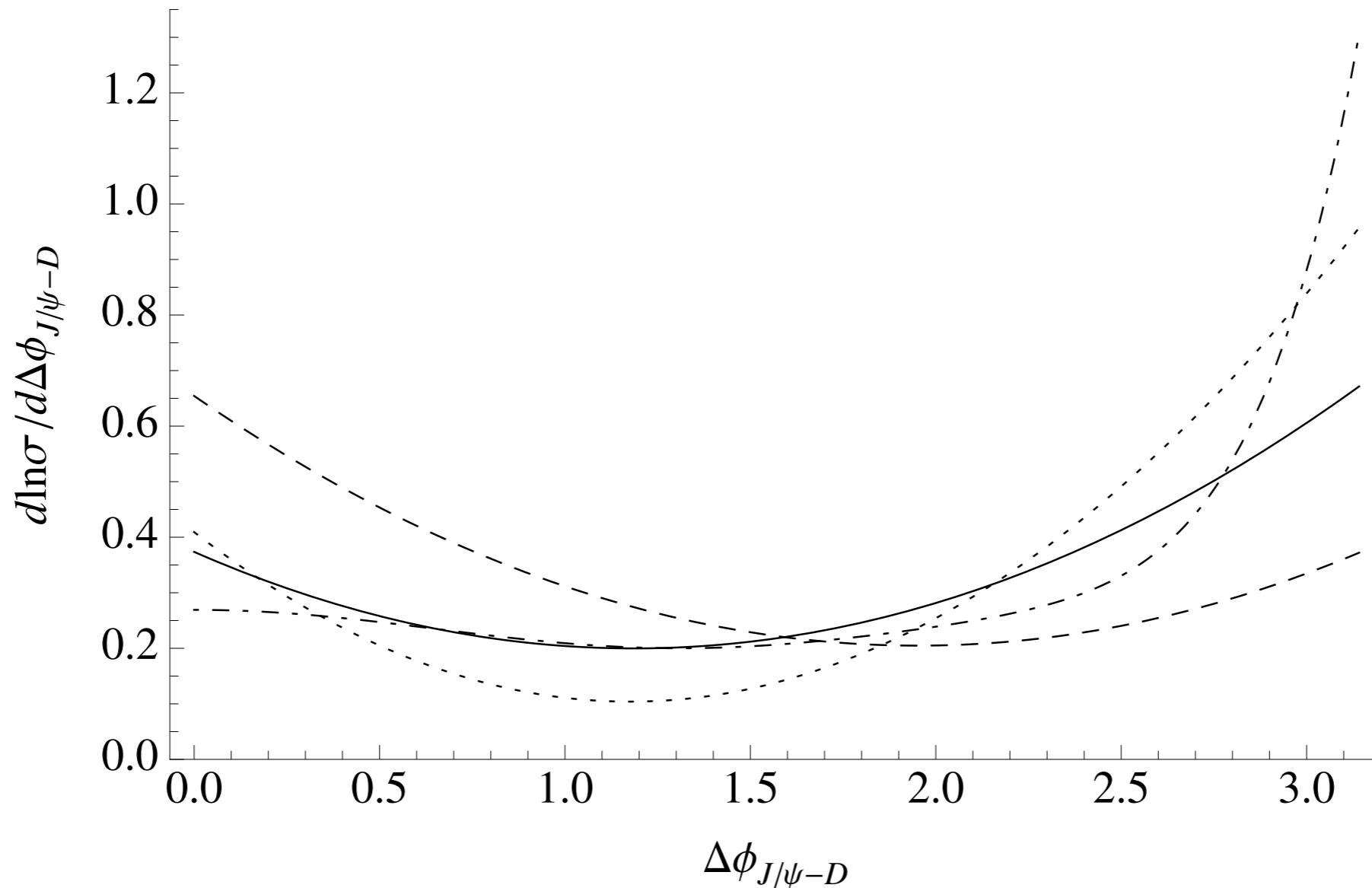


Figure 7: Distribution over the difference of the azimuthal angles of the  $J/\psi$  and  $D$ -meson in the  $J/\psi + D$  production. Curve designations coincide with Fig. 5.

# Prediction for LHCb - distributions

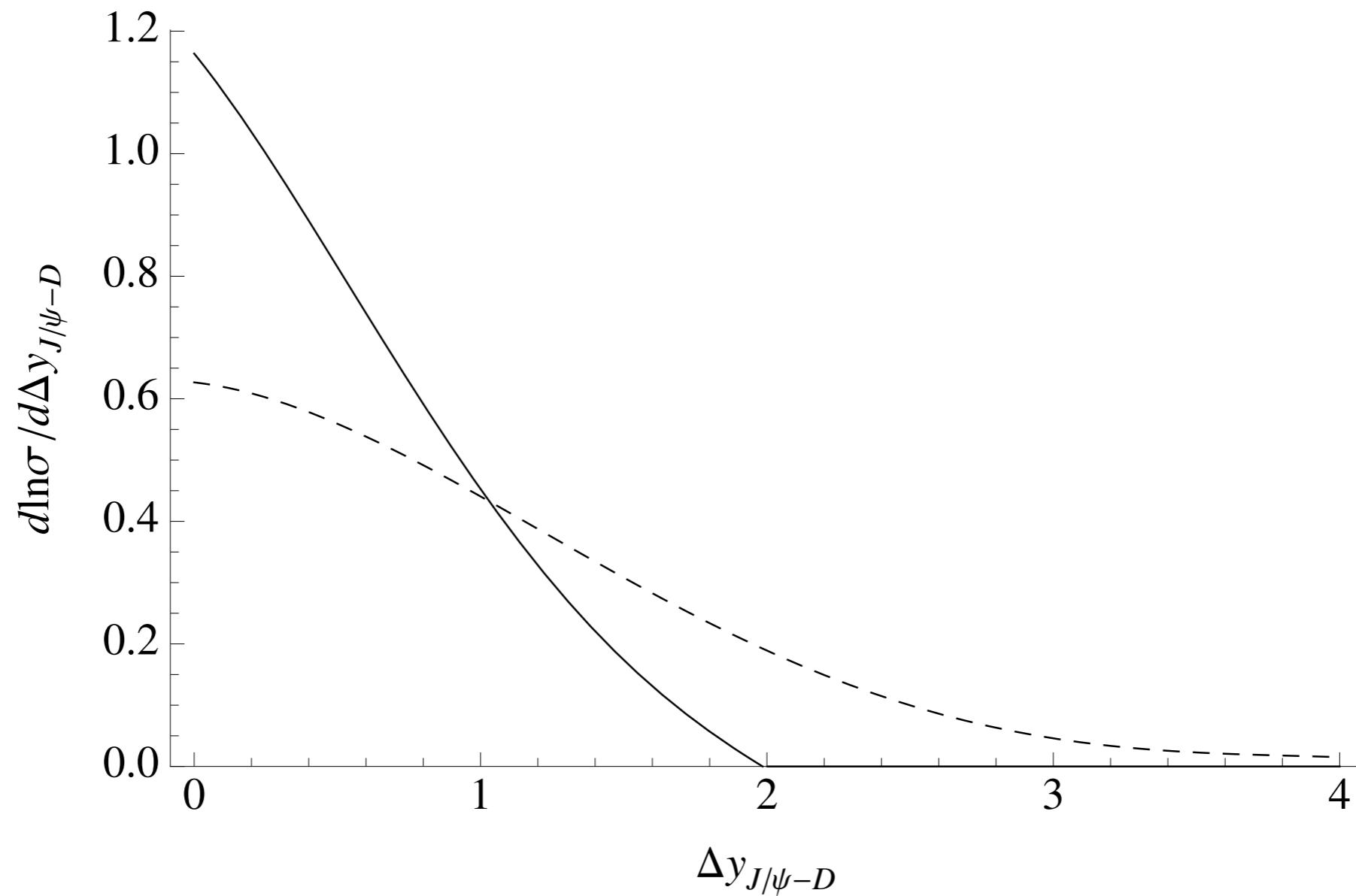


Figure 8: Distribution over the difference of rapidities of the  $J/\psi$  and  $D$ -meson in the  $J/\psi + D$  production. Solid curve corresponds to the LHCb kinematic limits imposed, dashed — to the absence of kinematic limits.

# Результаты

---

- В рамках CS модели в LO pQCD получены предсказания для образования пар  $J/\psi$  мезонов и ассоциативного рождения  $J/\psi+D$ . Для образования пар  $\psi$  мезонов написан LHCb production tool.
- Изучена возможность поиска корреляций между продуктами рассмотренных реакций с помощью детектора LHCb.
- Оценен возможный вклад DPS в образование рассматриваемых состояний.

# Результаты

---

- ❖ **Приведенные результаты опубликованы в статьях**
  - 1) A.V. Berezhnoy, A.K. Likhoded, A.V. Luchinsky, A.A. Novoselov, Double J/ψ-meson Production at LHC and 4c-tetraquark state, Phys.Rev. D84 (2011) 094023, arXiv:1101.5881 [hep-ph]
  - 2) А. В. Бережной, А. К. Лиходед, А. В. Лучинский, А. А. Новоселов, Формирование 4с-тетракварка в парном рождении J/ψ-мезонов на LHC, ЯФ, 2012, том 75, №4
  - 3) Alexey Novoselov, Double parton scattering as a source of quarkonia pairs in LHCb, arXiv:1106.2184 [hep-ph]
  - 4) LHCb Collaboration, Observation of J/ψ pair production in pp collisions at  $\sqrt{s}=7\text{TeV}$ , Phys.Lett. B707 (2012) 52-59, LHCb-PAPER-2011-013, CERN-PH-EP-2011-135, arXiv:1109.0963 [hep-ex]
  - 5) A.V. Berezhnoy, A.K. Likhoded, A.V. Luchinsky, A.A. Novoselov, Associated production of J/ψ-mesons and open charm and double open charm production at the LHC, arXiv:1204.1058 [hep-ph]
  - 6) LHCb collaboration, Observation of double charm production involving open charm in pp collisions at  $\sqrt{s}=7\text{ TeV}$ , CERN-PH-2012-109,LHCb-PAPER-2012-003, arXiv:1205.0975 [hep-ex]

# Результаты

---

- ❖ **Приведенные результаты доложены в**

- 1) FWG J/psi meeting, CERN, 16 Mar 2011, Novoselov Alexey, "Double quarkonium production in hadronic collisions", 40'
- 2) Семинар отдела теоретической физики ИФВЭ, 10 мая 2011, А. Новоселов, "Double charmonium production in LHCb experiment", 60'
- 3) Simulation: Gauss&Boole meeting, CERN, 16 Jun 2011, Novoselov Alexey, "LbOniaPairs – a new generator for quarkonia pairs production", 20'
- 4) FWG J/psi and Onia Meeting, CERN, 27 Jul 2011, Novoselov Alexey, "Invited Theory Talk: Studies on double charm(&onium) production", 50'
- 5) Сессия-конференция "Физика фундаментальных взаимодействий" секции ядерной физики РАН, ИТЭФ, Москва, 21–25 ноября 2011, А.А. Новоселов, "Рождение пар квартониев и тяжелых тетракварков на LHC", 10'
- 6) FWG J/psi and Onia Meeting, CERN, 11 Apr 2012, Alexey Novoselov, Vladimir Romanovskiy, "Observation of triple charm production : theory and experiment"
- 7) B hadrons and Quarkonia Meeting, CERN, 18 Apr 2012, "Prospects of multiple charm and beauty production studies in 2012 and with the upgraded LHCb detector"
- 8) Семинар ИФВЭ, 17 мая 2012, А.А.Новоселов, "Множественное рождение тяжелых кварков при энергиях LHC"

# Спасибо за внимание

---