

Эксклюзивная центральная дифракция: общее представление и экспериментальные перспективы

Р.А. Рютин

ОТФ ГНЦ ИФВЭ

24 декабря 2013 г.

Содержание

1 Введение

2 Общий подход к описанию процесса

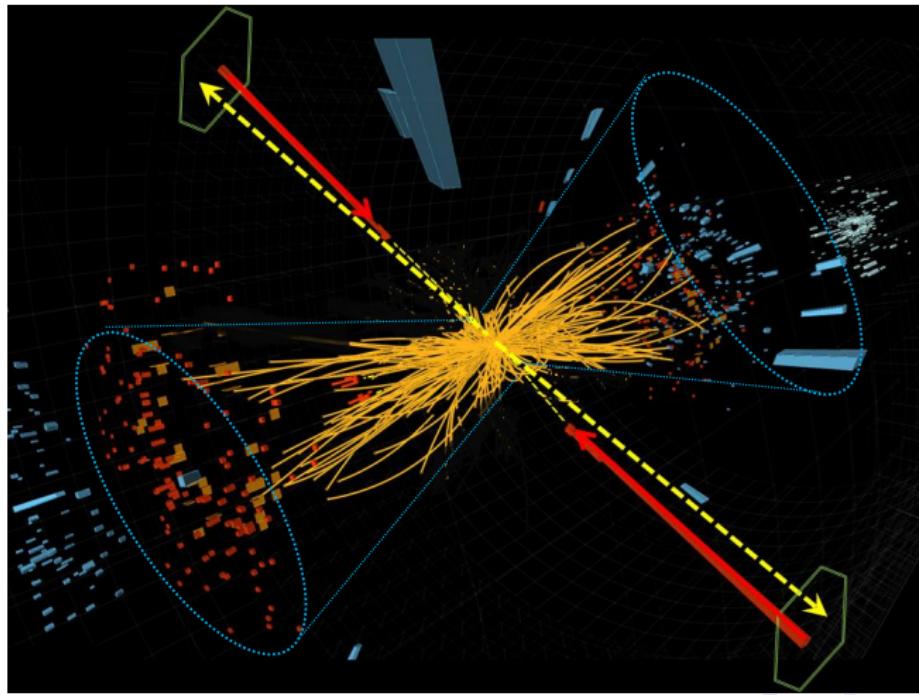
3 Прошлые эксперименты. Нормировка.

4 Эксперименты на LHC

5 Заключение

Процесс эксклюзивного центрального рождения

$$h(p_1) + h(p_2) \rightarrow h^*(p'_1) + X(p_X) + h^*(p'_2)$$

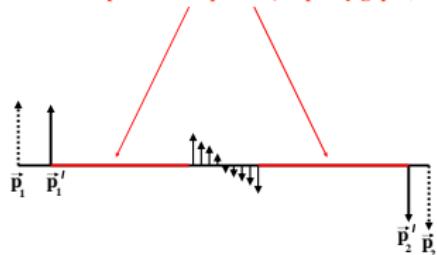


Полезные свойства

Полезные свойства

- Обладает чёткой сигнатурой:
центральная система отделена от двух
конечных адронов большими
промежутками по быстроте.

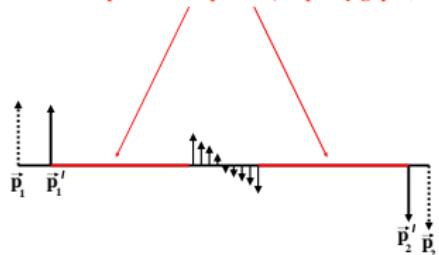
Зазоры по быстротам (“rapidity gaps”)



Полезные свойства

- Обладает чёткой сигнатурой:
центральная система отделена от двух конечных адронов большими промежутками по быстроте.
- Возможность использовать метод недостающих масс для измерения распределения по инвариантной массе центральной системы.

Зазоры по быстротам (“rapidity gaps”)



$$M_X^2 = \xi_1 \xi_2 s - \left(\vec{\Delta}_1 + \vec{\Delta}_2 \right)^2$$

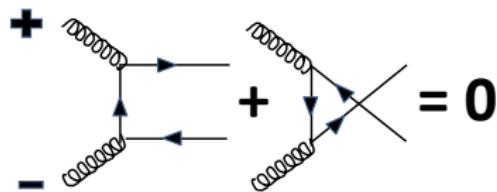
Полезные свойства

- Обладает чёткой сигнатурой:
центральная система отделена от двух конечных адронов большими промежутками по быстроте.
- Возможность использовать метод недостающих масс для измерения распределения по инвариантной массе центральной системы.
- При малых передачах импульса работает правило отбора $J_z = 0$ (уменьшение фона в процессах рождения тяжелых частиц типа бозона Хиггса).

Зазоры по быстротам (“rapidity gaps”)



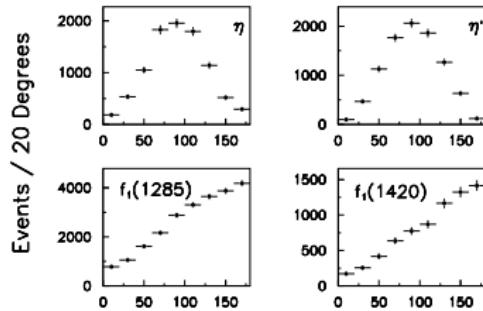
$$M_X^2 = \xi_1 \xi_2 s - (\vec{\Delta}_1 + \vec{\Delta}_2)^2$$



Полезные свойства

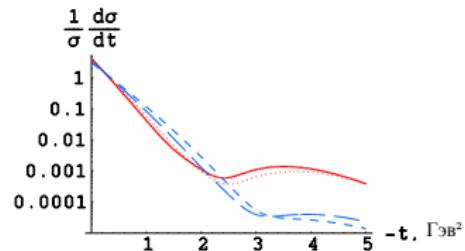
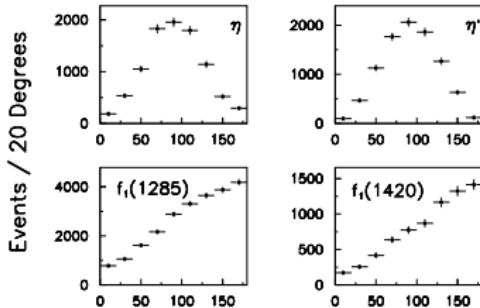
Полезные свойства

- Использование распределений по азимутальному углу между конечными адронами позволяет провести спин-четностный анализ.

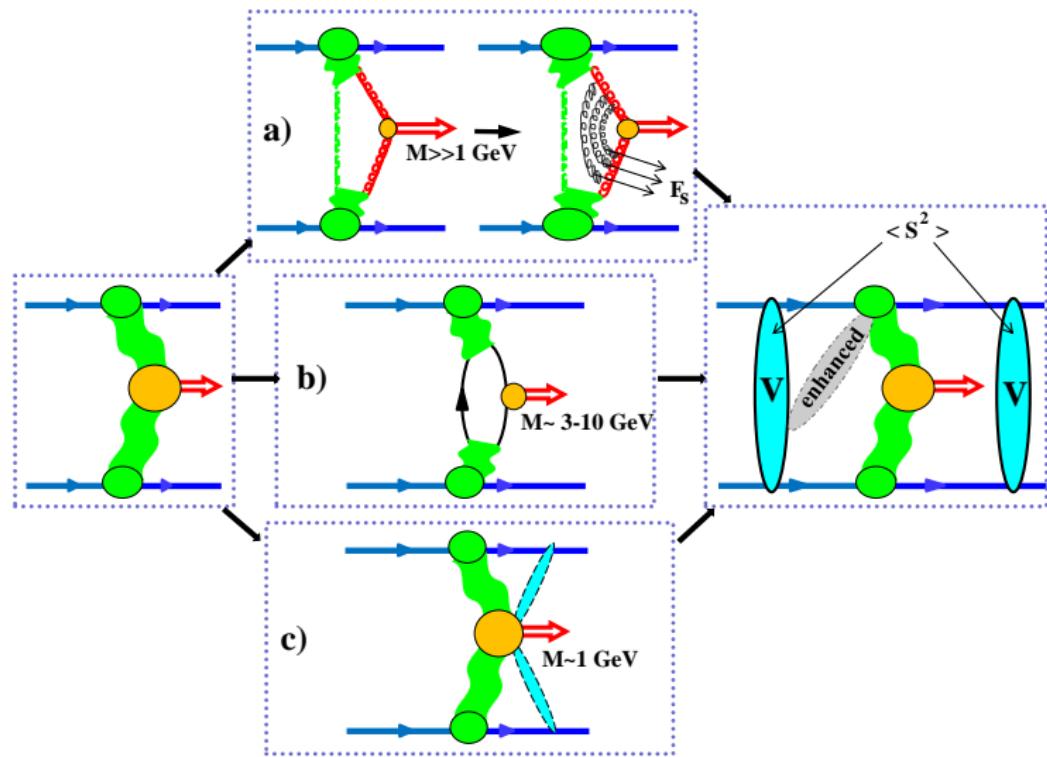


Полезные свойства

- Использование распределений по азимутальному углу между конечными адронами позволяет провести спин-четностный анализ.
- Возможность измерения t -распределений (дифракционных картин) для проведения "классических" дифракционных исследований: формы и размеров области взаимодействия, влияние различных масштабов процесса на эти параметры.



Алгоритм расчета процесса



Унитаризация

$$\langle S^2 \rangle = \frac{\int \int d^2 \vec{\Delta}_1 d^2 \vec{\Delta}_2 |\mathcal{M}^U|^2}{\int \int d^2 \vec{\Delta}_1 d^2 \vec{\Delta}_2 |\mathcal{M}|^2} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^U(p_1, p_2, \Delta_1, \Delta_2) &= \int \frac{d^2 \vec{q}_T}{(2\pi)^2} \frac{d^2 \vec{q}'_T}{(2\pi)^2} \\ &\times V(s, \vec{q}_T) \mathcal{M}(p_1 - q_T, p_2 + q_T, \Delta_{1T}, \Delta_{2T}) V(s', \vec{q}'_T), \end{aligned} \quad (2)$$

$$V(s, \vec{q}_T) = \int d^2 \vec{b} e^{i \vec{q}_T \cdot \vec{b}} \sqrt{1 + 2i T_{pp \rightarrow pp}^{el}(s, \vec{b})}, \quad (3)$$

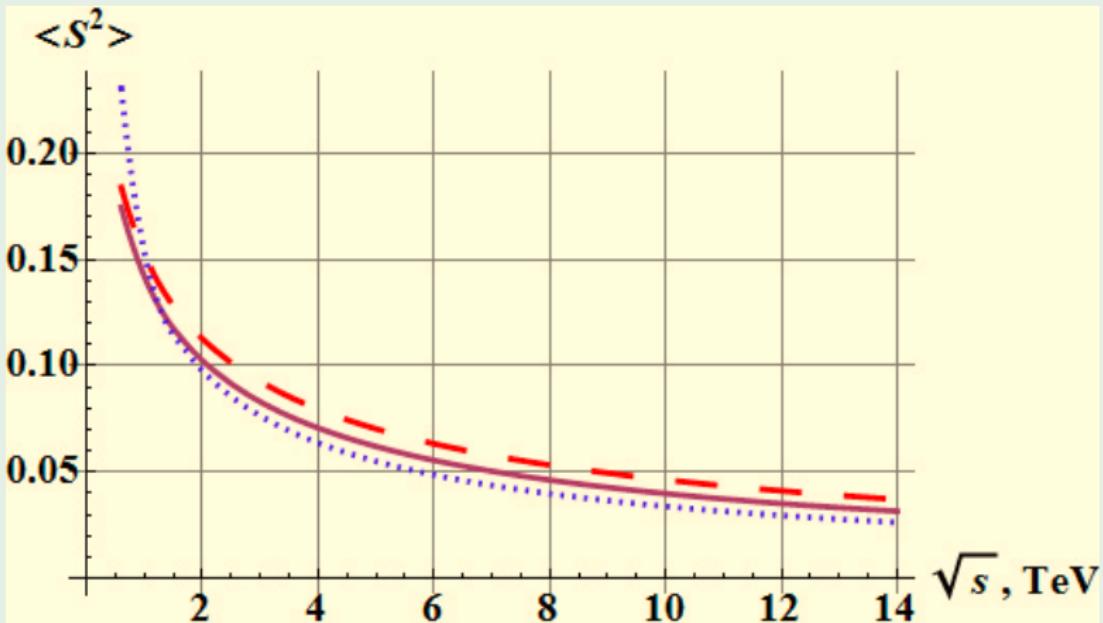
$$\Delta_{1T} = \Delta_1 - q_T - q'_T, \quad \Delta_{2T} = \Delta_2 + q_T + q'_T$$

В эйкональном подходе:

$$V(s, \vec{q}_T) = \int d^2 \vec{b} e^{i \vec{q}_T \cdot \vec{b}} e^{i \delta_{pp \rightarrow pp}(s, \vec{b})}, \quad (4)$$

Унитаризация

Функция $\langle S^2 \rangle$ для разных значений инвариантной массы:
 $M = 30 \text{ ГэВ}$ (штриховая), $M = 125 \text{ ГэВ}$ (сплошная) и
 $M = 600 \text{ ГэВ}$ (точечная).



Модель для больших инвариантных масс

$$\hat{\mathcal{L}}_{\{gg\}_S} = \frac{1}{2^9 \pi^6} \left(\frac{M^2}{s} \right)^2 |\mathcal{I}_q|^2 < S^2 >, \quad (5)$$

$$M^2 \frac{d\sigma^{pp \rightarrow p+M+p}}{dM^2 dy d\Phi_{gg \rightarrow M}} = \hat{\mathcal{L}}_{\{gg\}_S} \frac{d\hat{\sigma}_{gg \rightarrow M}^{J_z=0}}{d\Phi_{gg \rightarrow M}}. \quad (6)$$

$$\frac{d\sigma^{pp \rightarrow p+R+p}}{dy} = \hat{\mathcal{L}}_{\{gg\}_S} \frac{2\pi^2 \Gamma_{M_R \rightarrow gg}}{M_R^3} \quad (7)$$

$\Gamma_{M_R \rightarrow gg}$ - ширина резонанса.

Модель для больших инвариантных масс

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_q &= \frac{1}{2^4 M^2} \int_{<|t_{1,2}|>\sim 0}^{\frac{M^2}{4}} \frac{d\vec{q}^2 f(-\frac{\vec{q}_2^2}{\sqrt{2s}\xi_2}, \frac{\vec{q}_1^2}{\sqrt{2s}\xi_1}, \vec{q}^2, \dots)}{\left(\vec{q}^2 + \frac{\vec{q}_1^2 \vec{q}_2^2}{M^2}\right)}, \\ \vec{q}_{1,2}^2 &= \vec{q}^2 + \vec{\Delta}_{1,2}^2 \pm 2|\vec{q}||\vec{\Delta}_{1,2}| \cos(\phi \pm \frac{\phi_0}{2}). \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} f \implies \tilde{f} &= 8F_{\mu\nu}T_1^{\alpha\mu}T_2^{\alpha\nu}F_s(-q^2, \frac{M^2}{4}) \simeq 8\frac{2M^2\vec{q}_1\vec{q}_2}{\vec{q}_1^2\vec{q}_2^2}F_s(\vec{q}^2, \frac{M^2}{4})T_1^D T_2^D F_{gg \rightarrow M}, \\ T_{1,2}^D &\equiv T^D \left(\frac{\sqrt{s}}{M} e^{\mp y} \vec{q}_{1,2}^2 \sqrt{1 - \frac{M}{\sqrt{s}} e^{\pm y}} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$T^D \left(\frac{\vec{q}^2}{\xi} \sqrt{1 - \xi} \right) \implies f_g(\xi, \vec{q}^2, \mu^2). \quad (10)$$

ЗИР модель как пример

$$T_i^D \simeq \eta_{P_3} c_{gp}^{(3)} e^{B_0^{(3)} t_i} \left(\frac{s_i - m^2 - qq_i}{s_0 - qq_i} \right)^{\alpha_{P_3}(t_i)}, \quad (11)$$

$$\hat{\mathcal{L}}_{\{gg\}_S} = \frac{\left| \eta_{P_3} c_{gp}^{(3)} \right|^4}{2^9 \pi^6} \frac{1}{4B^2} \left(\frac{s}{M^2} \right)^{2\Delta} \left(1 - \frac{2M}{\sqrt{s}} \cosh y + \frac{M^2}{s} \right)^\Delta |I_q|^2 < S^2 >, \quad (12)$$

$$B = B_0^{(3)} + \alpha' \ln(\sqrt{s}/M),$$

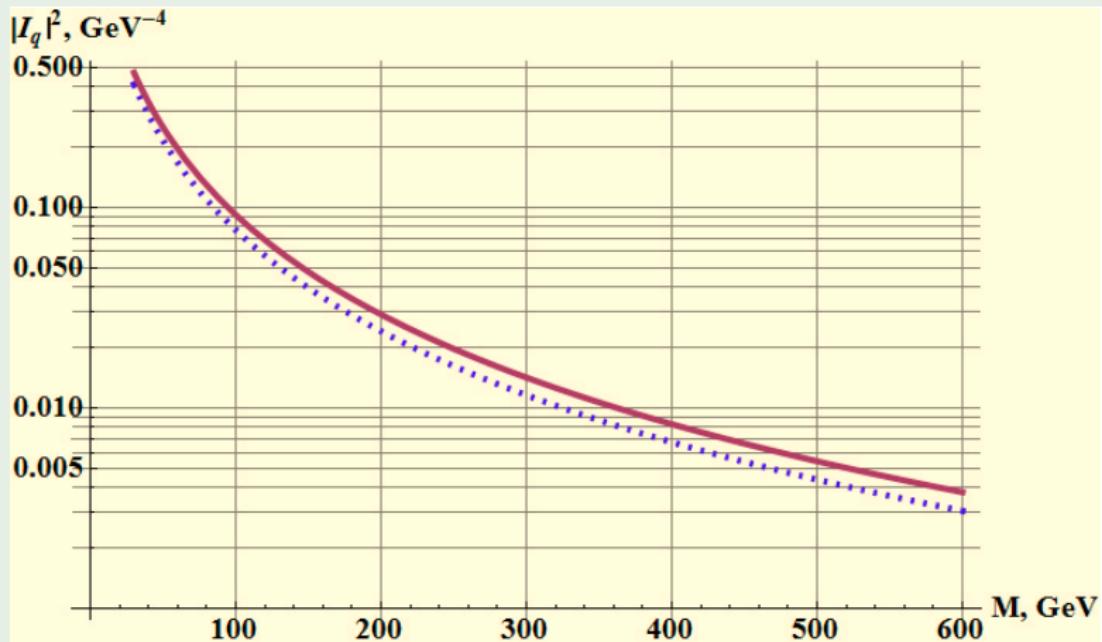
$$B_0^{(3)} = 0.9446 \pm 0.1146 \text{ GeV}^{-2},$$

$$\alpha_{P_3}(t) = 1.2032 \pm 0.0041 + (0.0937 \pm 0.0029 \text{ GeV}^{-2})t,$$

$$c_{gp}^{(3)} = 6.535 \pm 0.418. \quad (13)$$

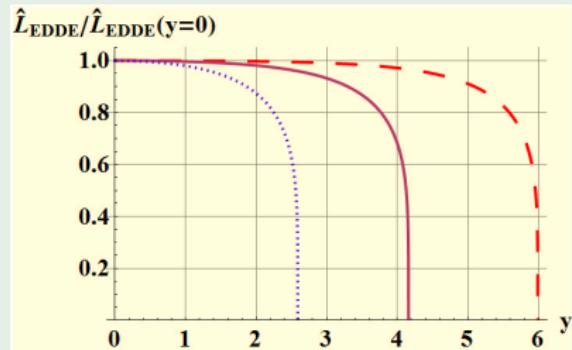
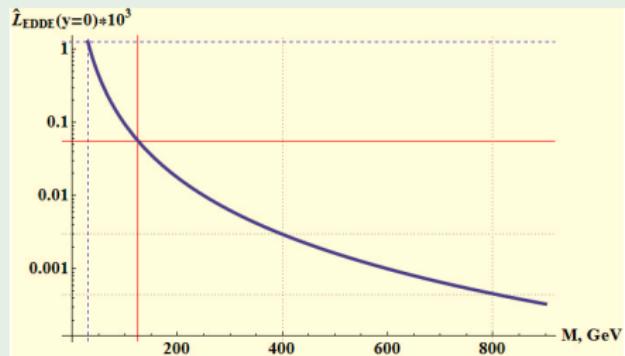
3IP модель как пример

Функция $|I_q|^2$ при двух значениях t : $t = 0$ (сплошная),
 $t = 1 \text{ Гэв}^2$ (точечная).



ЗИР модель как пример

Функция $\hat{L}_{\{gg\}_S}$ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и нормированная функция при $M = 20$ Гэв (штриховая), $M = 125$ Гэв (сплошная) и $M = 600$ Гэв (точечная).



Модель для малых инвариантных масс

$$\frac{d\sigma^{pp \rightarrow p+R+p}}{dt_1 dt_2 d\phi_{12} dy} = \frac{|\mathcal{M}^U|^2}{2^9 \pi^4 s^2 \left(1 - \frac{2M_\perp}{\sqrt{s}} \cosh y + \frac{M_\perp^2}{s}\right)} \quad (14)$$

$$\frac{d\sigma^{pp \rightarrow p+i+j+p}}{dt_1 dt_2 d\phi_{12} dy dM_{ij}^2 d\Phi_{ij}} = \frac{|\mathcal{M}^U|^2}{2^{10} \pi^5 s^2 \left(1 - \frac{2M_\perp}{\sqrt{s}} \cosh y + \frac{M_\perp^2}{s}\right)} \quad (15)$$

$$d\Phi_{ij} = \frac{d\vec{k}_i^2}{8\pi M_\perp^2}$$

$$M_\perp^2 = M_X^2 + |t_1| + |t_2| + 2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi_{12}$$

Модель для малых инвариантных масс

Основные элементы:

$$T^{\mu_1 \dots \mu_J}(p, \Delta) = \langle p - \Delta | I^{\mu_1 \dots \mu_J} | p \rangle \quad (16)$$

$$T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_j \dots \mu_J} = T^{\mu_1 \dots \mu_j \dots \mu_i \dots \mu_J}, \Delta_{\mu_i} T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_J} = 0, g_{\mu_i \mu_j} T^{\mu_1 \dots \mu_i \dots \mu_j \dots \mu_J} = 0$$

$$F_{\alpha_1 \dots \alpha_J}^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}(\Delta_1, \Delta_2, p_X) = \int d^4x \, d^4y \, e^{-i\Delta_1 x - i\Delta_2 y}. \quad (17)$$
$$\cdot \langle 0 | T^* I^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}}(x) I^{\nu_1 \dots \nu_{J_2}}(y) I_{\alpha_1 \dots \alpha_J}(0) | 0 \rangle.$$

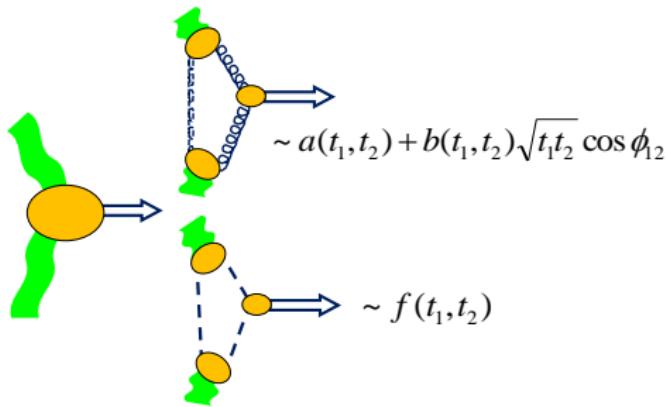
$I^{\mu_1 \dots \mu_J}$ - токовый оператор соответствующий оператору поля со спином J :

$$(\square + m_J^2) \Phi^{\mu_1 \dots \mu_J}(x) = I^{\mu_1 \dots \mu_J}(x). \quad (18)$$

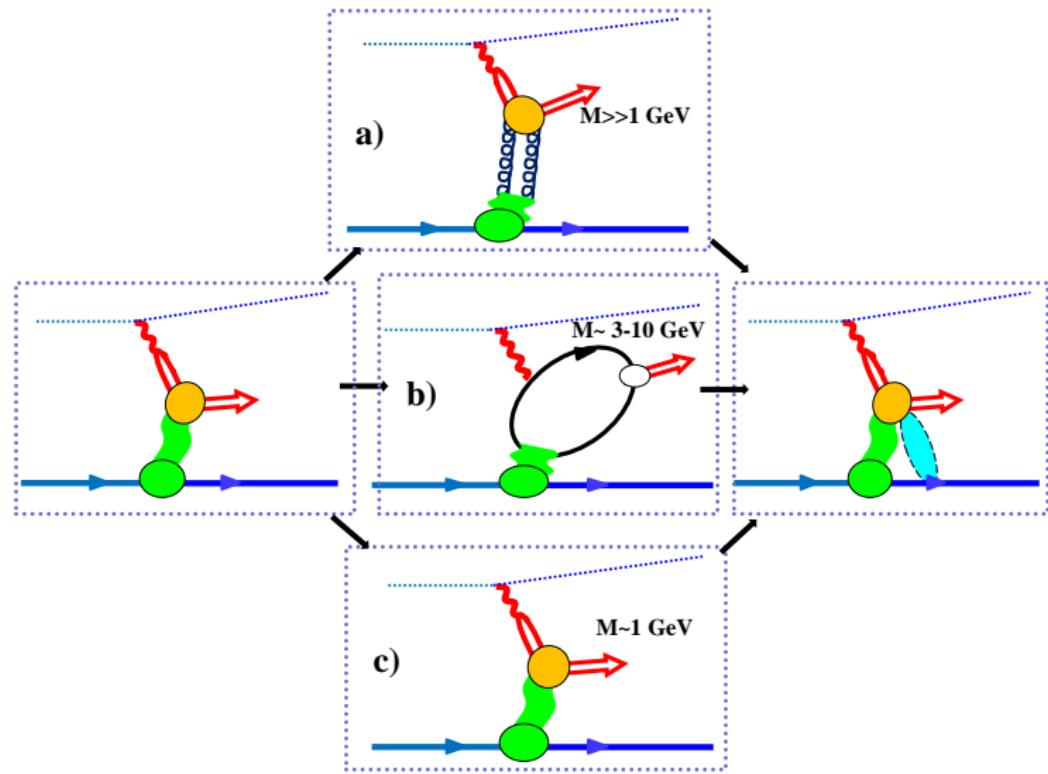
Амплитуда состоит из $T^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}}$, $T^{\nu_1 \dots \nu_{J_2}}$, $F_{\alpha_1 \dots \alpha_J}^{\mu_1 \dots \mu_{J_1}, \nu_1 \dots \nu_{J_2}}$ и пропагаторов $d(J, t)/(m^2(J) - t)$ с полюсами при $m^2(J) - t = 0$, т.е. $J = \alpha(t)$.

Модель для малых инвариантных масс

$$\begin{aligned} \left| \mathcal{M}^{0+} \right|^2 &= \mathcal{A} \cdot (M_\perp^2)^{2(\alpha_P(0)-1)} (f_0 M_\perp^2 + 2f_1)^2, \\ \left| \mathcal{M}^{0-} \right|^2 &= \mathcal{A} \cdot (M_\perp^2)^{2(\alpha_P(0)-1)} f_0 t_1 t_2 \sin^2 \phi_0, \\ \mathcal{A} \equiv \mathcal{A}(t_1, t_2) &= c_P^2 s^{2\alpha_P(0)} |\Gamma(t_1)\Gamma(t_2)|^2 \end{aligned} \quad (19)$$



Алгоритм для $\gamma + p \rightarrow V + p$



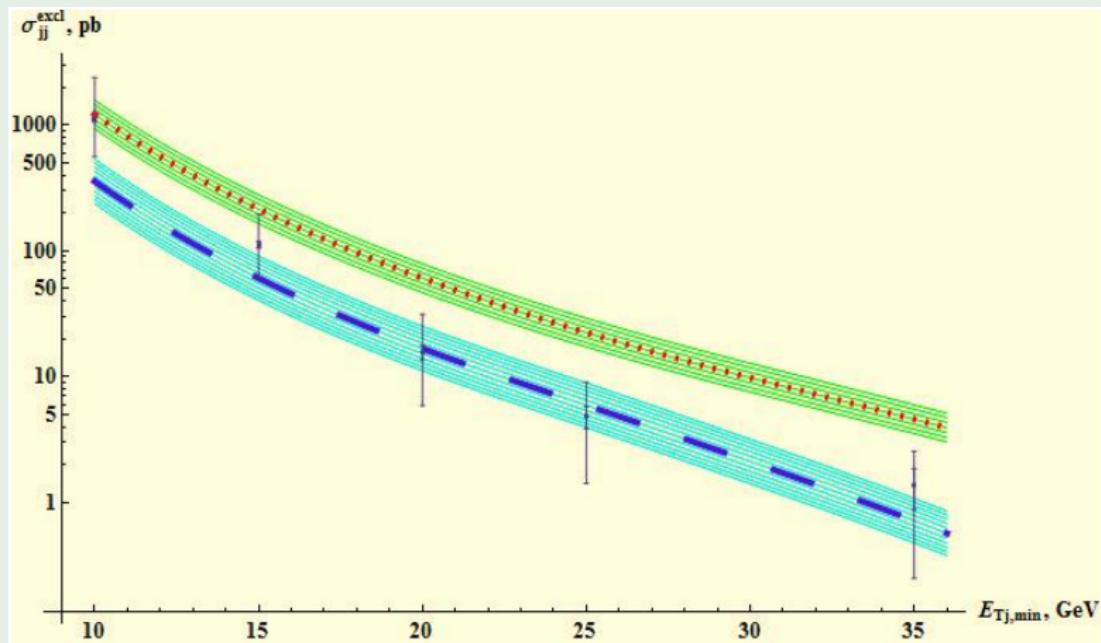
Проверка на данных HERA

$$\mathcal{R} = \sigma_{\gamma p \rightarrow \Upsilon p}(W_\Upsilon) / \sigma_{\gamma p \rightarrow J/\Psi p}(W_{J/\Psi})$$

$W_{J/\Psi}$, GeV	W_Υ , GeV	$\mathcal{R}_{exp.} \times 10^3$	$\mathcal{R}_{th.} \times 10^3$
20-30	60-130	4.91 ± 2.23	3.49 ± 0.64
30-50	60-130	3.86 ± 1.55	2.89 ± 0.56
50-70	60-130	2.87 ± 1.15	2.47 ± 0.44
50-70	130-220	5.75 ± 2.24	3.13 ± 0.44
70-90	60-130	2.4 ± 0.99	2.2 ± 0.38
70-90	130-220	4.82 ± 1.9	2.79 ± 0.37
90-110	60-130	2.18 ± 0.88	2.01 ± 0.34
90-110	130-220	4.37 ± 1.7	2.56 ± 0.33
110-130	60-130	1.85 ± 0.74	1.87 ± 0.31
110-130	130-220	3.7 ± 1.44	2.38 ± 0.3
130-150	60-130	1.54 ± 0.63	1.76 ± 0.29
130-150	130-220	3.09 ± 1.23	2.24 ± 0.28
150-170	60-130	1.46 ± 0.61	1.67 ± 0.28
150-170	130-220	2.92 ± 1.19	2.12 ± 0.27

Нормировка на данные CDF

Данные CDF по эксклюзивному рождению двух струй.
Верхние кривые - партонный уровень, нижние - адронный
($E_{T,jet} = 0.75E_{T,g}$).



Проверка на данных CDF

$E_T > 5 \text{ GeV}, |\eta_\gamma| < 1 :$

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{excl, th} = 28 \pm 8 \text{ fb} \iff \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, CDF} < 410 \text{ fb} \quad (20)$$

$E_T > 2.5 \text{ GeV}, |\eta_\gamma| < 1 :$

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{excl, th} = 0.29 \pm 0.08 \text{ pb} \iff \sigma_{\gamma\gamma}^{excl, CDF} = 2.48 \begin{array}{l} +0.40 \\ -0.35 \end{array} (\text{stat}) \begin{array}{l} +0.40 \\ -0.51 \end{array} (\text{syst}) \text{ pb}$$

$$\left. \frac{d\sigma_{\chi_c,0}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} = 15.9 \pm 4.1 \text{ nb},$$

$$\left. \frac{d\sigma_{\chi_c,0}^{excl, CDF}}{dy} \right|_{y=0} = 76 \pm 10 \text{ (stat)} \pm 10 \text{ (syst)} \text{ nb} \quad (21)$$

Промежуточные инвариантные массы. Дополнительный тест.

$$p + \bar{p} \rightarrow p + J/\Psi + \bar{p}$$

$$\left. \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, th}}{dy} \right|_{y=0} = \mathcal{C}_{CDF} \times \sigma_{\gamma+p \rightarrow J/\Psi+p}(W_0) = 3.51 \pm 0.45 \text{ nb},$$

$$W_0 = \sqrt{m_{J/\Psi} \sqrt{s_{CDF}}} \simeq 78 \text{ GeV}, \mathcal{C}_{CDF} \simeq 5.3 \times 10^{-5}$$

$$\left. \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, CDF}}{dy} \right|_{y=0} = 3.92 \pm 0.25 \text{ (stat)} \pm 0.52 \text{ (syst)} \text{ nb} \quad (22)$$

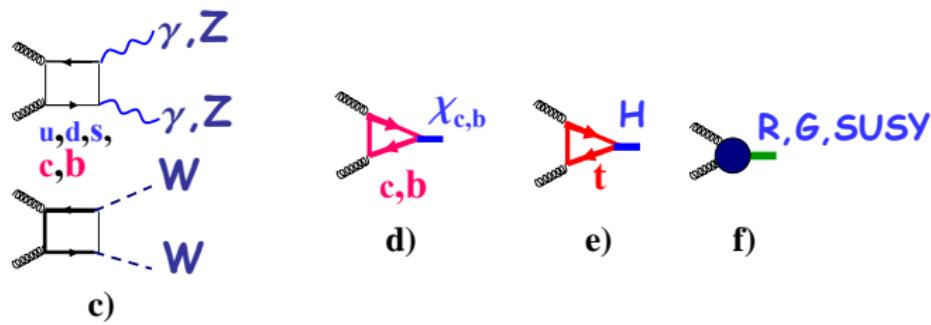
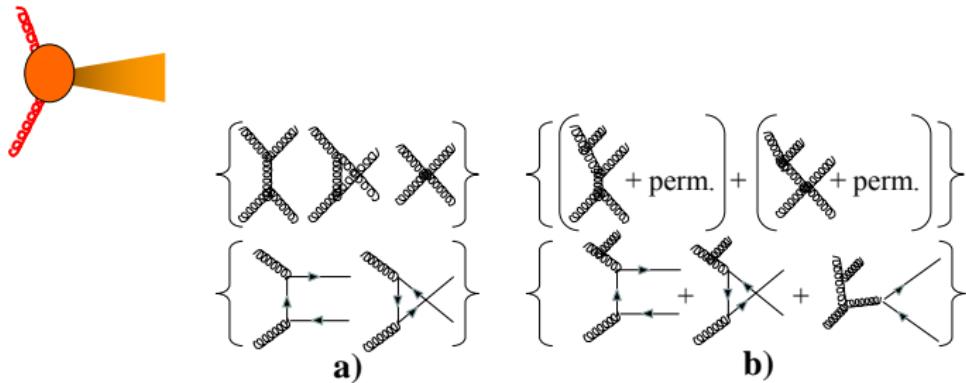
Промежуточные инвариантные массы. Дополнительный тест.

Результаты LHCb при энергии 7 ТэВ

$$\begin{aligned}\sigma_{J/\Psi}^{excl, LHCb} &= 81.9 \pm 18.3 \text{ nb}, \\ \frac{d\sigma_{J/\Psi}^{excl, th}}{dy} \Big|_{y=0} &= \mathcal{C}_{LHC} \times \sigma_{\gamma+p \rightarrow J/\Psi+p}(W_0) = 7.06 \pm 0.91 \text{ nb}, \\ \sigma_{J/\Psi}^{excl, th} &= 76.3 \pm 19.1 \text{ nb}, \\ W_0 &= \sqrt{m_{J/\Psi} \sqrt{7000 \text{ GeV}}} \simeq 147 \text{ GeV}, \quad \mathcal{C}_{LHC} \simeq 6.6 \times 10^{-5}.(23)\end{aligned}$$

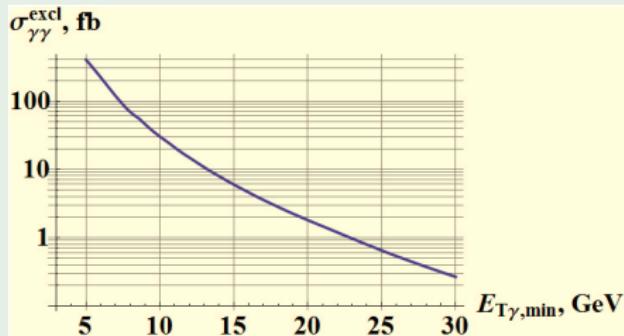
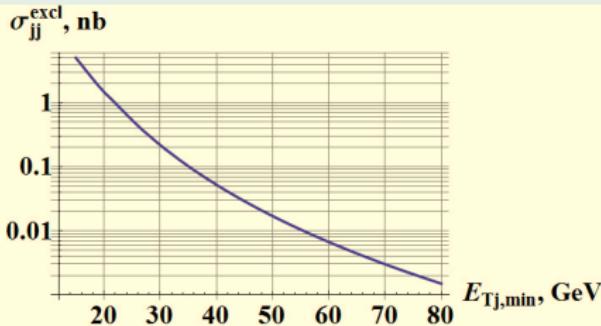
$$\begin{aligned}\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, LHCb} &= 160.9 \pm 78.8 \text{ nb}, \\ \sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, th} &= 212 \pm 53 \text{ nb}, \quad \frac{d\sigma_{\chi_{c,0}}^{excl, th}}{dy} \Big|_{y=0} = 20 \pm 5 \text{ nb} \quad (24)\end{aligned}$$

Большие инвариантные массы



Большие инвариантные массы

Предсказания при энергии 7 ТэВ



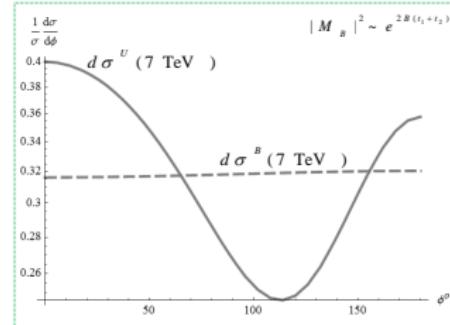
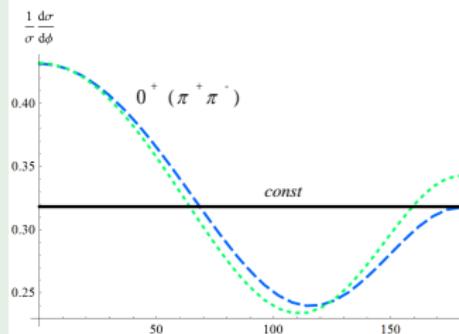
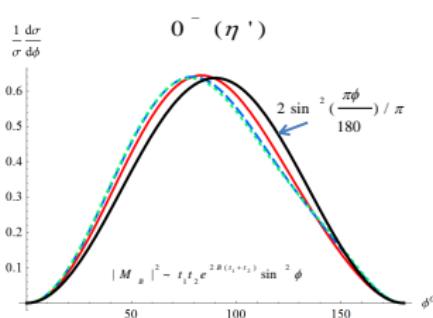
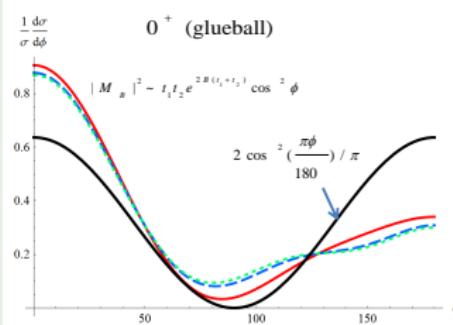
$$\sigma_{p+p \rightarrow p^* + \gamma\gamma + p^*}^{\text{exp}, LHC} < 1.18 \text{ pb}, \quad E_{T,\gamma} > 5.5 \text{ GeV}, \quad |\eta_\gamma| < 2.5, \quad (25)$$

при отсутствии частиц в области $|\eta_\gamma| < 5.2$.

$$\begin{aligned} \sigma_{p+p \rightarrow p+H+p}^{th} &\simeq 0.55 \pm 0.15 \text{ fb}, \\ 10^{-4} < \xi_{1,2} < 0.1, \quad 0.001 \text{ GeV}^2 < |t_{1,2}| < 1 \text{ GeV}^2. \end{aligned} \quad (26)$$

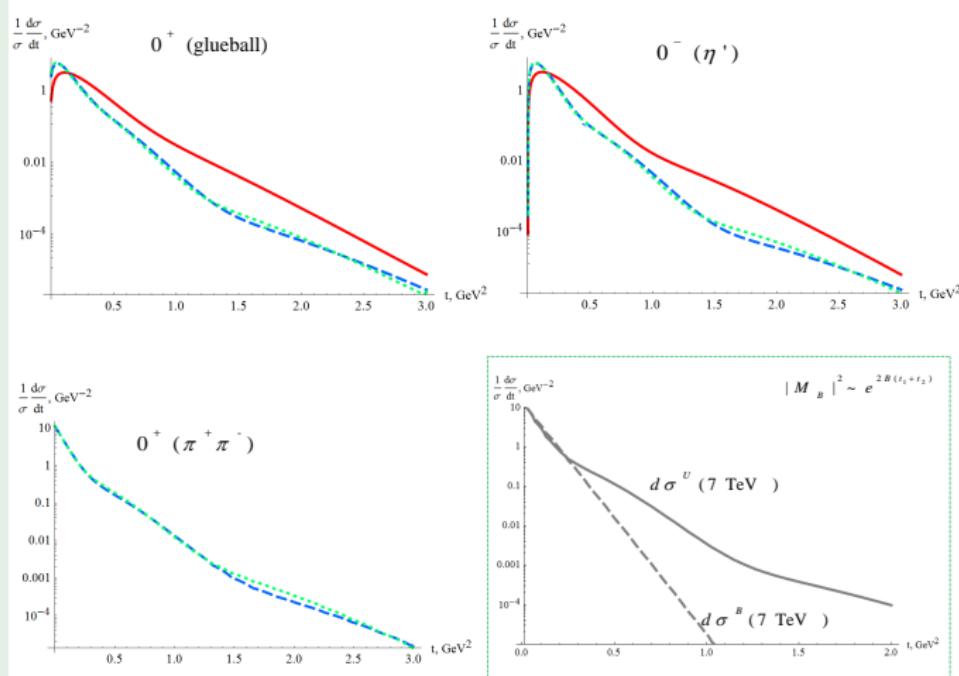
Малые инвариантные массы

Азимутальные зависимости и унитаризация



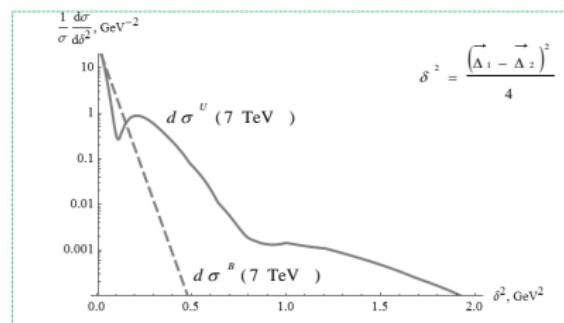
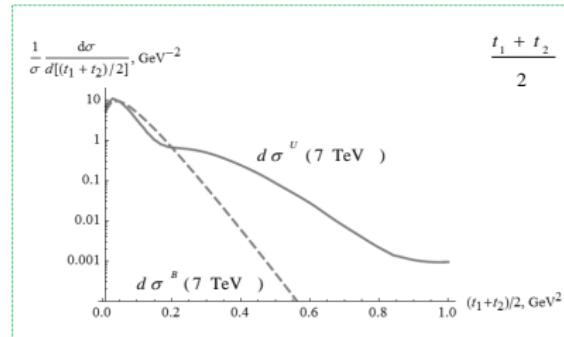
Малые инвариантные массы

Дифракционные картины и унитаризация



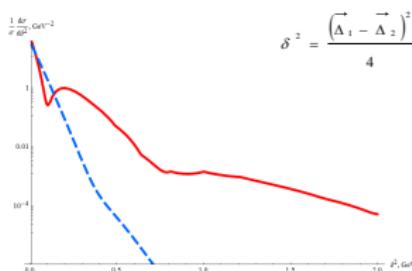
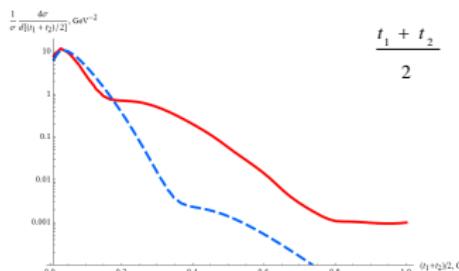
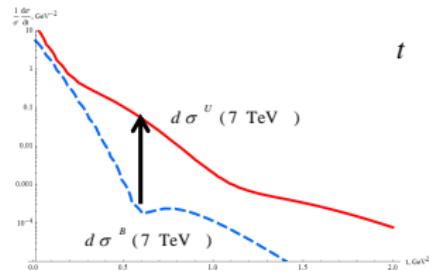
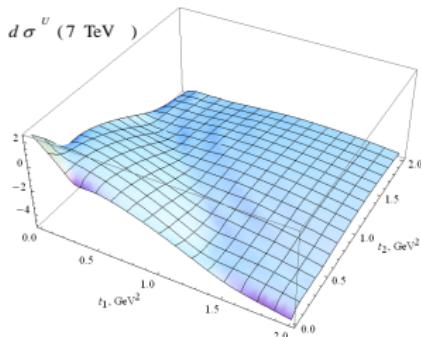
Малые инвариантные массы

Дифракционные картины и унитаризация: разные переменные



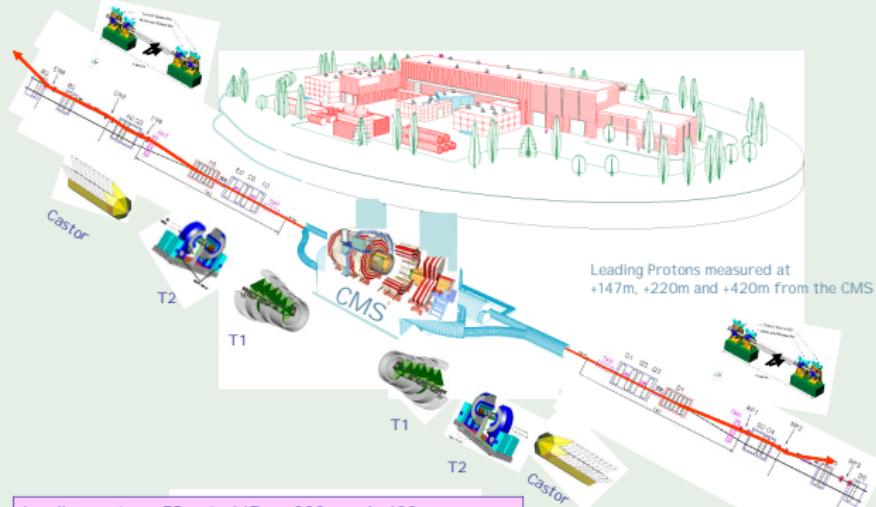
Малые инвариантные массы

Дифракционные картины и унитаризация: разные переменные



Заключения

Leading Protons measured at
-420m, -220m & -147m from the CMS



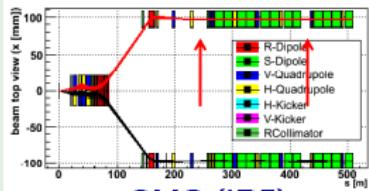
Leading protons: RPs at $\pm 147\text{m}$, $\pm 220\text{m}$ and $\pm 420\text{m}$
Rap gaps & Fwd particle flows: T1 & T2 spectrometers
Fwd energy flows: Castor & ZDC
Veto counters at: $\pm 60\text{m}$ & $\pm 140\text{m}$?

Leading Protons measured at
+147m, +220m and +420m from the CMS

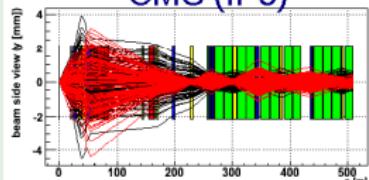
CMS + Totem + fp420
-unique fwd experiment

Заключения

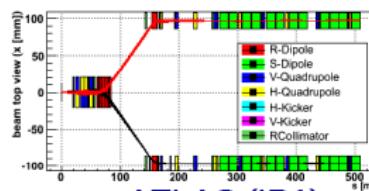
Optimal places for tagging Central Exclusive Production (CEP)
at LHC: @ 220/240m and 420m from IP



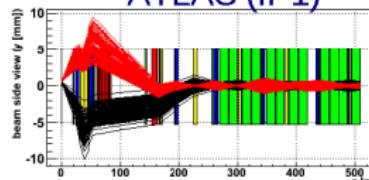
CMS (IP5)



Horizontal crossing plane



ATLAS (IP1)



Vertical crossing plane

HECTOR: JINST 2, P09005 (2007)
For nominal low- β LHC optics

Trento, 6/1/2010

K. Piotrkowski

Заключения

- Алгоритмы расчётов достаточно громоздки. Отличаются при разных масштабах. Обнаруживаются большие неопределённости в предсказаниях для различных процессов ($pp \rightarrow p + \gamma\gamma + p$, $pp \rightarrow p + \chi_{c,b} + p$).
- Экспериментально можно исследовать только эксклюзивные процессы с достаточно большими сечениями (то есть при малых и промежуточных инвариантных массах), так как pile-up события при больших светимостях усложняют измерения конечных протонов.
- Достаточно мощный инструмент (метод недостающих масс, спин-четностный анализ, дифракционные картины) позволяет проводить уникальные исследования.