

**Планы по статьям, которые точно войдут в отчет 2024 года:**

**1. V. Vechernin, E. Andronov, V. Kovalenko, A. Puchkov,**  
Multiplicity Distributions and Modified Combinants in the Multipomeron Model of pp Interaction at High Energies,

**Universe 10 (2024) 56\_1-17.**

<https://doi.org/10.3390/universe10020056>

**2. С.Н. Белокурова, В.В. Вечернин.**

Корреляции множественности в модели с образованием струнных кластеров в pp-столкновениях при энергиях ЛHC.

Физика элементарных частиц и атомного ядра **(ЭЧАЯ) том 55, вып.4, 2024 г. (в печати).**

**Статус работ по тематике М1 в январе -марте 2024 и предложения по премиям (кого премировать и за какую работу за работы январь -март 2024):**

**Результаты, полученные в январе-марте 2024 (Вечернин В.В.):**

$$P(N) = \sum_{n=1}^{\infty} P(n) P_n(N)$$

$$P_n(N) = C \exp \left[ -\frac{(N - N_0)^2}{2\alpha_n N_0} \right], \quad N \geq 0$$

$$\sum_{N=0}^{\infty} P_n(N) = 1, \quad C^{-1} = \sum_{N=0}^{\infty} \exp \left[ -\frac{(N - N_0)^2}{2\alpha_n N_0} \right].$$

$$N_0 = 2n \delta\eta k(s), \quad \frac{dN}{d\eta} = \frac{\langle N \rangle}{\delta\eta} = 6.1 \quad (\sqrt{s} = 7\text{TeV}, \delta\eta = 3)$$

$$\langle N \rangle = \sum_{N=1}^{\infty} N P(N)$$

$$\langle N \rangle_n \equiv \sum_{N=1}^{\infty} N P_n(N), \quad \langle N^2 \rangle_n \equiv \sum_{N=1}^{\infty} N^2 P_n(N),$$

$$\omega_n \equiv \frac{\langle N^2 \rangle_n - \langle N \rangle_n^2}{\langle N \rangle_n} \neq \alpha_n \quad !!! .$$

**Три подхода:**

**A** (**Universe 10 (2024) 56\_1-17**)  $\alpha_n = \text{const} = 3.5$  ( $\sqrt{s}=7$  TeV,  $|\eta|<1.5$ )

$\omega_n$  - зависят от  $n$  ( $\omega_1=2.0$ )

**B**  $\omega_n = \text{const} = 2.0$  ( $\sqrt{s}=7$  TeV,  $|\eta|<1.5$ )

подбор итерациями  $\alpha_n$ , которые теперь зависят от  $n$  ( $\alpha_1=3.5$ )

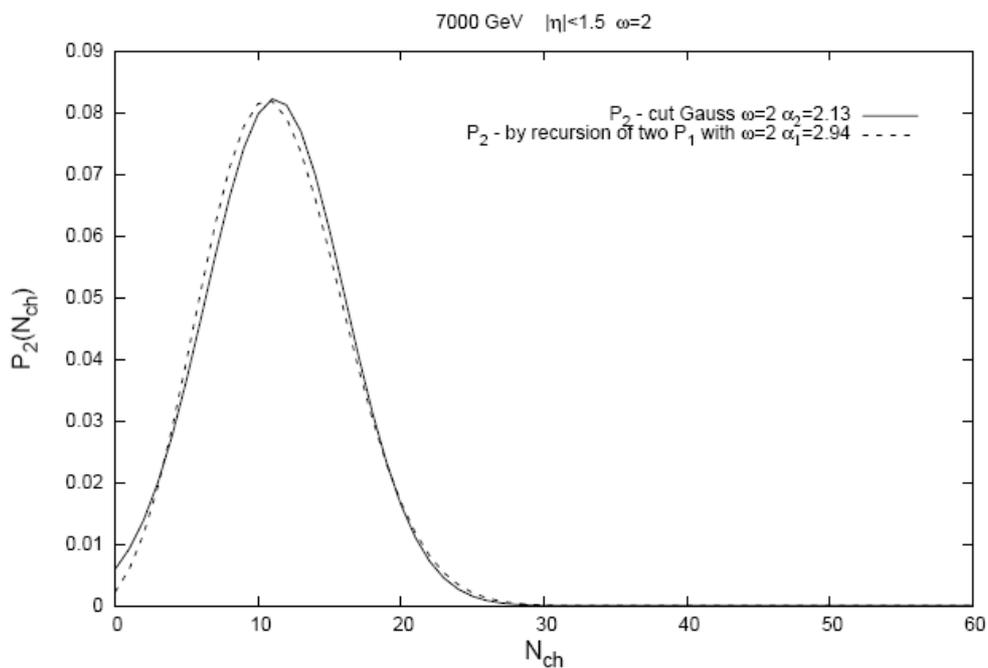
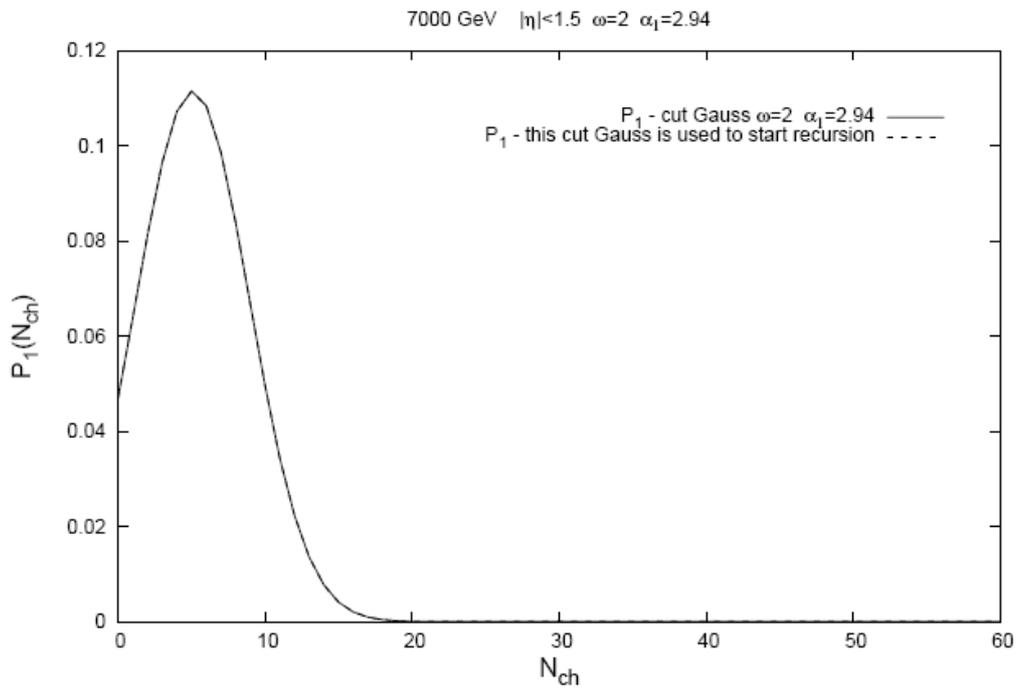
**C** только  $P_1(N)$  при  $n=1$  - дается обрезанным Гауссом, далее используется рекуррентная формула

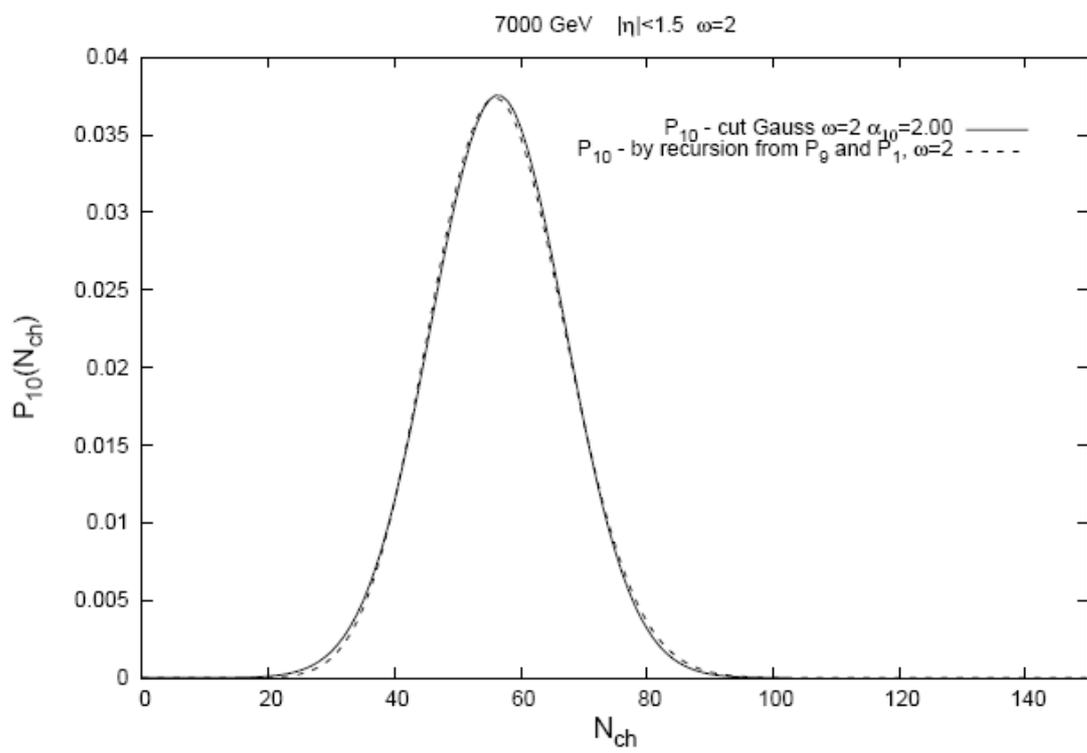
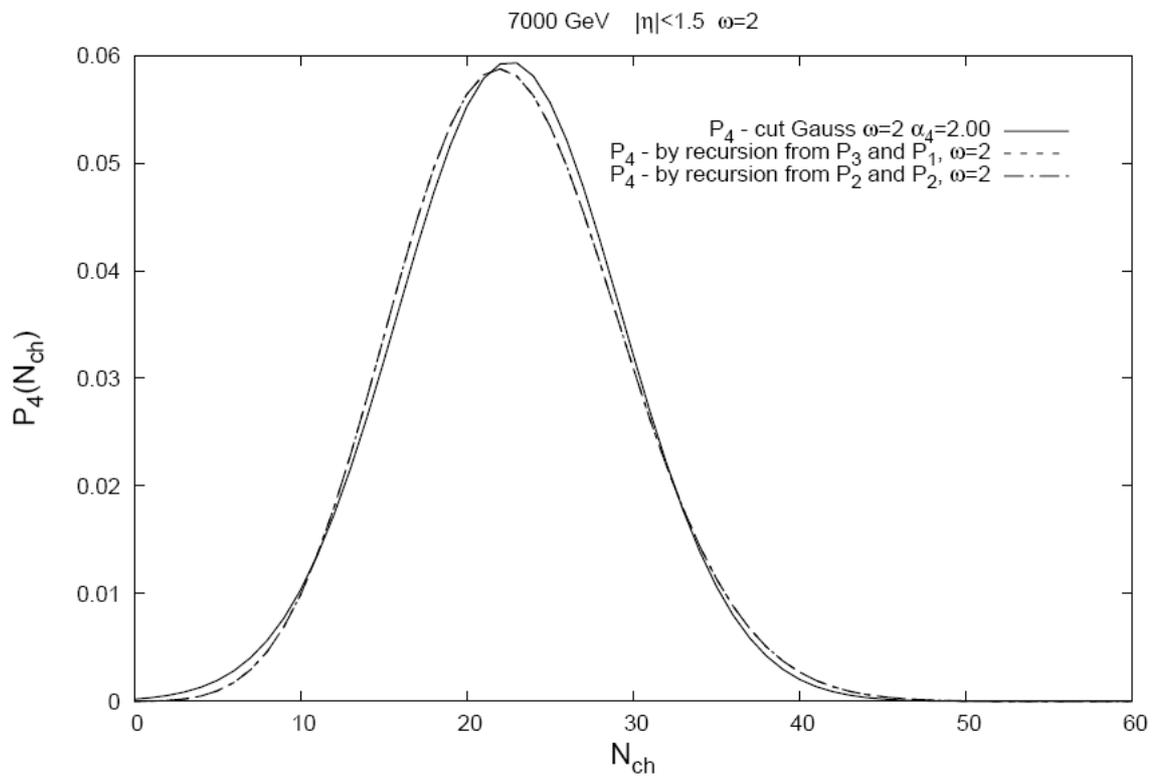
$$P_n(N) = \sum_{K=0}^N P_{n-1}(K) P_1(N - K)$$

она тоже обеспечивает  $\omega_n = \text{const}$ , как в подходе В  
 Для контроля кода используется соотношение:

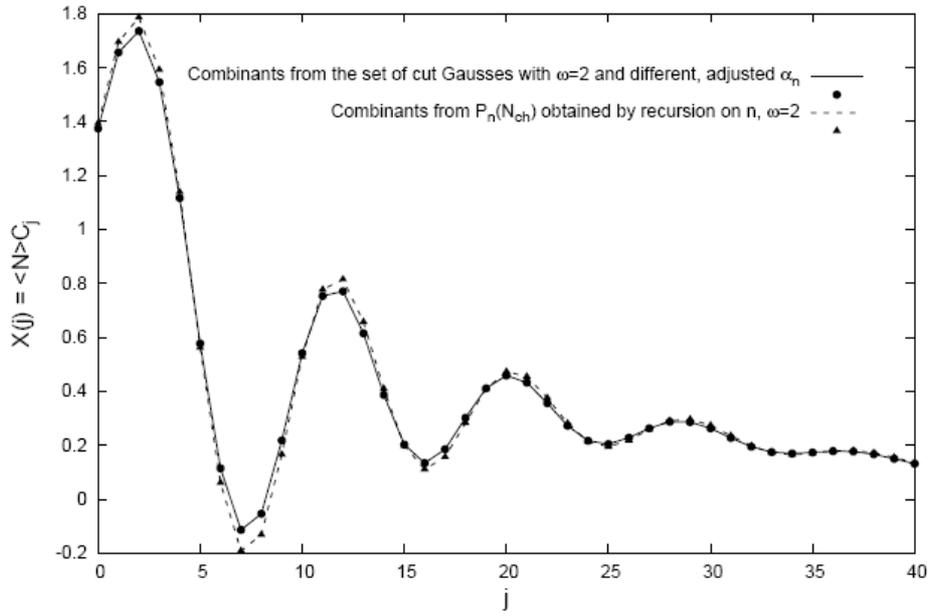
$$P_n(N) = \sum_{K=0}^N P_{n-m}(K) P_m(N - K)$$

## Результаты для подходов В и С и их сравнение

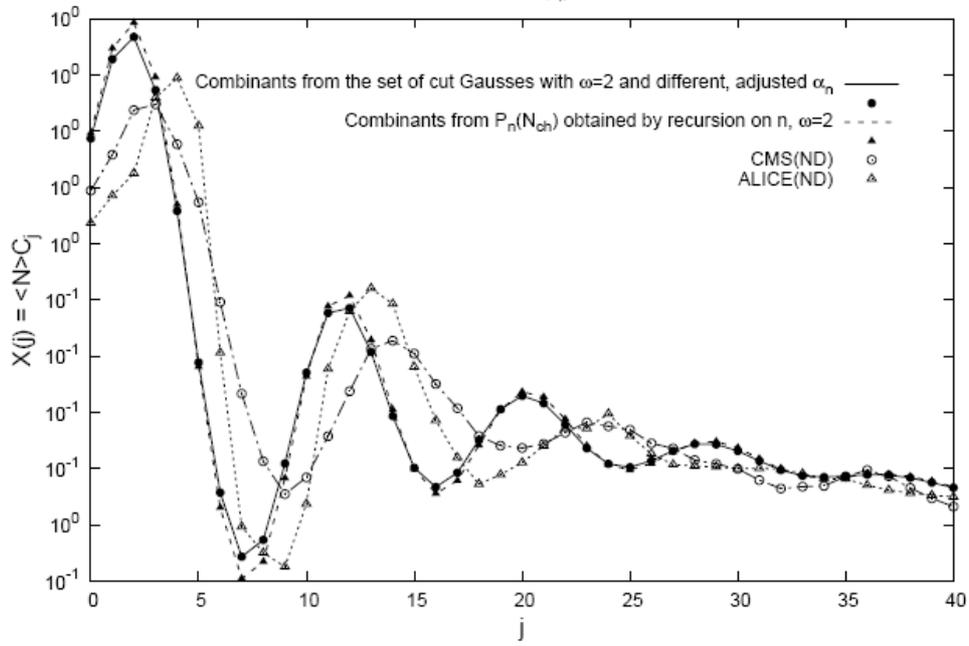




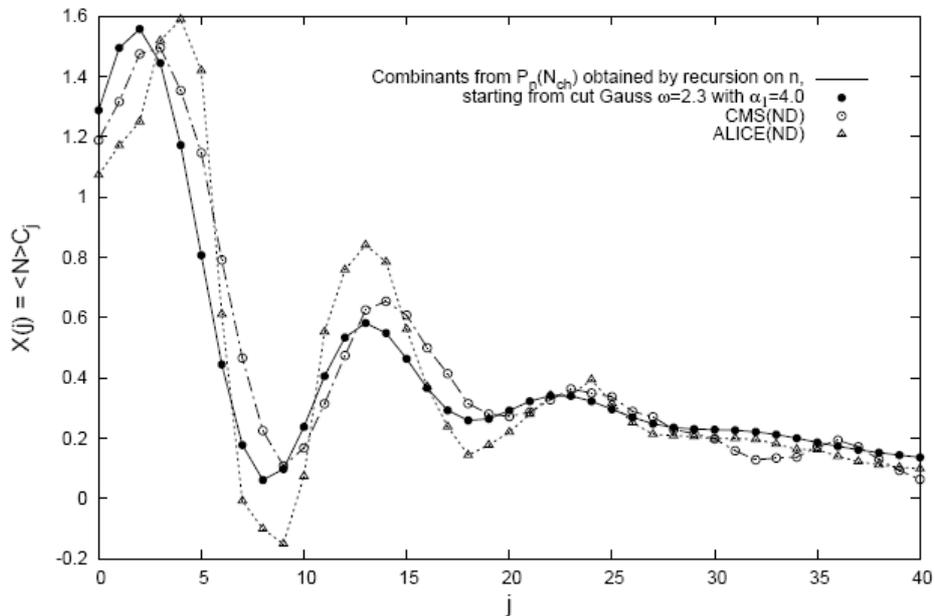
7000 GeV  $|\eta| < 1.5$

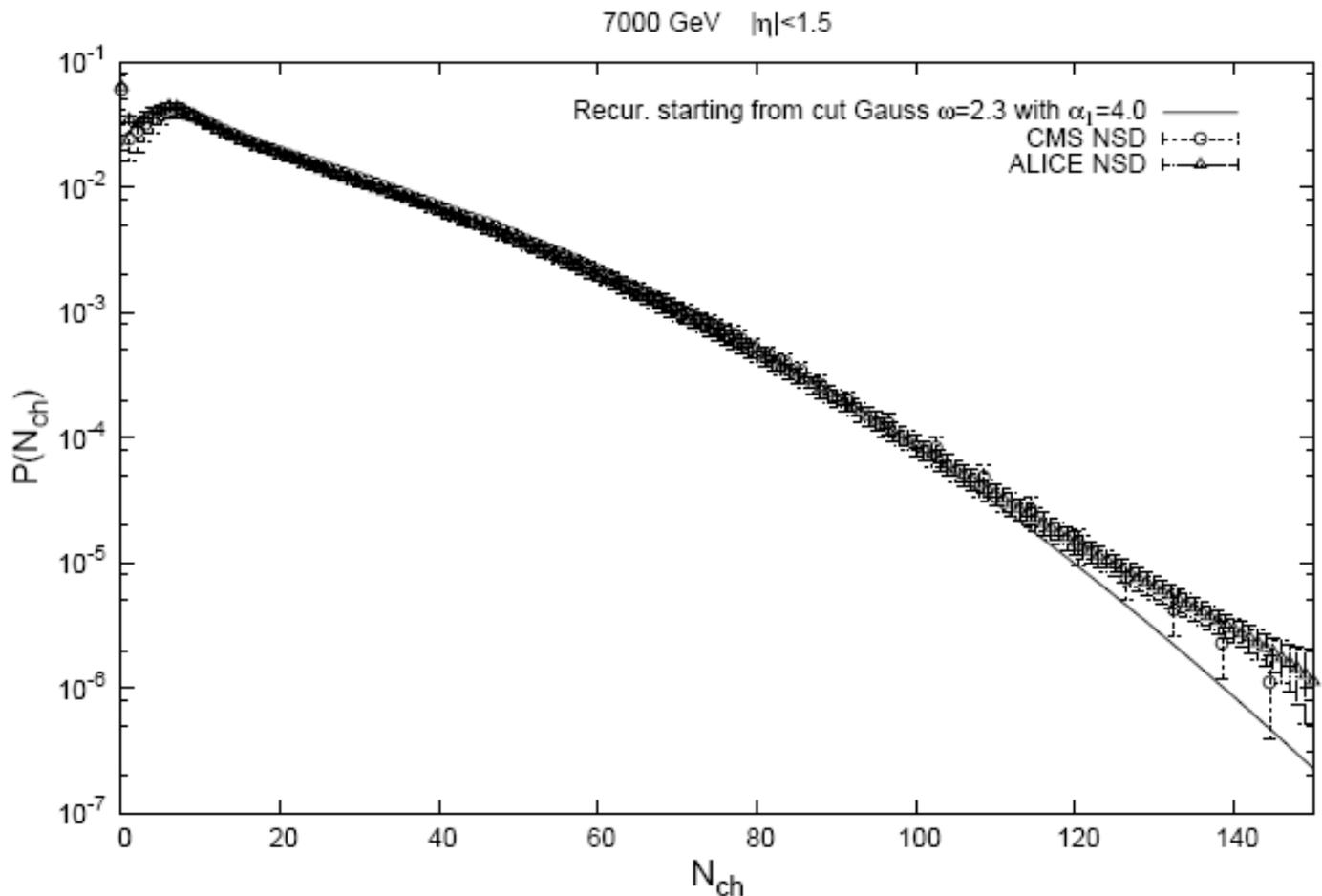


7000 GeV  $|\eta| < 1.5$



7000 GeV  $|\eta| < 1.5$





**Это результаты, полученные в январе-марте по теме 1)**

1) Исследование вида распределения частиц по множественности от распада одиночной струны с целью описания в рамках разрабатываемой модели со слиянием струн распределений по множественности, полученных в экспериментах ALICE и CMS на БАК.

**По теме 2)**

2) Исследование возможности нахождения набора реджевских параметров, который обеспечивал бы в модели со слиянием струн одновременное описание всех экспериментальных данных по pp взаимодействию (полное, упругое и дифракционное сечения, значение множественностей, распределения по множественности) во всей области энергий БАК вплоть до 13 ТэВ, где упругое сечение уже значительно превышает четверть полного сечения.

**Проведены предварительные расчеты, выдвинута идея использования комплексного C. В настоящее время работы по теме 2 приостановлены.**

**Планы по M1 на 2025 год с учетом переноса части наших интересов ALICE и NA61/SHINE на проекты NICA:**

Использование подходов, разработанных для анализа флуктуаций и корреляций между наблюдаемыми в протон-протонных и ядро-ядерных взаимодействиях в ходе участия в экспериментах ALICE на LHC и NA61/SHINE на SPS в ЦЕРН, для анализа данных в экспериментах MPD и SPD проекта мегасайнс NICA в Дубне.

В том числе использование для анализа флуктуаций и корреляций, так называемых, сильноинтенсивных переменных, позволяющих выделить коллективные эффекты, ведущие к образованию источников с новыми характеристиками.

Я еще подумал на тему: Планы по M1 на 2025 год (в плане привязки ее к NICA).

И думаю, что надо обязательно включить такой пункт:

"Разработка аналитической и монте-карловской глауберовской модели для анализа dd столкновений в эксперименте SPD мегапроекта NICA."

Коллаборации SPD это нужно.

Это не такой простой вопрос, как может показаться на первый взгляд.

Есть очень существенные отличия от тяжелых ядер:

1) Нет Wood-Saxon

2) Положение нуклонов в дейтроне нельзя считать независимыми (они всегда д.б. по разные стороны от центра тяжести), т.е. нет обычной факторизации профильной функции ядра на независимые однонуклонные.

3) Все события разумно делить не на классы центральности по  $b$ , а на четыре естественные класса: 1+1, 1+2, 2+1, 2+2 (это аналоги деления на классы по  $N_{part}$  для тяжелых ядер).

Отдельная актуальная задача как их отличать в эксперименте SPD.

Важно, что здесь нет пересечения с кумулятивной тематикой гранта РФФ, где фигурируют флуктоны.

У Светланы уже есть по этой теме хороший задел (который образовался после работы по гранту с Дубной в прошлом году), но результаты не были доведены до публикации, что нужно будет сделать при включении этой темы в работы по М1. Кроме того флуктуации класса 2+2 имеют интересные особенности, которые я с моим вьетнамским студентом рассматривал и опубликовал в Phys.Rev.C еще в 2011.

Напомним исходные определения (4):

$$\Sigma(n_F, n_B) = \frac{D_n - \text{cov}(n_F, n_B)}{\langle n \rangle} = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n_F n_B \rangle}{\langle n \rangle}. \quad (53)$$

$$\omega_n \equiv \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle} = \frac{D_n}{\langle n \rangle}, \quad R_n \equiv \frac{\omega_n - 1}{\langle n \rangle} = \frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle n \rangle^2} - 1. \quad (54)$$

$$\Sigma_\eta(\mu_F, \mu_B) \equiv \frac{d_\eta(\mu) - \text{cov}_\eta(\mu_F, \mu_B)}{\langle \mu \rangle_\eta} = \frac{\langle \mu^2 \rangle_\eta - \langle \mu_F \mu_B \rangle_\eta}{\langle \mu \rangle_\eta}, \quad (55)$$

$$\omega_\mu^\eta \equiv \frac{\langle \mu^2 \rangle_\eta - \langle \mu \rangle_\eta^2}{\langle \mu \rangle_\eta} = \frac{d_\mu^\eta}{\langle \mu \rangle_\eta}, \quad R_\mu^\eta \equiv \frac{\omega_\mu^\eta - 1}{\langle \mu \rangle_\eta} = \frac{\langle \mu(\mu-1) \rangle_\eta}{\langle \mu \rangle_\eta^2} - 1. \quad (56)$$

Аналогично (36):

$$\Sigma_\eta(\mu_F, \mu_B) = 1 + \langle \mu \rangle_\eta [J_{FF}^\eta - J_{FB}^\eta], \quad (57)$$

можно выразить все струнные переменные через эти основные характеристики кластера:

$$\omega_\mu^\eta = 1 + \langle \mu \rangle_\eta J_{FF}^\eta, \quad R_\mu^\eta = J_{FF}^\eta, \quad (58)$$

$$\Sigma(n_F, n_B) = \sum_{\eta=1}^{\infty} \alpha(\eta) \Sigma_{\eta}(\mu_F, \mu_B) , \quad (71)$$

## 5 Альтернативный метод расчета $\omega_n$ и $R_n$ на решетке

К сожалению, для величин  $\omega_n$  и  $R_n$  не удается получить такой простой формулы, которая выражала бы их через  $\omega_{\mu}^{\eta}$  и  $R_{\mu}^{\eta}$ , как формула (71), которую мы использовали в предыдущем разделе для расчета  $\Sigma(n_F, n_B)$ .

В общем случае, используя уже вычисленные в разделе 1 средние и дисперсии (формулы (9), (11) и (12)), можно написать

$$\omega_n = \frac{\sum_{C_{\eta}} P(C_{\eta}) \left[ \sum_i \omega_{n_i}^{\eta} \langle n_i \rangle_{\eta_i} + \langle n \rangle_{C_{\eta}}^2 \right] - \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle} \quad (74)$$

и

$$R_n = \frac{\sum_{C_{\eta}} P(C_{\eta}) \left[ \sum_i R_{n_i}^{\eta} \langle n_i \rangle_{\eta_i}^2 + \langle n \rangle_{C_{\eta}}^2 \right]}{\langle n \rangle^2} - 1 , \quad (75)$$

Напомним, также, что

$$\langle n \rangle_{C_{\eta}} = \sum_i \langle n_i \rangle_{\eta_i} , \quad \langle n \rangle = \sum_{C_{\eta}} P(C_{\eta}) \langle n \rangle_{C_{\eta}} . \quad (76)$$

Для проверки посмотрим во что переходят эти формулы в случае, когда мы не учитываем слияние струн. В этом случае

$$\langle n \rangle_{C_{\eta}} = \sum_i \langle n_i \rangle_{\eta_i} = \sum_i \eta_i \langle \mu \rangle = \langle \mu \rangle N , \quad \langle n \rangle = \sum_{C_{\eta}} P(C_{\eta}) \langle \mu \rangle N = \langle \mu \rangle \bar{N} . \quad (77)$$

Используя (58), и тот факт, что в этом случае

$$\Lambda_{\eta}(\Delta y) = \frac{1}{\eta} \Lambda(\Delta y) , \quad J_{FF}^{\eta} = \frac{1}{\eta} J_{FF} , \quad (78)$$

находим также, что

$$\omega_{\mu}^{\eta} = 1 + \langle \mu \rangle_{\eta} J_{FF}^{\eta} = 1 + \langle \mu \rangle J_{FF} = \omega_{\mu} , \quad R_{\mu}^{\eta} = J_{FF}^{\eta} = \frac{1}{\eta} J_{FF} = \frac{1}{\eta} R_{\mu} . \quad (79)$$

Подставляя это в формулы (74) и (75), получаем

$$\omega_n = \omega_{\mu} + \langle \mu \rangle \omega_N \quad (80)$$

и

$$R_n = \frac{R_{\mu} + \omega_N}{\bar{N}} . \quad (81)$$

Эти формулы хорошо известны. Последняя следует из того, что для модели с одинаковыми струнами (без их слияния)  $R_{\mu} = J_{FF}$ , где  $J_{FF}$  есть интеграл (42) от  $\Lambda(y_1 - y_2)$ ,  $R_n = I_{FF}$ , где  $I_{FF}$  есть такой же интеграл от  $C_2(y_1 - y_2)$ , и имеет место связь (см. [18]):

$$C_2(y_1 - y_2) = \frac{\Lambda(y_1 - y_2) + \omega_N}{\bar{N}} . \quad (82)$$

Формулы (80) и (81) показывают, что даже в случае с одинаковыми струнами, без учета их слияния, величина  $\omega_n$  не является сильно интенсивной, т.к. зависит от  $\omega_N$ , а величина  $R_n$  не является даже просто интенсивной, т.к. зависит и от  $\omega_N$  и от  $\bar{N}$ . Обе они отличны от нуля за счет наличия флуктуаций в числе струн, даже если  $\omega_{\mu} = 0$  и  $R_{\mu} = 0$ .

## 6 Расчет $b_{nn}$ на решетке (с учетом слияния струн и ближних корреляций!)

Исп. формулу

$$b_{nn} = 1 - \Sigma(n_F, n_B) / \omega_n, \quad R_\mu^\eta = J_{FF}^\eta = \frac{1}{\eta} J_{FF} = \frac{1}{\eta} R_\mu. \quad (83)$$

Для  $b_{nn}$  есть эксп. данные ALICE 2015 [37], можно сравнить, воспроизводятся ли они?! В любом случае логичнее подбирать параметры модели прямо из этих эксп. данных, чем опосредованно (как мы делали в CERN), через работу [18], в которой используется совсем другая модель (с одинаковыми струнами).

ISSN 1063-7796, Physics of Particles and Nucl., 2022, Vol. 53, No. 2, pp. 154–158. © Pleiades Publishing, Ltd., 2022.

## Study of Strongly Intense Quantities and Robust Variances in Multi-Particle Production at LHC Energies

S. Belokurova\*

St. Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia

\*e-mail: sveta.1596@mail.ru

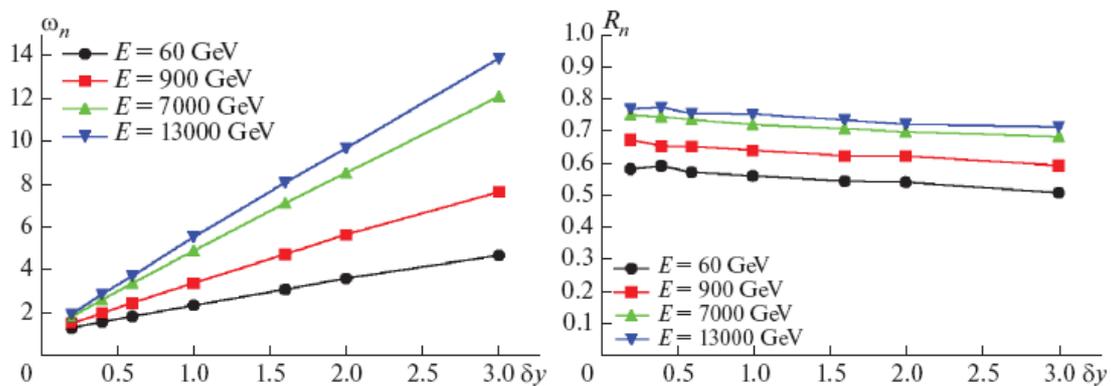
Received March 11, 2021; revised July 8, 2021; accepted July 18, 2021

**Abstract**—The strongly intense quantities and robust variances in processes of multi-particle production in pp and AA interactions at LHC energies was studied. The Monte Carlo and analytic modelling of these quantities in the framework of a quark-gluon string model were implies. The string fusion effects were also taken into account by implementing of a lattice (grid) in the impact parameter plane. Strongly intensive variable  $\Sigma(n_F, n_B)$  was calculated for different energies for two values of the width of the observation rapidity windows as a function of the distance between the centres of this windows. Scaled variance  $\omega_n$  and robust variance  $R_n$  for different energies and for different width of the observation rapidity window was calculated by MC simulations.

DOI: 10.1134/S1063779622020174

156

BELOKUROVA



**Fig. 1.** Results for scaled variance  $\omega_n$  and robust variance  $R_n$  calculated with help of (21) as a function of the rapidity width of the observation window  $\delta y$  for min.bias pp interactions at energies 60–13000 GeV.

## Multiplicity Correlations in the Model with String Clusters in $pp$ Collisions at LHC Energies

S. Belokurova<sup>a, \*</sup> and V. Vechernin<sup>a, \*\*</sup>

<sup>a</sup> *St. Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: sveta.1596@mail.ru*

<sup>\*\*</sup>*e-mail: v.vechernin@spbu.ru*

Received November 30, 2023; revised December 10, 2023; accepted December 14, 2023

**Abstract**—In the framework of the model with string fusion and the formation of string clusters, the correlations between multiplicities in two separated rapidity windows in  $pp$  collisions at LHC energies were studied and the results obtained were compared with data from the ALICE collaboration at CERN. The simulation is conducted within the framework of a Monte Carlo implementation of the color quark–gluon string model. String fusion effects are considered by implementing a finite lattice in the plane of the impact parameter. The dependence of the correlation coefficient between multiplicities in two rapidity observation windows on the distance between these windows is calculated for four values of their width and three values of initial energy. It is shown that the model with string clusters describes the major features of the behavior of the correlation coefficient: its increase with increasing initial energy, decrease with increasing rapidity distance between observation windows, and nonlinear dependence on the width of the rapidity window.

DOI: 10.1134/S1063779624700539

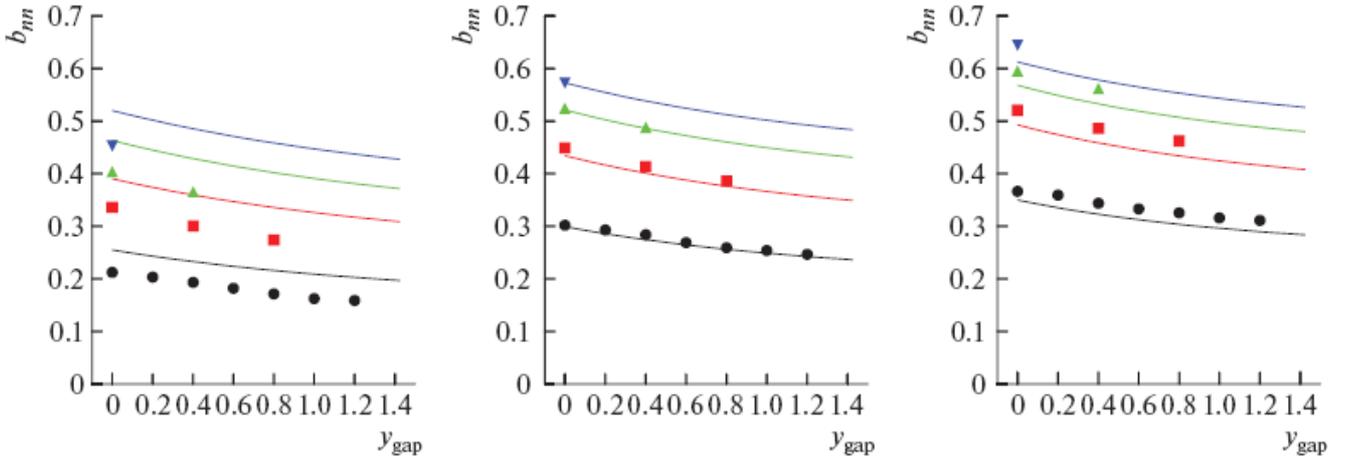
$$b_{nn}(\Delta y) = 1 - \frac{\Sigma[n_F, n_B](\Delta y)}{\omega_n}. \quad (7)$$

$$\Sigma[n_F, n_B] = \sum_{\eta=1}^{\infty} \alpha(\eta) \Sigma_{\eta}(\mu_F, \mu_B), \quad (8)$$

$$\Sigma_{\eta}(\mu_F, \mu_B) = 1 + \langle \mu \rangle_{\eta} [J_{FF}^{\eta} - J_{FB}^{\eta}].$$

$$\omega_n = \sum_{\eta=1}^{\infty} \alpha(\eta) \omega_{\mu}^{\eta} + \sum_{C_{\eta}} P(C_{\eta}) \frac{\langle n \rangle_{C_{\eta}}^2}{\langle n \rangle} - \langle n \rangle, \quad (11)$$

$$\omega_{n_i}^{\eta_i} = 1 + \langle n_i \rangle_{\eta_i} J_{FF}^{\eta_i}.$$



**Fig. 1.** Correlation coefficient  $b_{nn}$  as a function of the rapidity distance between windows  $y_{\text{gap}}$  for energies 0.9 TeV (left), 2.76 TeV (center), and 7 TeV (right). Lines—the result of MC calculations for windows with width  $\delta y = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$  (from bottom to top). Symbols—experimental data obtained by the ALICE collaboration [20] by analyzing data on the yields of charged particles with transverse momenta in the range 0.3–1.5 GeV/c in  $pp$  collisions for window widths of 0.2 (●), 0.4 (■), 0.6 (▲), 0.8 (▼).

	0.9 TeV	2.76 TeV	7 TeV
$\langle N_{str} \rangle_{Th}$	7.77324	10.402	13.4067
$\omega_{N_{str}}^{Th}$	6.08036	9.64715	14.2008
$\langle N_{str} \rangle_{MC}$	7.74692	10.4071	13.4206
$\omega_{N_{str}}^{MC}$	6.04304	9.66256	14.1769
$\delta y = 0.2, \mu_0 = 0.41, \Lambda_0 = 1.36$ , with fusion			
$\langle n \rangle_{MC}$	0.44049	0.54039	0.63813
$\omega_n^{MC}$	1.35676	1.44327	1.56022
$\delta y = 0.2, \mu_0 = 0.41$ , no fusion, $\mu_0 \Lambda_0 = 0.56, y_{corr} = 2.7$			
$\langle n \rangle_{Th}$	0.634628	0.853381	1.10073
$\omega_n^{Th}$	1.60787	1.90035	2.27375
$J_{FF}^1$	1.33274	1.33274	1.33274
$\delta y = 0.2, \mu_0 = 0.41$ , no fusion, $\mu_0 \Lambda_0 =$	$= 0.73$	$= 0.83$	$= 0.93$
$y_{corr} =$	$= 1.52$	$= 1.43$	$= 1.33$
$\langle n \rangle_{Th}$	0.634628	0.853381	1.10073
$\omega_n^{Th}$	1.63839	1.94959	2.34148
$J_{FF}^1$	1.7049	1.93322	2.15874

В таблице приведены результаты для среднего значения и приведенной дисперсии числа струн и множественности.

Для вычисления  $\langle N_{str} \rangle_{Th}$  и  $\omega_{N_{str}}^{Th}$  были использованы формулы (1) с параметрами, приведёнными ниже.

$$\omega_{N_{str}}(E) = 2\omega_{N_{pom}}(E), \quad \langle N_{str} \rangle = 2 \langle N_{pom}(E) \rangle, \quad (1)$$

$$\omega_{N_{pom}}(E) = 1 + \frac{N_0}{2} - \langle N \rangle_{pom}(E), \quad (2)$$

$$\langle N_{pom}(E) \rangle = \frac{N_0}{E_1(N_0) + \gamma + \ln N_0}, \quad E_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt, \quad (3)$$

$$N_0 = \frac{2\gamma C}{\lambda} \exp(\Delta\xi), \quad \lambda = R^2 + \alpha'\xi, \quad \xi = \ln(s/1 \text{ GeV}). \quad (4)$$

$$\Delta = 0.2, \quad \alpha' = 0.05 \text{ GeV}^{-2}, \quad \gamma_{pp} = 1.035 \text{ GeV}^{-2}, \quad R_{pp}^2 = 3.3 \text{ GeV}^{-2}, \quad C = 1.5. \quad (5)$$

$\langle N_{str} \rangle_{MC}$  и  $\omega_{N_{str}}^{MC}$  вычислялись по MC сгенерированному распределению струн в поперечной плоскости по формулам (6)

$$\langle N_{str} \rangle_{MC} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{ev}} N_{str}^i}{N_{ev}}, \quad \omega_{N_{str}}^{MC} = \frac{\langle N_{str}^2 \rangle_{MC} - \langle N_{str} \rangle_{MC}^2}{\langle N_{str} \rangle_{MC}}, \quad (6)$$

где  $N_{str}^i$  – число струн в  $i$ -ом событии,  $N_{ev}$  – число событий.

$\langle n \rangle_{MC}$  и  $\omega_n^{MC}$  вычислялись в модели со сливанием струн для ширины окна  $\delta y = 0.2$  и значения  $\mu_0 = 0.41$  при  $\Lambda_0 = 1.36$  по сгенерированным значениям множественностей  $n_i$  для каждого события:

$$\langle n \rangle_{MC} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{ev}} n_i}{N_{ev}}, \quad \omega_n^{MC} = \frac{\langle n^2 \rangle_{MC} - \langle n \rangle_{MC}^2}{\langle n \rangle_{MC}}. \quad (7)$$

$\langle n \rangle_{Th}$  и  $\omega_n^{Th}$  были вычислены для случая независимых одинаковых источников при различных значениях параметров  $y_{corr}$  и  $\Lambda_0$  по формулам

$$\langle n \rangle_{Th} = \mu_0 \delta y \langle N_{str} \rangle, \quad \omega_n^{Th} = \omega_\mu^1 + \omega_{N_{str}} \langle \mu \rangle_1, \quad (8)$$

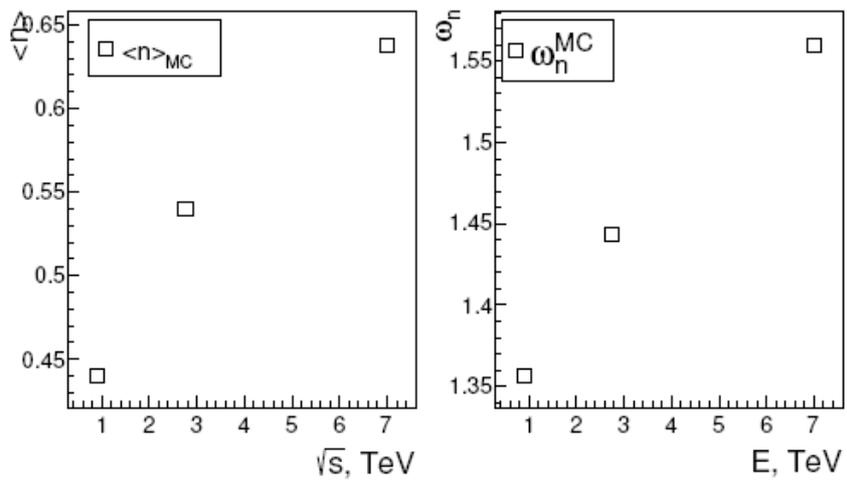
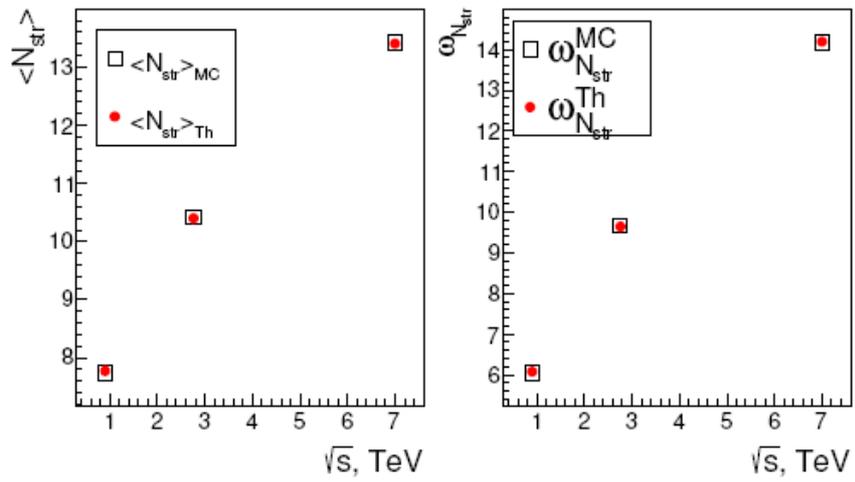
$$\omega_\mu^1 = 1 + \langle \mu \rangle_1 J_{FF}^1, \quad \langle \mu \rangle_1 = \mu_0 \delta y. \quad (9)$$

$$J_{FF}^\eta = \frac{2\Lambda_0^\eta}{(\delta y)^2} y_{corr}^{(\eta)} \left( \delta y - y_{corr}^{(\eta)} \left( 1 - e^{-\frac{\delta y}{y_{corr}^{(\eta)}}} \right) \right). \quad (10)$$

Значения  $\mu_0$  приведены в таблице, значение  $\Lambda_0$  вычислялось из условия  $\mu_0 \Lambda_0 = \text{const}$ . Была использована следующая зависимость параметров от числа струн, соответствующая случаю без сливания:

$$\mu_0^{(\eta)} = \eta \mu_0, \quad y_{corr}^{(\eta)} = \text{const}, \quad \Lambda_0^{(\eta)} = \Lambda_0 / \eta. \quad (11)$$

Далее часть полученных результатов представлена на графиках.



**ПИЯФ-СПбГУ конф:**  
**V. Vechernin, S. Belokurova**  
**Influence of short-range rapidity correlations on multiplicity fluctuations**

Только 1 токма!  $\delta y = 0.2, \Delta y = 0.2, \eta_{sep} = 0$   
 $900 \text{ GeV}$   $7 \text{ TeV}$

fusion совм эксп	$\Sigma ThM$	1,012	1,018
fusion	$\omega_n ThM$	1,36	1,56
fusion $\Rightarrow$	$\beta_n ThM$	0,25	0,35
	$\beta_n \text{ эксп}$	0,21	0,36
ЖЕЛАТЕЛЬНОЕ	$\omega_n$	1,28	1,59
по fusion НО перем параметр	$\oplus$ NPA15 $\omega_n$	$\frac{0,7}{0,41} = 1,71$	$\frac{2,1}{0,41} = 5,12$
	$\mu = 0,41 \Rightarrow \omega_n$	1,28	1,597
МС new	$\omega_n$	6,04	14,2
	$\Rightarrow \omega_n$	1,64	2,34
по fusion парам одн. стр. сх р	$\omega_n$	6,04	14,2
	$\omega_n$	1,60	2,27

расчетные:  $\omega_n = 1 + 0,41 \cdot 0,2 (\omega_n + J_{FF})$   
 к по fusion:  $\omega_n = 1 + 0,082 (\omega_n + J_{FF})$

$\sqrt{s}$	$\omega_n$	$J_{FF}$	$\omega_n + J_{FF}$	$\omega_n$
0,9	1,71	1,705	3,415	1,28
7,0	5,12	2,16	7,28	1,597
0,9	6,04	1,705	7,75	1,64
7	14,2	2,16	16,36	2,34
0,9	6,04	1,33	7,37	1,60
7	14,2	1,33	15,53	2,27

вывод

т.е. при 900 GeV слияние перерабатывает  
 при 7 TeV слияние перерабатывает

МС идет слияния гоним

это значение при 7 TeV  $2,27 \rightarrow 1,56$  немного ниже темного 1,59  
 при 900 GeV  $1,60 \rightarrow 1,36$  немного выше темного 1,28