“Феноменология большой множественности”

Е. Кокоулина, А. Кутов, В. Никитин и др.

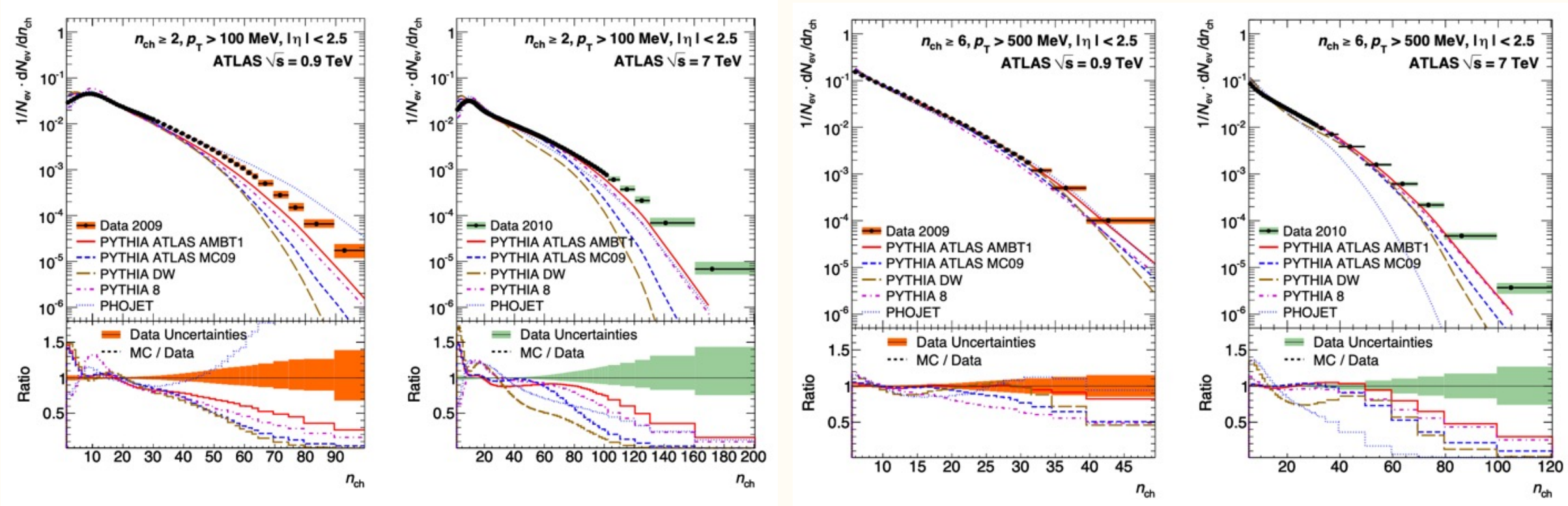
(ОИЯИ, РФ и ГГТУ, Гомель, РБ)

Памяти моего руководителя
Кувшинова Вячеслава Ивановича

Множественные процессы, изучаемые в физике высоких энергий

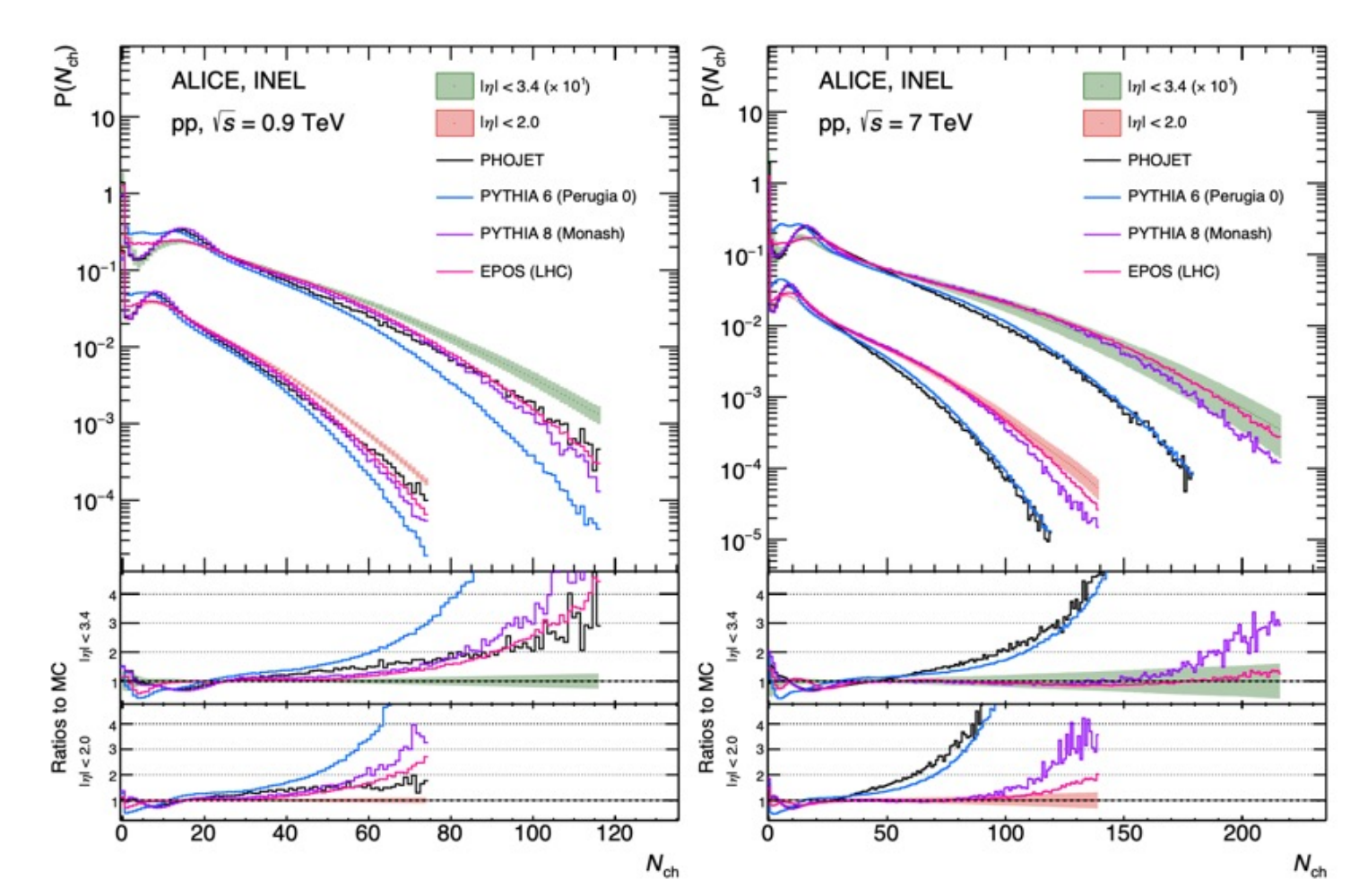
1. Электрон-позитронная аннигиляция (e^+e^-).
2. Протонные и протон-антипротонные взаимодействия. Распад bottomonium.
3. Проект «Термализация» (большая множественность). Коллективные явления.
4. Релятивистская ядерная физика (AA).

Эксперименты на БАК (LHC, ATLAS)



Данные ATLAS [2010] по РМ в pp соударениях при 0.9 ТэВ
и сравнение с Монте-Карло генераторами : PYTHIA, PHOJET.

Эксперименты на БАК (LHC, ALICE)



[arXiv:1708.01435, ALICE Coll.]: РМ заряженных частиц в широкой псевдо-быстротной области в pp столкновениях при 0.9 и 7 ТэВ.

e^+e^- аннигиляция. I стадия

Konishi et al. и Giovannini [NP, 1979] описывают qg-каскад в ТВ КХД с учетом элементарных процессов:

1) излучение кварком глюона – $q \to q + g$,
2) деление глюона – $g \to g + g$,
3) рождение из глюона кварк-антикварковой пары – $g \to q + \bar{q}$.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial G}{\partial Y} = -AG + AG^2, \\ \dfrac{\partial Q}{\partial Y} = -\tilde{A}Q + \tilde{A}QG. \end{cases}$$

Система диф.ур., описывающая процессы ветвления, приводит к РМ Фарри для g-струи и Пойя для q-струи:

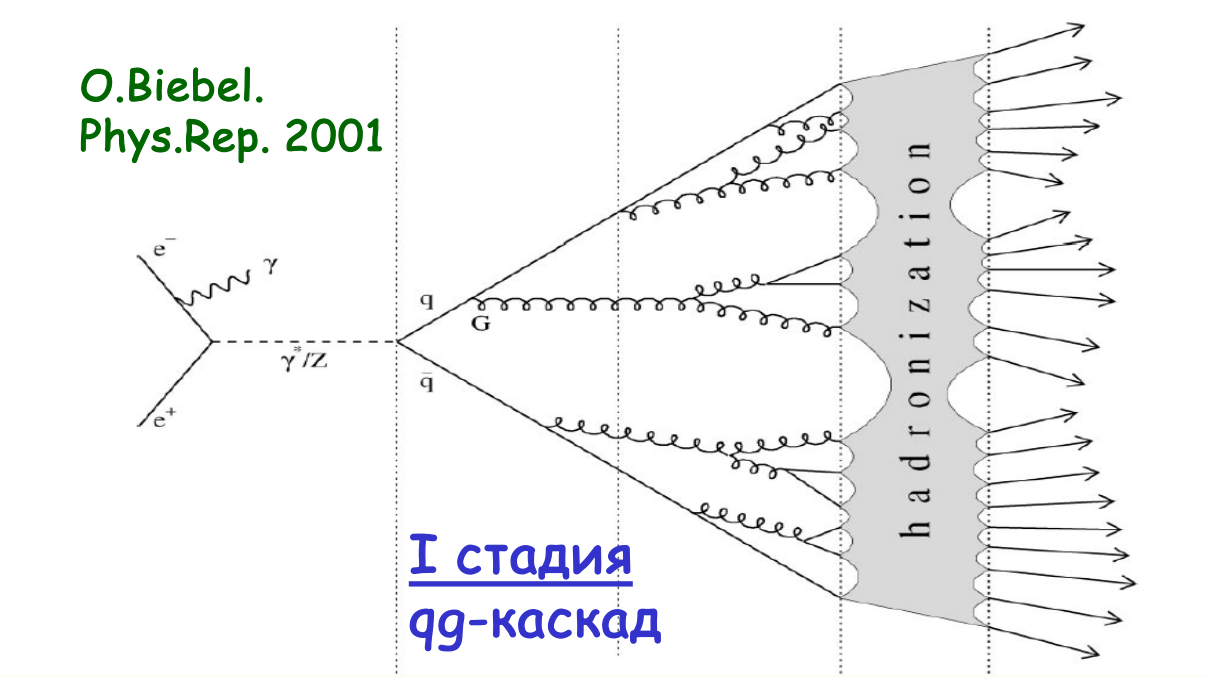
$$P_m^g = \frac{1}{\bar{m}}\left(1 - \frac{1}{\bar{m}}\right)^{m-1}, \quad P_m^q = \frac{k_p(k_p+1)\ldots(k_p+m-1)}{m!}\left(\frac{\bar{m}}{\bar{m}+k_p}\right)^m\left(\frac{k_p}{\bar{m}+k_p}\right)^{k_p}.$$

$$Y = \frac{1}{2\pi b}\ln[1 + ab\ln(Q^2/\mu^2)],$$

A и $\tilde{A}$ – вероятности процессов 1) и 2).

e^+e^- - аннигиляция

$$e^+e^- \to \gamma(Z^0) \to q\bar{q} \to (q,g) \to ? \to hadrons$$



II стадия
адронизация

Распределение по множественности (РМ)

$$P_n(s) = \frac{\sigma_n}{\sum_m \sigma_m}$$

Производящая функция (ПФ):

$$Q(s,z) = \sum_n P_n(s) z^n$$

ПФ <-> РМ

$$P_n(s) = \frac{1}{n!}\frac{\partial^n}{\partial z^n} Q(s,z)\Big|_{z=0}$$

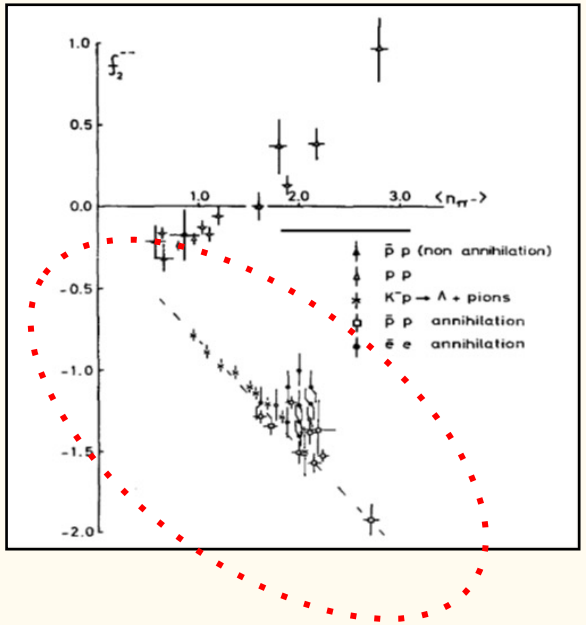
Корреляционные моменты:

$$F_k(s) = \overline{n(n-1)\ldots(n-k+1)} = \frac{\partial^k}{\partial z^k} Q(s,z)\Big|_{z=1}$$

e^+e^- аннигиляция- II stage

КХД не в состоянии описать адронизацию. Выбор РМ на этой стадии основан на экспериментальном поведении второго коррел. момента

$f_2 = \langle n(n-1)\rangle - \langle n\rangle^2$.



Независимое образование частиц описывается распределением Пуассона ($f_2 = 0$). РМ (Пойя) на I стадии соответствует отрицательное биномиальное распределение (ОБР):

$$f_2 = \overline{n(n-1)} - \overline{n}^2 \rightarrow \frac{\overline{m}^2}{k_p} > 0$$

Выбрано биномиальное РМ (Бернулли) для II-стадии:

$$P_P^H(n) = C_{N_p}^n \left(\frac{\overline{n}_p^h}{N_p}\right)^n \left(1 - \frac{\overline{n}_p^h}{N_p}\right)^{N_p - n} \quad , P = q, g.$$

Конволюция двух стадий

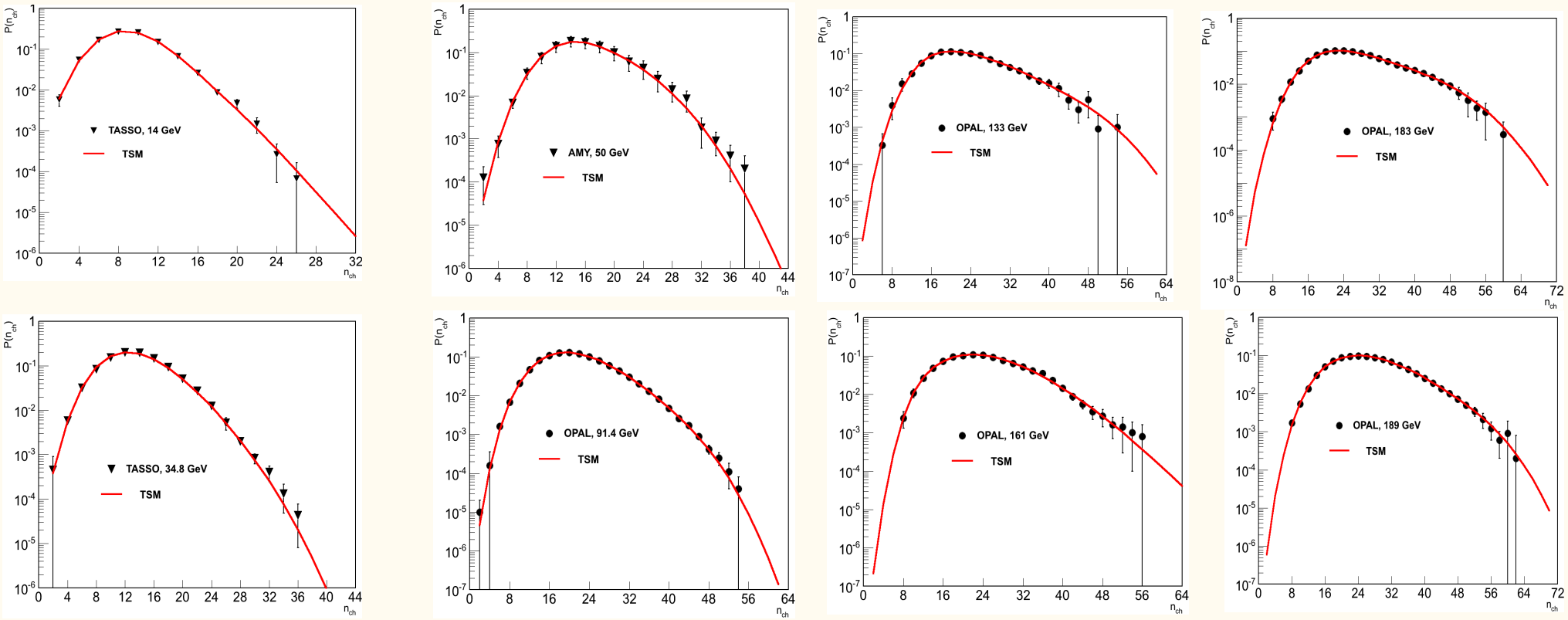
$$Q(s,z)=\sum_m P_m^P Q^H(m,s,z)$$ (мягкое обесцвечивание).

$$P_n(s)=\Omega\sum_{m=0}^{M_g} P_m^P C_{(2+\alpha m)N}^n \left(\frac{\bar{n}^h}{N}\right)^n \left(1-\frac{\bar{n}^h}{N}\right)^{(2+\alpha m)N-n}$$

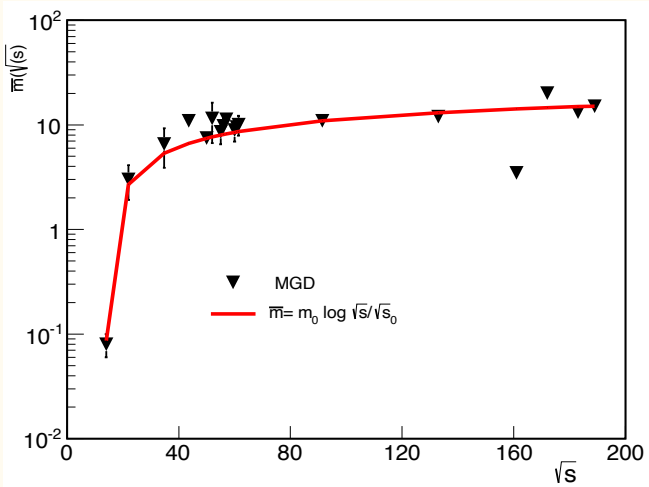
$$Q_p^H=\left[1+\frac{\bar{n}_p^h}{N_p}(z-1)\right]^{N_p}$$, p=q, g, $$f_2=-\frac{(\bar{n}_p^h)^2}{N_p}<0.$$

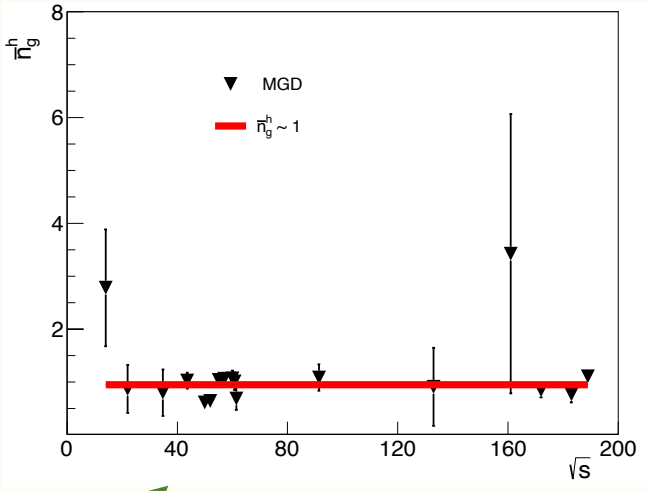
Параметры модели: $N_q=N$, $\alpha=N_g/N$, $\bar{n}^h$.

РМ в e+e- аннигиляции (14 -189 ГэВ



Параметры модели



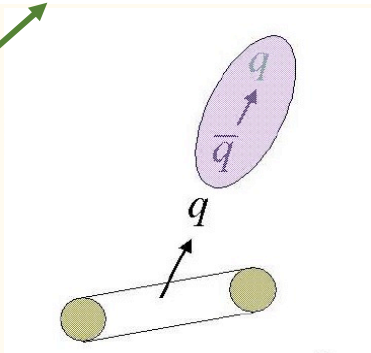


Среднее число адронов из глюона, $\overline{n}_g^h$ остается близким к 1, что свидет. о фрагментационном механизме адронизации

$\overline{m}$ ~ log s .

Гипотеза партон-адронной дуальности (ЛоПАД)

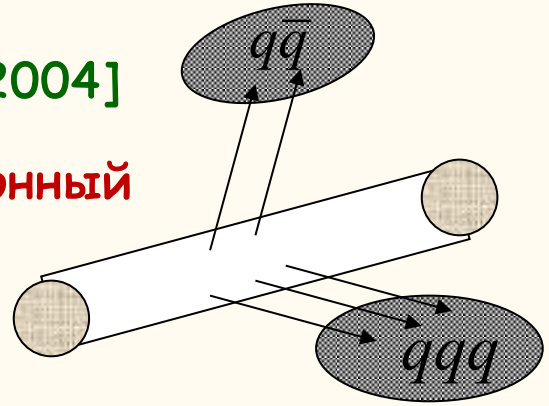
<m> ~ < n>



фрагментационный

[B. Muller. 2004]

рекомбинационный



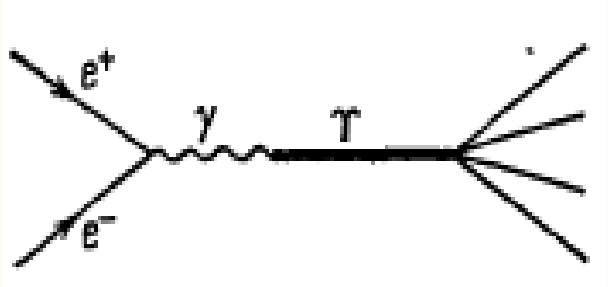
Изменение знака f_2 с ростом энергии с "-" на "+"

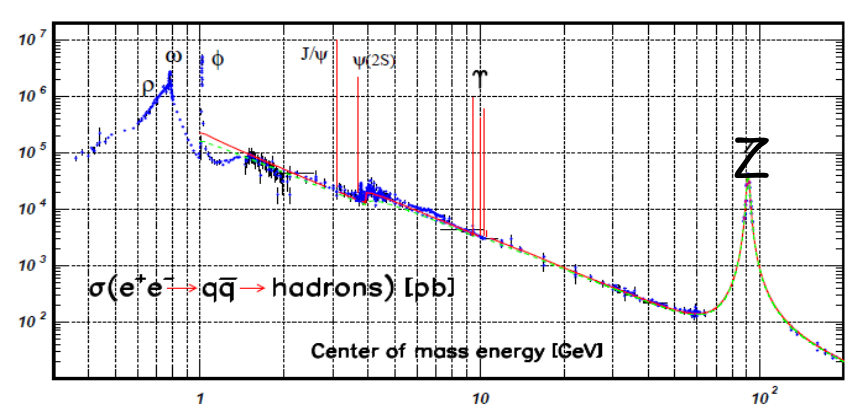
$$f_2 = F_2 - F_1^2 = \sum_{m=0} (2+\alpha m)\left(2+\alpha m - \frac{1}{N}\right) P_m^q \cdot (\bar{n}^h)^2 - \left[(2+\alpha\bar{m})\bar{n}^h\right]^2 =$$

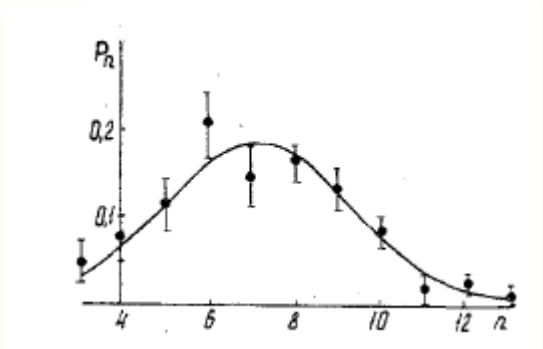
$$= \left[\alpha^2 \frac{\bar{m}^2}{k_p} + \alpha^2 \bar{m} - \frac{2+\alpha\bar{m}}{N}\right](\bar{n}^h)^2.$$

Параметры: $\alpha \sim 1$, $N \sim 6$. При $\sqrt{s} < 5$ $\bar{m} \ll 1$ и $f_2 < 0$. С ростом энергии при $\sqrt{s} > \gtrsim 10$, $\bar{m} > 10$ и знак второго корреляционного момента изменяется: $f_2 > 0$.

Трех-глюонный распад кваркониев Υ(9.46), Υ (10.02)





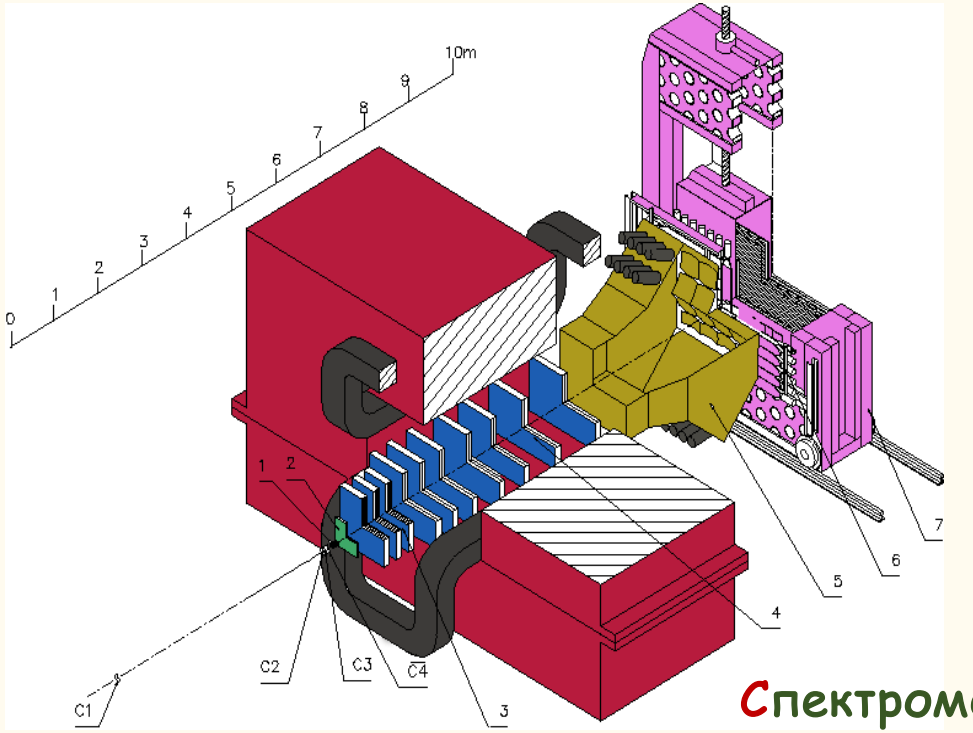


$$P_n(s) = \sum_{m'=0} \frac{(m'-1)(m'-2)}{2(\overline{m}/3)^2} \left(1 - \frac{1}{\overline{m}/3}\right)^{m'} C^n_{(3+m')N_g} \left(\frac{\overline{n}_g^h}{N_g}\right)^n \left(1 - \frac{\overline{n}_g^h}{N_g}\right)^{(3+m')N_g - n}$$

$$\Delta\overline{n}_{TSM}(s) = \left[\alpha(\overline{m}' - \overline{m}_{(q)}) - 3(\alpha - 2/3)\right]\overline{n}_q^h \qquad \Delta\overline{n}_{\exp}(s) \approx \Delta\overline{n}_{TSM}(s) \approx 0.8$$

Адронные взаимодействия с большой множественностью (БМ) проект "Термализация", ИФВЭ+НИИЯФ МГУ+ОИЯИ

$$p + p \to 2N + \pi_1 + \pi_2 + \cdots + \pi_n$$



Эксперимент с 2005 г, установка СВД-2 на ускорителе У-70, 50-ГэВ p-пучок, H_2 мишень. Триггер на БМ. Кинематический предел (вся энергия потрачены на рождение покоящихся вторичных частиц) близок к 59 пионам.

Спектрометр с Вершинным Детектором (СВД-2)

Модель Глюонной Доминантности (МГД)

Выполнена модификация двухстадийной модели: на начальной стадии валентные кварки и освободившиеся (nascent) глюоны в соответствии с ТВ КХД ветвятся за счет элементарных процессов деления (1-3). Далее они фрагментируют в реальные адроны в соответствии с биномиальным распределением, подтвержденным в e+e- аннигиляции. Схема конволюции объединяет обе стадии.

Сравнение этой модели с данными эксперимента (Мирабель, У-70) показало, что параметры адронизации значительно отличаются от значений, полученных в e^+e^- аннигиляции, они были намного меньше 1. Это означало, что число валентных кварков, участвующих в ветвлении, следует уменьшить. Участие всех трех пар кварков маловероятно.

Модель Глюонной доминантности (МГД)

Наши исследования показали: параметры адронизации растут с уменьшением числа валентных кварков. Только полное их исключение значительно улучшило χ^2, но при этом параметры адронизации, например, среднее число адронов рожденных из глюона на второй стадии, растет с ростом энергии, превысив 1, (в e+e- аннигиляции он остается равным 1).

Валентные кварки остаются в **лидирующих** частицах, вторичные адроны рождают **активные глюоны**, распадающиеся на кварк-анти-кварковые пары, мягкие глюоны остаются в этой системе и, частично, переизлучая мягкие фотоны (повышенный выход).

МГД, g-деление:

$$P_k \otimes P_m^P \otimes P_n^h$$

Появление активных глюонов → деление глюонов → адронизация

$$P_k = \frac{e^{\overline{k}^k}\overline{k}^k}{k!}; \qquad P_n^h = C_{\delta m N_g}^{n-2}\left(\frac{\overline{n}_g^h}{N_g}\right)^{n-2}\left(1-\frac{\overline{n}_g^h}{N_g}\right)^{\delta m N_g-(n-2)};$$

$$k>1, P_m^P = \frac{1}{\overline{m}^k}\left(1-\frac{1}{\overline{m}}\right)^{m-k}\frac{(m-1)(m-2)...(m-k+1)}{(k-1)!};$$

Почти половина глюонов (~ 47%) остается в qg-системе, не фрагментируя в адроны.

МГД, схема без деления глюонов

$$P_n(s) = \Omega \sum_{m=1}^{ME} \frac{\overline{m}^m e^{-\overline{m}}}{m!} \cdot C_{mN}^{n-2} \left(\frac{\overline{n}^h}{N}\right)^{n-2} \left(1 - \frac{\overline{n}^h}{N}\right)^{mN-(n-2)} .$$

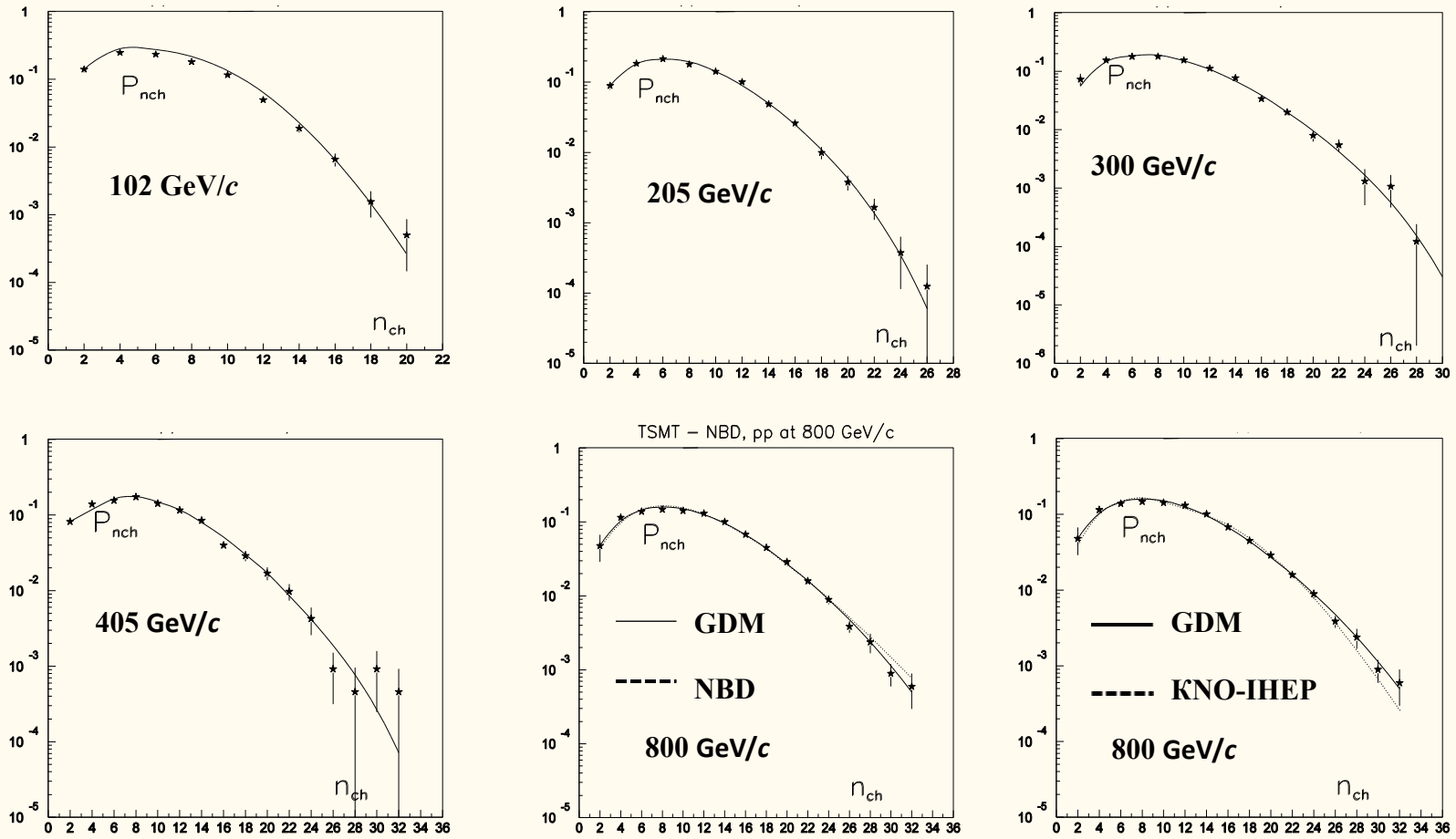
Параметры: $N = 4.24 \pm .13, \overline{m} = \overline{m}(s) = 2.48 \pm .20, \overline{n}^h = 1.63 \pm .12, \chi^2 = 2.0.$

p ГэВ/c	$\overline{m}$	M_g	N	$\overline{n}_g^h$	Ω	χ^2/ndf
102	2.75±0.08	8	3.13±0.56	1.64±0.04	1.92±0.08	2.2/5
205	2.82±0.20	8	4.50±0.10	2.02±0.12	2.00±0.07	2.0/8
300	2.94±0.34	10	4.07±0.86	2.22±0.23	1.97±0.05	9.8/9
405	2.70±0.30	9	4.60±0.24	2.66±0.22	1.98±0.07	16.4/12
800	3.41±2.55	10	20.30±10.40	2.41±1.69	2.01±0.08	10.8/12

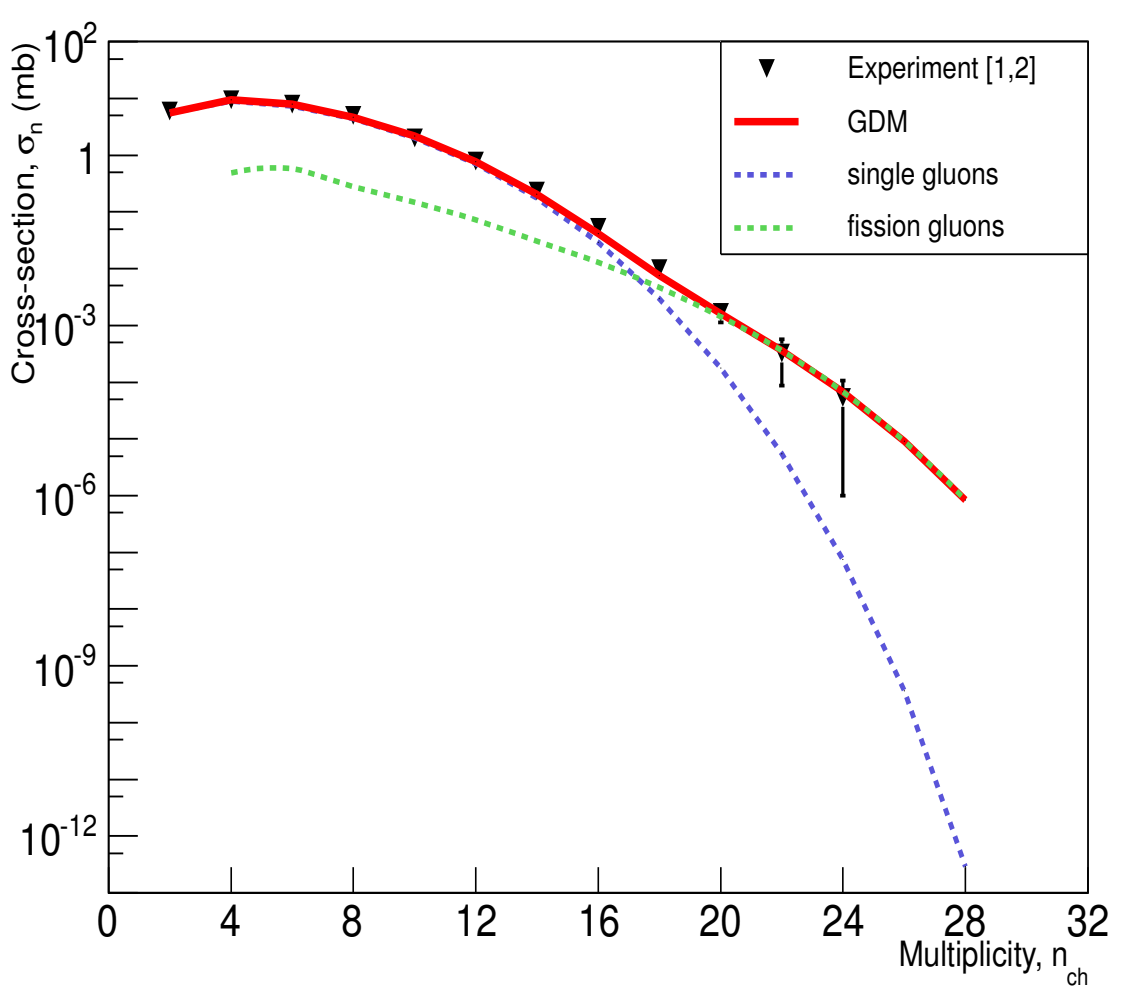
наблюдаемый рост $\overline{n}_g^h$ свидетельствует о смене механизма с фрагментационного на рекомбинационный

При энергии ISR 60 ГэВ: $\overline{n}_g^h \approx 3.3$

МГД описывает РМ в pp при 100-800 ГэВ/c



МГД с делением глюонов

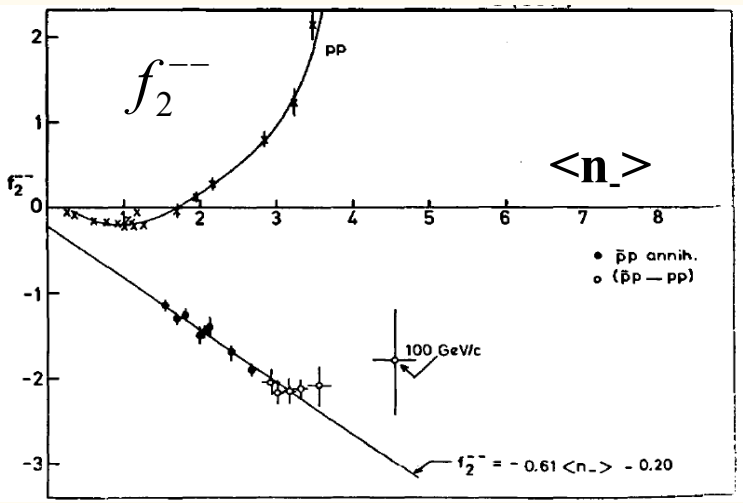


Данные [Мирабель и СВД-2] для pp при 50 ГэВ/с сшиваются по топологическим сечениям, σ_n . При вычислении РМ МГД учитывает два типа вкладов: адронизацию глюонов без их деления (зеленая линия) и с делением (синяя линия). Суперпозиция этих вкладов представлена красной линией. Область БМ обусловлена именно, делением глюонов.

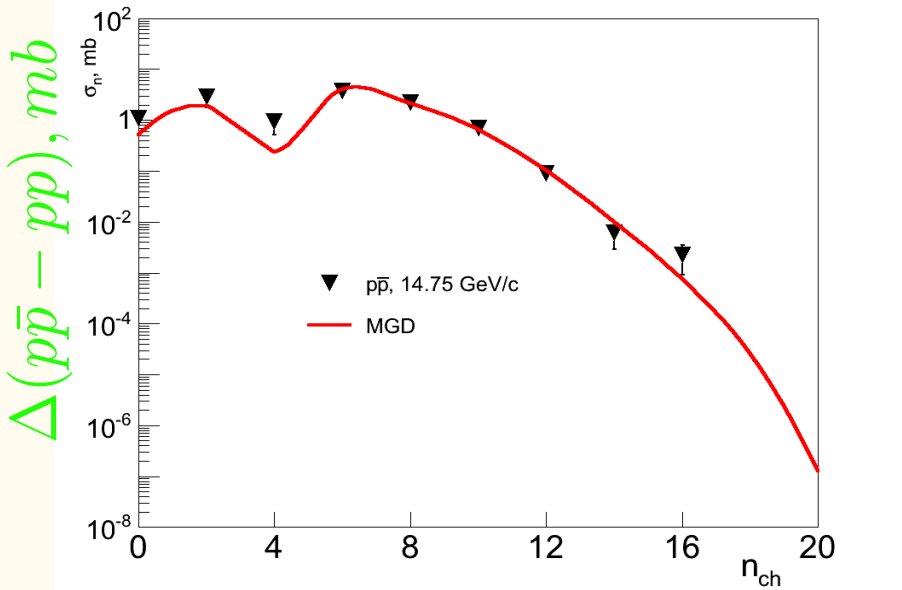
Протон-антипротонная аннигиляция в МГД

$$Q(z) = c_0 \sum_m P_m^G \left[1 + \frac{\overline{n}^h}{N}(z-1)\right]^{mN} + c_2 z^2 \sum_m P_m^G \left[1 + \frac{\overline{n}^h}{N}(z-1)\right]^{mN} +$$

$$+ c_4 z^4 \sum_m P_m^G \left[1 + \frac{\overline{n}^h}{N}(z-1)\right]^{mN},$$



J.G. Rushbrooke, B.R. Webber. Phys.Rep. 44 (1978) 1



$$\Delta(p\overline{p} - pp) = \sigma_n(p\overline{p}) - \sigma_n(pp)$$

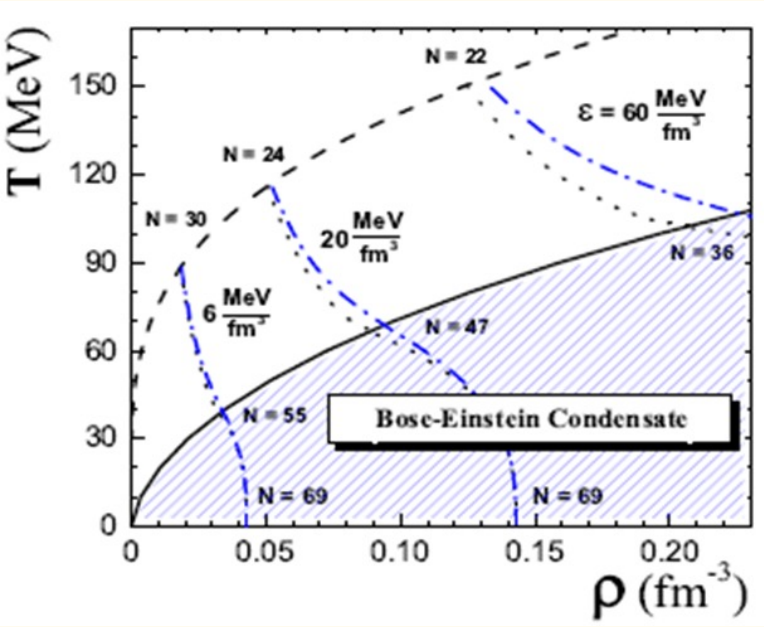
Флуктуации π^0 мезонов в области БМ

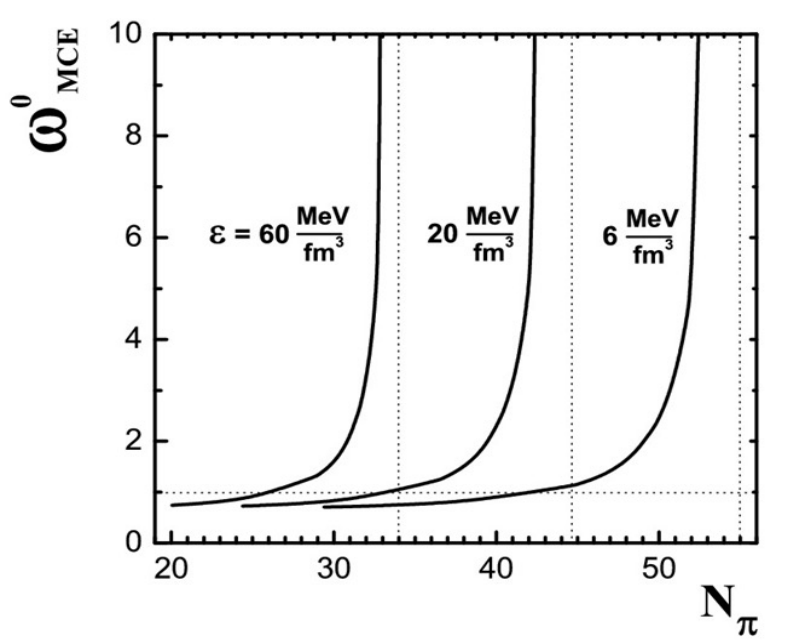
В. Бегун В. и М. Горенштейн поставили перед нами задачу по поиску пионного (Бозе-Эйнштейна) конденсата [Phys.Lett., 2007, Phys.Rev. 2008] в pp взаимодействиях на У-70 в области БМ. Для этого надо было только измерить нормированную дисперсию

$$\omega^0 = D/\langle N_0(N_{tot})\rangle, \quad D = \langle N_0^2\rangle - \langle N_0\rangle^2,$$

числа π^0 -мезонов с ростом полной множественности ($n_{tot} = n_{ch} + n_0$). Резкий рост ω^0 был бы сигналом образования БЭК.

Флуктуации π^0 мезонов в области БМ

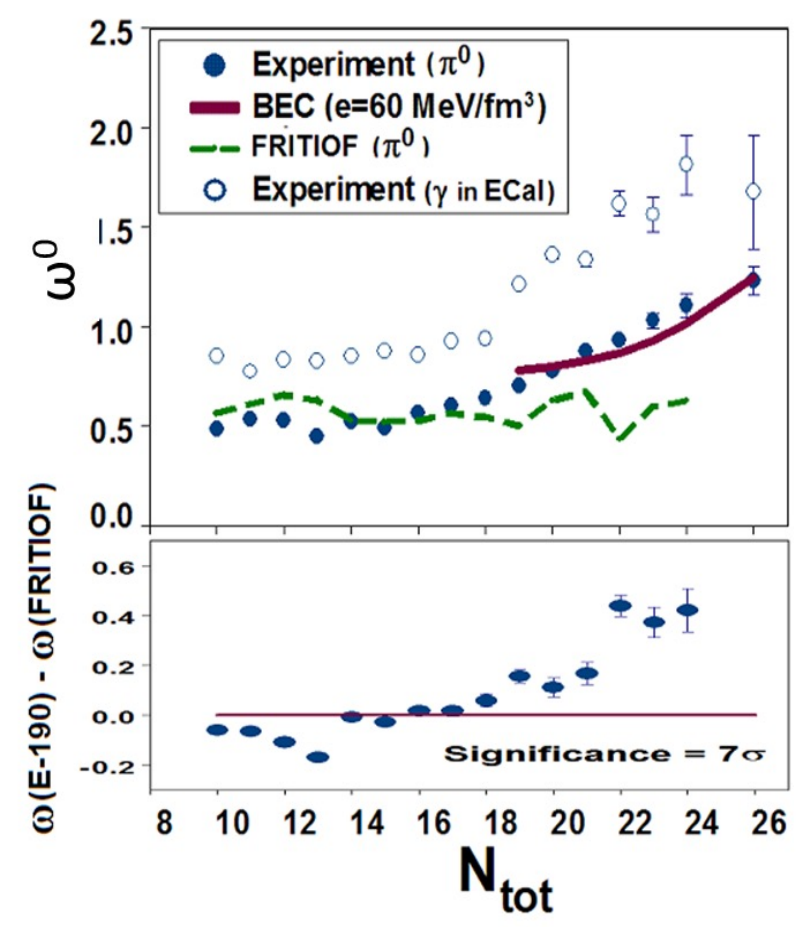




Фазовая диаграмма пионного газа при $\mu_Q = 0$. Штриховка соответствует $\rho_\pi(T, \mu_\pi = 0)$, сплошная – БЭК. Плотность энергии 6, 20 и 60 МэВ/фм³.

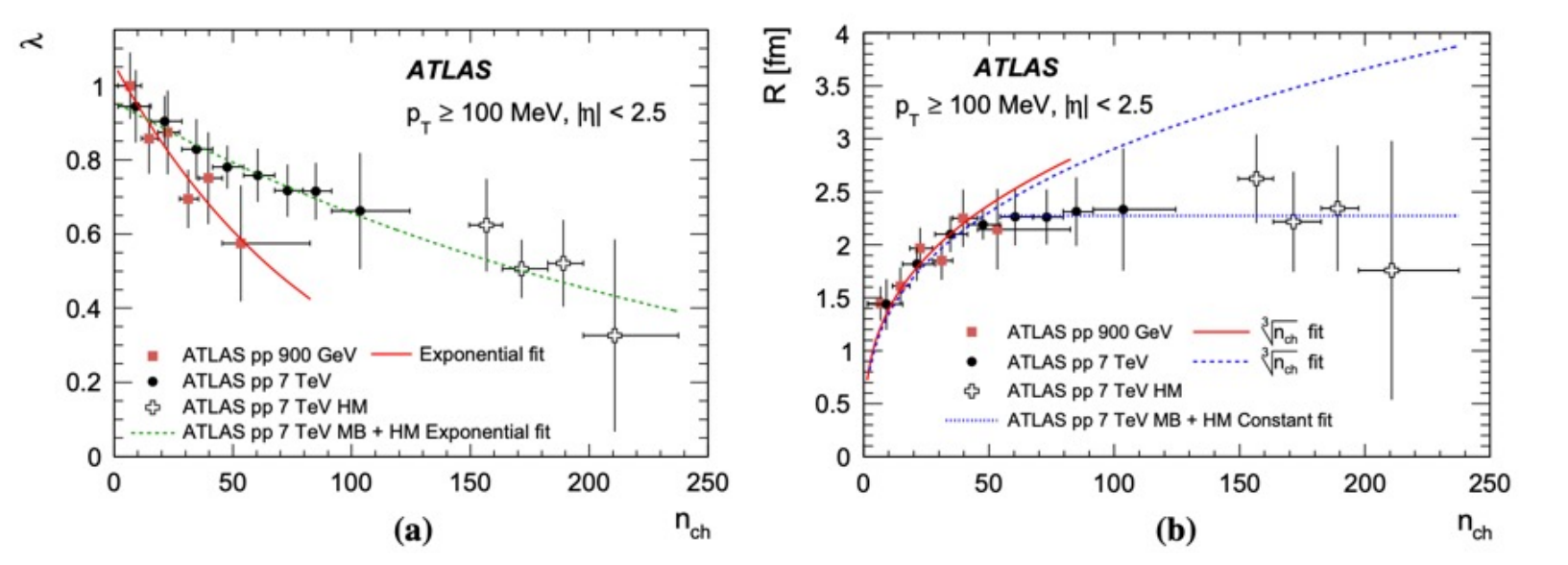
$$\frac{T_C(\pi)}{T_C(A)} \approx \frac{m_A}{m}\left(\frac{r_A}{r_\pi}\right)^2 \cong \frac{m_A}{m}10^{10} \rightarrow T_C(\pi) >> T_C(A).$$

Флуктуации π^0 мезонов в области БМ



Отклонение нормированной дисперсии, измеренной на СВД-2, от Монте-Карло предсказаний в области БМ составляет 7σ при N_{tot} ~ 25 [EPJ, 2012, ICHEP 2012].

Флуктуации π^0 мезонов в области



Двухчастичные Бозе-Эйнштейна корреляции в pp при 0.9 и 7 ТэВ. ATLAS Collab. EPJ, 75 (2015). $C_2(Q) = \rho(Q)/\rho_0(Q) = C_0\,[1 + \Omega\,(\lambda, QR)](1 + \varepsilon Q)$, $Q^2 = (p_1\text{-}p_2)^2$. λ близкое к 1 характеризует хаотичное испускание частиц, λ близкое к 0 – когерентное испускание (характерно БЭК), параметр R определяет размер области испускания, для конденсата это затруднительно [hep-ph 1501.04530]. Волновые функции перепутываются. LHCb подтверждает 1709.01769 [hep-ex].

Флуктуации π^0 мезонов в области БМ

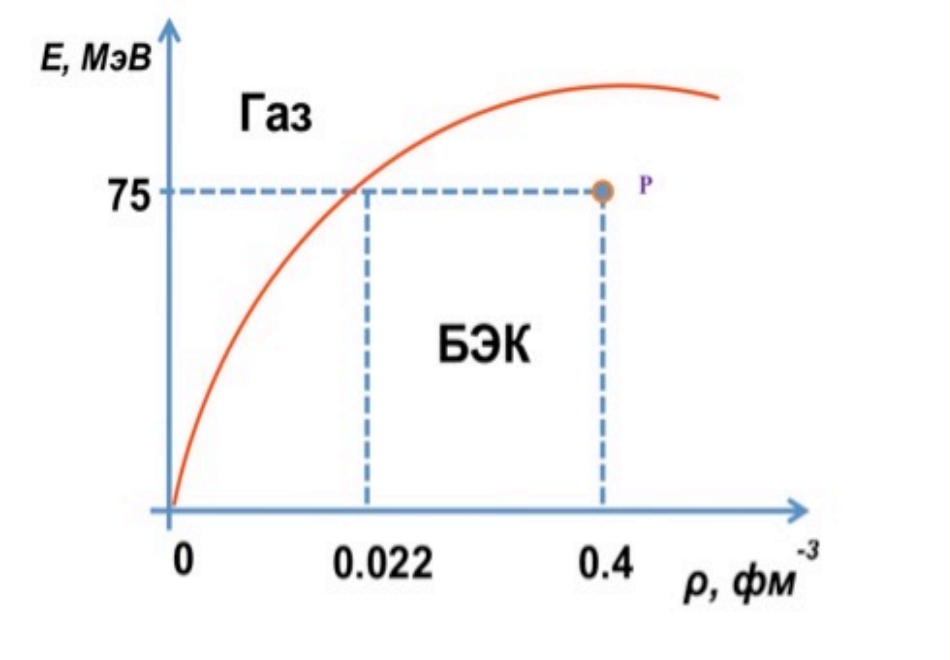
$$< E_\pi >= (E_{cms} - 2m_N - n_\pi m_\pi) / n_\pi ,$$

$$E_{crit} = (3.31 / g^{2/3})(\hbar^2 / m_\pi)\rho^{2/3}$$

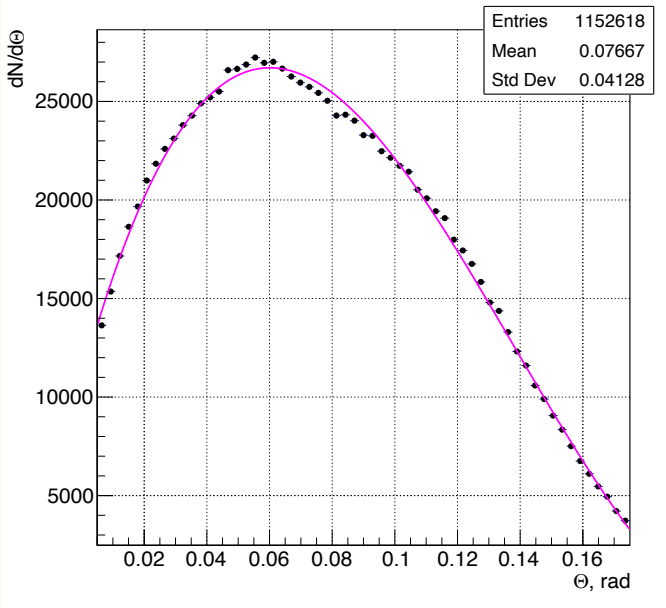
N ~ 30, r ~ 1.5 fm, ρ ~ 0.2 fm^{-3}

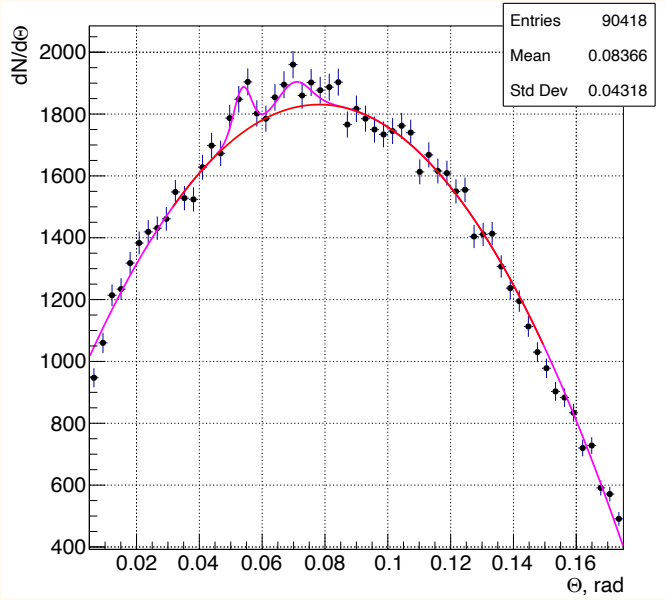
E_{crit} ~ 700 MeV, $<E_\pi>$ ~ 100 MeV

$<E_\pi> << E_{crit}$ (red line)



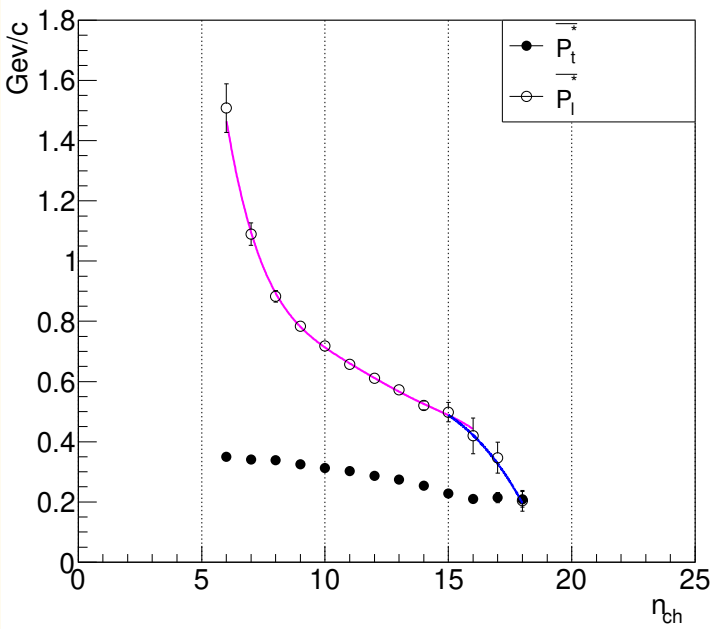
Распределение по полярному углу θ в области малой и БМ

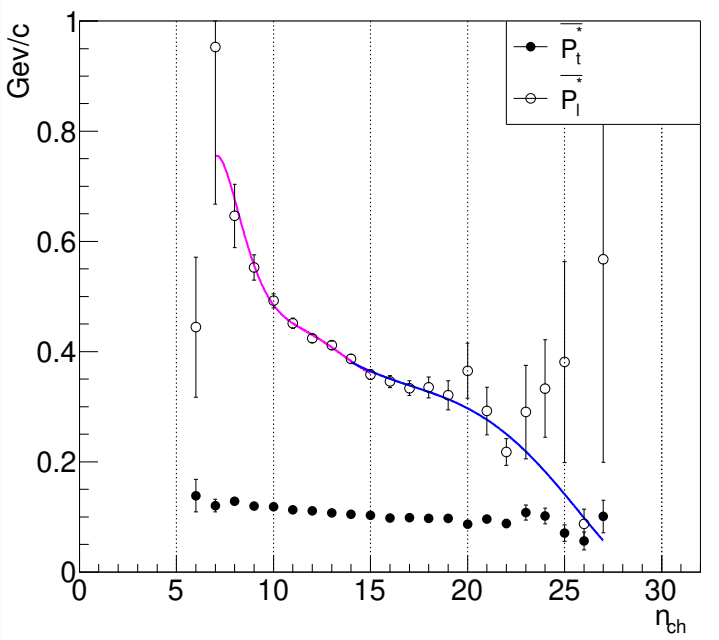




Распределения по углу Θ. В области БМ наблюдаются двугорбая структура, которую мы интерпретируем как излучение Черенкова кварком глюона. Θ_{Cher} = 0.05377 ± 0.00273 рад с достоверностью 3.1 σ. Для глюонных колец cos Θ = $1/\beta n_r$, где n_r коэффициент преломления n_r = 1.0016 ± 0.0001(4), близок к 1, что свидетельствует о разреженности кварк-глюонной среды.

Продольная и поперечная компонента при БМ

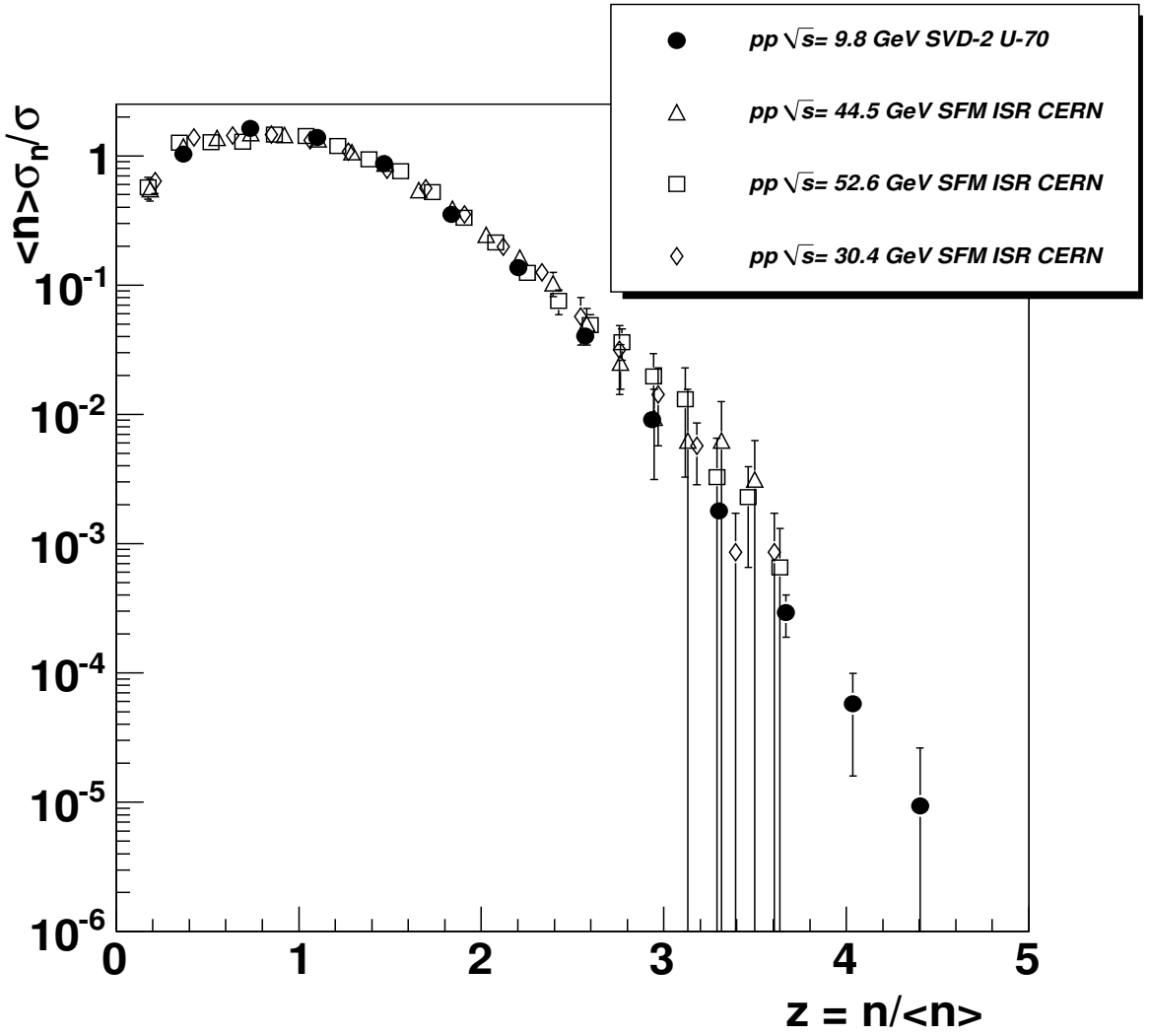




Средние значения поперечной и продольной компонент импульса заряженных частиц. Слева: М.К.-моделирование, справа: экспериментальные данные.

В области $n_{ch} \sim 16$ наблюдается образование БЭК. При $n_{tot} > 18$ растет ω^0 и исчезают лидирующие частицы, система становится изотропной по всем направлениям.

KNO scaling

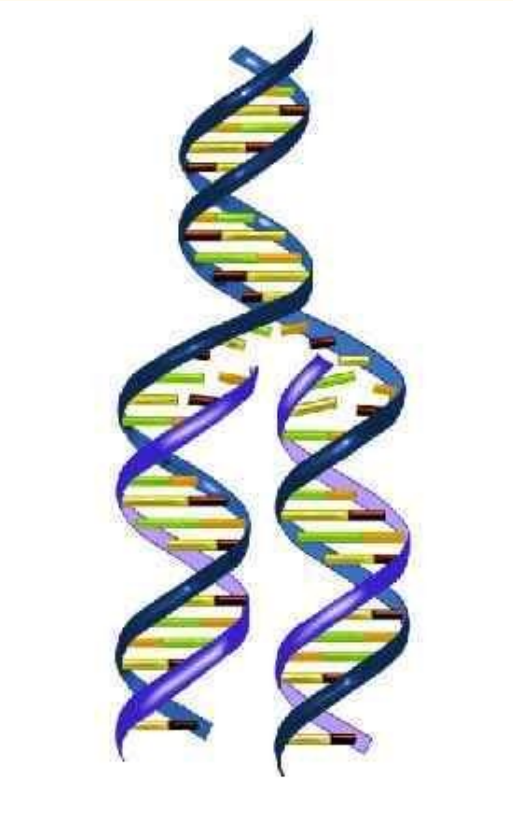
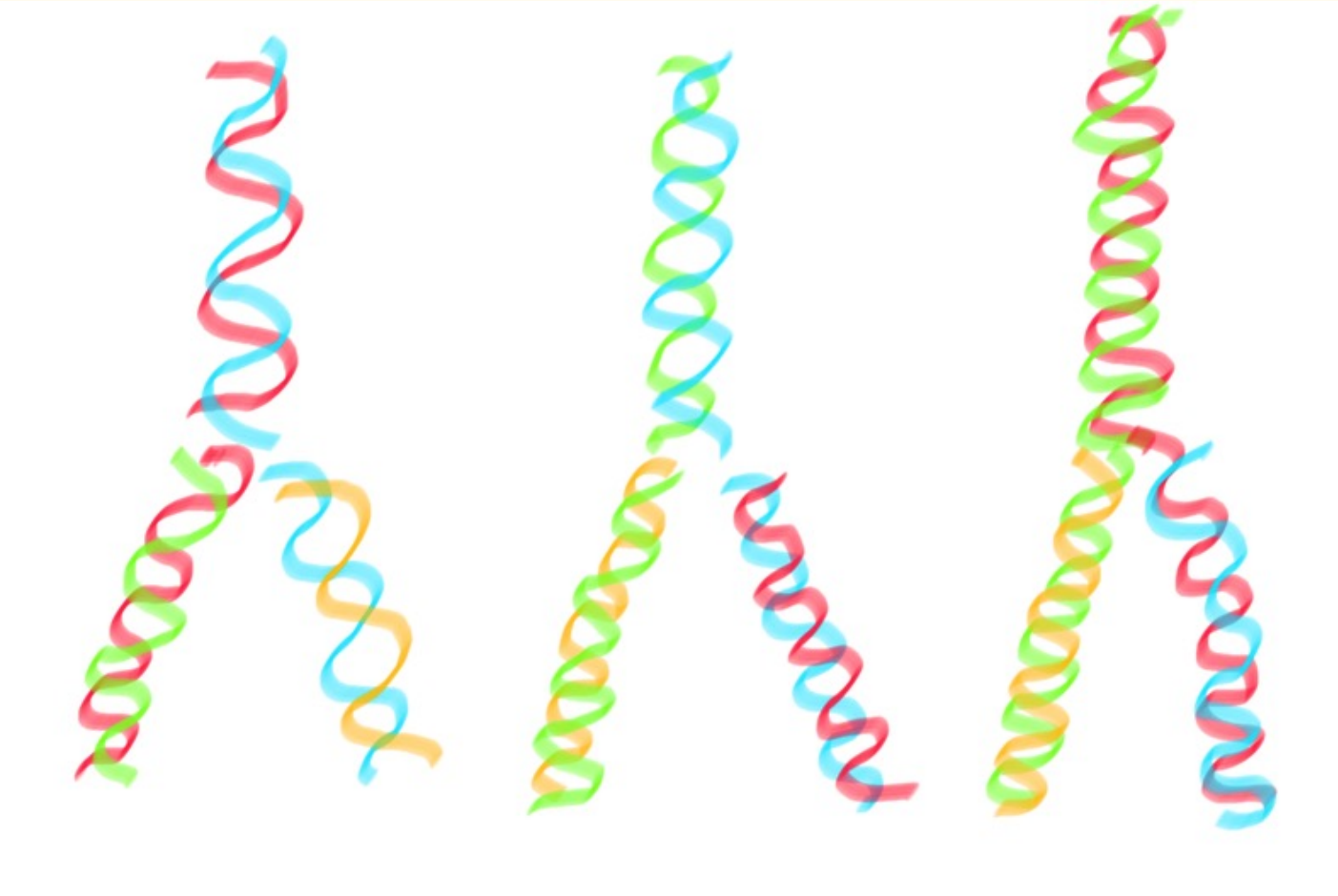


The world KNO distribution with addition of the SVD-2 points (√s = 9.8 GeV).

Основные результаты изучения БМ

Изучение событий с **БМ** позволило развить и дополнить механизм множественного рождения описанием стадии адронизации распределением Бернулли для разных процессов: e+e- аннигиляция, распады боттомониев, pp-взаимодействия и аннигиляция протона и антипротона.

В области БМ обнаружено и подтверждено **коллективное поведение** вторичных частиц, что дает нам новые представление о механизме множественного рождения, в частности, **активную роль глюонной компоненты** в этом процессе

Послесловие

Репликация ДНК ~ глюоны -> адроны