

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
Физический факультет,
Кафедра физики космоса

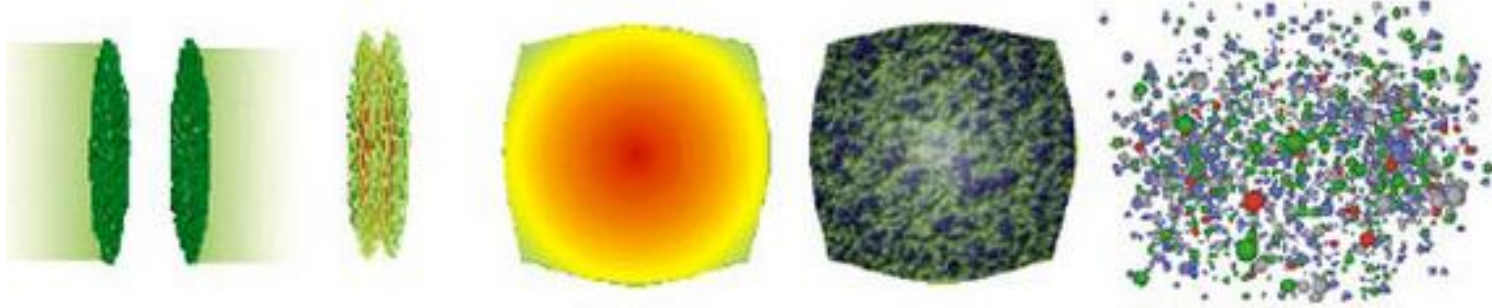
Студентка 1 курса магистратуры,
Пронина Елизавета.

Рождение очарованных мезонов при $PbPb$ столкновениях на LHC

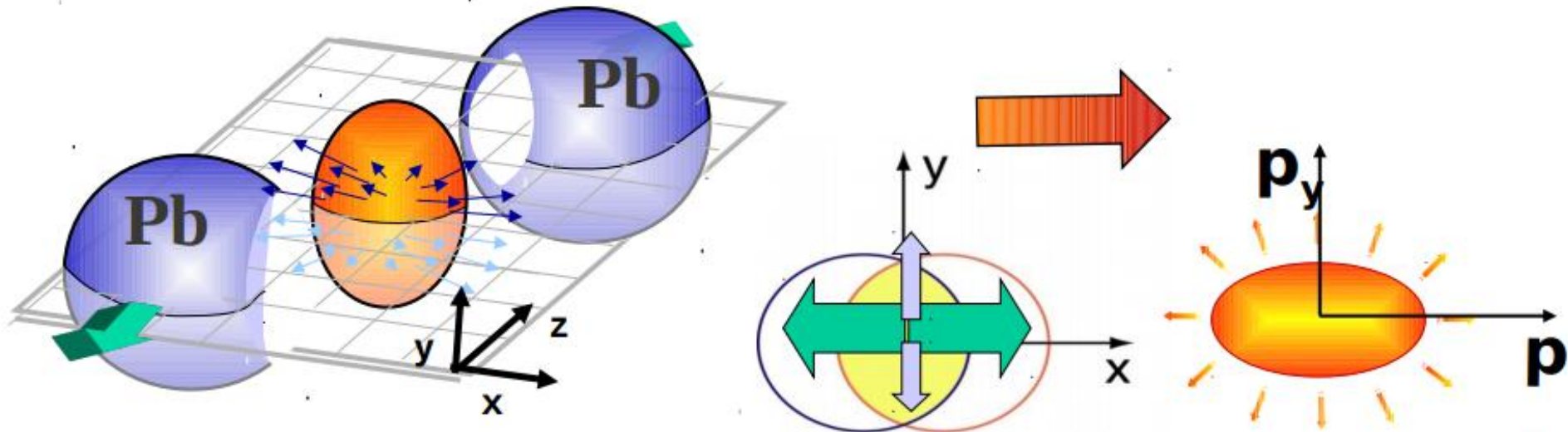
Научный руководитель д.ф.-м.н., в.н.с. И.П. Лохтин

Москва, 2016

Введение: Кварк-глюонная плазма и анизотропный поток частиц



Анизотропный поток частиц - гидродинамический (коллективный) эффект, проявляющийся в сильновзаимодействующей материи, образованной в релятивистских соударениях тяжелых ионов, и согласующийся с гипотезой ранней термализации системы и формированием кварк-глюонной плазмы.



Почему интересно изучать механизм рождения чармированных частиц в релятивистских столкновениях тяжелых ионов?

Современная картина множественного рождения частиц в (наиболее центральных) соударениях тяжелых ионов на RHIC и LHC согласуется с предположением о формировании горячей сильновзаимодействующей материи с гидродинамическими свойствами (“кварк-глюонная жидкость”), которая поглощает энергию кварков и глюонов вследствие их многократного рассеяния и потерь энергии в среде.

- Термализуются ли тяжелые кварки в кварк-глюонной плазме?
- Какая зависимость энергетических потерь кварков в среде от массы?
- Находятся ли очарованные адроны (D , J/ψ) в кинетическом равновесии со средой?

В этом докладе представлены результаты феноменологического анализа данных LHC по p_T -спектру и эллиптическому потоку очарованных адронов (D , J/ψ) в PbPb соударениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV в рамках двухкомпонентной модели HYDJET++.

Представлено также сравнение с данными RHIC.

HYDJET++

Модель HYDJET++ — программный пакет для моделирования событий методом Монте-Карло. **Модель является ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ**, в ней учитывается как гидродинамический механизм рождения адронов (“термализованная” **МЯГКАЯ КОМПОНЕНТА**), так и рождение, перераспределение и потери энергии жестких кварк-глюонных струй в плотной среде (**ЖЕСТКАЯ КОМПОНЕНТА**).

<http://cern.ch/lokhtin/hydjet++>

(latest version 2.2)

Оригинальная статья: I.Lokhtin, L.Malinina, S.Petrushanko, A.Snigirev, I.Arsene, K.Tywoniuk, Comp. Phys. Comm. 180 (2009) 779

Рождение очарованных адронов в HYDJET++

Термальное рождение (мягкая компонента) очарованных адронов J/ψ , D^0 , $\bar{D}^0$, D^+ , D^- , D_s^+ , D_s^- , Λ_c^+ , Λ_c^- описывается статистической моделью. (A.Andronic, P.Braun-Munzinger, K.Redlich, J.Stachel, Phys.Lett. B 571 (2003) 36; Nucl. Phys. A 789 (2007) 334)

$$N_D = \gamma_c N_D^{\text{th}} \frac{I_1(\gamma_c N_D^{\text{th}})}{I_0(\gamma_c N_D^{\text{th}})}, \quad N_{J/\psi} = \gamma_c^2 N_{J/\psi}^{\text{th}},$$

где N_D и $N_{J/\psi}$ – число D и J/ψ мезонов соответственно, N_D^{th} и $N_{J/\psi}^{\text{th}}$ – число D и J/ψ мезонов соответственно, вычисленное в термальной модели, I_1 и I_0 – функции Бесселя соответственно первого и нулевого порядков,

γ_c - коэффициент усиления чарма (фугативность) определяется из уравнения:

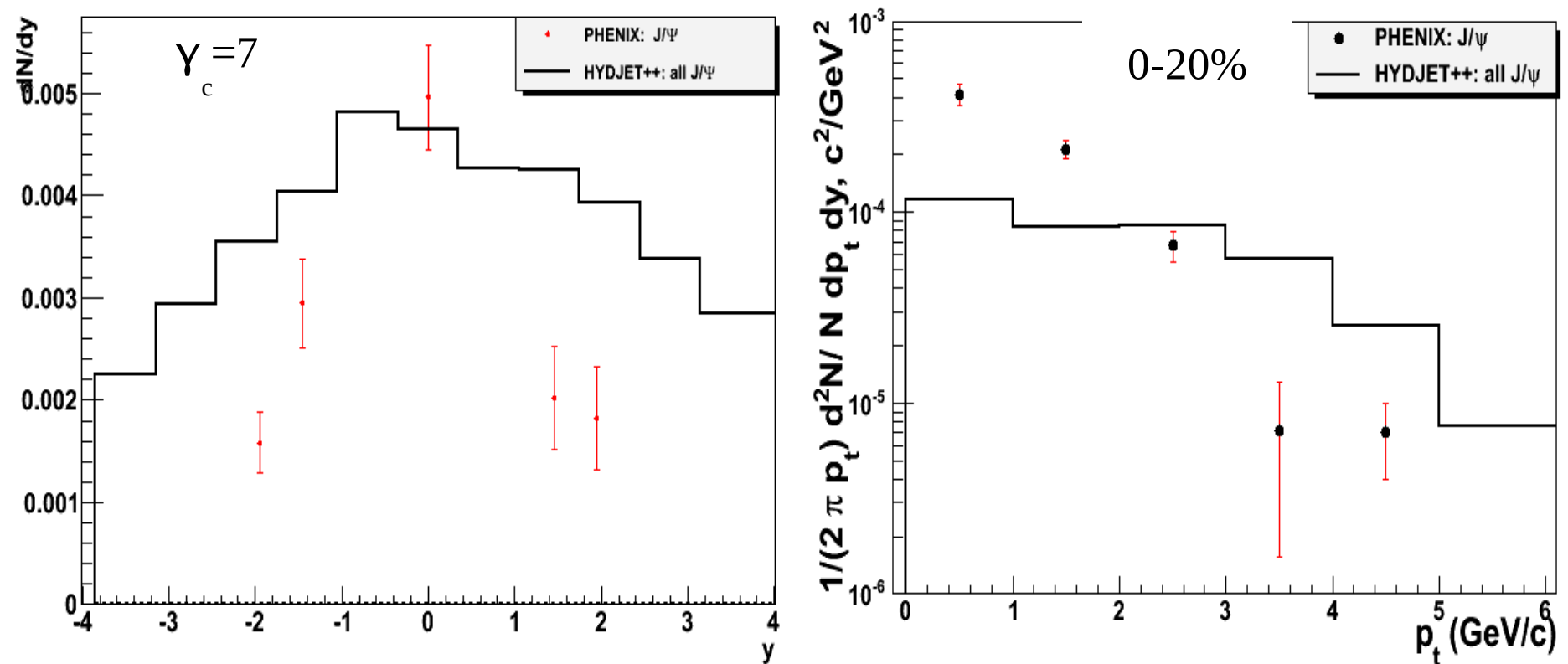
$$N_{cc} = 0.5 \gamma_c N_D^{\text{th}} \frac{I_1(\gamma_c N_D^{\text{th}})}{I_0(\gamma_c N_D^{\text{th}})} + \gamma_c^2 N_{J/\psi}^{\text{th}},$$

где число с-кварковых пар N_{cc} вычисляется с помощью генератора событий PYTHIA (фактор $K \sim 2$ применяется для учета высших поправок теории возмущений КХД) и умножается на число NN соударений для данного значения параметра удара ядро-ядерного взаимодействия.

Вклад **нетермализованной (жесткой) компоненты** в рождение очарованных адронов в HYDJET++ моделируется с помощью PYTHIA/PYQUEN и учитывает перерассеяние и потери энергии тяжелых кварков (b, c) в кварк-глюонной плазме.

Очарованные мезоны на RHIC (J/ψ)

I.P. Lokhtin et al., J.Phys.Conf.Ser. 270 (2011) 012060

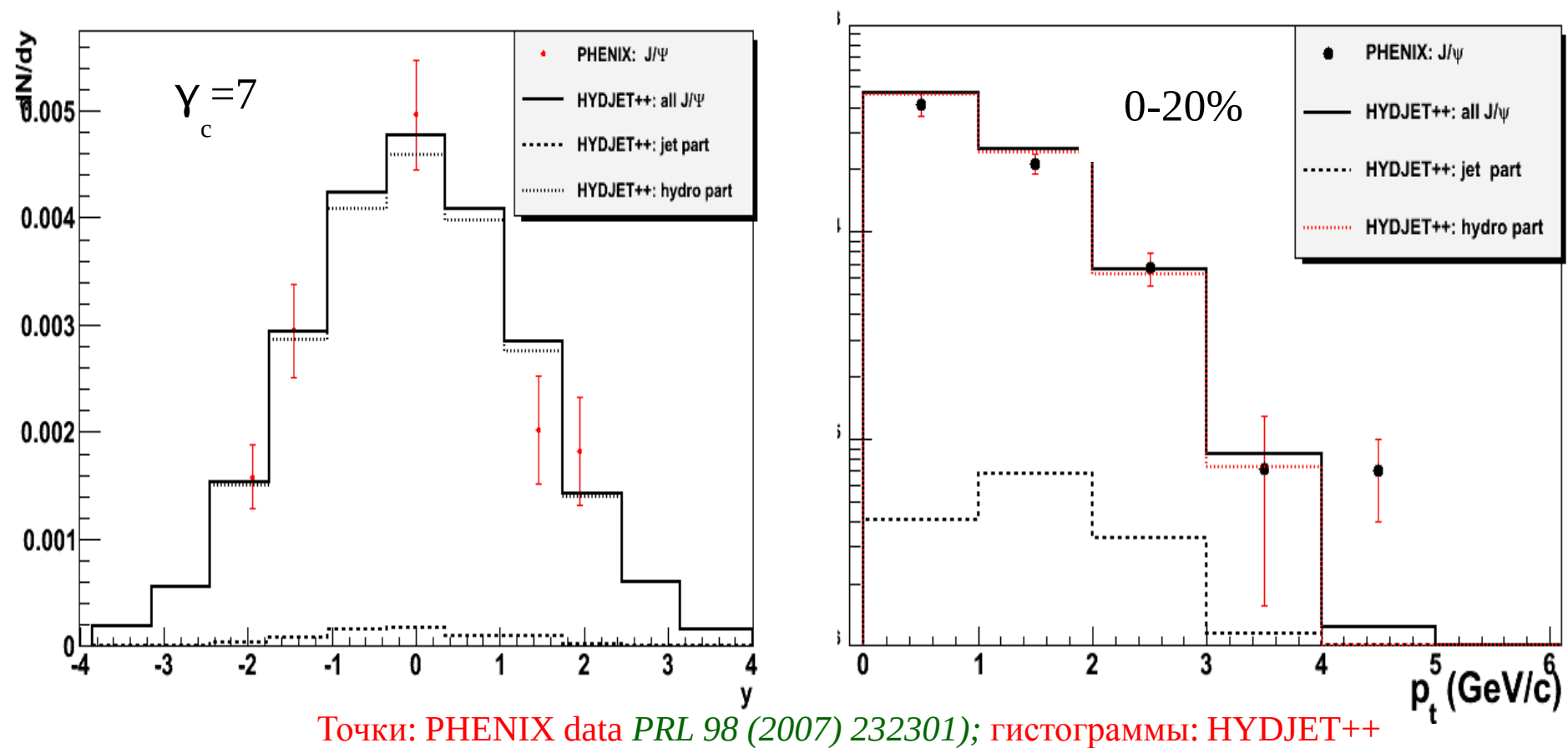


Точки: PHENIX data *PRL* 98 (2007) 232301); гистограммы: HYDJET++

Если термальные вымораживания J/ψ -мезонов и инклюзивных адронов происходят при одинаковой температуре, $T_{ch} = 100$ MeV ($\eta^{max} = 3.3$, $\rho_u^{max} = 1.1$), то смоделированный спектр J/ψ -мезонов гораздо шире, чем в экспериментальных данных.

Очарованные мезоны на RHIC (J/ψ)

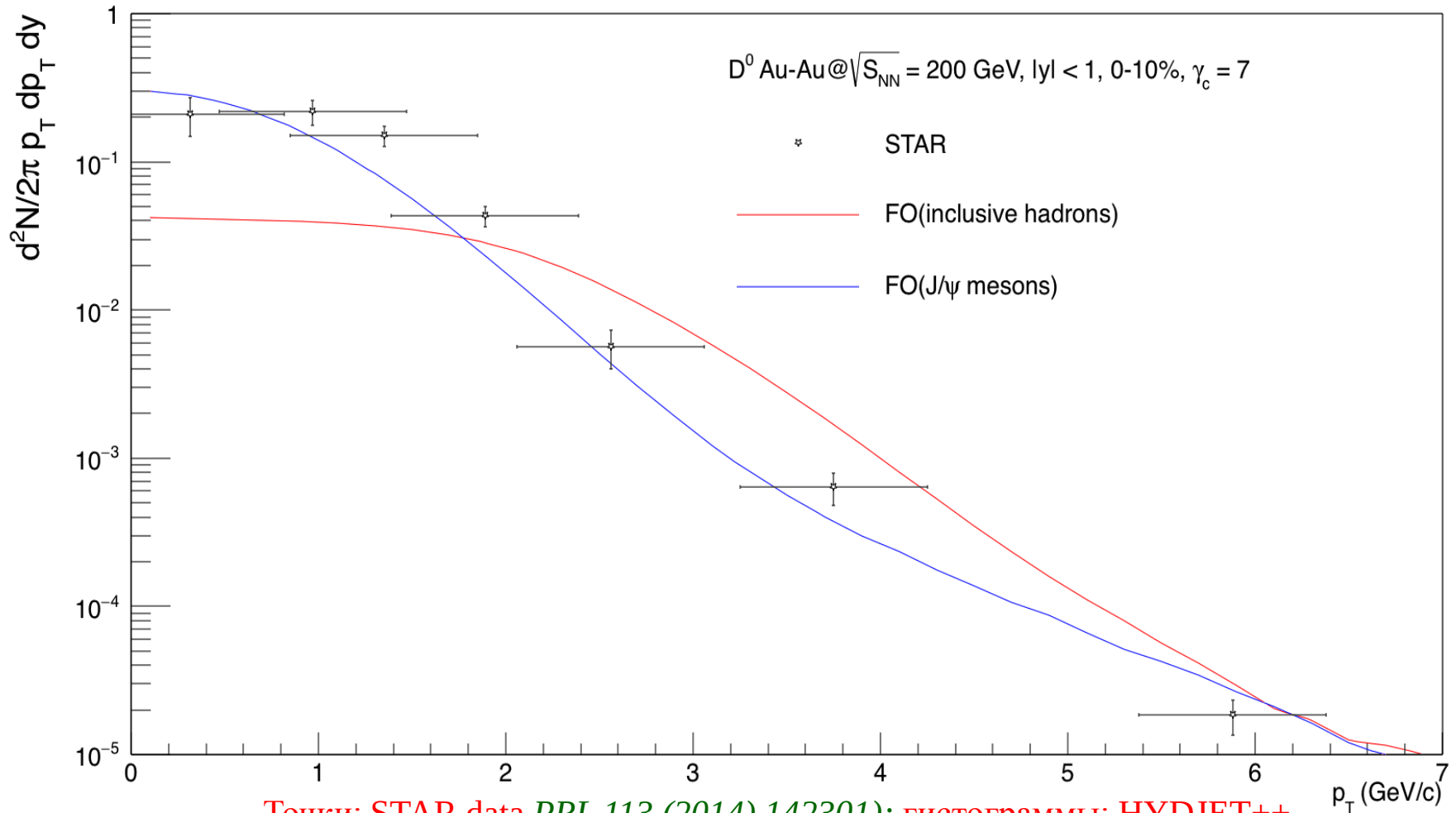
I.P. Lokhtin et al., J.Phys.Conf.Ser. 270 (2011) 012060



Точки: PHENIX data *PRL* 98 (2007) 232301); гистограммы: HYDJET++

Но если термальное вымораживание J/ψ-мезонов происходит при той же температуре, что и химическое вымораживание, $T_{th}(J/\psi) = T_{ch} = 165 \text{ MeV}$ ($\eta^{max} = 1.1$, $\rho_u^{max} = 0.5$), то смоделированный спектр J/ψ-мезонов соответствует экспериментальным данным.

Очарованные мезоны на RHIC (D)



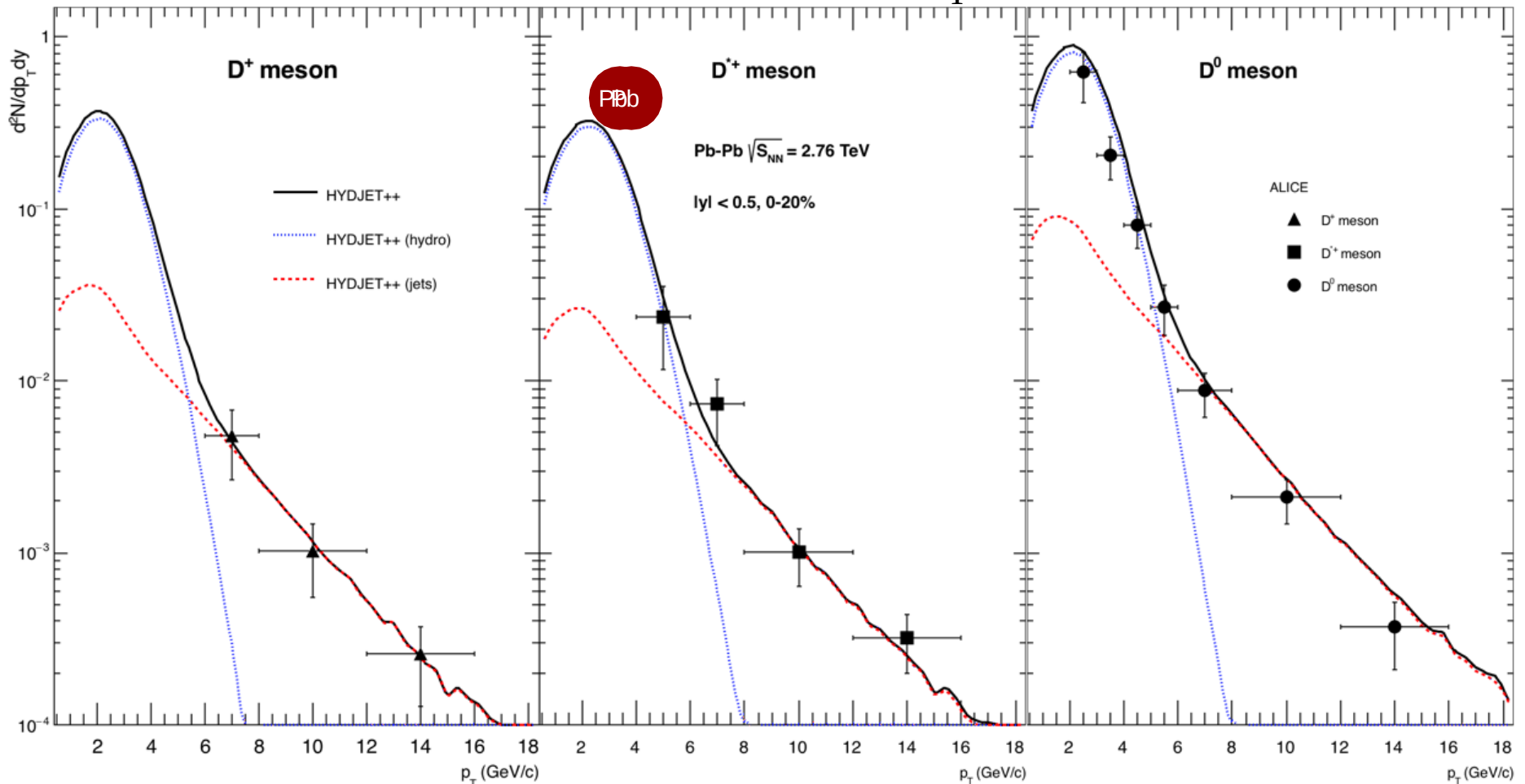
Смоделированный p_T -спектр соответствует экспериментальным данным, если параметры вымораживания D и J/ ψ -мезонов одинаковы:

$$T_{th}(J/\psi) = T_{ch} = 165 \text{ MeV } (\eta^{\max} = 1.1, \rho_u^{\max} = 0.5)$$

Очарованные мезоны на RHIC (итог)

- p_T -спектры D и J/ψ – мезонов в наиболее центральных соударениях AuAu могут быть воспроизведены двухкомпонентной моделью, включающей гидродинамическую (мягкую) и струйную (жесткую) компоненты, с одинаковыми параметрами вымораживания.
- Термальное вымораживание очарованных мезонов происходит заметно до термального вымораживания легких адронов, предположительно при химическом вымораживании.
- Таким образом, D и J/ψ -мезоны не находятся в кинетическом равновесии с образованной термализованной средой.

D-мезоны на LHC (p_T-спектр)

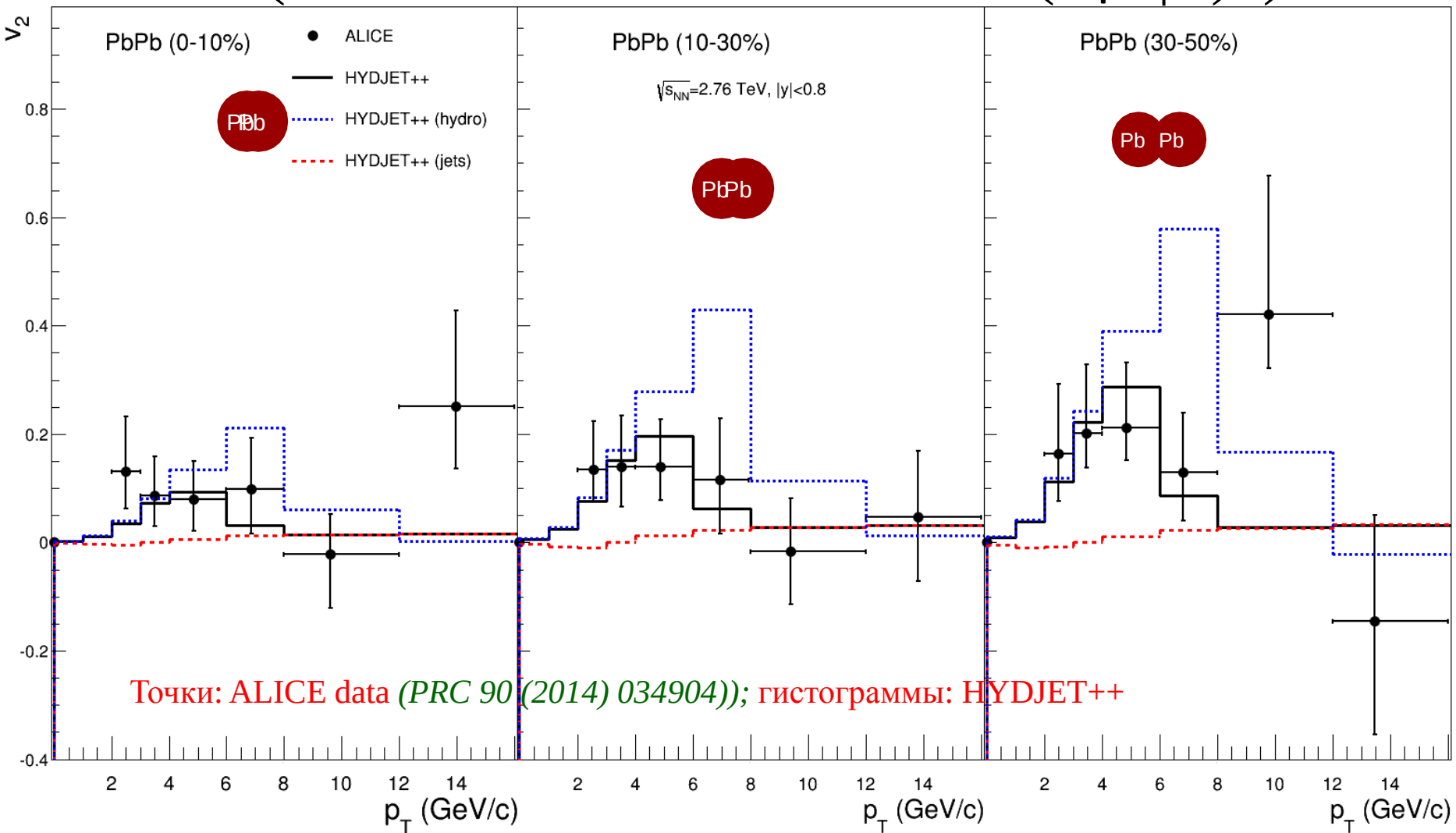


Точки: ALICE data (*JHEP* 1209 (2012) 112); гистограммы: HYDJET++
 (T = 105 MeV, T = 165 MeV, $\eta^{\max} = 4.5$, $\rho_u^{\max} = 1.265$, $\Upsilon = 11.5$, P_{th} = 8.2 GeV/c)
 ch c T min

HYDJET++ воспроизводит p_T-спектры D-мезонов и инклюзивных адронов с одинаковыми параметрами вымораживания ⇒ значительная часть D-мезонов (мягкая компонента) находится в кинетическом равновесии со средой; жесткая компонента становится преобладающей при высоких p_T

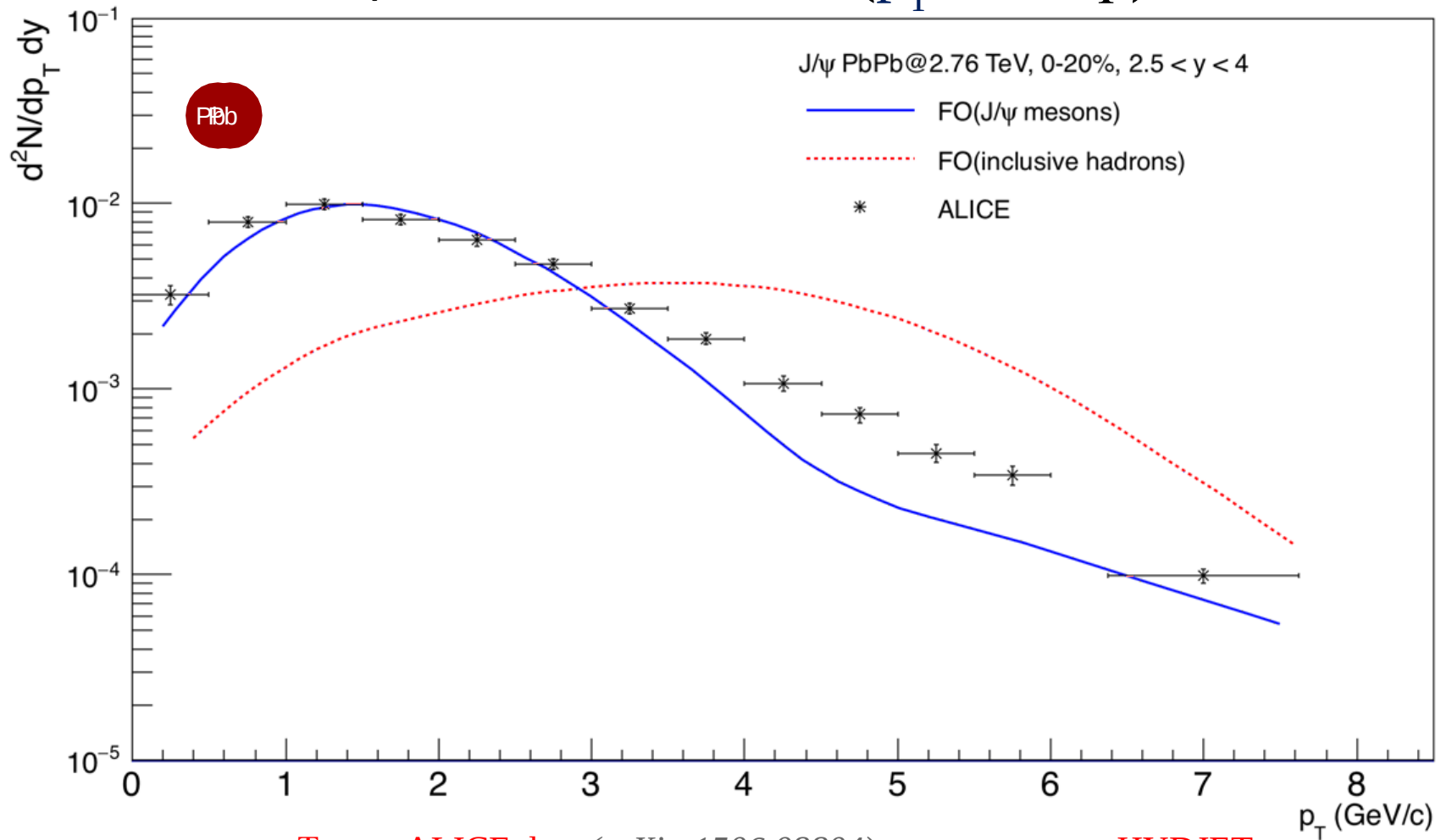
D-мезоны на LHC

(эллиптический поток $v_2 = \langle \cos(2\phi - \psi_R) \rangle$)



HYDJET++ воспроизводит $v_2(p_T)$ для D-мезонов с такими же параметрами вымораживания, как и у инклюзивных адронов $\Rightarrow$ **значительная часть D-мезонов** (мягкая компонента) находится в кинетическом равновесии со средой;
жесткая компонента становится преобладающей при высоких p_T

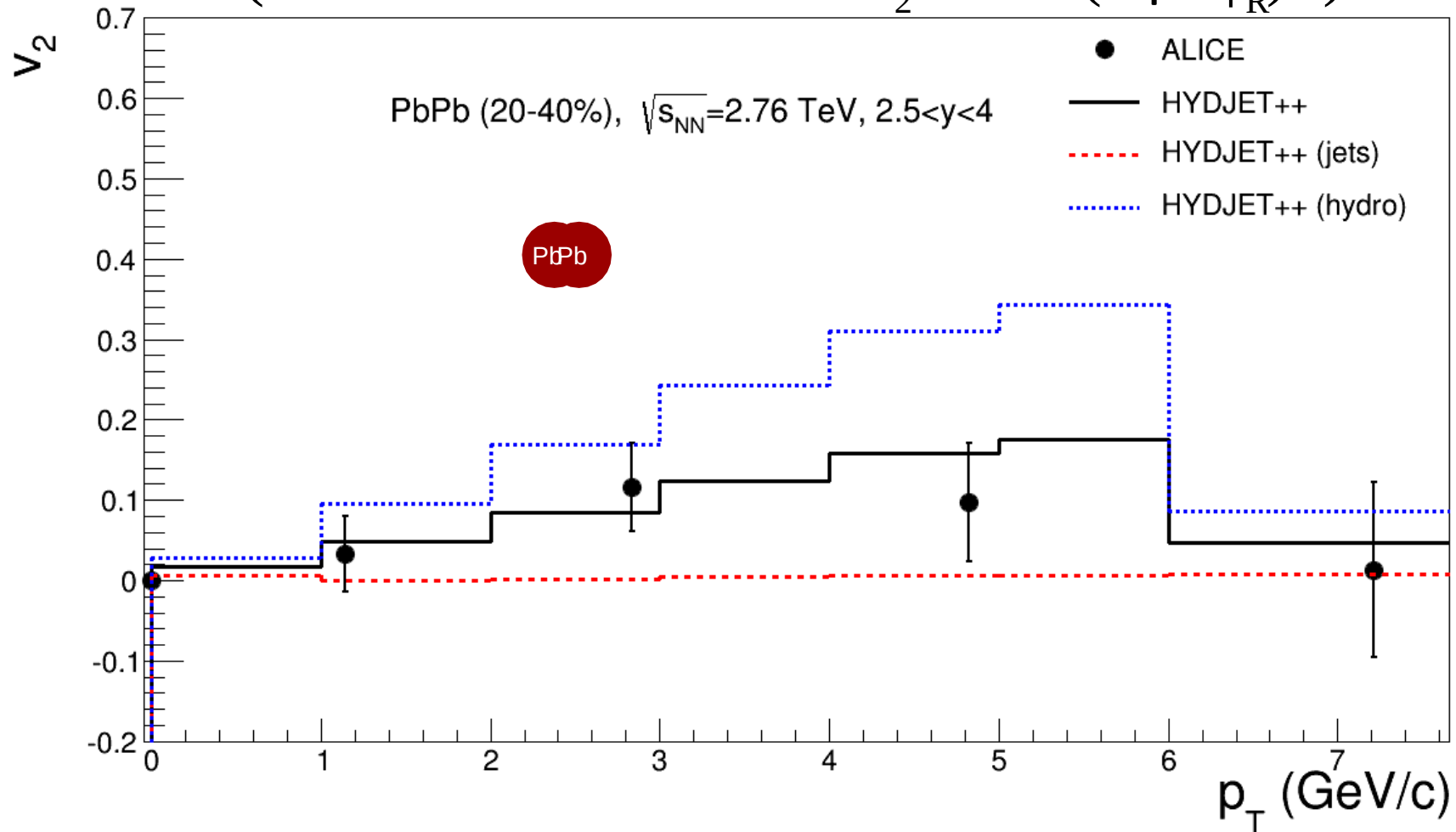
J/ψ-мезоны на LHC (p_T -спектр)



Точки: ALICE data ([arXiv:1506.08804](https://arxiv.org/abs/1506.08804)); гистограммы: HYDJET++
 $(T_{th} = T_{ch} = 165 \text{ MeV}, \eta^{max} = 2.3, \rho_u^{max} = 0.6, \gamma_c = 11.5, P_{Tmin} = 3.0 \text{ GeV/c})$

HYDJET++ воспроизводит p_T -спектр с отличающимися параметрами вымораживания J/ψ-мезонов (вплоть до $\sim 3 \text{ GeV/c}$) и инклюзивных адронов $\Rightarrow$ кинетическое вымораживание мягкой компоненты J/ψ-мезонов происходит до вымораживания легких адронов; жесткая компонента становится преобладающей при средних и высоких p_T

J/ψ-мезоны на LHC (эллиптический поток $v_2 = \langle \cos(2\phi - \psi_R) \rangle$)



Точки: ALICE data (*PRL* 111 (2013) 162301); гистограммы: HYDJET++

HYDJET++ воспроизводит $v_2(p_T)$ для J/ψ-мезонов и инклюзивных адронов с отличающимися параметрами вымораживания $\Rightarrow$ кинетическое вымораживание термальной компоненты J/ψ-мезонов происходит до вымораживания легких адронов; нетермальная компонента становится преобладающей при средних и высоких p_T .

Очарованные мезоны на LHC (итог)

- p_T -спектры и эллиптический поток D и J/ψ -мезонов в PbPb соударениях могут быть описаны двухкомпонентной моделью, включающей гидродинамическую (мягкую) и струйную (жесткую) компоненты (для D -мезонов с такими же параметрами вымораживания, как и у инклюзивных адронов, а для J/ψ -мезонов с отличающимися).
 - Термальное вымораживание D -мезонов происходит одновременно с термальным вымораживанием легких адронов, а термальное вымораживание J/ψ -мезонов происходит заметно до термального вымораживания легких адронов, предположительно при химическом вымораживании.
 - Таким образом, значительная часть D -мезонов (вплоть до $p \sim 4$ GeV/c) находится в кинетическом равновесии с образованной термализованной средой, когда как J/ψ -мезоны – еще нет.
- Хорошее согласие результатов вычислений с данными свидетельствует о важности учета перерассеяния и энергетических потерь тяжелых кварков в горячей материи и адекватности моделирования данного процесса в генераторе событий HYDJET++.
- Высокая степень термализации s -кварков в кварк-глюонной плазме достигнута в PbPb столкновениях на LHC.

В заключение хотелось бы выразить благодарность научному руководителю д.ф.-м.н., в.н.с. И.П.Лохтину, а также другим соавторам работы: Беляеву А.В., Пониматкину Г., Эйюбовой Г.Х.

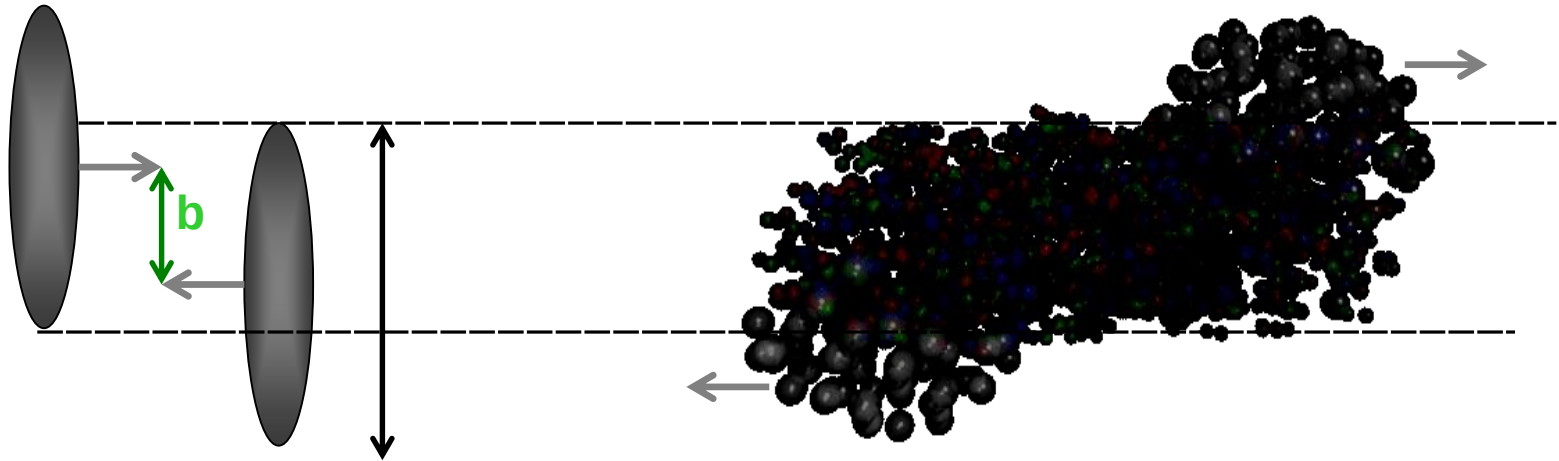
Работа выполнена при поддержке **гранта РНФ № 14-12-000110**.

Литература

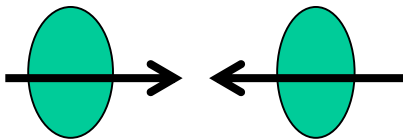
1. Lokhtin I.P., Belyaev A.V., Eyyubova G.Kh, Ponimatkin G., Pronina E.Yu, “Thermal and non-thermal charmed meson production in heavy ions collisions at the LHC”, J. Phys. Conf. Ser. 668 (2016) 012068
2. Lokhtin I.P., Belyaev A.V., Eyyubova G., Ponimatkin G., Pronina E.Yu, “Spectra and elliptic flow of charmed hadrons in HYDJET++ model”, Proceedings of Science EPS-HEP2015 (2015) 214
3. I.P. Lokhtin, A.V. Belyaev, G.Kh. Eyyubova, G. Ponimatkin, E.Yu. Pronina, “Charmed meson production pattern in PbPb collisions at the LHC”, arXiv:1601.00799

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СЛАЙДЫ

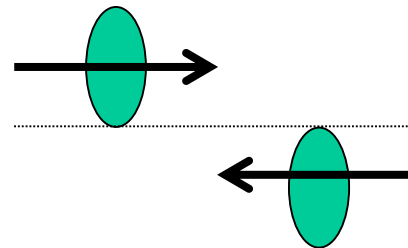
Центральность ядро-ядерного взаимодействия



центральное соударение

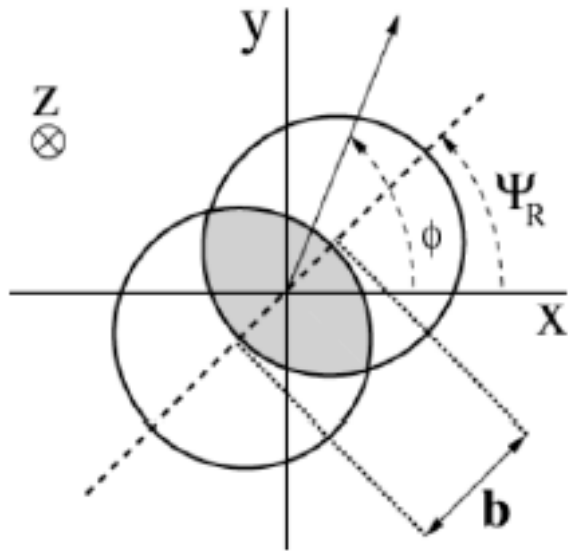


периферическое столкновение



Разложение анизотропного потока по гармоникам Фурье

В процессе термализации рожденного вещества, вследствие первичной анизотропии области перекрытия сталкивающихся ядер, возникает различный градиент давления в **плоскости реакции** и вне ее.



Начальная азимутальная анизотропия области перекрытия ядер преобразуется с помощью гидродинамического механизма (градиент давления, возникающий вследствие коллективной скорости) в конечную анизотропию азимутального импульсного распределения выхода частиц, которая характеризуется ν_n .

Разложение в ряд Фурье распределения частиц по азимутальному углу по отношению к плоскости реакции:

$$\frac{dN}{d\phi} = N_0 \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \nu_n \cos[n(\phi - \Psi_R)] \right)$$

Где N – число частиц в событии, Ψ_R — азимутальный угол плоскости реакции.

Компонента ν_2 называется **эллиптическим потоком**.

Изучение азимутальной анизотропии спектра частиц в релятивистских соударениях тяжелых ионов позволяет получить информацию о степени термализации системы и ее коллективном поведении.

Генерация анизотропного потока в HYDJET++ (мягкая компонента)

Эллиптический поток v_2

- пространственная модуляция поверхности вымораживания
- модуляция скоростей жидкости на поверхности

$$v_2 \propto \frac{2(\delta - \epsilon)}{(1 - \delta^2)(1 - \epsilon^2)}$$

Пространственная анизотропия

$$\epsilon(b) = \frac{R_y^2 - R_x^2}{R_y^2 + R_x^2},$$

$R(b)$ – радиус поверхности

Импульсная анизотропия

$$\tan \varphi_u = \sqrt{\frac{1 - \delta(b)}{1 + \delta(b)}} \tan \varphi.$$

φ_u : азимутальный угол вектора скорости жидкости

φ : пространственный азимутальный угол

Триангулярный поток v_3

Пространственная модуляция поверхности вида $\cos(3\phi)$ с независимой фазой Ψ_3 и параметром ϵ_3

$$R(b, \phi) = R_f(b) \frac{\sqrt{1 - \epsilon^2(b)}}{\sqrt{1 + \epsilon(b) \cos 2\phi}} [1 + \epsilon_3(b) \cos 3(\phi + \Psi_3^{\text{RP}})]$$

Параметры $\epsilon(b_0)$, $\epsilon_3(b_0)$ и $\delta(b_0)$ подбираются из фита данных

HYDJET++ (мягкая компонента)

- ✓ Множественность определяется в предположении **термального равновесия**
- ✓ Адроны рождаются на гиперповерхности, представленной **параметризацией** релятивистской гидродинамики с заданными условиями вымораживания
- ✓ **Химическое и кинетическое вымораживания** разделены
- ✓ Распады от **адронных резонансов** учтены (360 частиц из SHARE data table)
- ✓ Написано в рамках программной среды **ROOT** (C++)
- ✓ Содержит 16 **свободных параметров** (но это число может быть уменьшено до 9)

HYDJET++ (мягкая компонента):

ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

- 1-5. Термодинамические параметры химического вымораживания: T^{ch} , $\{\mu_B, \mu_S, \mu_C, \mu_Q\}$ (вычисление T^{ch} , μ_B и μ_S , используя феноменологическую параметризацию $\mu_B(\sqrt{s})$, $T^{\text{ch}}(\mu_B)$, предусмотрено).
- 6-7. Фактор подавления выхода странных частиц $\gamma_S \leq 1$ и коэффициент усиления выхода очарованных частиц $\gamma_C \geq 1$ (использование феноменологической параметризации $\gamma_S(T^{\text{ch}}, \mu_B)$ и вычисление γ_C предусмотрено).
- 8-9. Термодинамические параметры термального вымораживания: T^{th} и μ_π -эффективный химический потенциал позитивно заряженных пионов.
- 10-12. Параметры термального вымораживания: подходящее время τ_f , его стандартное отклонение (продолжительность эмиссии) $\Delta\tau_f$, максимальный поперечный радиус R_f .
13. Максимальная быстрота поперечного потока термального вымораживания ρ_u^{max}
14. Максимальная быстрота продольного потока термального вымораживания η^{max} .
15. Параметр анизотропии потока: $\delta(b) \rightarrow u^\mu = u^\mu(\delta(b), \varphi)$
16. Координаты анизотропии: $\epsilon(b) \rightarrow R_f(b) = R_f(0) [V_{\text{eff}}(\epsilon(0), \delta(0)) / V_{\text{eff}}(\epsilon(b), \delta(b))]^{1/2} [N_{\text{part}}(b) / N_{\text{part}}(0)]^{1/3}$

Для прицельного параметра диапазон bmin-bmax:

$$V_{\text{eff}}(b) = V_{\text{eff}}(0) N_{\text{part}}(b) / N_{\text{part}}(0), \quad \tau_f(b) = \tau_f(0) [N_{\text{part}}(b) / N_{\text{part}}(0)]^{1/3}$$

HYDJET++ (жесткая компонента): PYQUEN (PYthia QUENched)

Начальные партонные конфигурации
PYTHIA6.4 w/o hadronization: mstp(111)=0

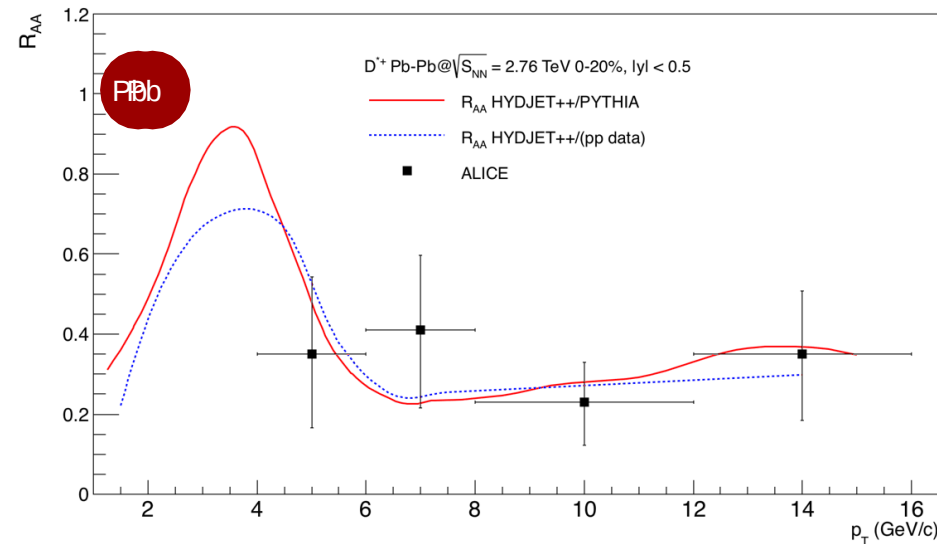
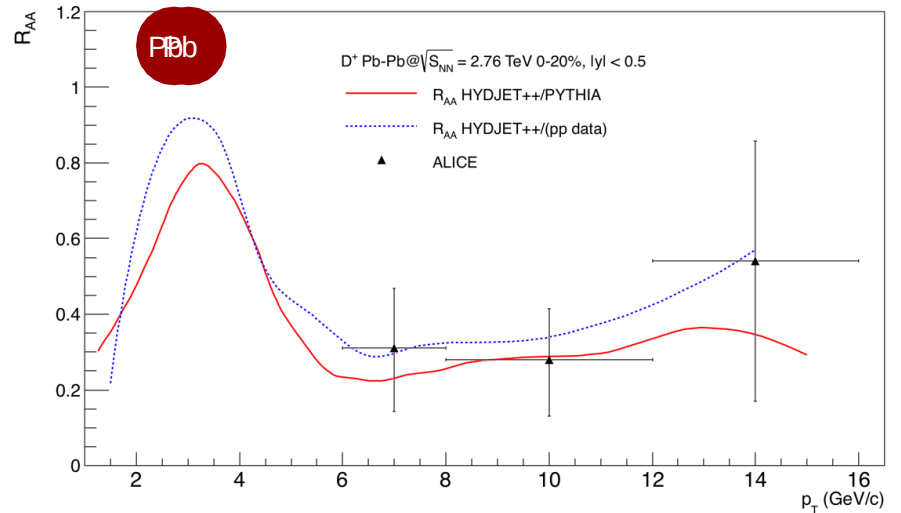
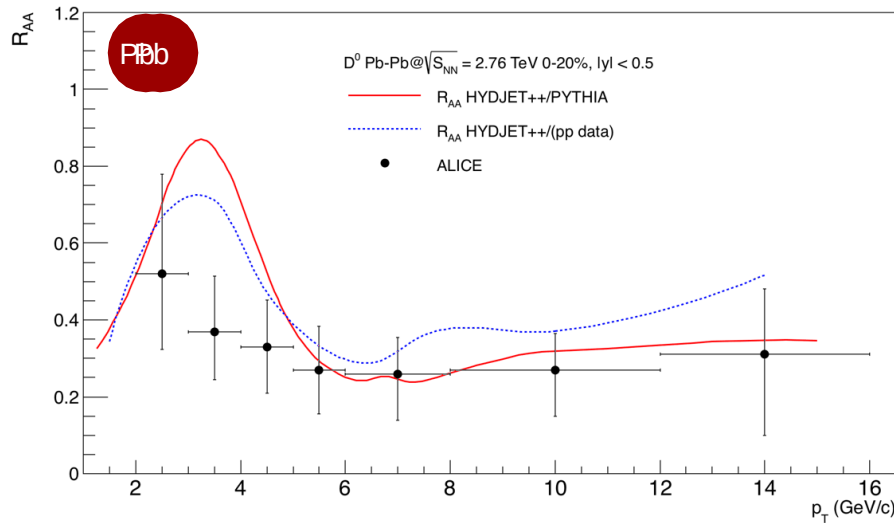
Партонные перерассеяния & потери энергии (столкновения, излучения) + излученные g
PYQUEN rearranges partons to update ns strings

Партонная адронизация и конечное формирование частиц
PYTHIA6.4 with hadronization: call PYEXEC

3 параметра модели: начальная максимальная КГП температура T_0 , время формирования КГП τ_0 и число действующих ароматов кварков в КГП N_0 (+ наименьший p_T жесткого процесса P_{Tmin} указывает на число жестких соударений)

D-мезоны на LHC (фактор ядерной модификации R_{AA})

$$R_{AA} = \frac{\sigma_{pp}^{inel}}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{AA} / dp_T d\eta}{d^2 \sigma_{pp} / dp_T d\eta} \sim \frac{\text{“OCD Medium”}}{\text{“QCD Vacuum”}} \left\{ \begin{array}{l} R_{AA} > 1: \text{усиление} \\ R_{AA} = 1: \text{нет эффекта} \\ R_{AA} < 1: \text{подавление} \end{array} \right.$$

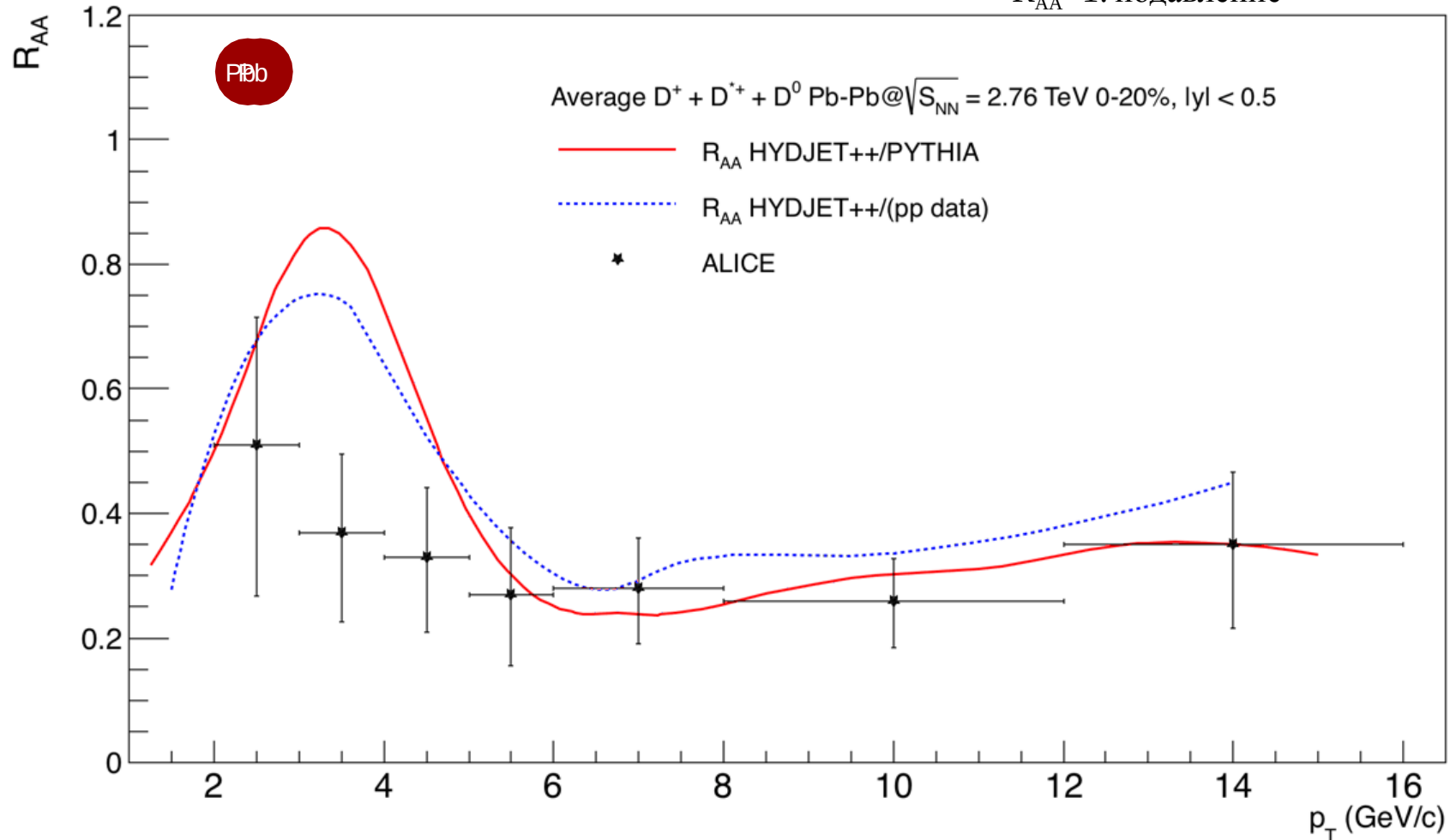


Точки: ALICE data (*JHEP* 1209 (2012) 112);
гистограммы: HYDJET++

HYDJET++ воспроизводит $R_{AA}(p_T)$ для
D-мезонов вплоть до высоких p_T

D-мезоны на ЛНС (фактор ядерной модификации R_{AA})

$$R_{AA} = \frac{\sigma_{pp}^{inel}}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{AA} / dp_T d\eta}{d^2 \sigma_{pp} / dp_T d\eta} \sim \frac{\text{“OCD Medium”}}{\text{“QCD Vacuum”}} \left\{ \begin{array}{l} R_{AA} > 1: \text{усиление} \\ R_{AA} = 1: \text{нет эффекта} \\ R_{AA} < 1: \text{подавление} \end{array} \right.$$

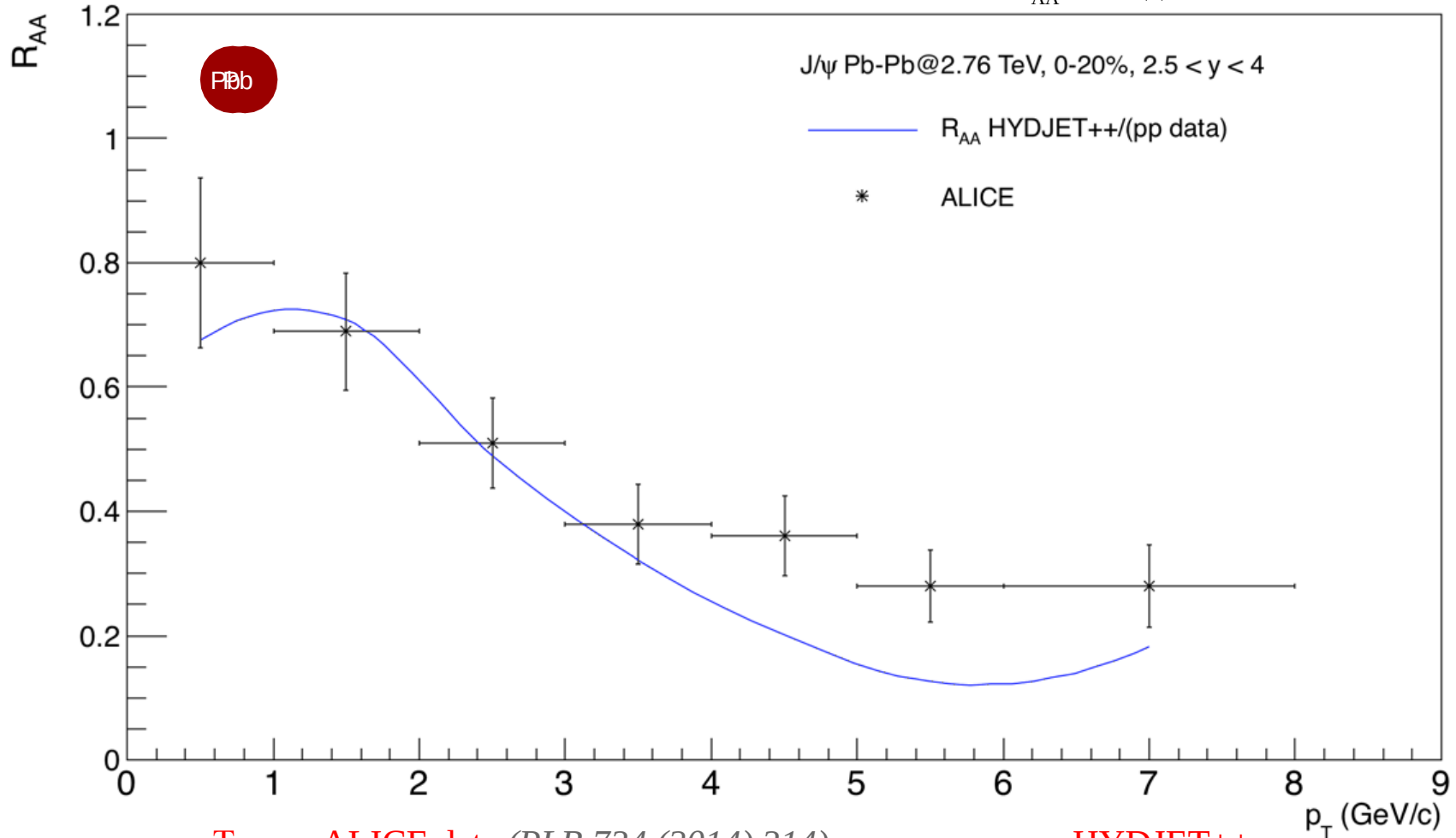


Точки: ALICE data (*JHEP* 1209 (2012) 112); гистограммы: HYDJET++

HYDJET++ воспроизводит $R_{AA}(p_T)$ для D-мезонов до высоких p_T

J/ψ-мезоны на LHC (фактор ядерной модификации R_{AA})

$$R_{AA} = \frac{\sigma_{pp}^{inel}}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{d^2 N_{AA} / dp_T d\eta}{d^2 \sigma_{pp} / dp_T d\eta} \sim \frac{\text{"OCD Medium"}}{\text{"QCD Vacuum"}} \left\{ \begin{array}{l} R_{AA} > 1: \text{усиление} \\ R_{AA} = 1: \text{нет эффекта} \\ R_{AA} < 1: \text{подавление} \end{array} \right.$$



Точки: ALICE data (PLB 734 (2014) 314); гистограммы: HYDJET++

Подавление мягкой и жесткой компонент в HYDJET++ позволяет нам качественно воспроизводить импульсную зависимость фактора подавления J/ψ-мезонов в PbPb столкновениях на LHC