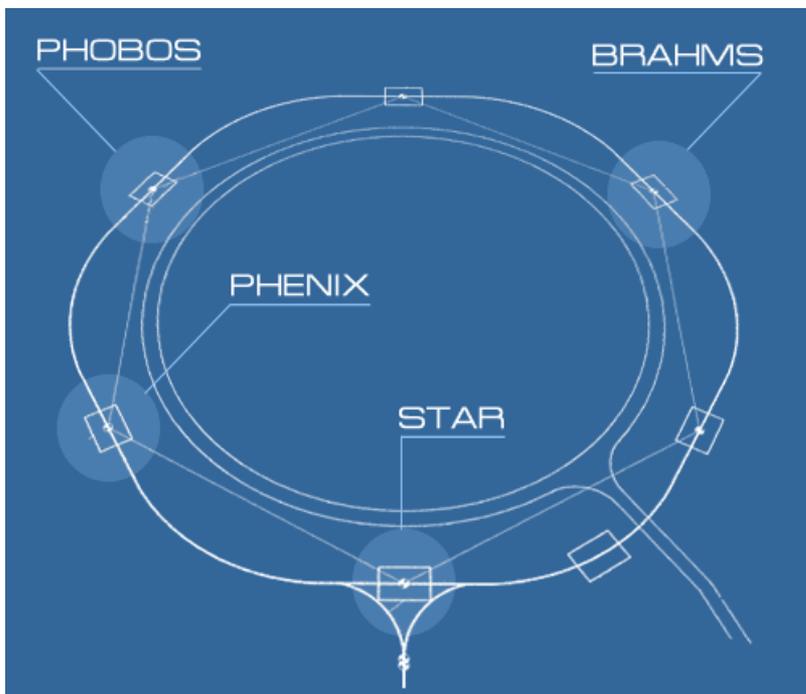


Рождение ϕ -мезонов в $p+p$, $d+Au$,
 $Cu+Cu$ и $Au+Au$ взаимодействиях при
энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ и 200 ГэВ в
эксперименте ФЕНИКС

Д.О. Котов (НИЯФ, СПбГУ)

Коллайдер RHIC

- Коллайдер RHIC (Брукхейвенская национальная лаборатория, США) является одним из крупнейших действующих ускорителей по изучению взаимодействий пучков релятивистских ионов при высоких энергиях.
- КХД на решётке предсказывает адрон-кварковый фазовый переход ядерной материи в условиях экстремально больших плотностей энергии ($\epsilon > 1$ ГэВ/фм³) и температур ($T \sim 170$ МэВ);
- Подобные условия могут реализовываться в столкновениях тяжёлых релятивистских ядер

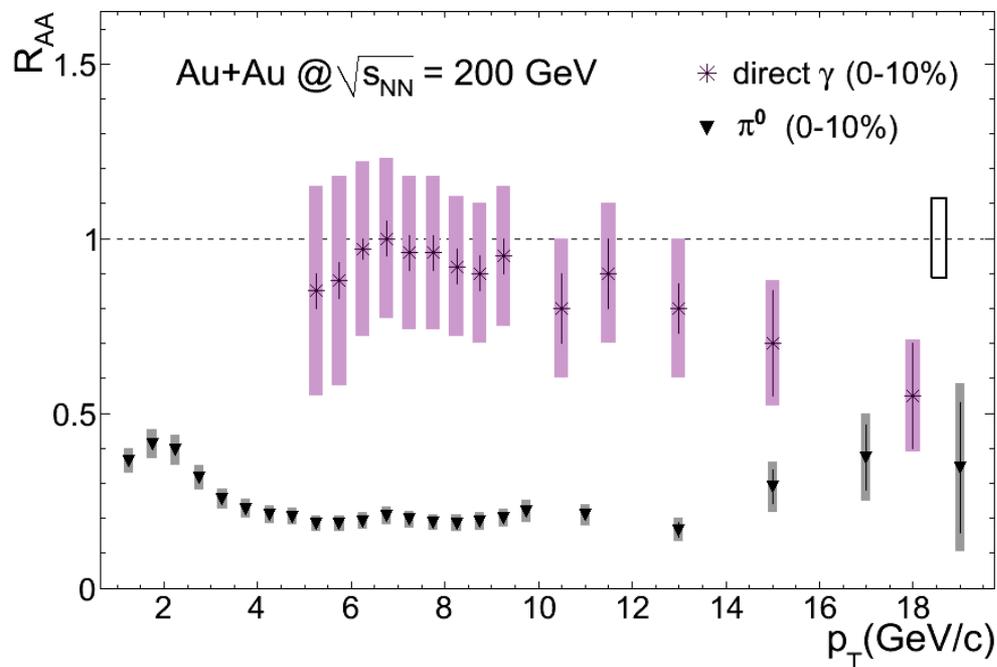


| Система ядер | $\sqrt{s_{NN}}$, ГэВ |
|-----------------------|------------------------|
| Au+Au | 7, 9, 39, 62, 130, 200 |
| d+Au | 200 |
| Cu+Cu | 22, 62, 200 |
| $p\uparrow+p\uparrow$ | 22, 62, 200, 500 |

Актуальность (I)

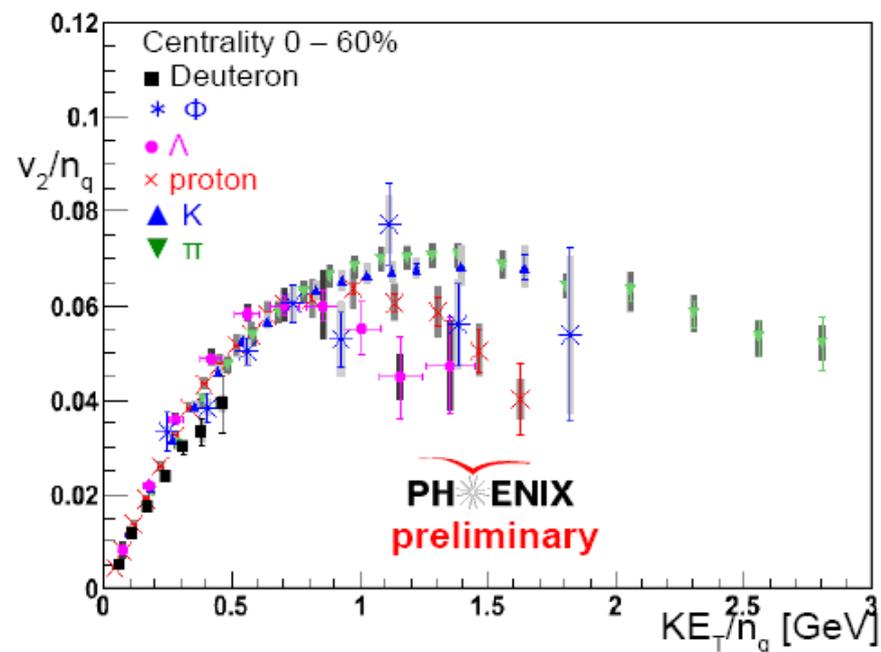
В 2005 году ряд открытий позволил всем коллаборациям на RHIC сделать заявление об обнаружении сильновзаимодействующей кварк-глюонной плазмы – «идеальной жидкости» с партонными степенями свободы.

Эффект гашения струй



- Выход π^0 -мезонов подавлен пятикратно;
- Выход прямых γ не подавлен до $p_T \sim 14$ ГэВ/с:
- ✓ энергетические потери жёстких партонов в плотной ядерной среде в конечном состоянии.

Эллиптические потоки

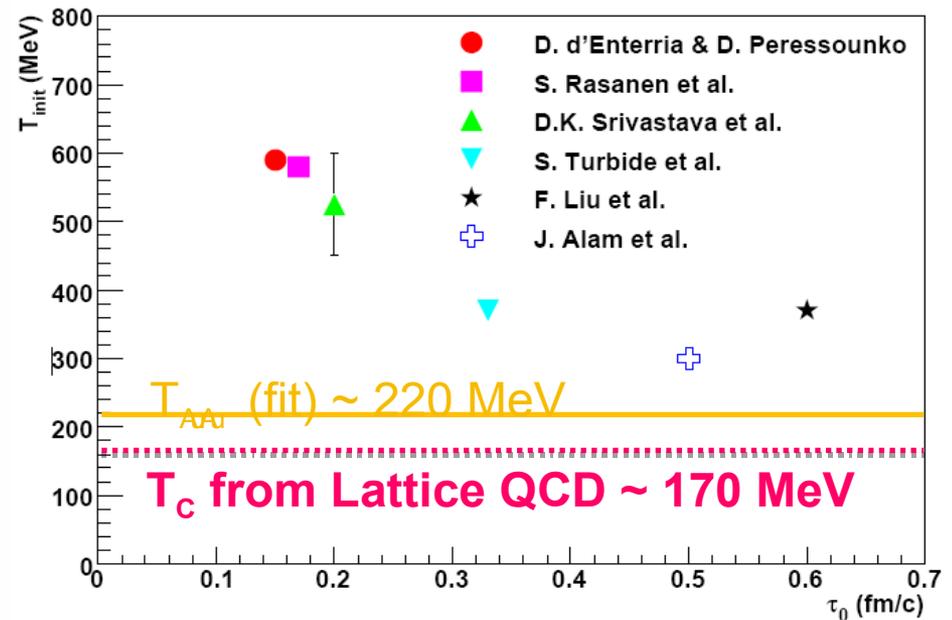
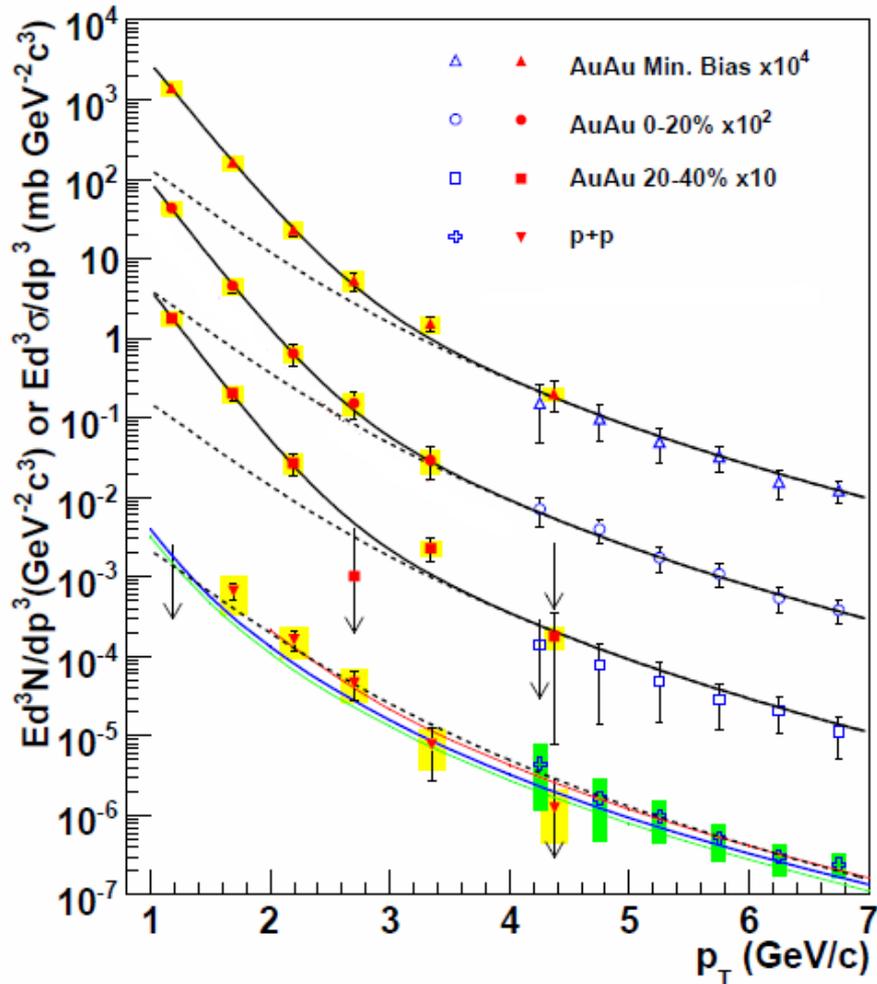


- Универсальное скалирование v_2 на число кварков n_q при $KE_T/n_q < 1.0$ ГэВ:
 - ✓ идеальная жидкость с партонными степенями свободы;
- Нарушение скейлинга при $KE_T/n_q > 1.0$ ГэВ, говорит о включении иных механизмов рождения частиц.

Актуальность (II)

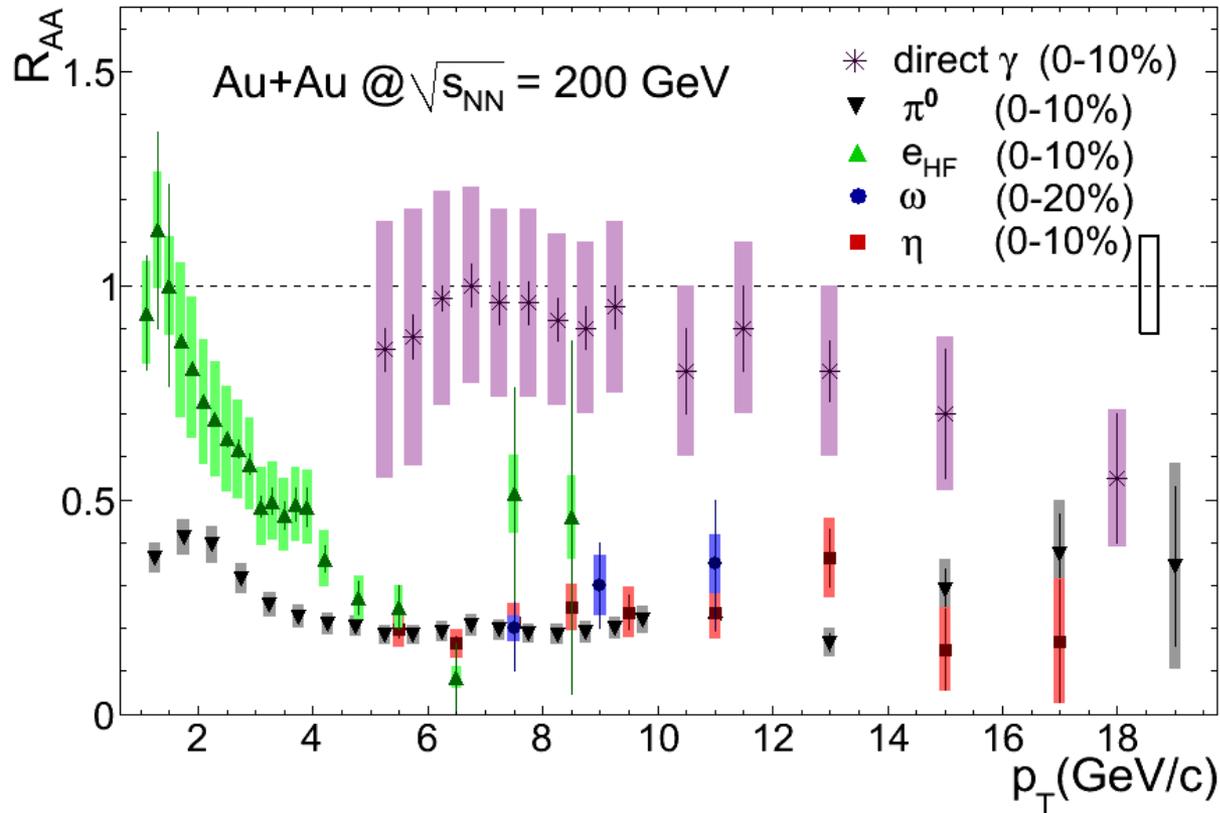
Температура среды, спектры рождения прямых фотонов

- Расчёты пКХД находятся в соответствии с результатами p+p до $p_T \sim 1$ ГэВ/с;
- Au+Au результаты превышают $(p+p)^* \langle N_{part} \rangle$ при $p_T < 2.5$ ГэВ/с;



- В случае аппроксимации Au+Au данных экспоненциальной функцией: $T \sim 220$ МэВ;
- Модельные оценки дают значения T в пределах 300-600 МэВ.

Актуальность (III)

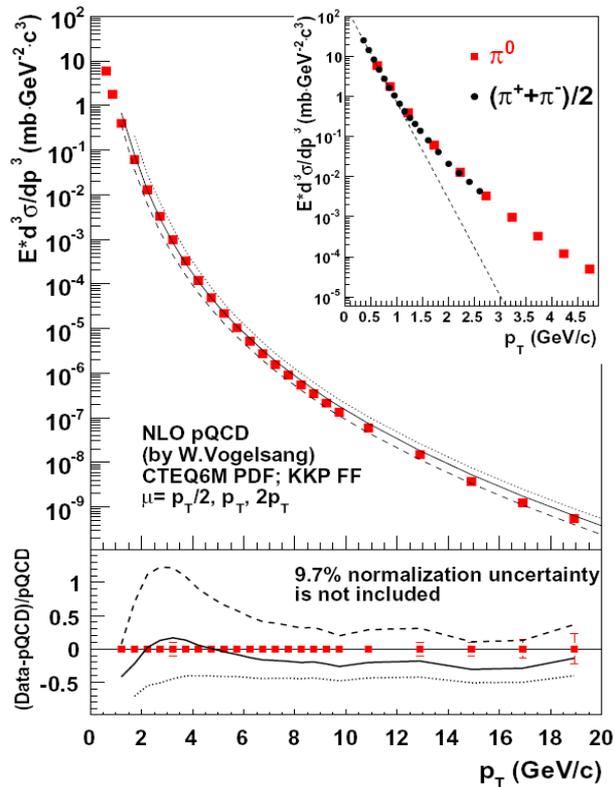


- Эффект гашения струй – подавление выходов адронов в области больших $p_T > 5.0$ ГэВ/с:
 - ✓ π^0 , ω , η - энергетические потери жестко рассеянных партонов (u, d, s кварки);
 - ✓ Выход e_{HF} обнаружил аналогичную для лёгких кварков степень подавления;
 - ✓ Выход прямых γ не подавлен вплоть до $p_T \sim 14$ ГэВ/с, при $p_T > 14$ ГэВ/с – изоспиновые эффекты.

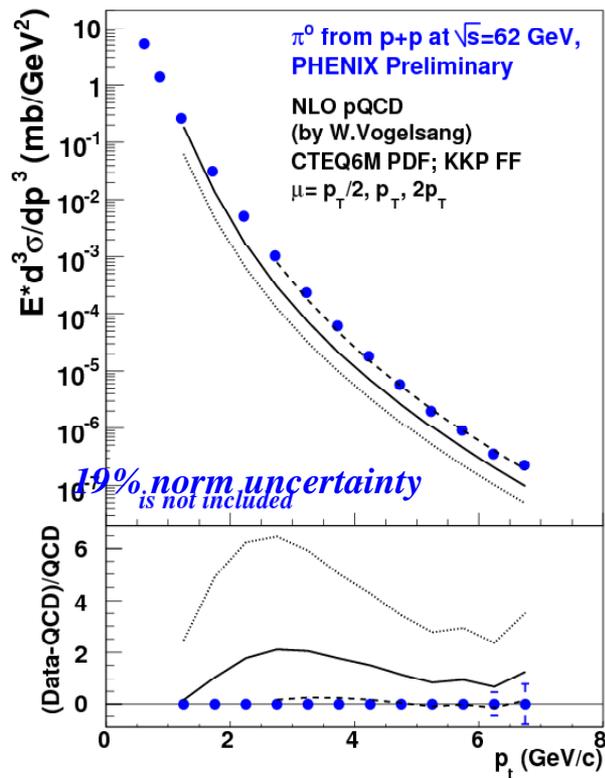
Актуальной задачей является измерение выходов как можно большего количества различных типов частиц различной массы, в частности ϕ -мезонов (изучение энергетических потерь s-кварков в области больших поперечных импульсов).

Актуальность (IV)

Phys. Rev. D 76, 051106 (2007)



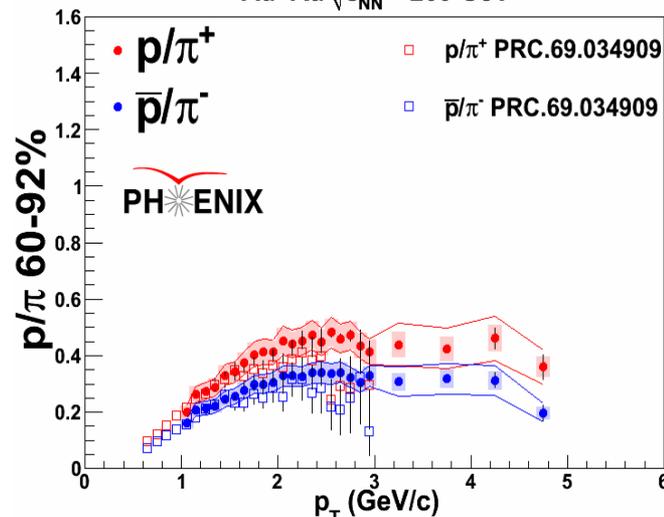
Phys. Rev. D 79, 012003 (2009)



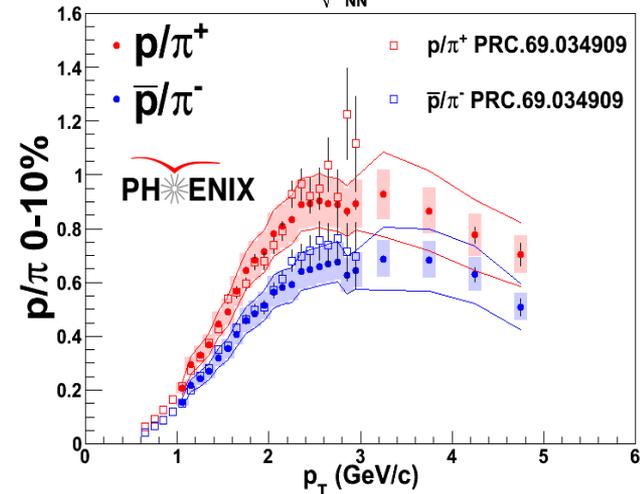
- Расчёты пКХД позволяют описать спектры рождения частиц в p+r взаимодействиях;

- Неожиданный рост величин p/π от периферийных к центральным взаимодействиям ядер (т.н. барионная загадка) традиционно описывается рекомбинацией и наличием радиального потока (зависимость выхода от массы частицы).

Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV



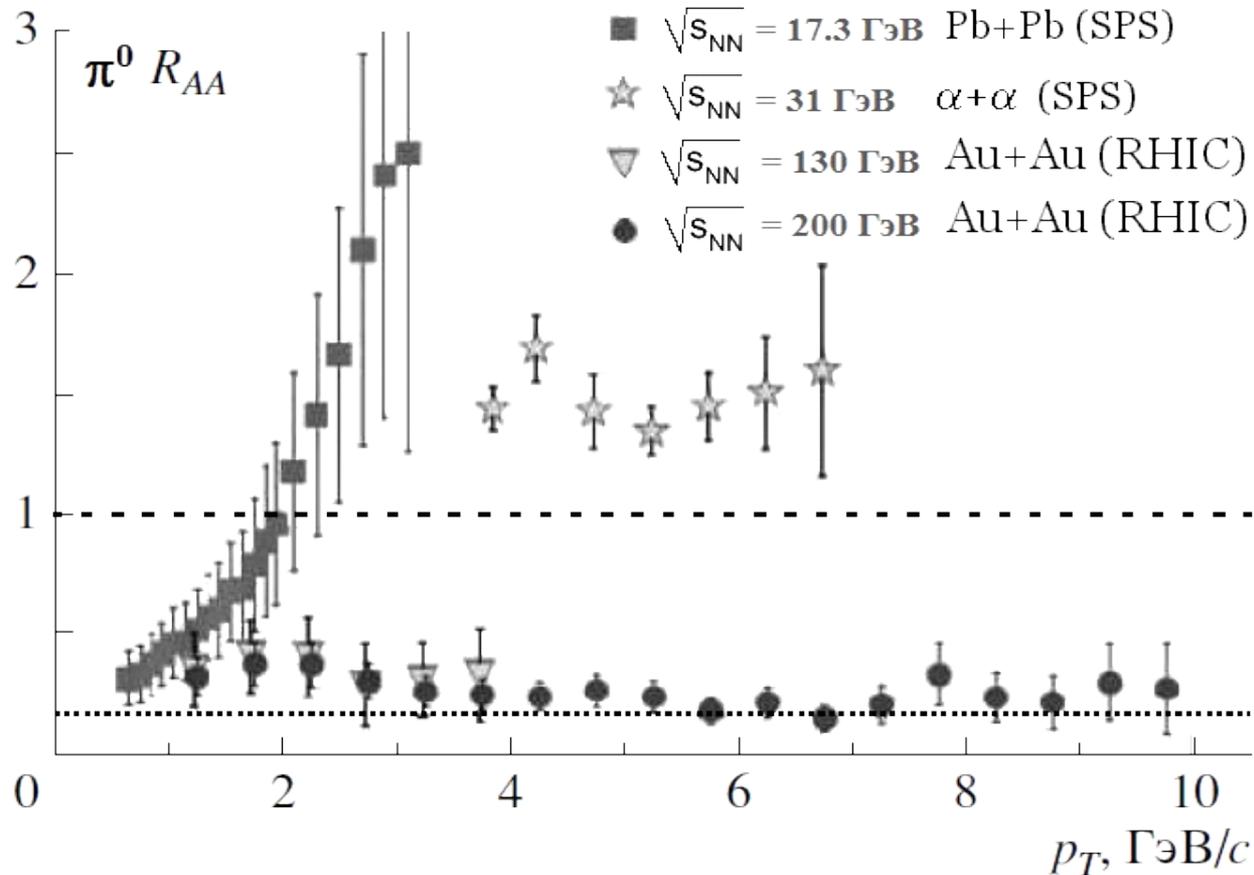
Au+Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV



- $m(\phi) \approx m(p)$, при этом состоит из 2 кварков:

- ✓ тест для RCO и радиального потока.

Актуальность (V)



- При $\sqrt{s_{NN}} < 30$ ГэВ подавления выходов частиц не наблюдалось: $30 < \sqrt{s_{NN}}$ (ГэВ) < 130 ГэВ;
- Необходимо отметить, что чаще всего физические циклы работ при низкой энергии сталкивающихся ядер обладают малым объёмом набранных для обработки данных:
 - ✓ стоит ожидать существенных неопределенностей результатов измерений.

Эксперимент ФЕНИКС

Все измерения, вошедшие в работу, выполнены в эксперименте ФЕНИКС

Регистрация заряженных частиц:

1. Дрейфовые камеры (DC)

$$\delta p/p = 0.7\% + 1.1\% \cdot p/p_o,$$

$$(p_o = 1 \text{ ГэВ}/c)$$

2. Падовые камеры (PC1)

$$\sigma_\phi = 2.4 \text{ мм}, \sigma_z = 1.7 \text{ мм}$$

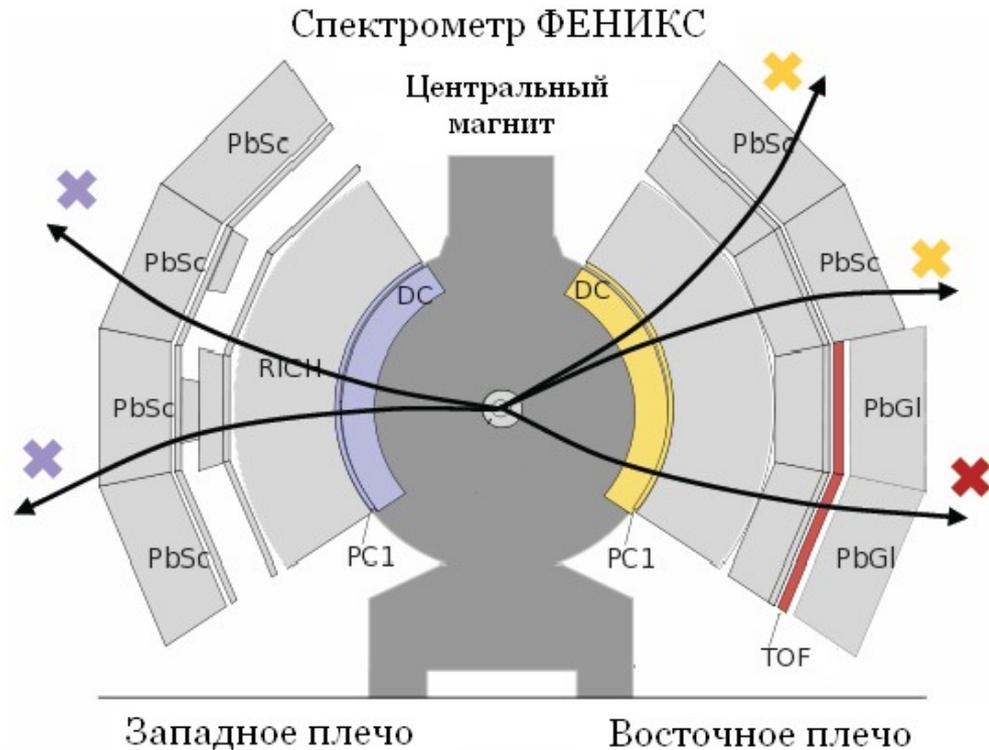
Идентификация заряженных частиц
временнóй системой (TOF):

- 1/3 аксептанса одного плеча
- $\sigma_\tau \sim 115$ псек
- диапазон разделения π/K
 $0.3 < p_T \text{ (ГэВ}/c) < 2.2$

Треки заряженных частиц:

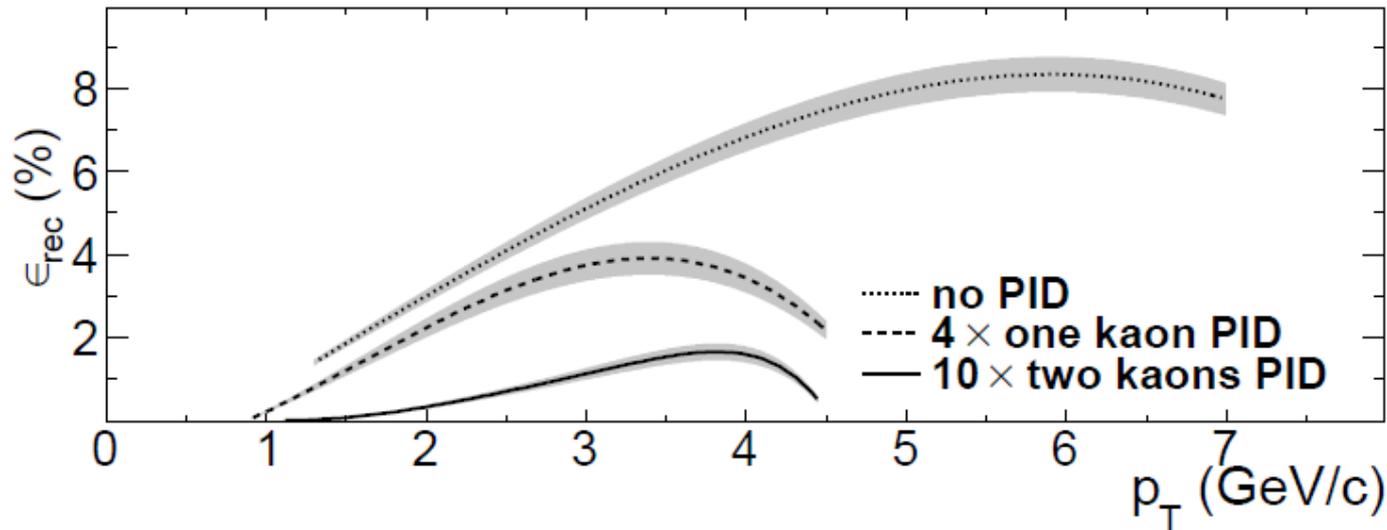
- восстанавливаются в ДК западного и восточного плеч:  и 
- идентифицируются временнóй системой: 

Аксептанс: $-0.35 < \eta < 0.35$, $\Delta\phi - 2 \times 90^\circ$



Методики измерения инвариантных спектров по p_T (I)

- Для измерений в области промежуточных ($2.0 < p_T$ (ГэВ/с) < 5.0) и больших поперечных импульсов ($p_T > 5.0$ ГэВ/с) использование времяпролётной системы не представляется возможным;
- Существует возможность работать без идентификации частиц, основываясь на статистическом базисе:
 - ✓ необходимо провести оценку эффективности регистрации и акцептанса установки методом Монте-Карло в данном случае.



$p_T < 2.0$ ГэВ/с – идентификация 2 каонов;

$2.0 < p_T$ (ГэВ/с) < 5.0 – идентификация 1 каона / без идентификации;

$p_T > 5.0$ ГэВ/с – без идентификации.

Возможно ли выделить сигнал, не идентифицируя каоны?

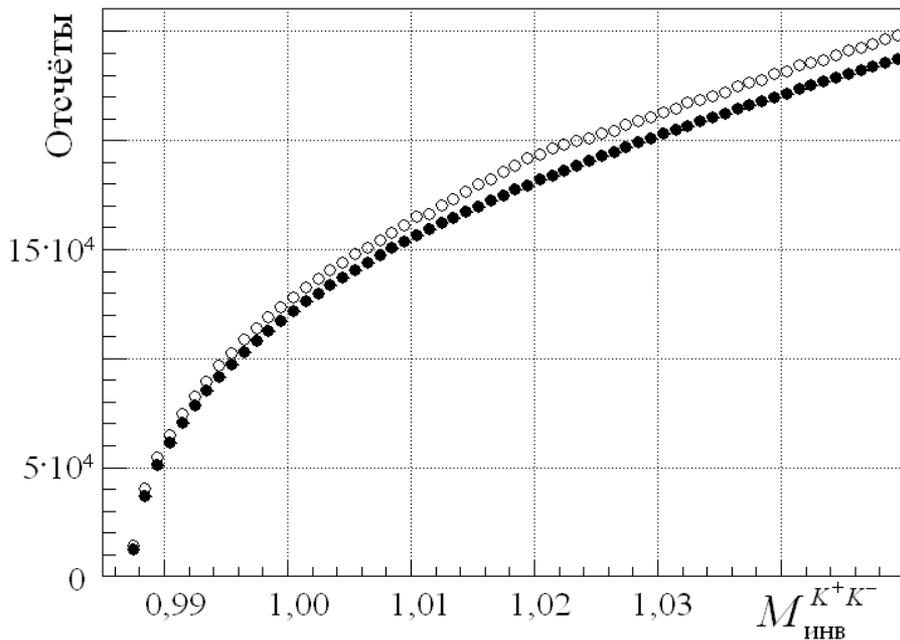
Методики измерения инвариантных спектров по p_T (II)

- Для формирования распределений по инвариантной массе, производился перебор всех заряженных треков:

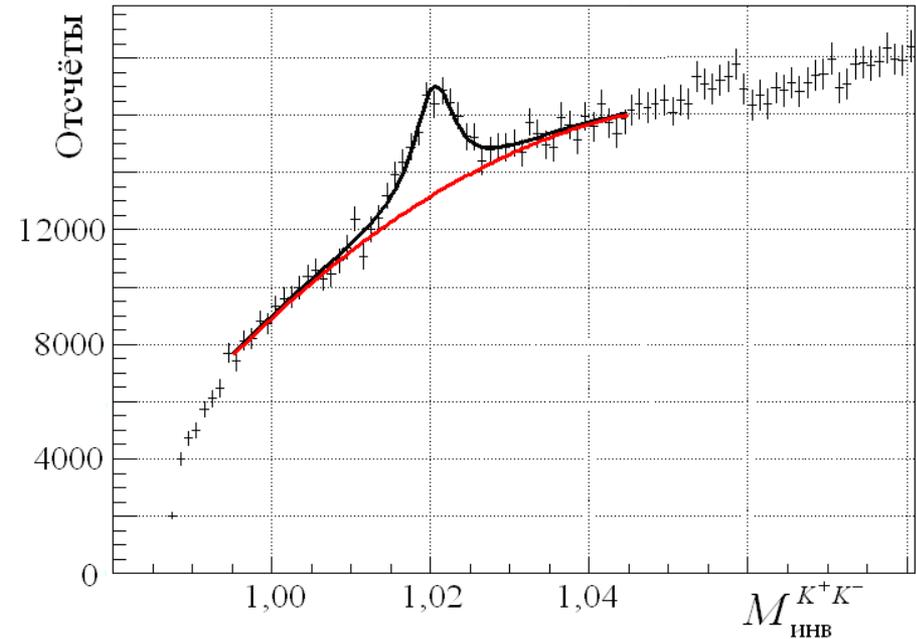
- ✓ В столкновениях тяжелых ядер перед процедурой аппроксимации из спектра инвариантной массы вычитается некоррелированный комбинаторный фон, оцененный методом смешивания событий;

- ✓ Коррелированная часть комбинаторного фона (от распадов других частиц: K_s , ρ , ω , η и др.) оценивается путём аппроксимации полиномом.

а)

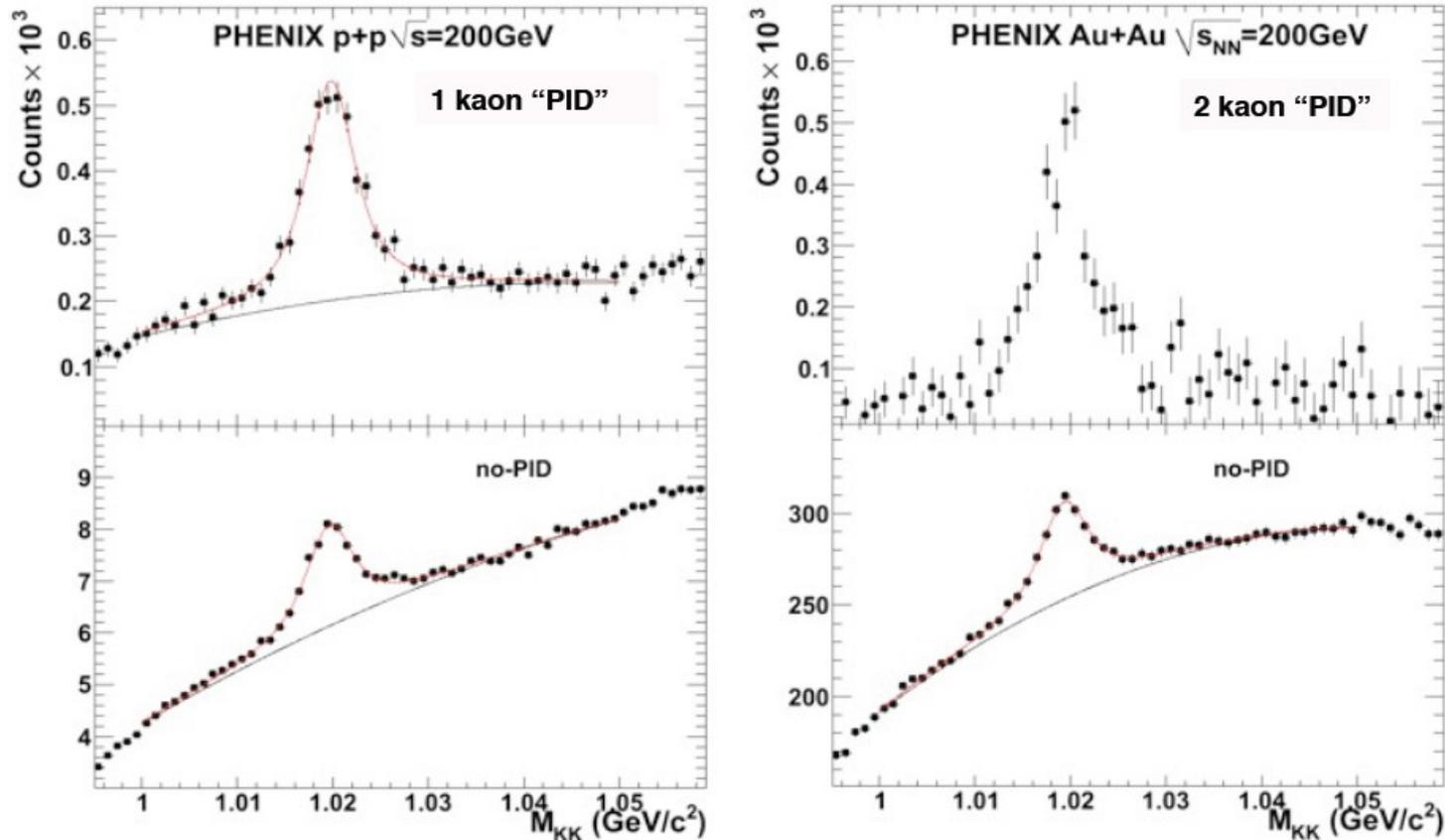


б)



$\text{Cu}+\text{Cu} @ \sqrt{s_{\text{NN}}} = 62.4 \text{ GeV}$

Методики измерения инвариантных спектров по p_T (III)



• Выход ϕ -мезонов определяется путем аппроксимации измеренного спектра инвариантной массы функцией, состоящей из полинома второй степени и функции Брейта-Вигнера, свернутой с распределением Гаусса:

✓ Выход принимается равным числу пар разнозаряженных частиц в спектре инвариантной массы после вычитания полинома вблизи массы ϕ -мезона в диапазоне по инвариантной массе $1,01 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{\text{ИВ}} < 1,028 \text{ ГэВ}/c^2$.

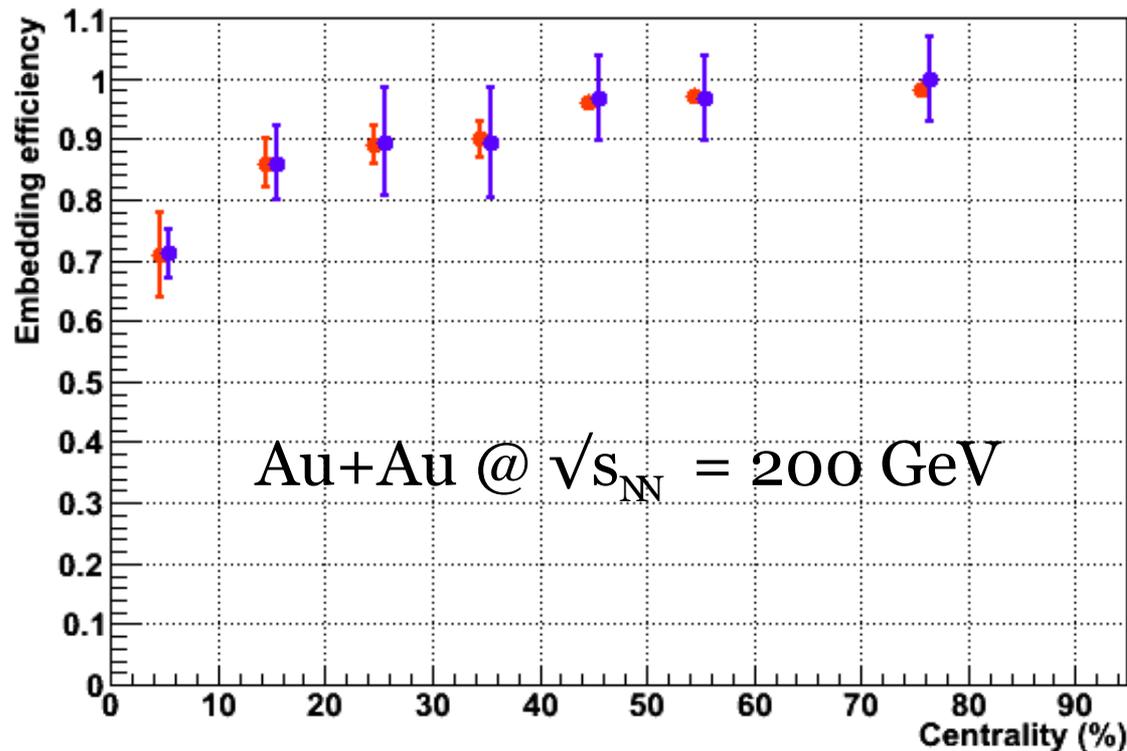
Методики измерения инвариантных спектров по p_T (IV)

Одной из целей анализа данных является измерение инвариантных выходов ϕ -мезонов:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{N^\phi(p_T)}{2\pi p_T \cdot N_{\text{собр}} \cdot \varepsilon_{\text{множ}} \cdot \varepsilon_{\text{акс}} \cdot BR \cdot \Delta p_T} \cdot \varepsilon_{\text{триг}}$$

• $\varepsilon_{\text{МДЖ}}$ – поправка на «потерю» треков в условиях большой множественности рождающихся частиц в ядро-ядерных взаимодействиях:

✓ оценивается путем введения в реальные данные смоделированных хитов каонов и сравнения числа восстановленных каонов с и без внедрения.

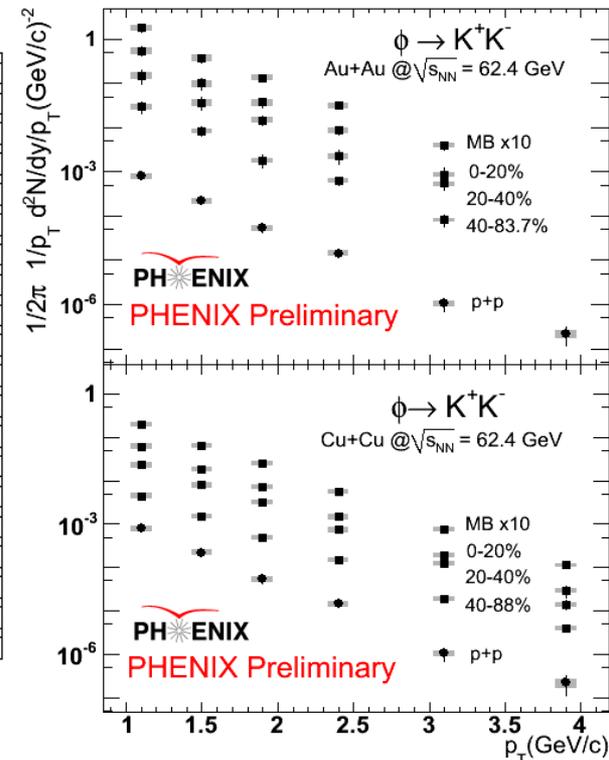
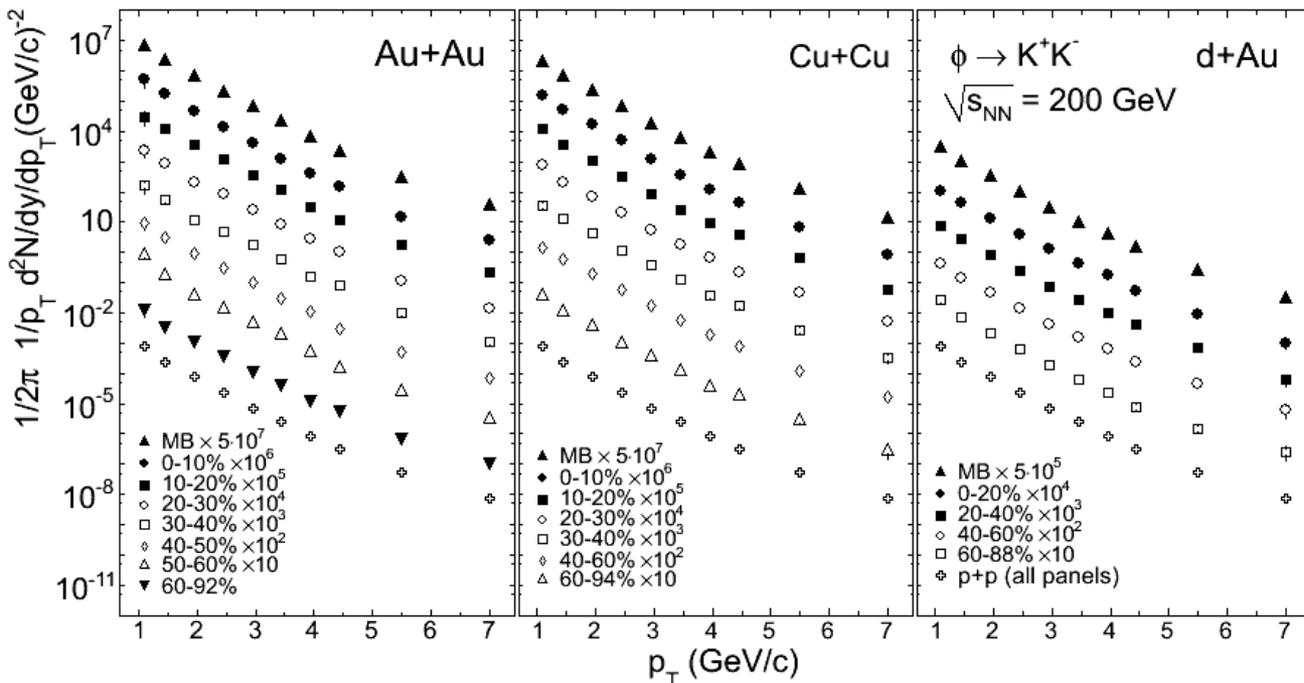


Систематические ошибки измерений

Cu+Cu взаимодействия при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$

| $P_T, \text{ GeV}/c$ | 1.5 | 1.7 | 1.9 | 2.1 | 2.45 | 2.95 | 3.45 | 3.95 |
|------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Acceptance | 4.5% | 4.5% | 4.5% | 4.5% | 4.5% | 4.5% | 3.0% | 3.0% |
| Peak extr (MBS) | 10.0% | 11.0% | 11.5 | 12.0% | 13.0% | 13.5% | 14.0% | 14.5% |
| Peak extr (0-10%) | 12.5% | 13.0% | 13.5% | 14.0% | 14.5% | 15.0% | 16.0% | 16.0% |
| Peak extr (30-40%) | 11.0% | 11.5% | 12.0% | 12.5% | 13.5% | 14.0% | 14.5% | 15.0% |
| Peak extr (60-94%) | 10.0% | 10.5% | 11.0% | 12.0% | 12.0% | 13.0% | 13.5% | 14.0% |
| Peak extr MC | 3% | | | | | | | |
| Embedding (MBS) | 1% | | | | | | | |
| Embedding (0-10%) | 3% | | | | | | | |
| Embedding (30-40%) | 1% | | | | | | | |
| Embedding (60-94%) | 1% | | | | | | | |
| Momentum scale | 1.0% | 1.5% | 1.5% | 2.0% | 2.0% | 2.5% | 3.0% | 4.0% |
| Branching ratio (PDG) | 1.2% | | | | | | | |
| Total (MBS) | 12% | 13% | 13% | 14% | 14% | 15% | 15% | 16% |
| Total (0-10%) | 14% | 15% | 15% | 16% | 16% | 17% | 18% | 18% |
| Total (30-40%) | 12% | 13% | 14% | 14% | 15% | 16% | 16% | 16% |
| Total (60-94%) | 12% | 12% | 12% | 13% | 13% | 14% | 15% | 15% |

Инвариантные спектры рождения



- Диапазон измерений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ: $1.0 < p_T < 7.0$;
 - Диапазон измерений при $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ: $1.1 < p_T < 3.9$ (3.1) Cu+Cu (Au+Au);
 - Спектры рождения ϕ -мезонов в p+r и A+A взаимодействиях измерены в одинаковых «бинах» по поперечному импульсу p_T :
- ✓ R_{AA} вычисляется отношением точка к точке, а не к значениям аппроксимации p+r спектра.

Достоверность измерений (I)

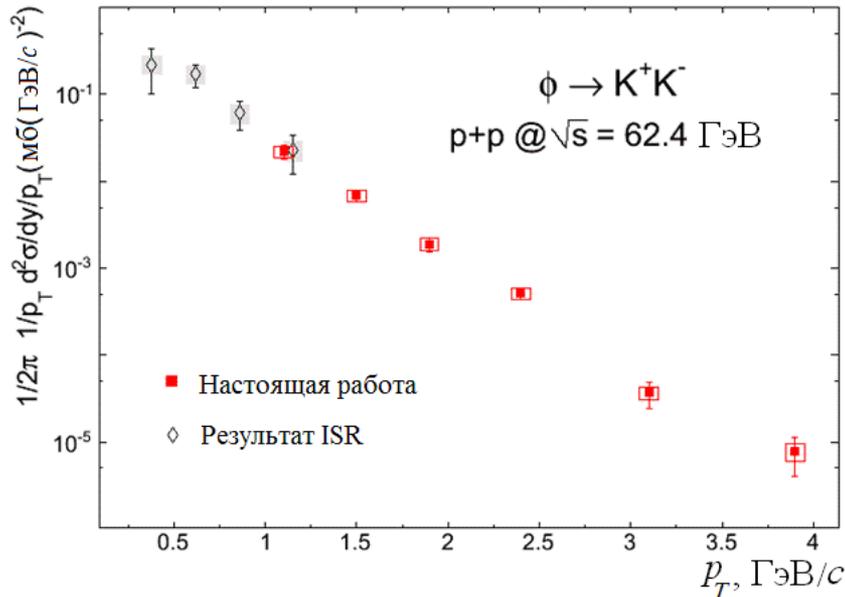
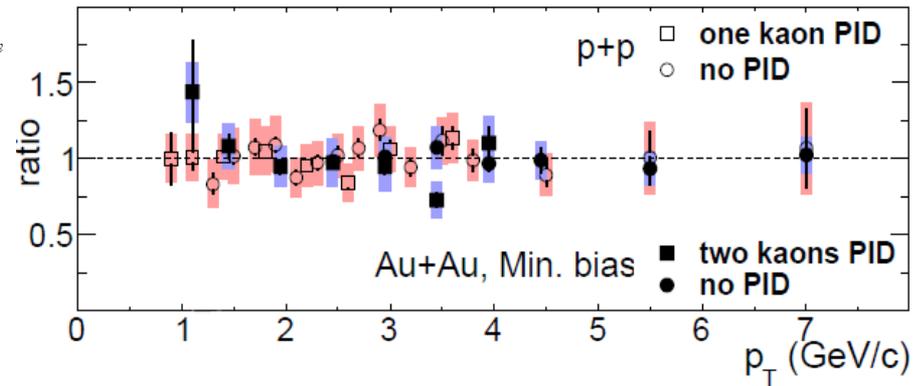
✓ Согласие отношений измеренных инвариантных выходов ϕ -мезонов к значениям аппроксимации инвариантного спектра рождения ϕ -мезонов (в области перекрытия двух методик по поперечному импульсу).

(Levi : nucl-th/9908459)

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{(\Lambda + m_\phi(n-1))(\Lambda + m_\phi)} \left(\frac{\Lambda + \sqrt{p_T^2 + m_\phi^2}}{\Lambda + m_\phi} \right)^{-n}$$

m_ϕ – масса ϕ -мезона.

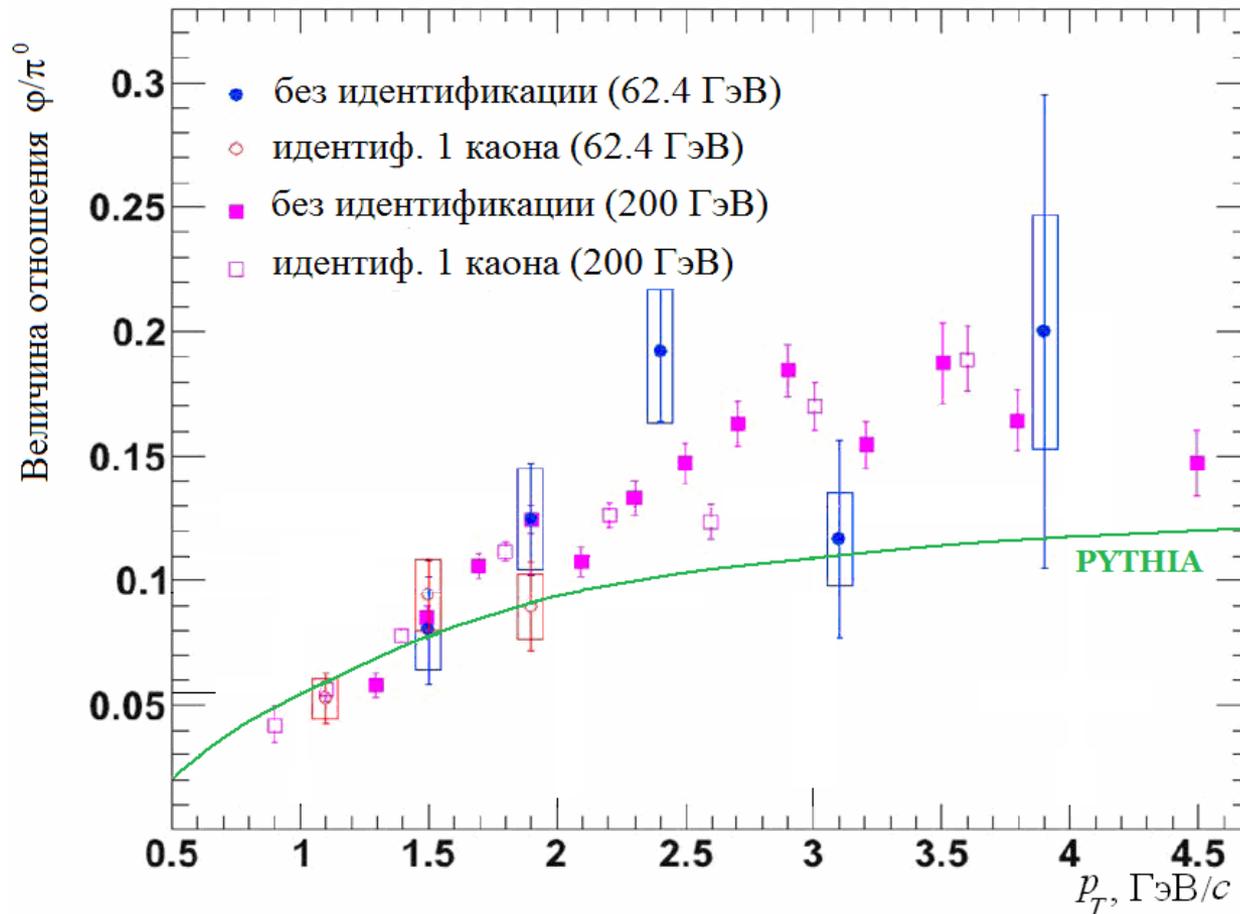
свободные параметры $\frac{dN}{dy}$, n и Λ



✓ Не наблюдается расхождений с результатами эксперимента ISR в области перекрытия измерений.

* T.Akesson et al., Nuclear Physics B203 (1982) 27-39

Достоверность измерений (II)



- В области $p_T > 2$ ГэВ/с, где рождение адронов обусловлено фрагментацией партонов, отношение ϕ/π^0 определяется функциями фрагментации для ϕ и π^0 -мезонов и не зависит от энергии взаимодействия протонов:
 - ✓ генератор PYTHIA не позволяет адекватно описать наблюдаемую зависимость – предмет для теоретического исследования.

Факторы ядерной модификации

- $p+p$ взаимодействия:

⊗ точечные при $p_T > 2$ ГэВ/с → процессы рождения частиц описываются фрагментацией жёстко рассеянных партонов;

- Изучение коллективных эффектов в $A+A$ взаимодействиях:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{dN_{AA}}{\langle N_{\text{столкн}} \rangle \cdot dN_{pp}}$$

d+Au взаимодействия

| Центральность, % | $\langle N_{\text{уч}} \rangle$ | $\langle N_{\text{столкн}} \rangle$ |
|-----------------------------|---------------------------------|-------------------------------------|
| Без отбора по центральности | 8.6±0.5 | 8.4±0.3 |
| 0–20 | 15.6±0.9 | 15.4±1.0 |
| 20–40 | 11.1±0.6 | 10.6±0.7 |
| 40–60 | 7.7±0.4 | 7.0±0.6 |
| 60–88 | 4.2±0.3 | 3.1±0.3 |

Au+Au взаимодействия

| Центральность, % | $\langle N_{\text{уч}} \rangle$ | $\langle N_{\text{столкн}} \rangle$ |
|-----------------------------|---------------------------------|-------------------------------------|
| Без отбора по центральности | 118.2±5.5 | 255.0±38.3 |
| 0–20 | 275.6±8.5 | 691.5± 112.4 |
| 20–40 | 138.1±6.2 | 268.5± 36.7 |
| 40–83.7 | 37.1±2.3 | 48.5± 5.3 |

- изучение модификаций в выходах частиц во взаимодействиях ядер в области $p_T > 2$ ГэВ/с;

- $R_{AA} \approx 1$ в условиях отсутствия коллективных эффектов;

- $R_{AA} < \text{или} > 1 \rightarrow$ подавление/избыток выхода частиц;

$d+Au$ взаимодействия: R_{dA}

Не образуется плотной ядерной среды \rightarrow изучение эффектов холодной ядерной материи в “чистом виде”.

• В центральных взаимодействиях:

☹ $R_{dA}(\varphi) < R_{dA}(p)$;

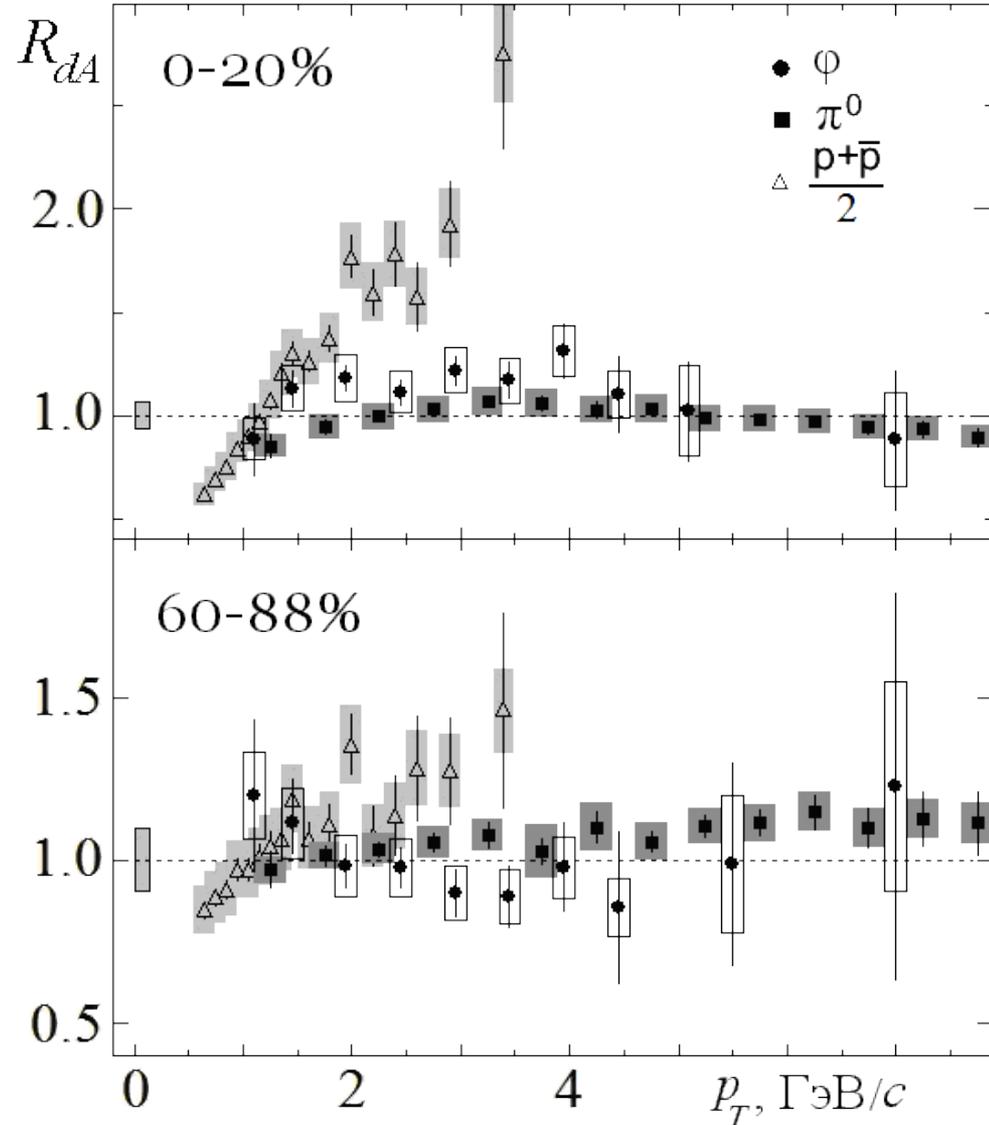
☹ $R_{dA}(\varphi) \approx R_{dA}(\pi^0)$;

• В периферийных взаимодействиях:

одинаковое поведение факторов ядерной модификации для мезонов и незначительный избыток протонов.

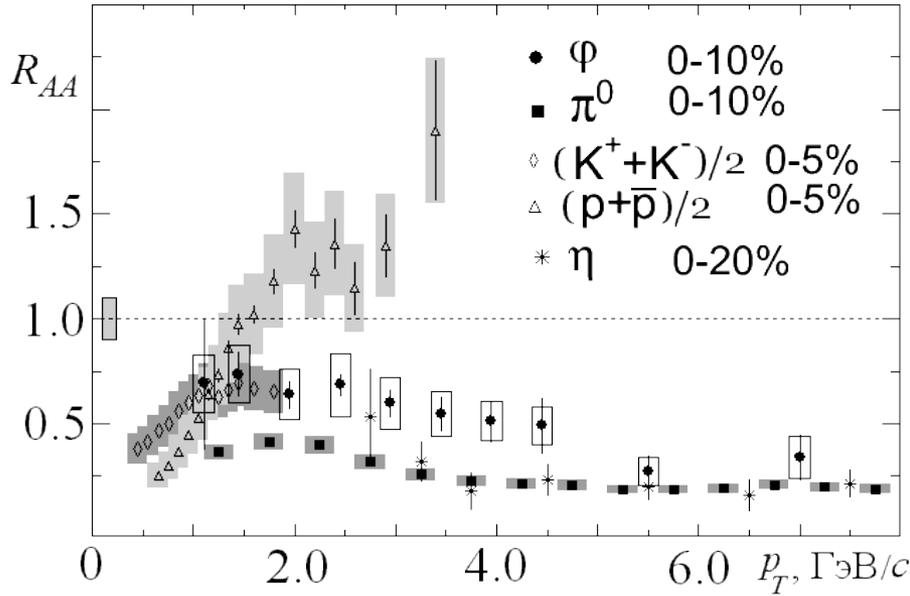
• Подобный избыток наблюдался на SPS, AGS \rightarrow эффект Кронины:

✓ объяснялся через многократное мягкое перерассеяние партонов в начальном состоянии \rightarrow трудности с описанием зависимости величины избытка от типа рождающейся частицы.

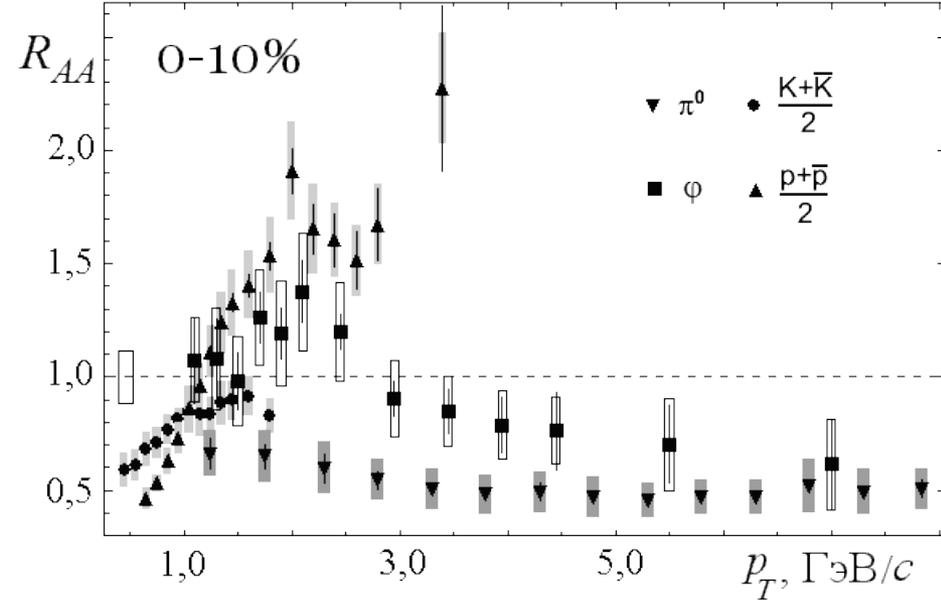


A+A взаимодействия при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ: R_{AA}

Au+Au



Cu+Cu



• В центральных A+A взаимодействиях выход ϕ -мезонов подавлен:

⊖ В области больших p_T : $R_{AA}(\phi) \approx R_{AA}(\pi^0)$;

⊖ В области промежуточных p_T : $R_{AA}(\pi^0) < R_{AA}(\phi) < R_{AA}(p)$;

⊖ В доступной области по p_T : поведение $R_{AA}(\phi) \sim R_{AA}(K)$;

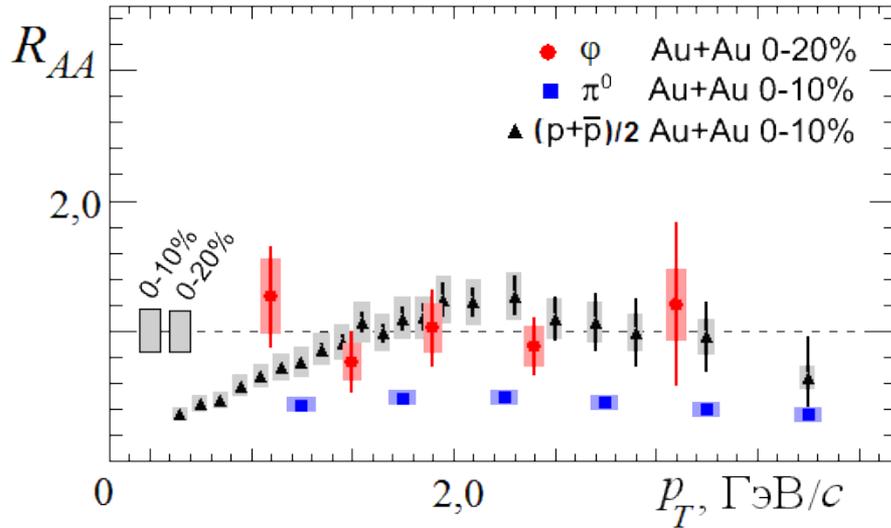
• Различие отношений R_{AA} в области промежуточных p_T (>50%):

⊖ невозможно полностью объяснить различием в величинах избытка частиц (эффектом Кронина) в $d+Au$ взаимодействиях (~25%);

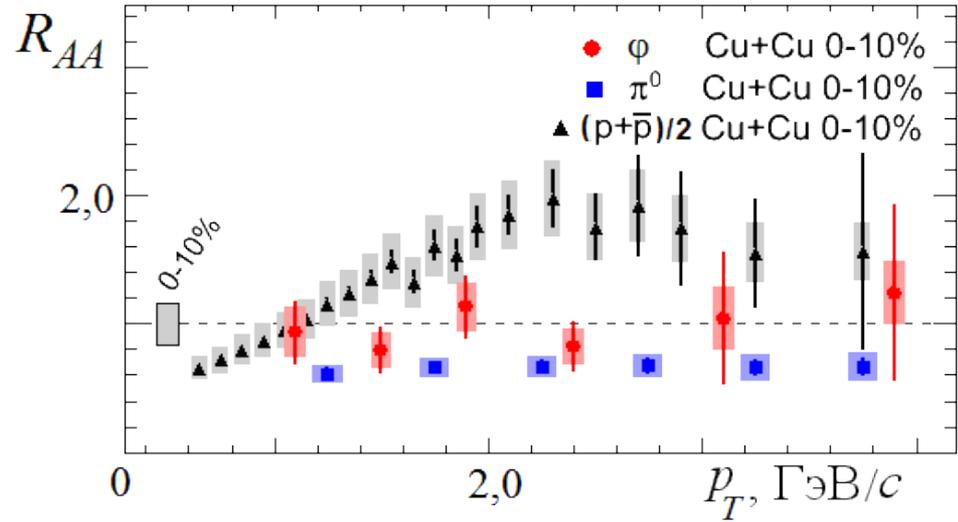
⊖ преимущественно определяется не массой адрона, а числом (p и ϕ) и ароматом (ϕ и π^0) кварков, из которых он состоит.

A+A взаимодействия при $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ: R_{AA}

Au+Au



Cu+Cu

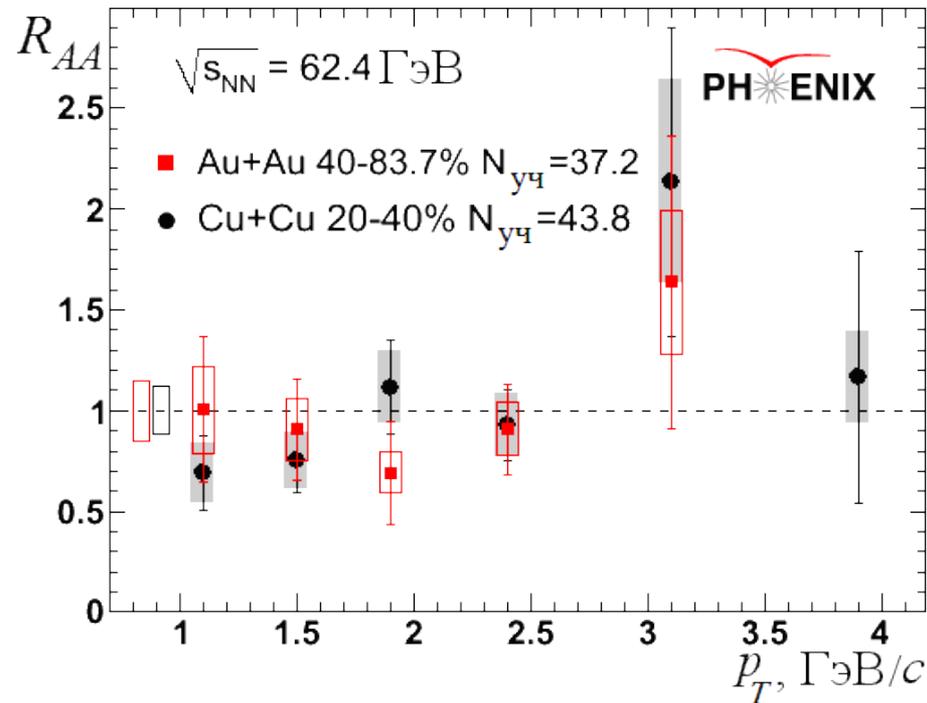
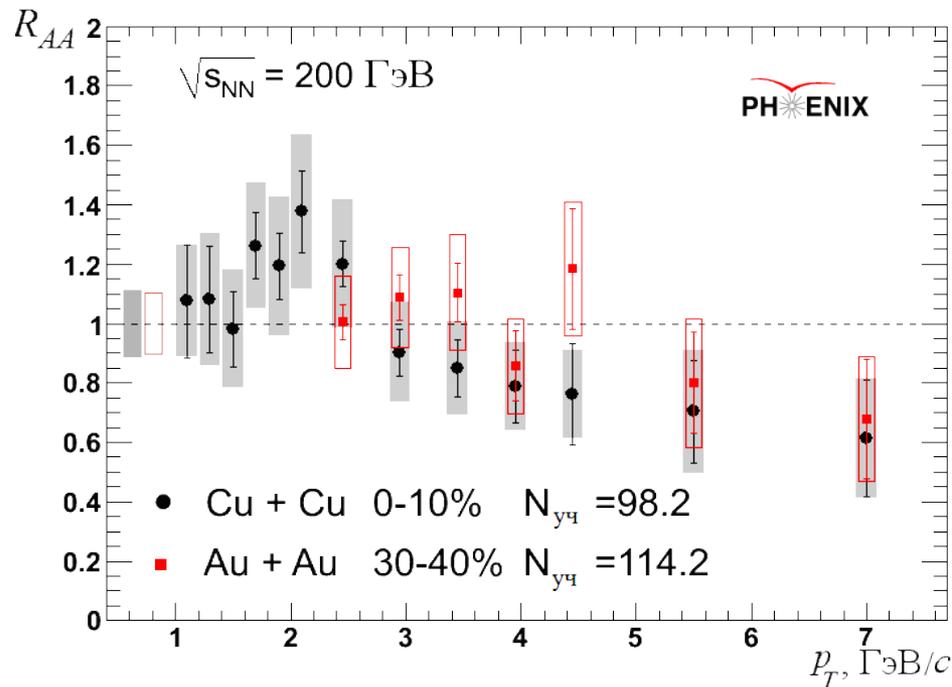


• В центральных Cu+Cu и Au+Au взаимодействиях в области промежуточных p_T :

⊙ $R_{AA}(\pi^0) < R_{AA}(\phi) < R_{AA}(p) \rightarrow$ аналогично ядро-ядерным взаимодействиям при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ;

⊙ Неопределенности измерений $\gg \sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

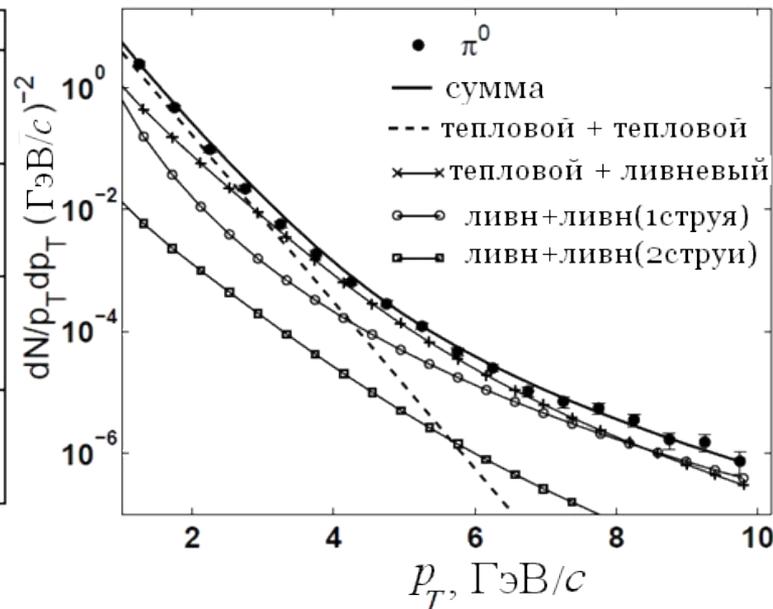
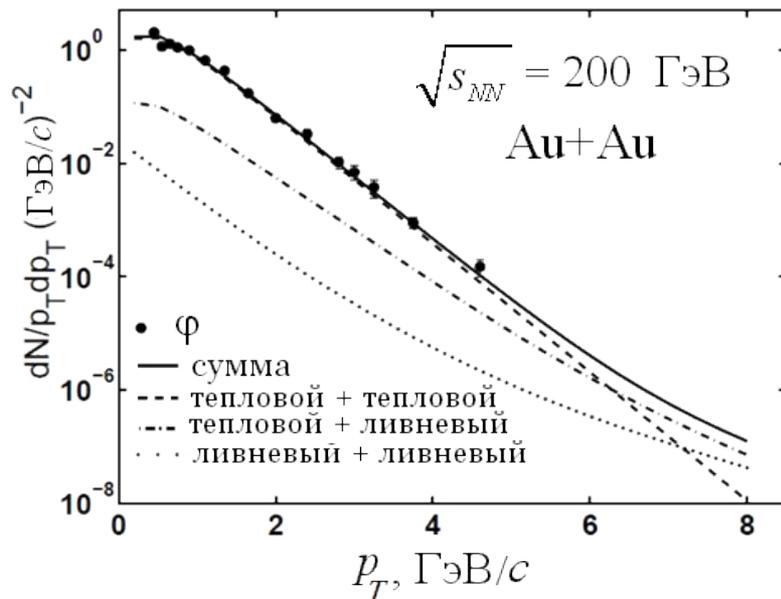
Cu+Cu и Au+Au взаимодействия



- В случае одинакового числа $\langle N_{\text{уч}} \rangle$ значения факторов ядерной модификации R_{AA} , измеренных для ϕ -мезонов в Cu+Cu и Au+Au столкновениях при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ и 200 ГэВ совпадают:

☹ в доступном диапазоне поперечных импульсов p_T , степень подавления выхода ϕ -мезонов не зависит от особенностей геометрии перекрытия ядер.

Рекомбинационные процессы



Нива, Yang arXiv:nucl-th/0602024v3

- Во взаимодействиях тяжёлых ионов в области промежуточных поперечных импульсов наблюдается различие в степенях подавления лёгких π^0 -мезонов, массивных ϕ -мезонов и протонов:

- ✓ не объясняется эффектом Кронина и зависит от числа и аромата кварков, входящих в состав родившейся частицы.

- Различие в степени подавления барионов и мезонов в области промежуточных p_T объясняется большей прибавкой к поперечному импульсу для барионов, которую они получают в результате рекомбинации 3 кварков.

- Различие в степени подавления π^0 и ϕ мезонов объясняется тем, что рекомбинация тепловых партонов преобладает для ϕ -мезонов в большей области поперечных импульсов, чем для π^0 -мезонов;

- Источником тепловых партонов является кварк-глюонная плазма.

Заключение

- В работе были измерены инвариантные спектры рождения по поперечному импульсу и факторы ядерной модификации ϕ -мезонов в $p+p$, $d+Au$, $Cu+Cu$ и $Au+Au$ взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ и 200 ГэВ;
- В $Au+Au$ ($Cu+Cu$) взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ:
 - ✓ $p_T > 5.0$ ГэВ/с: $R_{AA}(\phi) \approx R_{AA}(\pi^0)$; $2.0 < p_T$ (ГэВ/с) < 5.0 : $R_{AA}(\pi^0) < R_{AA}(\phi) < R_{AA}(p)$;
- В случае равного $\langle N_{уч} \rangle$, $R_{AA}^{AuAu}(\phi) \approx R_{AA}^{CuCu}(\phi)$:
 - ✓ в среднем по азимутальному углу, степень подавления выхода ϕ -мезонов не зависит от особенностей геометрии перекрытия ядер;
- В $d+Au$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ: $R_{AA}(\phi) \approx R_{AA}(\pi^0) < R_{AA}(p)$:
 - ✓ Разница в R_{AA} между ϕ и π^0 , а также между ϕ , π^0 и p в $Au+Au$ ($Cu+Cu$) не может быть объяснена эффектом Кронина;
 - ✓ Качественно эффект объясняется при привлечении рекомбинации (КГП);
- В $Au+Au$ ($Cu+Cu$) взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ:
 - ✓ $2.0 < p_T$ (ГэВ/с) < 5.0 : $R_{AA}(\pi^0) < R_{AA}(\phi) < R_{AA}(p)$;
 - ✓ Образование КГП возможно и при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ.

Публикации

- Публикации:

1. Котов, Д.О. Рождение ϕ -мезонов в столкновениях ядер меди при энергии 200 ГэВ [Текст] / Д.О. Котов, Я.А. Бердников, В.Г. Рябов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. – 2009 – №4(88). – С. 57–62.
2. Котов, Д.О. Рождение ϕ -мезонов в столкновениях релятивистских протонов, ядер меди и ядер золота при энергии 62,4 ГэВ [Текст] / Д.О. Котов, Я.А. Бердников, В.Г. Рябов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. – 2010. – №1(94). – С. 103–109.
3. Котов, Д.О. Рождение ϕ -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и ядер золота при энергии 200 ГэВ [Текст] / Д.О. Котов, Я.А. Бердников, В.Г. Рябов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. – 2010. – №2(98). – С. 135–140.
4. К публикации в Phys. Rev. С принята коллаборационная работа: "Nuclear modification factors of ϕ -mesons in d+Au, Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV", <http://arxiv.org/abs/1004.3532>

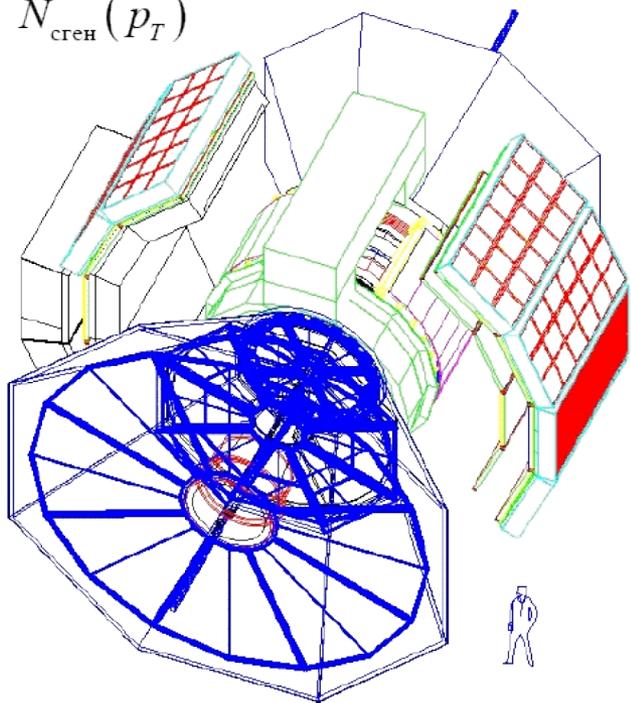
1. Конференции:

- ✓ Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (Москва, Россия, 2009 г.);
- ✓ VII конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям (Харьков, Украина, 2010 г.);
- ✓ LX Международная конференция «Ядро 2010» (С.-Петербург, 2010 г.).
- ✓ XIV Всероссийская конференция «Фундаментальные исследования и инновации в национальных исследовательских университетах» (С.-Петербург, 2010 г.)
- ✓ RHIC & AGS Users meeting, Brookhaven National Laboratory, (Upton, NY, 2010 г.)

Backups

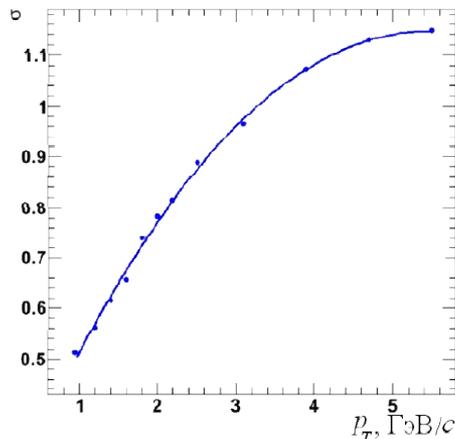
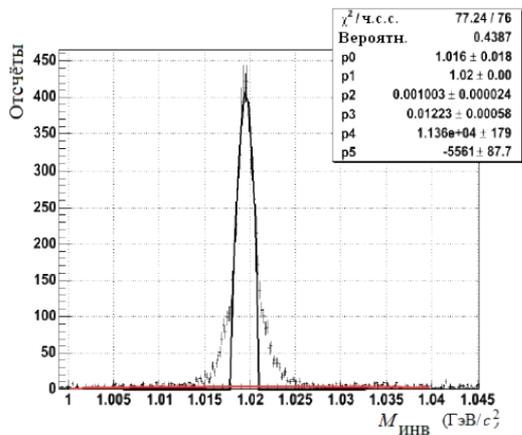
Информация о Монте-Карло задачах

$$\varepsilon_{\text{акс}} = \frac{N_{\text{восст}}(p_T)}{N_{\text{ген}}(p_T)}$$



Основным инструментом для проведения моделирования работы экспериментальной установки методом Монте-Карло является программа PISA:

- в точности повторяет экспериментальный комплекс;
- моделирования прохождения частиц и продуктов их распада через установку;
- моделирование откликов детекторов.

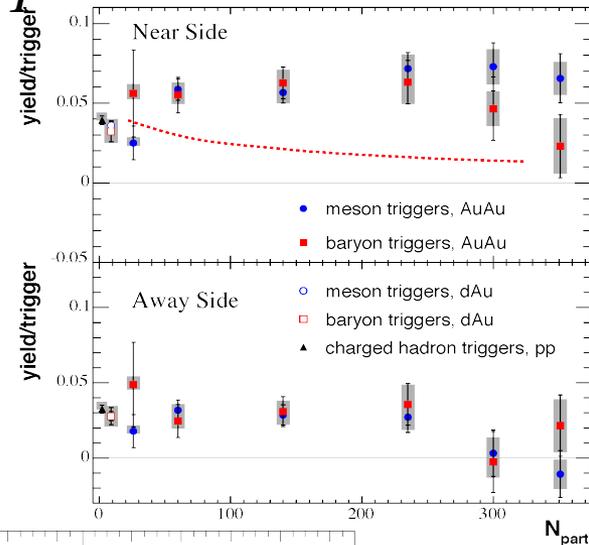
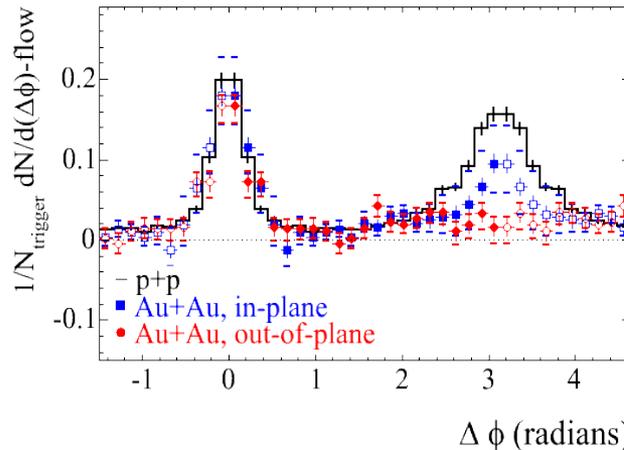


| Анализ | Число событий | Диапазон | | | Ширина ф-мезона, МэВ | | |
|----------|-----------------|-----------------|----------------|--------------|----------------------|------------|-----|
| | | Быстрога, у | Азимут, радиан | z-версия, см | | | |
| 62.4 ГэВ | $p+p$ | $2 \cdot 10^6$ | ± 0.5 | 0 – 2 π | ± 30 | 0.5 – 8.0 | 0 |
| | | $20 \cdot 10^6$ | | | | 0.5 – 5.5 | PDG |
| | Cu+Cu | $2 \cdot 10^6$ | | | | 0.5 – 8.0 | 0 |
| | | $20 \cdot 10^6$ | | | | 0.5 – 5.5 | PDG |
| 200 ГэВ | Au+Au | $2 \cdot 10^6$ | ± 0.5 | 0 – 2 π | ± 30 | 0.5 – 8.0 | 0 |
| | | $20 \cdot 10^6$ | | | | 0.5 – 5.5 | PDG |
| | $d+Au$ | $2 \cdot 10^6$ | | | | 0.5 – 8.0 | 0 |
| | | $7 \cdot 10^6$ | | | | 0.5 – 11.0 | PDG |
| Cu+Cu | $2 \cdot 10^6$ | ± 0.5 | 0 – 2 π | ± 30 | 0.5 – 8.0 | 0 | |
| | $7 \cdot 10^6$ | | | | 0.5 – 11.0 | PDG | |
| | $20 \cdot 10^6$ | | | | 0.5 – 5.5 | PDG | |

Промежуточные p_T

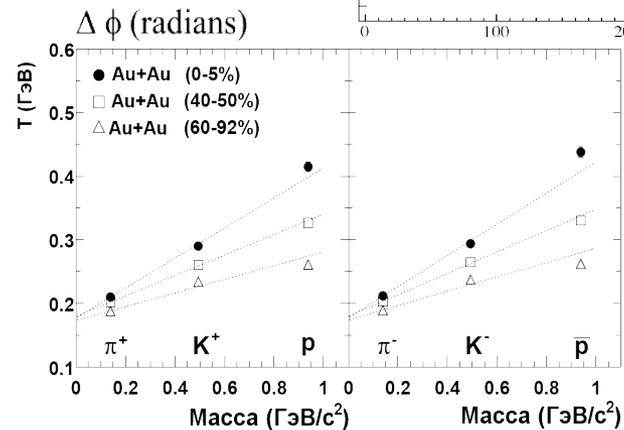
Жёсткие процессы:

1. Сопоставимый вклад в рождение барионов и мезонов в пике прямой и обратной струи.



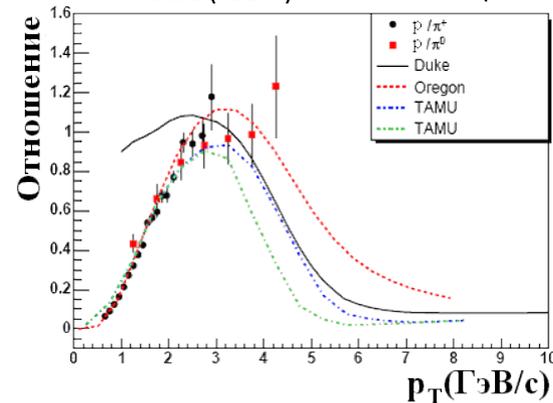
Радиальный поток:

1. Система расширяется в вакууме \rightarrow радиальный коллективный поток;
2. Попытка объяснить зависимость выхода частиц от их массы.



Рекомбинация:

1. Справляется с описанием p/π и разницы между лёгкими и тяжёлыми мезонами;
2. Не описывает струеподобные корреляции и одинаковый выход в пиках прямой и обратной струи.

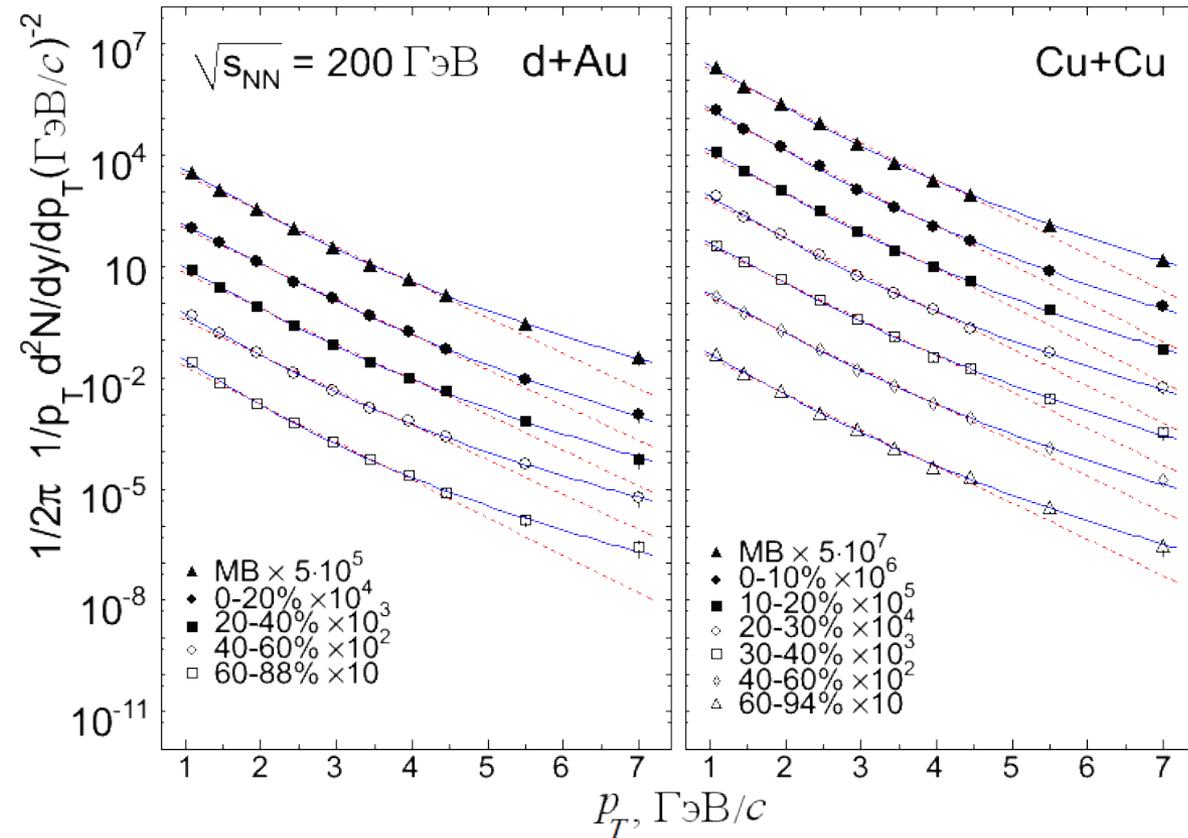


Инвариантные спектры рождения по поперечному импульсу ϕ -мезонов

Функция Леви (Wilk, Wlodarczyk arXiv:nucl-th/9908459)

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{(\Lambda + m_\phi(n-1))(\Lambda + m_\phi)} \left(\frac{\Lambda + \sqrt{p_T^2 + m_\phi^2}}{\Lambda + m_\phi} \right)^{-n}$$

m_ϕ – масса ϕ -мезона.
свободные параметры $\frac{dN}{dy}$, n и Λ

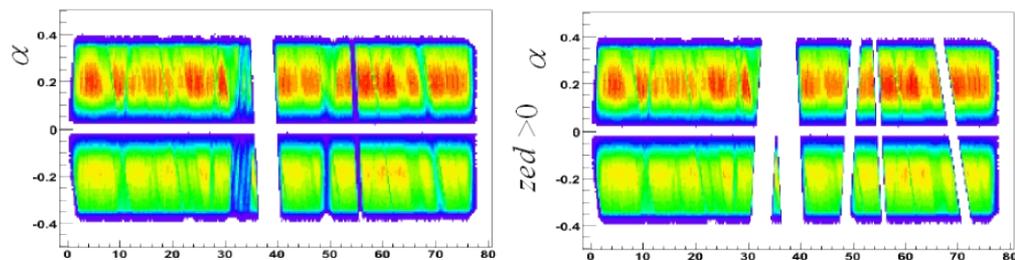


- Функция Леви позволяет описать спектры рождения ϕ -мезонов во всем диапазоне измерений по p_T во всех представленных системах при различной центральности столкновений (**синие линии**);

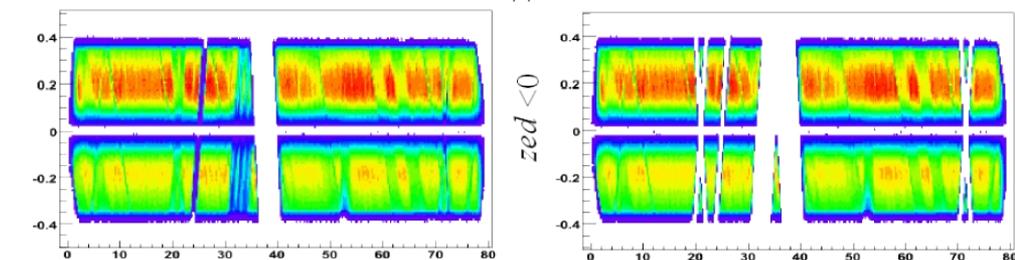
- В области $p_T > 5$ ГэВ/с, где преобладают жёсткие процессы, поведение инвариантных спектров рождения не описывается экспоненциальной функцией (**красный пунктир**).

Анализ качества данных, сравнение аксептансов

Удаление неактивных областей

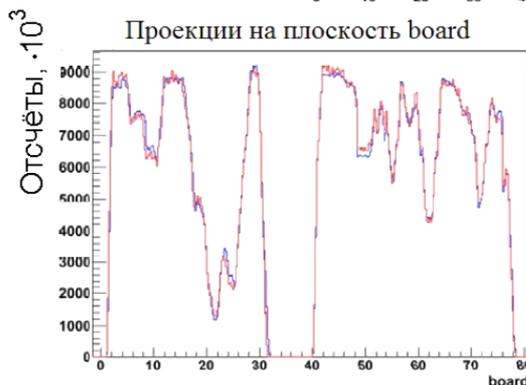
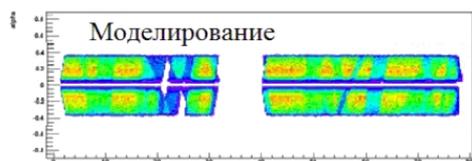
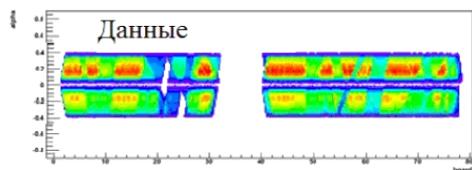


DC западное плечо



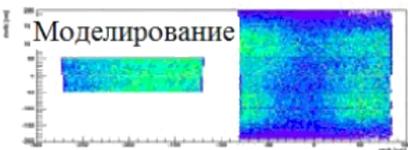
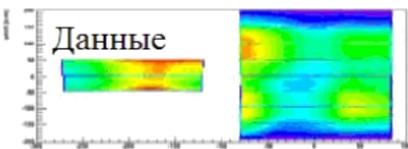
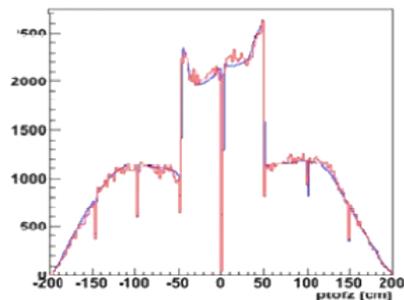
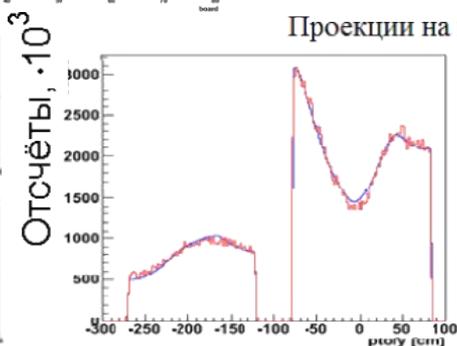
board

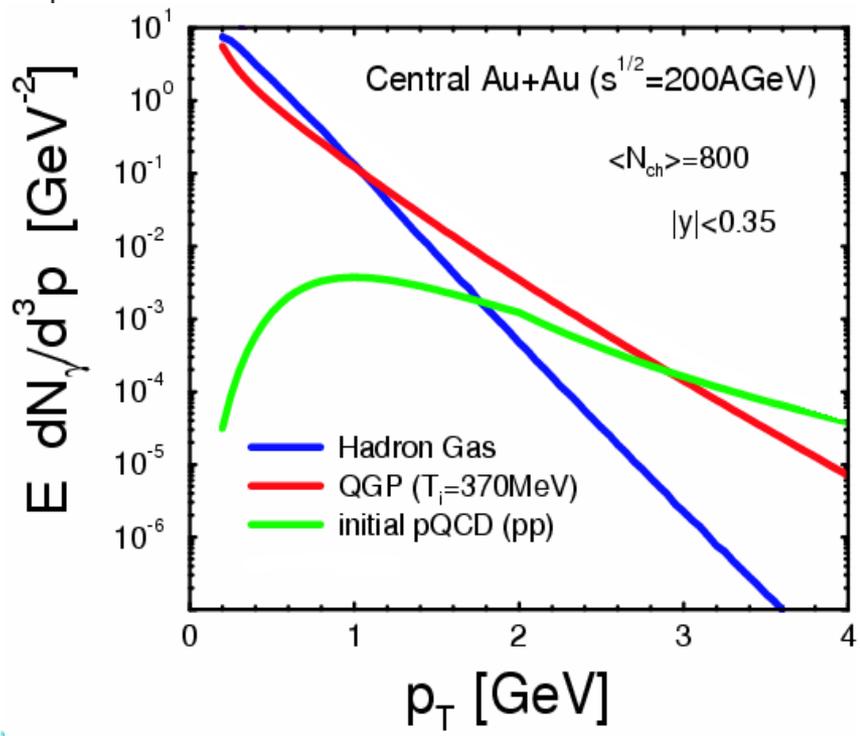
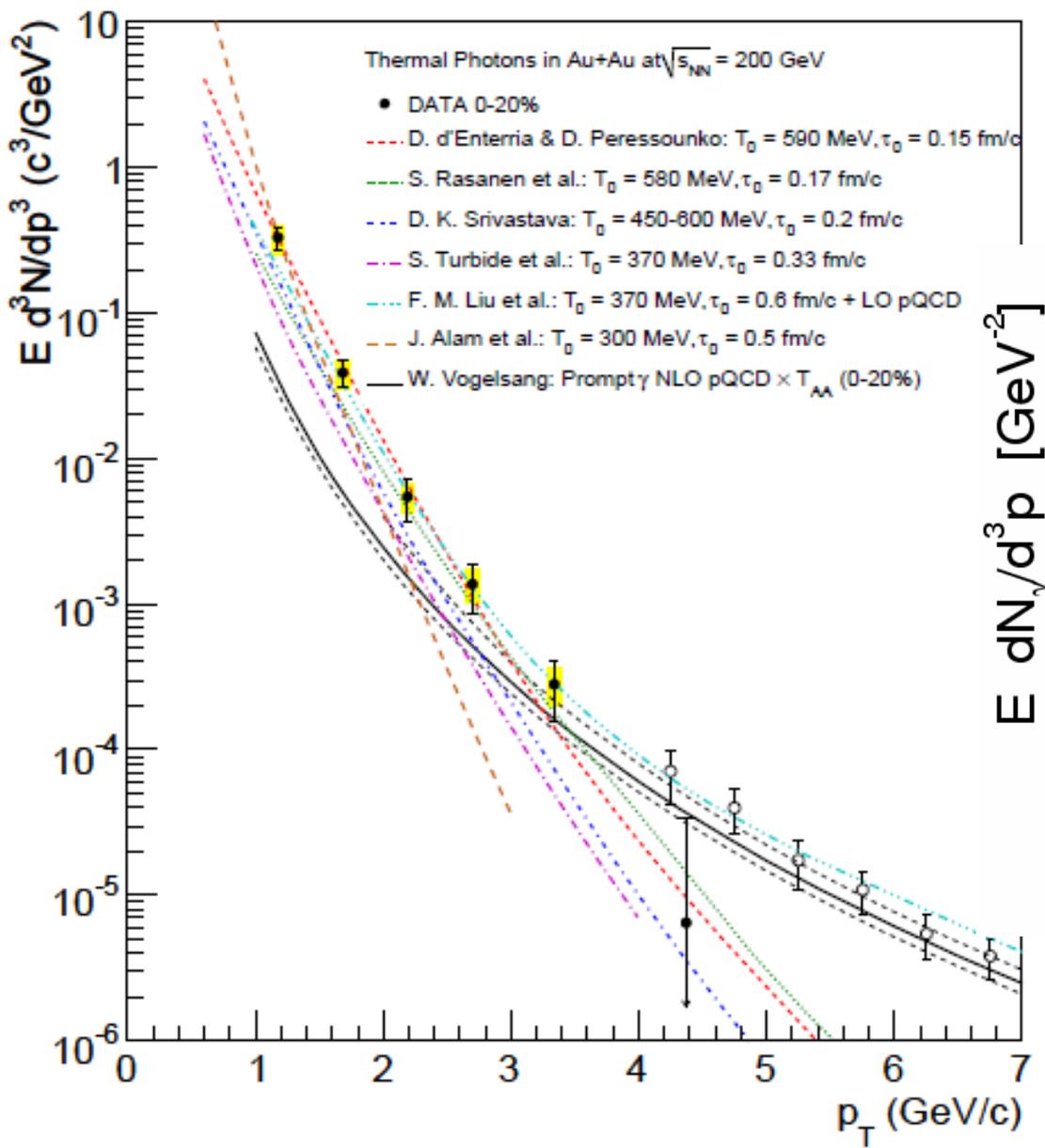
board



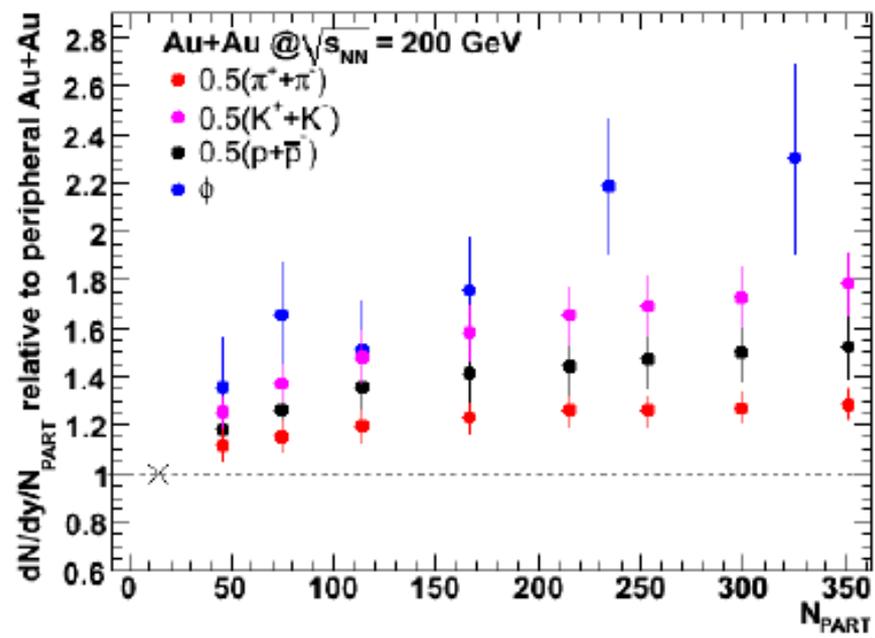
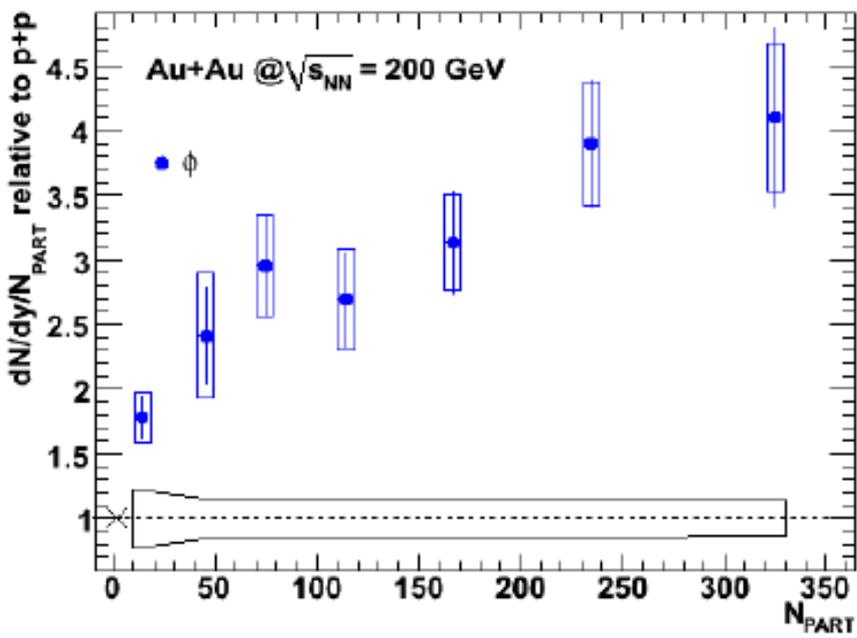
Сравнение аксептансов

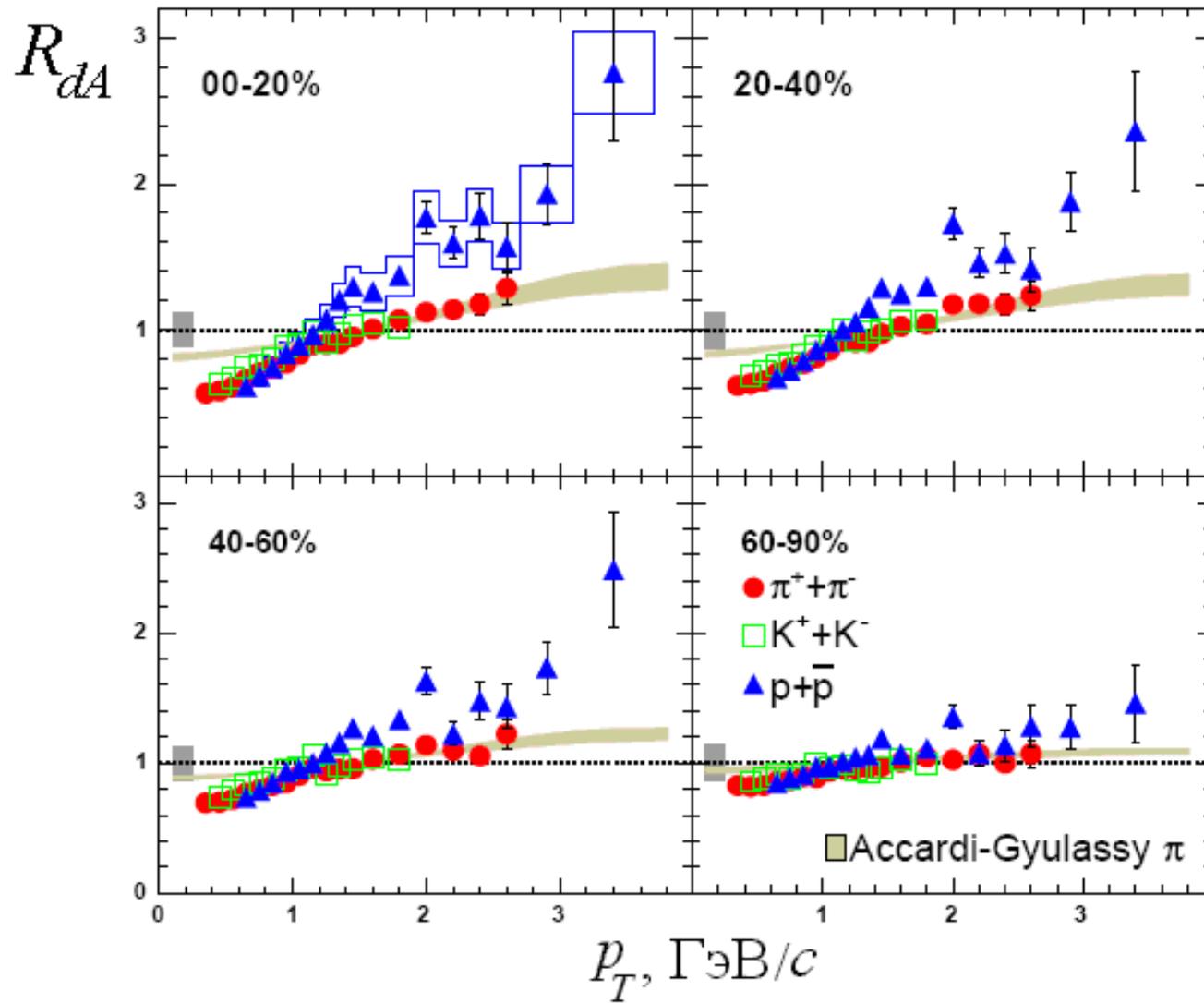
Проекция на плоскости Y и Z



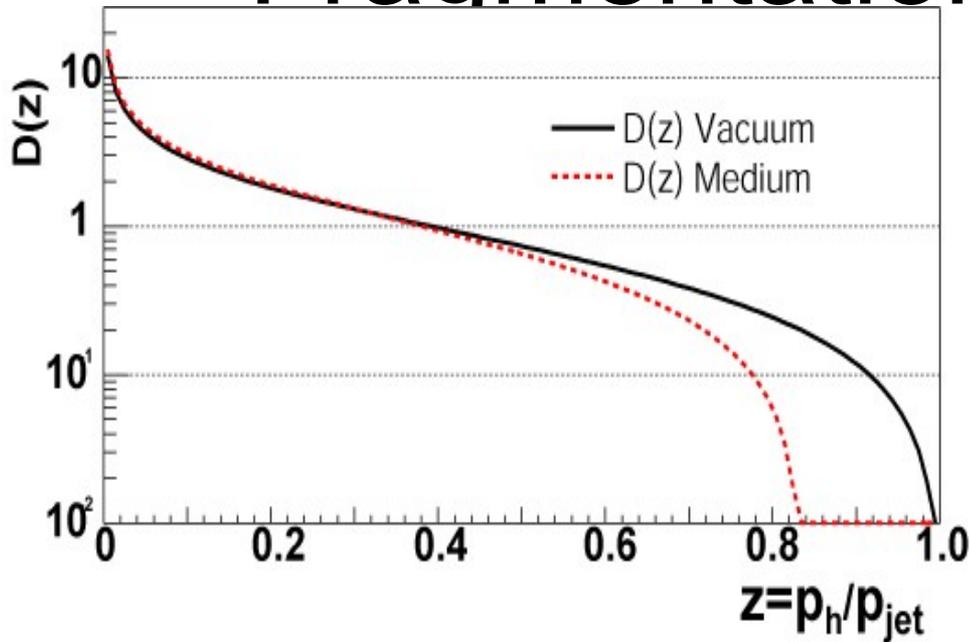


S.Turbide *et al* PRC 69 014903

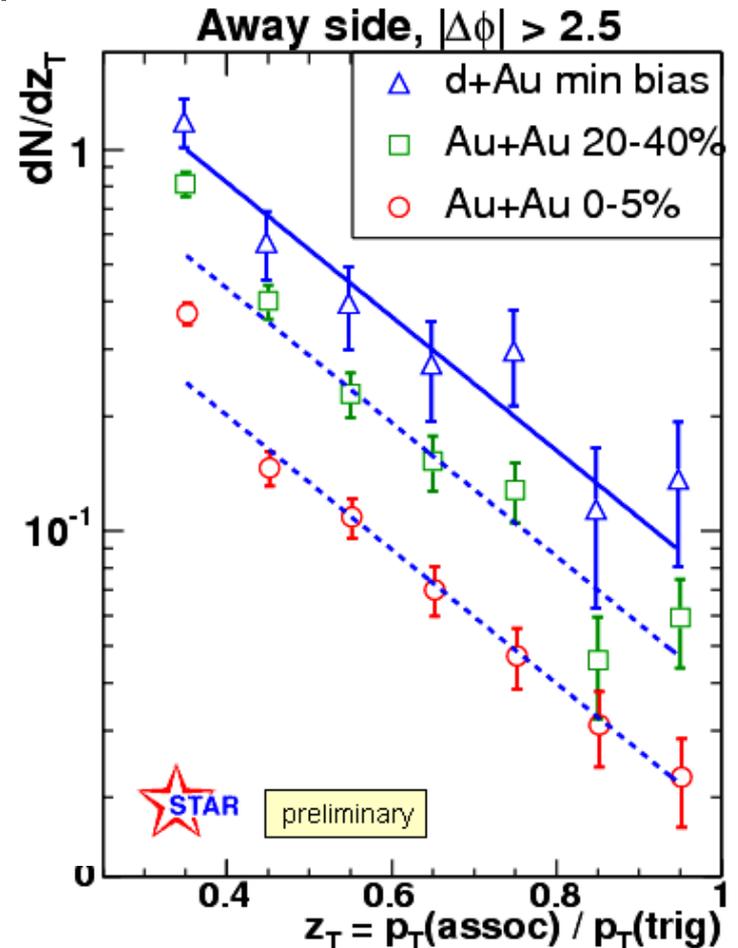




Fragmentation Function

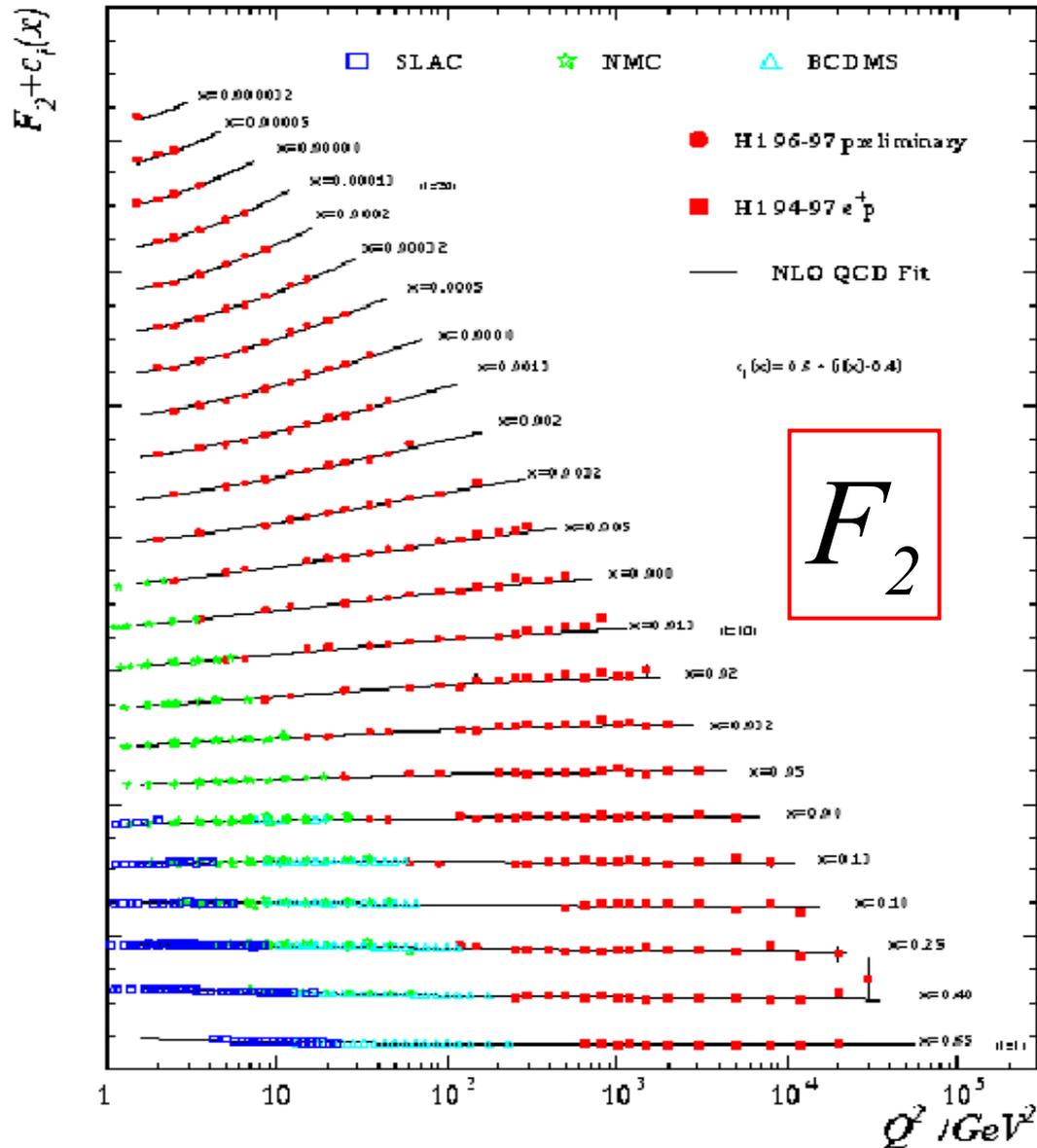


- The fragmentation function, $D(z)$ describes the process of by which a scattered parton materializes as a jet of particles.
- A medium might be expected to modify $D(z)$.
- When the full jet is difficult to identify, z is replaced by z_T referencing the leading or “trigger” particle of the jet.



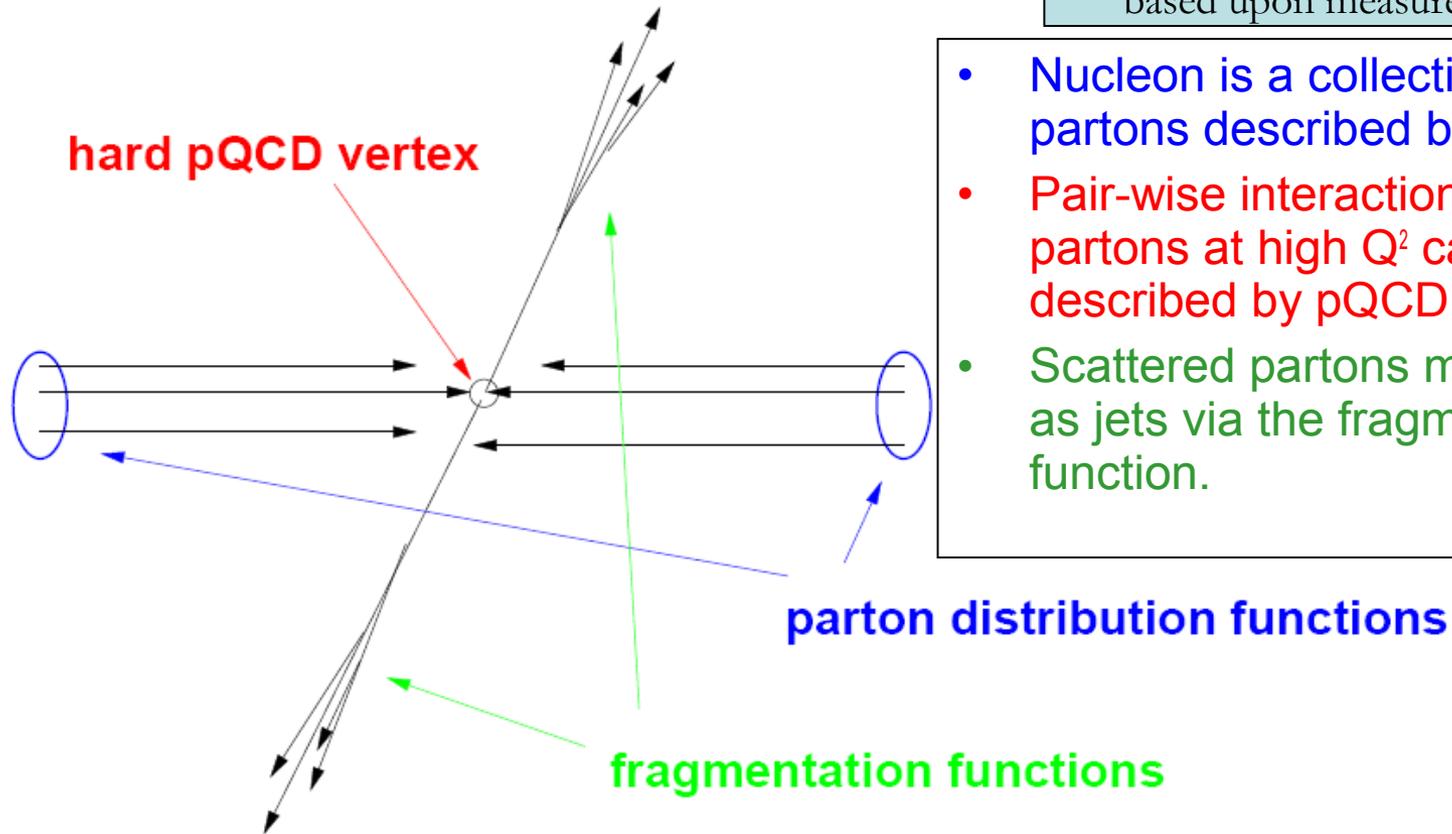
Parton Distribution Functions

- Parton Distribution Functions are well measured and universal (at least under the factorization theorem).
- Calculations (PYTHIA) use theoretical form guided by the data:
 - CTEQ 5M
 - others...
- Parton distributions in nuclei are modified as compared to nucleons.



Factorization Theorem:

NOTE: Only the pQCD cross sections are fundamental. PDF and Fragmentation are based upon measurement

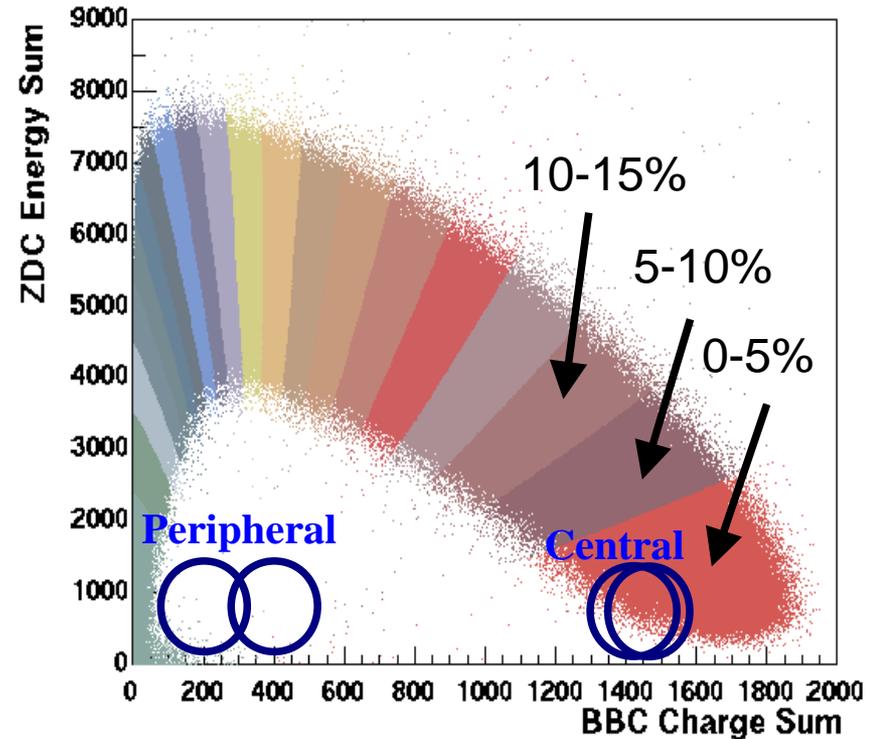
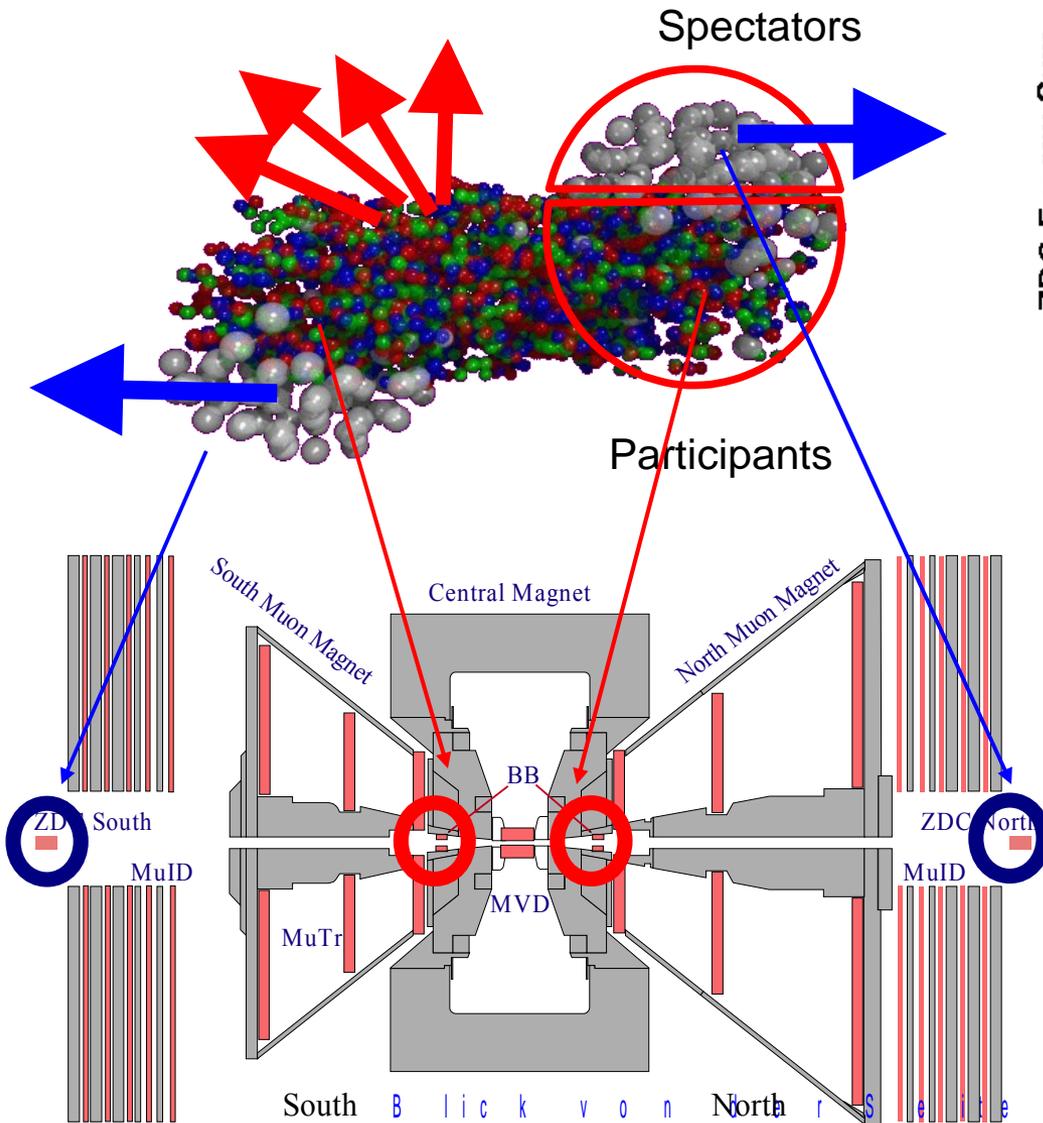


- Nucleon is a collection of partons described by PDF.
- Pair-wise interactions of partons at high Q^2 can be described by pQCD.
- Scattered partons materialize as jets via the fragmentation function.

Collins, Soper, Sterman, Nucl. Phys. B263 (1986) 37

$$d\sigma^{NN \rightarrow h+X} = \sum_{fijk} f_{i/N}(x_1, Q^2) \otimes f_{j/N}(x_2, Q^2) \otimes \hat{\sigma}_{ij \rightarrow f+k} \otimes D_{f \rightarrow h}^{vac}(z, \mu_f^2)$$

Классы центральности



- Centrality selection : Sum of Beam-Beam Counter (BBC, $|\eta|=3\sim 4$) and energy of Zero-degree calorimeter (ZDC)
- Extracted N_{coll} and N_{part} based on Glauber model.