О теоретической интерпретации данных RHIC.

А.Б. Кайдалов

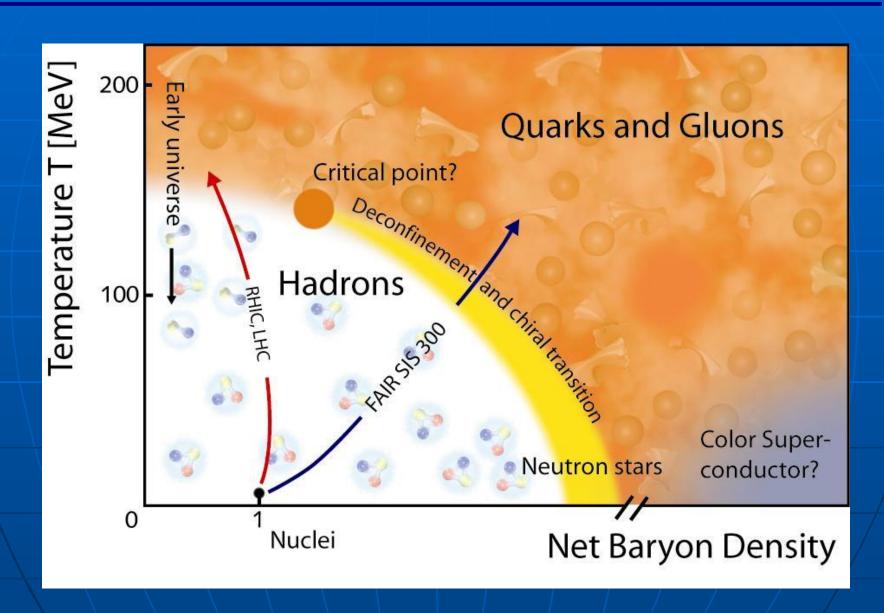
Содержание:

- Введение.
- Ядерное экранирование кварков и глюонов.
- Инклюзивные спектры в ядерных взаимодействиях.
- Анизотропные потоки.
- Рождение Ј/ψ-мезонов.
- Заключение.

Введение.

- Наличие фазового перехода конфайнмент – деконфайнмент в КХД.
 Фазовая диаграмма.
- Столкновения тяжелых ионов при высоких энергиях – способ изучения адронной материи в экстремальных условиях при температуре Т > Тс в фазе деконфайнмента : кварк-глюонной плазмы (КГП).

Фазовая диаграмма КХД



Столкновения тяжелых ионов и КГП.

 В последние годы (в основном благодаря данным RHIC) представления о КГП изменились.

Если раньше КГП рассматривалась как газ кварков и глюонов, то сейчас - как (почти идеальная) жидкость,КГПс (QGPs). Сильное взаимодействие между кварками и глюонами является естественным при Т ~ 200 Мэв ~ Λ QCD.

Важная роль непертурбативных эффектов

Столкновения тяжелых ионов и КГП.

- При исследовании ядро-ядерных взаимодействий возникает ряд важных вопросов:
- а) Каковы адекватные степени свободы?
- б) Какова пространственно-временная картина?
- в) Кварк-глюонная структура сталкивающихся ядер.
- г) Достигается ли равновесие в процессе?
- д) Сколько времени существует КГП?
- е) Характерные сигналы КГП?

Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

Большая длина когерентности (время)
 адронных флуктуаций

$$\Delta t \sim 2p/(M\Box - m\Box)$$

При высоких энергиях адронные (ядерные) флуктуации «приготавливаются» задолго до взаимодействия.

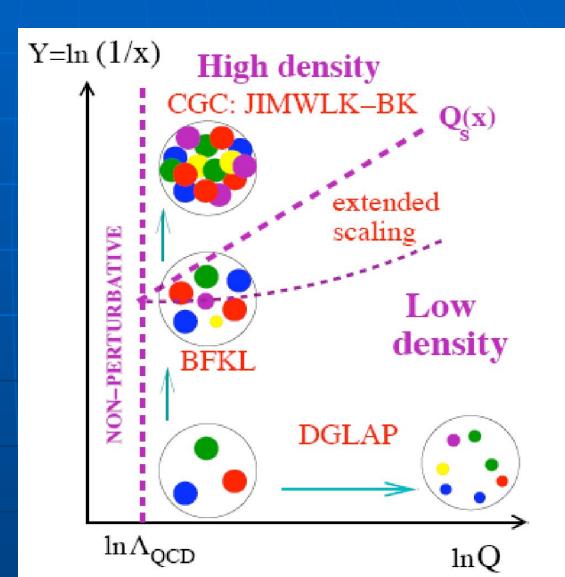
Какова структура фоковских состояний адронов (ядер) в СБИ?

Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

- Медленные партоны разных нуклонов ядра (с близкими прицельными параметрами) перекрываются и взаимодействуют.
 - В результате их плотность уменьшается и в пределе сверхвысоких энергий (или при А $\square \infty$) возникает «насыщение».
 - Расчеты глюонной компоненты ядер в пределе «насыщения» проводились на основе теории возмущений КХД.
 - "Color glass condensate" (CGC) L.McLerran et/al

«Насыщение» партонов при х 0

Граница Q_s(x) где наступает «насыщение» зависит от A.

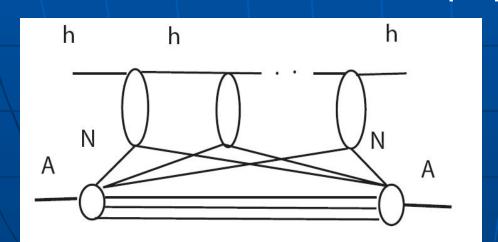


Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

Пространственно-временная картина hA (AB)

 взаимодействий изменяется при энергии Ес
 когда Icoh ~ ∆t ~ RA.

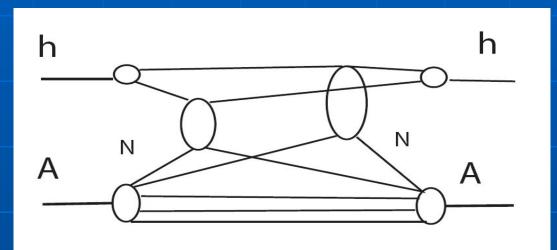
Для типичных взаимодействий Ec ~ mn□Ra. При E < Ec амплитуда упругого hA – рассеяния возникает за счет последовательных перерассеяний



начального адрона на нуклонах ядра (модель Глаубера).

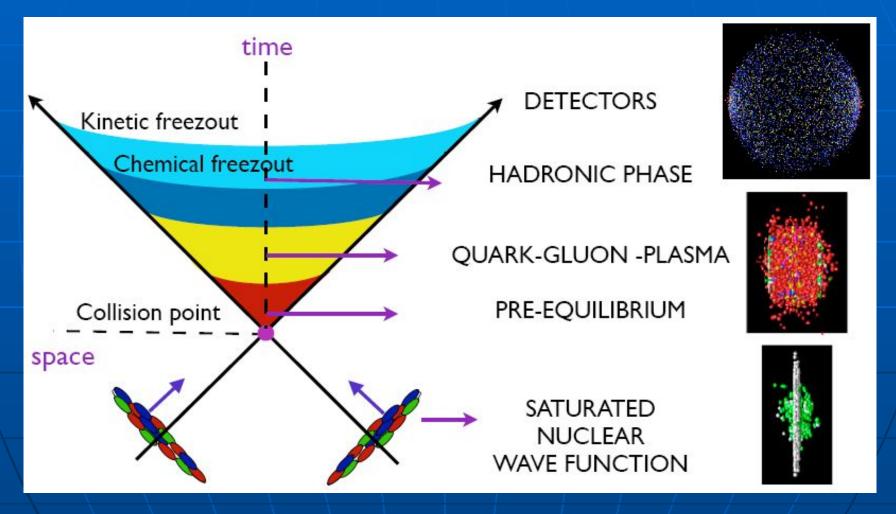
Пространственно-временная картина взаимодействий при высоких энергиях.

 При E > E_c составляющие адрона взаимодействуют с нуклонами ядра.



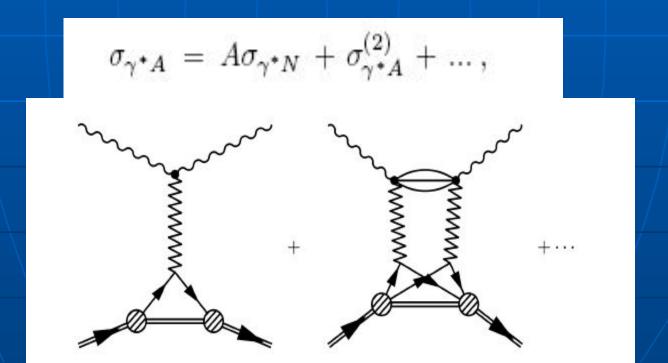
Однако амплитуда упругого hA рассеяния может быть вычислена также как в модели Глаубера, но с учётом неупругих промежуточных состояний (M□ << s) – подход Грибова.

Пространственно-временная картина взаимодействия ядер.



Ядерное экранирование кварков и глюонов.

Полное сечение взаимодействия виртуального фотона (ү*) с ядром в подходе Глаубера-Грибова описывается следующими диаграммами



Вклад второго перерассеяния

$$\begin{split} \sigma_{\gamma^{\bullet}A}^{(2)} &= & -4\pi A (A-1) \times \\ &\times \int \mathrm{d}^2 b \, T_A^2(b) \int_{M_{min}^2}^{M_{max}^2} \mathrm{d}M^2 \, \left[\frac{\mathrm{d}\sigma_{\gamma^{\bullet}N}^{\mathcal{D}}(Q^2, x_{I\!\!P}, \beta)}{\mathrm{d}M^2 \, \mathrm{d}t} \right]_{t=0}^{F_A^2(t_{min})} \,, \end{split}$$

$$T_A(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}z \, \rho_A(\boldsymbol{b}, z)$$
 $\int \mathrm{d}^2 b \, T_A(b) = 1.$

Продольная часть ядерного форм-

$$t_{min} = -m_N^2 x_{IP}^2,$$

$$F_A(t_{min}) = \int d^2b J_0(\sqrt{-t_{min}}b) T_A(b)$$
,

фактора $F_A(t_{min}) = \int \mathrm{d}^2 b \, J_0(\sqrt{-t_{min}}b) \, T_A(b) \, ,$ Учитывает условие когерентности: x<< 1/mn RA

Многократные перерассеяния.

Поправки более высоких порядков – модельно зависимы. Две модели, использовавшиеся в работах

A.Capella et al (1997), N.Armesto et al (2003), K.Tywoniuk et al (2006):

а) Модель Швиммера

$$\sigma_{\gamma^{\bullet}A}^{Sch} = \sigma_{\gamma^{\bullet}N} \int d^2b \frac{A T_A(b)}{1 + (A-1)f(x,Q^2)T_A(b)},$$

где

$$f(x,Q^2) \;=\; \frac{4\pi}{\sigma_{\gamma^{\bullet}N}} \, \int_{M_{min}^2}^{M_{max}^2} \mathrm{d}M^2 \, \left[\frac{\mathrm{d}\sigma_{\gamma^{\bullet}N}^{\mathcal{D}}}{\mathrm{d}M^2 \, \mathrm{d}t} \right]_{t=0} \, F_A^2(t_{min}) \;. \label{eq:force_force}$$

Многократные перерассеяния.

b) Модель квази-эйконала

$$\sigma_{\gamma^*A}^{eik} = \sigma_{\gamma^* \text{nucleon}} \int d^2b \; \frac{A}{2(A-1)f(x,Q^2)} \left\{ 1 - \exp\left[-2(A-1)T_A(b)f(x,Q^2) \right] \right\},$$

Отношение сечений на нуклон для различных ядер

$$R(A/B) = \frac{B}{A} \frac{\sigma_{\gamma^*A}}{\sigma_{\gamma^*B}} \ .$$

В модели Швиммера

$$R^{Sch}(A/\text{nucleon}) = \int d^2b \; \frac{T_A(b)}{1 + (A-1)f(x,Q^2)T_A(b)} \; ,$$

Дифракционное рождение в ү*рстолкновениях.

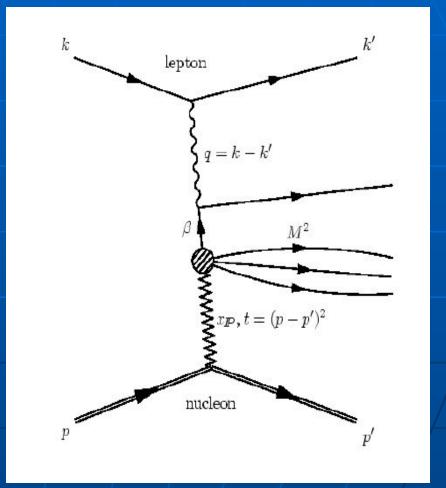
- Для вычисления ядерного экранирования в этом подходе необходимо знать соответствующие сечения дифракционной диссоциации на нуклоне.
- В работе A.Capella et al для описания ядерных структурных функций в области малых х (экранирование кварков) использовалась параметризация данных HERA (с учётом КХД-эволюции).

Диффракционное рождение в ү*р-столкновениях.

В работе N.Armesto et al использовалась унитарная модель ү*р — взаимодействий, справедливая в широкой области Q□.

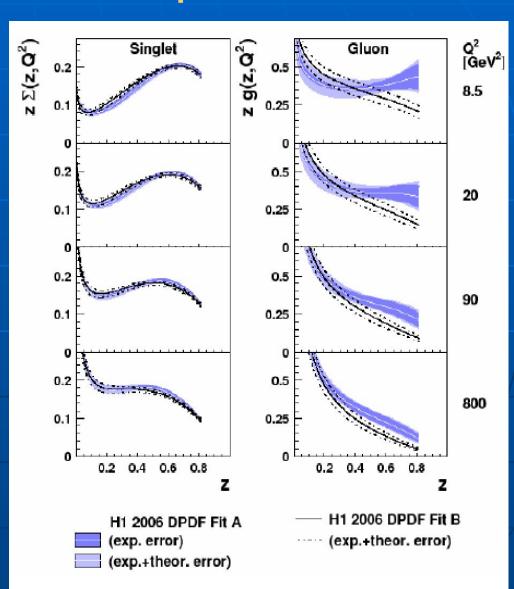
K.Tywoniuk et al

вычисляли ядерное экранирование глюонов, используя результаты последнего анализа H1.



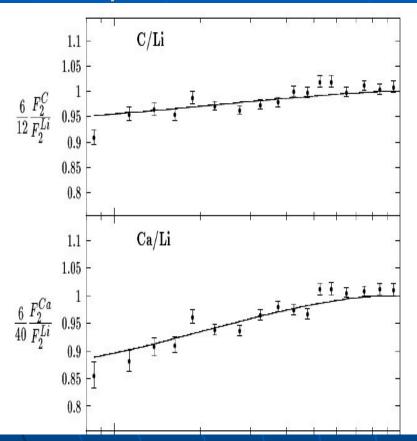
Распределения кварков и глюонов в помероне.

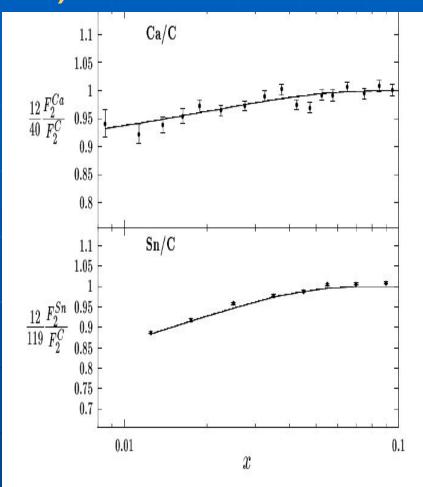
Распределения кварков в помероне известны достаточно хорошо. Имеются неопределенности в распределениях глюонов при z>0.5. (Фит А и В Н1).



Сравнение с экспериментом (NMC)

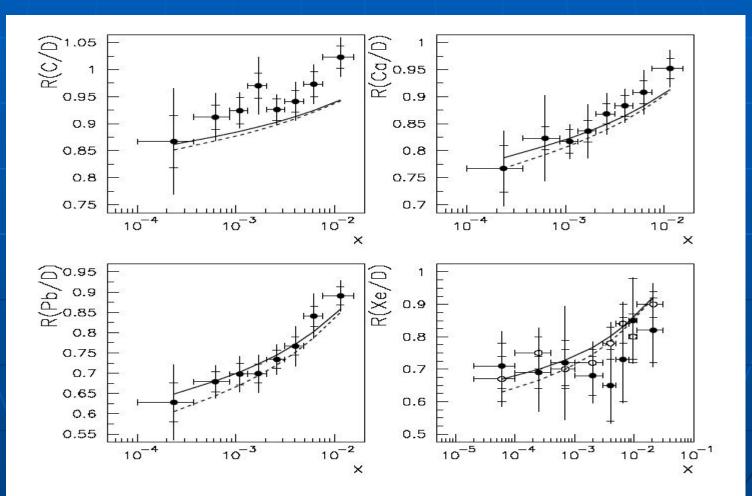
A.Capella et al





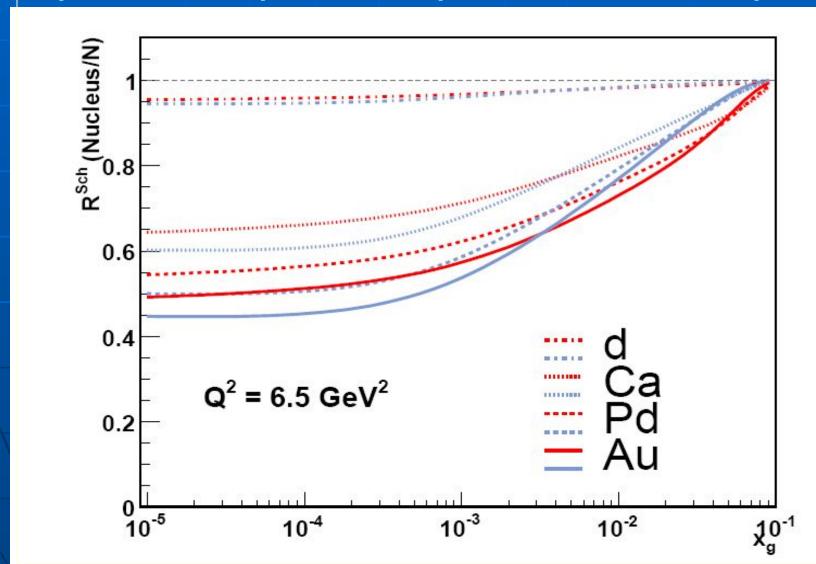
Сравнение с экспериментом (Е665)

N.Armesto et al



Экранирование для глюонов

Красные кривые-фит А, синие-фит В



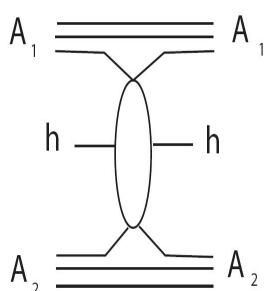
Инклюзивные спектры и плотности частиц.

Для перерассеяний с небольшими массами промежуточных состояний (М ~ m_N) в центральной области инклюзивных спектров при s□ ∞ имеет место АГК сокращение

диаграмм.

$$\frac{d\sigma_{A_1A_2}}{dy} = T_{A_1A_2}(b)\frac{d\sigma_{NN}}{dy},$$

$$T_{A_1A_2}(b) = \int d^2s T_{A_1}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) T_{A_2}(\mathbf{s}).$$



Плотности частиц, рождённых в ядро - ядерных столкновениях

Для плотности числа частиц имеем

$$\frac{dn_{A_1A_2}(b)}{dy} = n_{A_1A_2}(b)\frac{dn_{NN}}{dy}, \qquad (*)$$

где

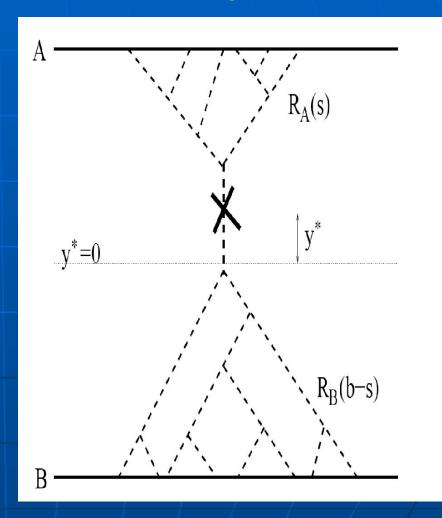
$$n_{A_1A_2}(b) = rac{T_{A_1A_2}(b)\sigma_{NN}^{(ext{tot})}}{\sigma_{A_1A_2}^{(ext{tot})}}$$
 ЧИСЛО NN

столкновений (тоже, что и в модели Глаубера). Обычно ядерные эффекты Ra1A2 определяются по отношению к формуле (*).

Вычисление эффектов, связанных с экранированием мягких партонов.

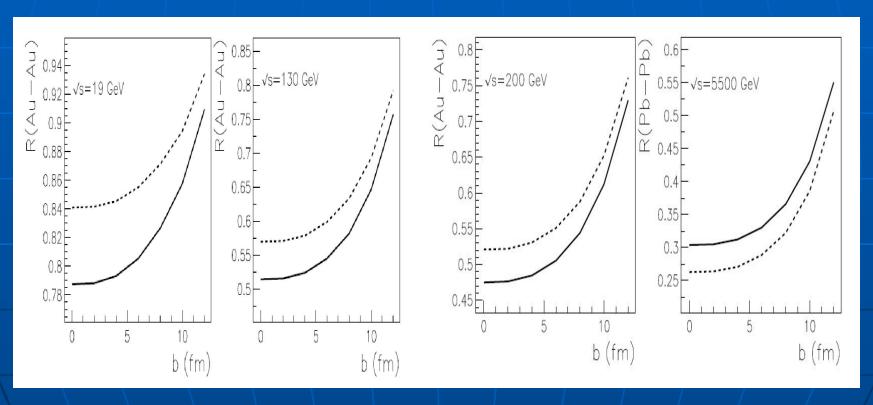
В модели Швиммера подавление инклюзивных спектров описывается простой формулой

$$R_{AB}(b) = \frac{\int d^2s \ R_A(\vec{s}) R_B(\vec{b} - \vec{s})}{T_{AB}(b)}$$



Зависимость подавления от энергии и прицельного параметра.

N.Armesto et al.



Экранирование партонов и данные RHIC.

Уменьшение плотности частиц по сравнению с моделью Глаубера согласуется с данными RHIC. Зависимость от b (Npart) также согласуется с эксп. данными.

Глаубер	С учётом экрани- рования	Экспе- римент √s= 130 Гэв
1200	630±	555±
±	120	12±35 622±1
100		±41

Ядерные эффекты при больших рт.

В простейшей кинематике столкновения партонов $x_{A(B)} = \frac{m_T}{\sqrt{s}} e^{\pm y^*},$

Условие x << 1/m

R

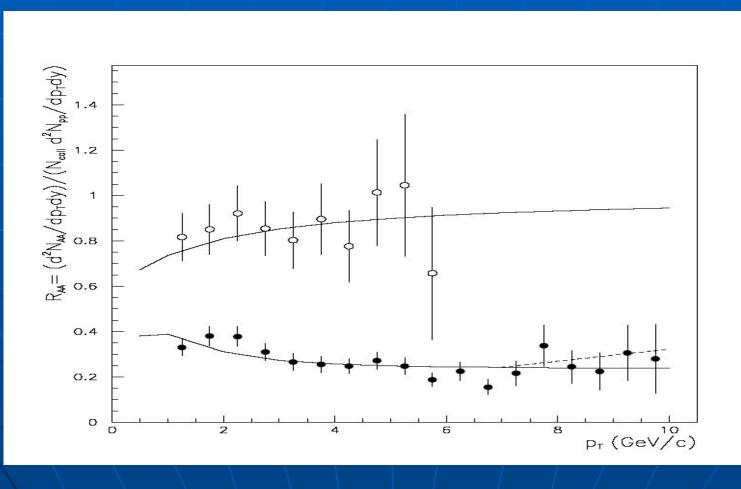
накладывает при заданной энергии ограничения на величину т.

На RHIC эффекты экранирования партонов отсутствуют в области больших рт.

Подавление рождения адронов и струй с большими рт наблюдается на RHIC. Это один из важнейших результатов.

Подавление выходов π°-мезонов при больших рт.

Данные - Phenix , Кривые - CFKS



Теоретические модели для описания ядерных эффектов при больших рт.

Взаимодействия в начальном состоянии не могут быть ответственны за эффекты наблюдаемые на RHIC в области больших рт.

Подавление возникает за счёт взаимодействия в конечном состоянии.

Модели:

- а) Когерентное излучение глюонов в веществе (аналог ЛПМ- эффекта)
 - R. Baier et al., B.G.Zakharov,
 - M. Gyulassy et al., C. Salgado et al., I.Lokhtin et al.

Теоретические модели для описания ядерных эффектов при больших рт.

б) Потери энергии в результате взаимодействия со средой (с окружающими частицами).

$$\tilde{S}_{\pi^0}(b,s,y,p_T) = \exp\left\{-\tilde{\sigma}\left[1 - \frac{N_{\pi^0}(b,s,y,p_T + \delta p_T)}{N_{\pi^0}(b,s,y,p_T)}\right]N(b,s,y)\ell n\left(\frac{N(b,s,y)}{N_{pp}(y)}\right)\right\}$$

Учитывается также эффект Кронина (возрастание поперечного импульса за счёт ядерных эффектов).

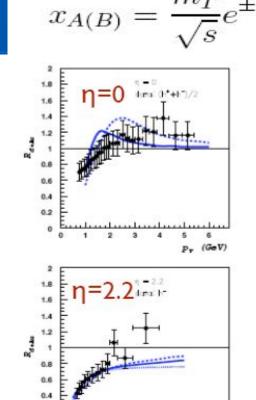
A.Capella et al, A.Drees et al, W.Cassing et al Модель хорошо описывает зависимость от b.

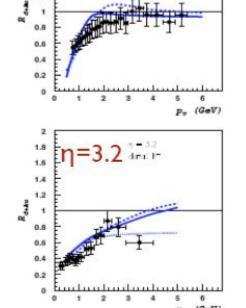
Рождение частиц в области фрагментации нуклона.

В области фрагментации нуклона (у>>1) могут быть выполнены условия когерентности

при больших рт. Экспериментальные данные о D-Au (Brhams) указывают на уменьшение R с ростом у. (кривые -Kovchegov et al)

x << 1/mn Ra даже



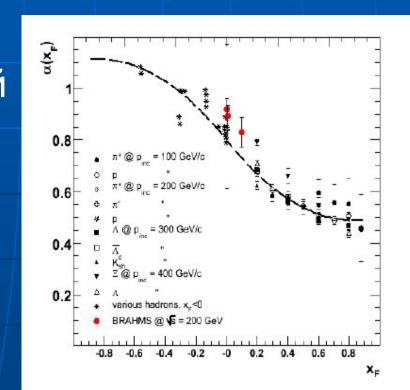


Рождение частиц в области фрагментации нуклона.

Указывают ли эти результаты на проявления CGC или экранирования партонов?

В области фрагментации важную роль играет эффект связанный с сохранением

импульса (ограничение на число взаимодействий в ядре при хг ~ 1). Он хорошо известен в hA - взаимодействиях и описывается в существующих моделях.



Рождение частиц в области фрагментации нуклона.

Проверка:

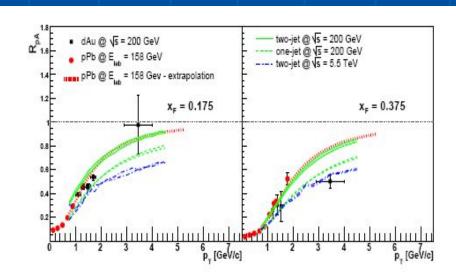
Скейлинг по переменной XA - CGC

Скейлинг по переменной Х – эффекты связанные сохранением энергии-импульса.

Сравнение данных RHIC и SPS указывает на

приближённый

XF - скейлинг. Эффект экранировки глюонов мал. K.Tywoniuk et al.



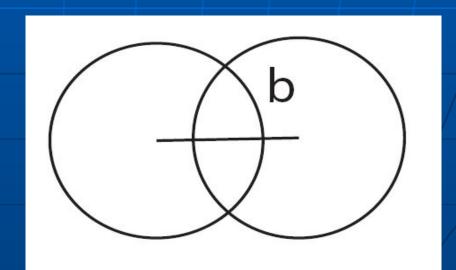
Анизотропные потоки.

Анизотропия области перекрытия ядер проявляется в угловых распределениях образующихся частиц.

$$w(\phi)=v_0+\sum 2v_n\cos(n\phi)$$

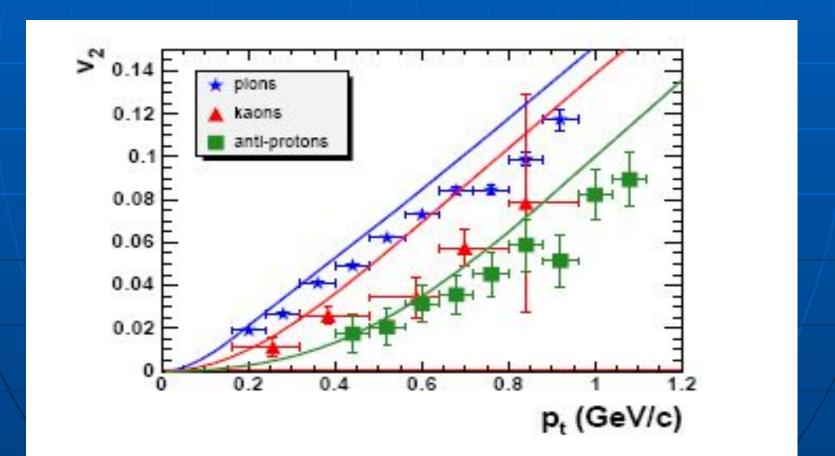
V2 - эллиптический поток.

V₂(b,p_T,y,s) Успешное описание данных RHIC о V₂ в гидродинамической (ГМ) модели.



Эллиптический поток.

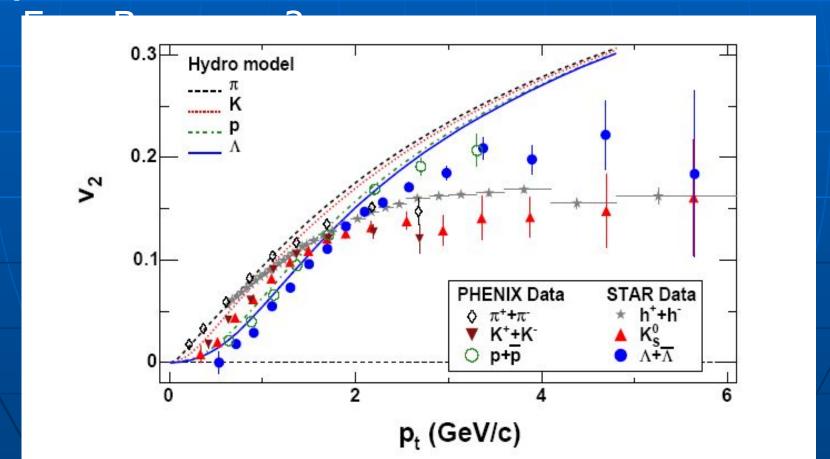
ГМ описывает зависимость от рт (до 2 Гэв) и от типа частиц.



Эллиптический поток.

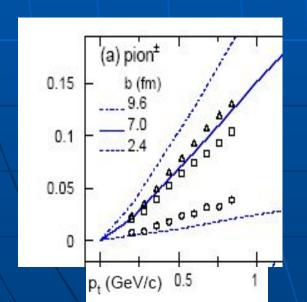
Недостатки ГМ:

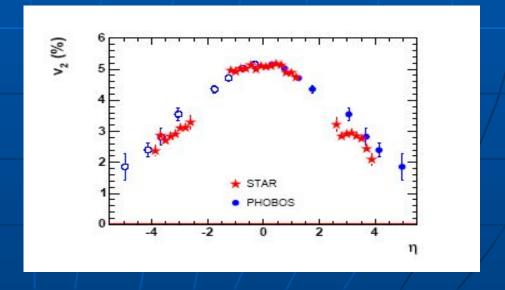
а) Не описывается поведение при рт > 2



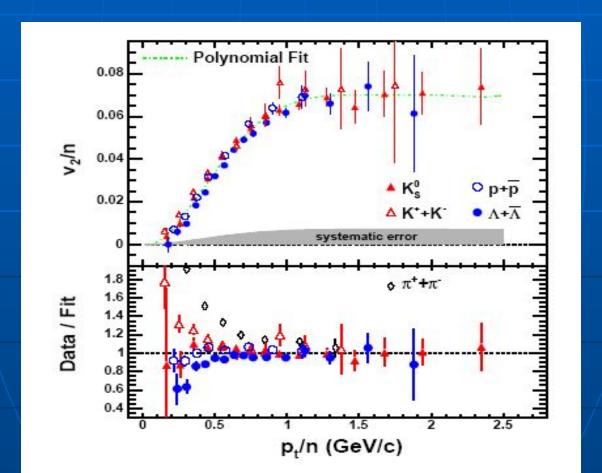
Проблемы ГМ.

- б) Слишком быстрый рост с увеличением b.
- в) Отсутствие зависимости от у.
- г) Малые V4. $(V4)^2/V_2 = \frac{1}{2}$; exp: 1.17 ± 0.01 Малое число перерассеяний и отсутствие локального равновесия. Blaizot et al.

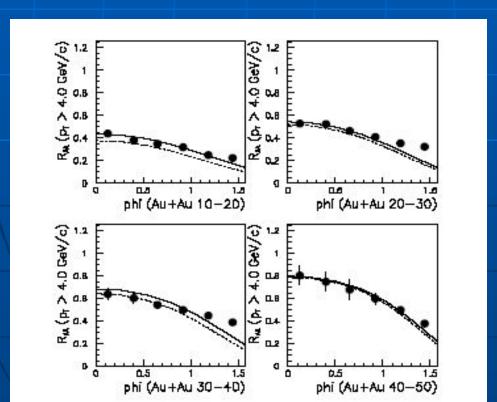


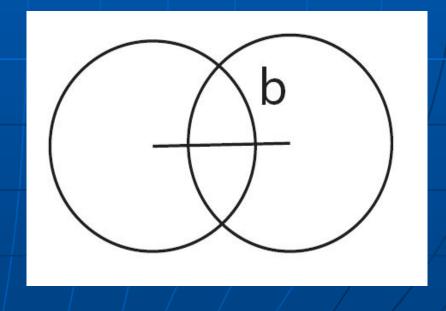


Скейлинг для v₂/n , pт/n , n – число составляющих кварков.



В модели с взаимодействием в конечном состоянии V2 возникает естественным образом. F.Capella, E.G.Ferreiro

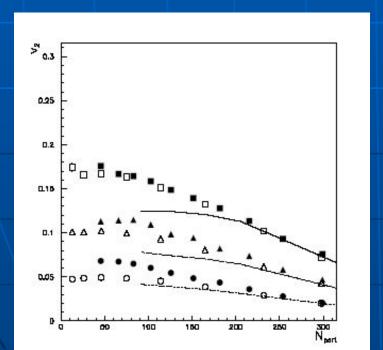


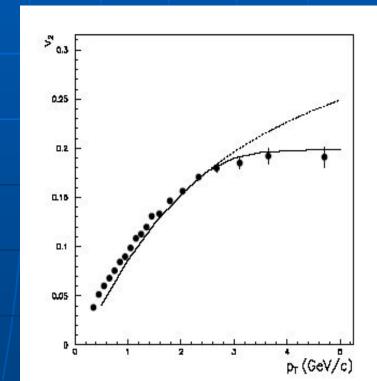


Модель воспроизводит зависимость V2 от рт (при всех рт).

Недостаток- слишком слабая зависимость

от b.

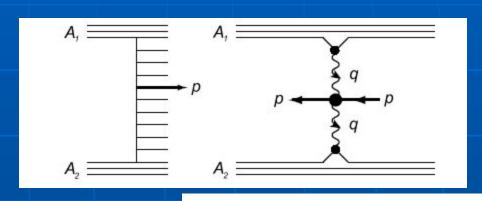




Большинство моделей основано на классическом подходе. Роль квантовых эффектов?

Теоретико-полевой подход показывает, что анизотропии возникают и за счёт распределения партонов в начальной волновой функции нуклона (ядра) К.Г.Боресков, А.Б.К., О.В.Канчели

Вклад в V2 дает взаимодействие не только в конечном, но и начальном состоянии!



$$v_2 = c_{pq} \, \frac{r_0^4 T_{int}^{\prime\prime}(\mathbf{b}^2)}{T_{int}(\mathbf{b}^2)} \, (\mathbf{p}_t^2 \mathbf{b}^2)$$

$$v_2(b; p_t, y) = \frac{I_1(\alpha/2)}{I_0(\alpha/2)} \approx \frac{\alpha}{4}$$

$$\alpha = \frac{c_{pq}r_0^4p_t^2b^2}{R^2(R^2 + 4c_{pq}r_0^4p_t^2)} \ ,$$

$$R^2 = R_A^2 + R_B^2 + R_{regge}^2(Y) \ .$$

Рождение Ј/ф-мезонов.

Подавление выходов тяжелых кваркониев – важная характеристика системы, рождённой в столкновениях тяжелых ионов. Для выяснения природы эффекта надо понимать динамику рождения кваркониев в NA – взаимодействиях.

Интересный результат RHIC: при рождении J/psi в D-Au столкновениях с хг~0 подавление J/psi существенно уменьшилось по сравнению с более низкими энергиями.

 $\sigma \sim 1 \text{ mb } (\sigma \sim 5 \text{ mb при } \sqrt{s} \sim 20 \text{ Гэв })$

Изменение картины взаимодействия при рождении J/ψ-мезонов на RHIC.

При образования J/psi с x_F=0 в NA столкновениях критическая энергия Ес находится в области энергий RHIC.

$$E_{C}=rac{M_{car{c}}^{2}}{2x_{+}}rac{R_{A}}{\sqrt{3}}$$

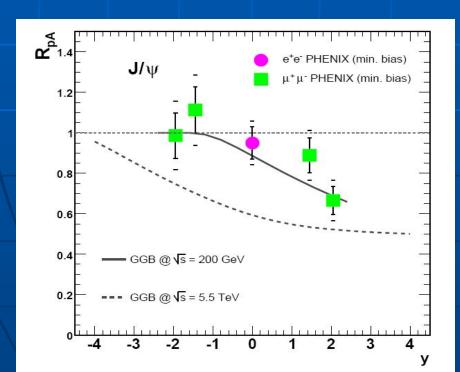
Формулы простейшей модели Глаубера не применимы,

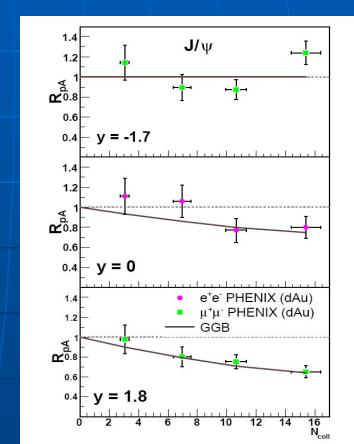
АГК сокращения имеют место и главный вклад в инклюзивные спектры при хг~0 дают диаграммы с взаимодействием померонов, отвечающие ядерному экранированию глюонов.

Рождение Ј/ф-мезонов.

Распределения глюонов в ядрах, обсуждавшиеся выше позволяют описать данные D-Au на RHIC.

K.Tywoniuk et al.





Ядерные эффекты для J/ψ в NA.

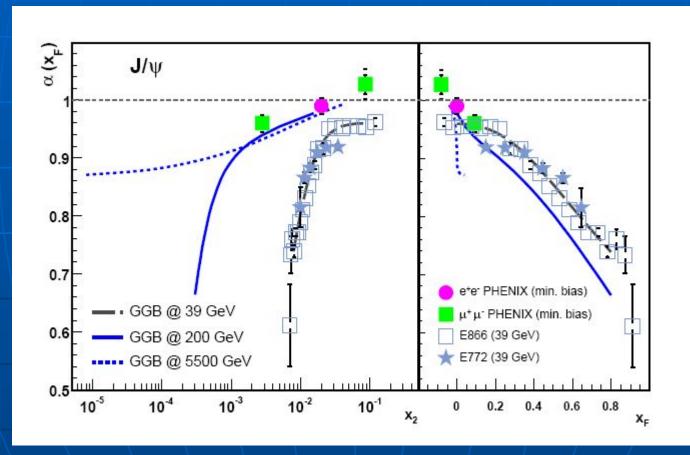
Параметризация инклюзивных сечений

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{hA}^a}{\mathrm{d}^3 p} = \frac{\mathrm{d}\sigma_{hN}^a}{\mathrm{d}^3 p} A^{\alpha(x_F)} ,$$

Учёт изменения пространственновременной картины позволяет описать данные о рождении Ј/ψ в NA – взаимодействиях при всех энергиях и получить предсказания для LHC (переход от Xf к XA –скейлингу).

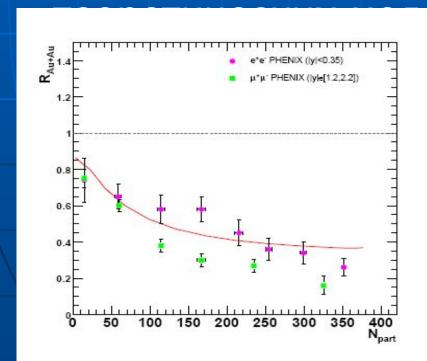
Ядерные эффекты для J/ψ в NA.

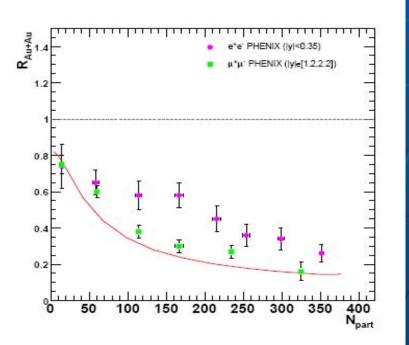
K.Tywoniuk et al.



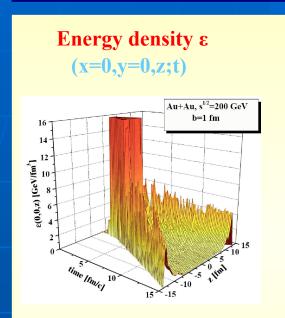
Рождение J/ψ–мезонов в ядроядерных взаимодействиях.

Данные RHIC о рождение Ј/ф-мезонов в столкновениях существенны для понимания процесса (представляют трудность для большинства





J/Ψ and Ψ' suppression in Au+Au at RHIC: QGP threshold scenario

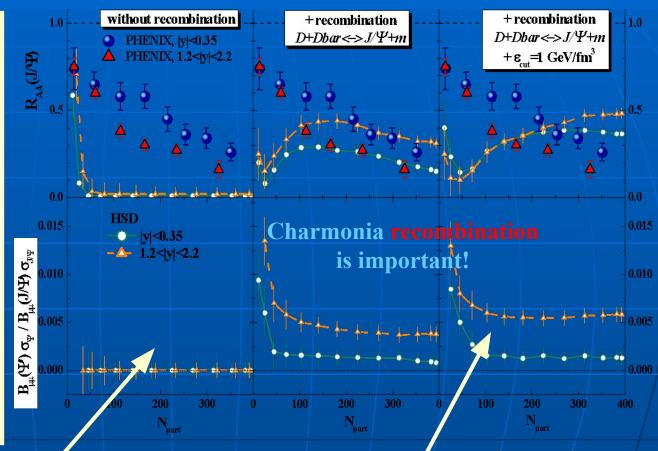


Threshold energy densities:

J/ Ψ melting: $\varepsilon(J/\Psi)=16$ GeV/fm³

 χ_c melting: $\epsilon(\chi_c) = 2 \text{ GeV/fm}^3$

 Ψ , melting: $\varepsilon(\Psi) = 2 \text{ GeV/fm}^3$



Satz's model: complete dissociation of initial J/Y and Y' due to the huge local energy densities!

Energy density cut ϵ_{cut} =1 GeV/fm³ reduces the meson comover absorption, however, D+Dbar annihilation can not generate enough charmonia, especially for peripheral collisions!

QGP threshold melting scenario is ruled out by PHENIX data!

Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения J/ψ–мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях.

«Аномальное» подавление Ј/ф-мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях на SPS хорошо

Описывается в модели с взаимодействием

$$S^{co}(b, s, y) = \exp[-\sigma_{co}N^{co}(b, sy) \ln(N^{co}(b, s, y)/N_{pp}(0))]$$
 $\sigma = 0.65 \text{ mb}$

Для RHIC необходимо учесть изменение в поглощении Ј/ψ на нуклонах (см. выше) и наличие рекомбинации –мезонов в Ј/ψ.

Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения J/ψ–мезонов в ядро - ядерных взаимодействиях.

При учёте рекомбинации

$$S^{CR}(b, s, y) = \exp \left\{ -\sigma \left[N^{co} - C n(b, s) \right] \ln \left[\frac{N^{co}}{N_{pp}(0)} \right] \right\}$$

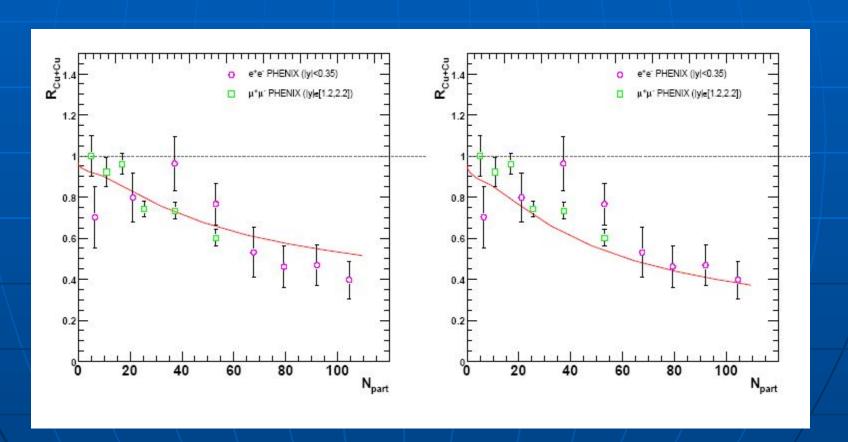
$$C = \frac{\left(dN_{pp}^D/dy \right)^2}{dN_{pp}^{J/\psi}/dy}$$

Величина C быстро растёт с увеличением энергии и при энергии √s = 200 Гэв C~1.

С учётом рекомбинации модель описывает данные о подавлении Ј/ф-мезонов в ядерных взаимодействиях.

Модель с взаимодействием в конечном состоянии для рождения J/ψ–мезонов в ядро - ядерных взаимодействиях.

Cu+Cu-взаимодействия



Заключение.

- Изучение ядро ядерных взаимодействий при высоких энергиях даёт важную информацию о свойствах КХД и пространственно-временной структуре ядерных процессов.
- Структурные функции ядер и распределения кварков и глюонов в ядрах при х□ 0 могут быть вычислены, используя формализм Грибова.

Заключение.

- Взаимодействия партонов с малыми х играют важную роль в процессах взаимодействия тяжелых ионов на
 RHIC и будут ещё более существенны на LHC. Однако "насыщение" партонных распределений на RHIC не достигнуто.
- В процессах рождения частиц и струй с большими рт в центральной области быстрот главную роль играет взаимодействие в конечном состоянии.

Заключение.

- При рождении частиц в области фрагментации необходимо учитывать эффекты, связанные с сохранением импульса.
- Величины анизотропных потоков позволяют получить важную информацию о динамике процессов.
- В процессах рождения тяжелых кваркониев происходит смена динамич. режима при энергиях RHIC.