Уникальные свойства кварк глюонной плазмы

В. Л. Коротких

- 1. Подавление Y(2S), Y(3S) самый красивый эффект
- 2. Флуктуации коллективного потока
- 3. Коллективный поток в столкновениях малых нуклонных систем.
- 4. Суб-нуклонная структура источников частиц
- 5. Плавление кварковых систем в КГП



В.Л. Коротких Кварк-глюонная плазма в столкновениях релятивистских ионов http://nuclphys.sinp.msu.ru/

1. Подавление выхода Y(2S), Y(3S) – самый красивый эффект



Семинар по ядерной физике НИИЯФ МГУ 30 октября 2018 г. В.Л. Коротких

Подавление Y(2S), Y(3S) – самый красивый эффект



Подавление Y(2S), Y(3S) – самый красивый эффект

CMS 2018 pp, pPb, PbPb



Подавление Y(2S), Y(3S) – асимметричные ионы



Подавление Y(2S), Y(3S) – асимметричные ионы

LHCb 2018 p+Pb, Pb+p

$$\Re_{(p\mathrm{Pb}|\mathrm{Pb}p)/pp}^{\Upsilon(nS)/\Upsilon(1S)} = \frac{R(\Upsilon(nS))_{p\mathrm{Pb}|\mathrm{Pb}p}}{R(\Upsilon(nS))_{pp}}$$

 $\Re_{p\text{Pb}/pp}^{\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)} = 0.86 \pm 0.15,$ $\Re_{p\text{Pb}/pp}^{\Upsilon(3S)/\Upsilon(1S)} = 0.81 \pm 0.15,$

 $\Re_{\text{Pb}p/pp}^{\Upsilon(2S)/\Upsilon(1S)} = 0.91 \pm 0.21,$

 $\Re_{\rm DL}^{\Upsilon(3S)/\Upsilon(1S)} = 0.44 \pm 0.15.$

Соответствует парадигме недопустимости образования КГП в столкновениях р + А

→ Не соответствует этой парадигме

Pb+p →

 $p+Pb \rightarrow$

1. Подавление Y(2S), Y(3S) – самый красивый эффект

Уникальность и вопросы

- Эффект измеряется из экспериментального соотношения
 в столкновениях ионов и p+p
 D
- Результат получен в одном эксперименте при одинаковых критериях отбора событий
- Результат не зависит от использования теоретических моделей (типа «число раненых нуклонов»)
- ✤ Новые вопросы из сравнения результатов (Pb+p, p+Pb) для Y(3S)/Y(1S)

2. Флуктуации коллективного потока частиц в столкновениях тяжёлых ионов

Флуктуации геометрии начального состояния в области перекрытия двух ядер в поперечной плоскости



Источники флуктуаций :

Флуктуации геометрии начального состояния

- 1. Флуктуации множественности (прицельного параметра)
- 2. Не потоковые эффекты (рождение струй, резонансов)
- 3. Флуктуации формы области перекрытия (разные комбинации v₂, v₃, ...)
- 4. Флуктуации угла плоскости события

Семинар по ядерной физике НИИЯФ МГУ 30 октября 2018 г. В.Л. Коротких

5. Флуктуации значений гармоники v_n от события к событию



- (—)
- (—)
- (—)

(--)

(+)

Пособытийный анализ v_n - флуктуаций

$$E\frac{d^{3}N}{d^{3}p} = \frac{1}{\pi}\frac{d^{2}N}{dp_{t}^{2}dy} \left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} v_{n}\cos n(\phi - \Psi_{n})\right] , \quad (1)$$



Параметры гармоник v_2 и v_3 измерены в отдельных событиях

Пособытийный анализ v_n - флуктуаций в ATLAS и CMS



Каждая точка отдельное событие (пособытийный анализ)

Метод обратной свёртки (unfolding) в Event-by-Event анализе исключает погрешности эксперимента и нединамические флуктуации

Эксцентриситеты области перекрытия ядер

• $v_n \propto \varepsilon_n$ - FS connected to IS (final/initial state)



Асимметрия распределения плотности вероятности и негауссовское распределение вероятности эллиптичности \mathcal{E}_2 Значения эллиптичности \mathcal{E}_2 в МС-Глауберовской модели

Семинар по ядерной физике НИИЯФ МГУ 30 октября 2018 г.

arXiv:0312008_Miller_Au+Au collisions,



Распределение вероятности $p(\varepsilon_2)$ в Au+Au для отдельных интервалов центральности Bessel-Gaussian MC-Glauber ____tic-Power 3.5 5-10% (×0.5) 25-30% 45-50 65-70% 2.5 P(22) (b) 1.5 0.5 0.6 0.8 0.6 0.8 0.2 0.4 0.6 0.8 0 0.2 0.4 82 82 Зеленый пунктир – гауссовское распределение Красная линия – эллиптик-степенная функция $P_{Power}(\varepsilon) = 2\alpha\varepsilon(1-\varepsilon^2)^{\alpha-1}$

> Негаусовская форма p.d.f сильнее проявляется для периферических столкновений ядер В.Л. Коротких

Двумерное пространственное распределение p.d.f (эффект «скошенности»)

1405.6595_Yan_Ollitrault_Poskander,

Monte Carlo Glauber simulation of Pb+Pb collisions at 2.76 TeV и два варианта параметризации



Скошенность γ₁ - разница интеграла от p(v_n) между интервалами после и до максимума γ₁ принимает **отрицательные значения** для периферических столкновений.

Для Гауссовских флуктуаций «скошенность» равна нулю для всех центральностей, $\gamma_1 = 0$.

После интегрирования по углу ϕ



Прецизионное измерение эффекта «скошенности» в СМS для PbPb

CMS-MSU результаты PbPb при 5.02 ТэВ arXiv:1711.05594, диссертация Е.Н. Назаровой (декабрь 2018 г.)



Измеренные p.d.f. P(ε_x , ε_y) в CMS

Прямые измерения указывают на динамические негауссовские флуктуации p.d.f. эллиптичности.

2. Флуктуации коллективного потока частиц в столкновениях тяжёлых ионов

Уникальность

- Измерена независящая от модельных предположений плотность вероятности p(v₂) эллиптического потока частиц в Pb+Pb
- Обнаружена пространственная асимметрия распределения $p(\varepsilon_x, \varepsilon_y)$ (эффект «скошенности»)
- Экспериментально установлен негауссовский характер эллиптичности начальной системы области перекрытия ядер

3. Коллективный поток в столкновениях малых нуклонных систем.



Коллективный поток в столкновениях малых нуклонных систем.



Коллективный поток в столкновениях малых нуклонных систем.



Малые нуклонные системы d+Au, ³He+Au

$$E\frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{\pi}\frac{d^2N}{dp_t^2dy} \left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos n(\phi - \Psi_n) \right] \quad , \quad (1)$$



Семинар по ядерной физике НИИЯФ МГУ 30 октября 2018 г. В.Л. Коротких

Малые нуклонные системы d+Au, ³He+Au

Горячие капли КГП

 He^3 + Au, RHIC



Идея горячих капель КГП состоит в том, что 3 нуклона в столкновении с тяжёлым ядром Au образуют одно, два или три мгновенные капельки первичной КГП, которые затем дают анизотропное распределение частиц

J.L. Nagle, W.A.Zajc, arXiv:1801.03477 J.L. Nagle et al., arXiv:1808.01276

3. Коллективный поток в столкновениях малых нуклонных систем.

Уникальность и вопрос

 Открыто проявление коллективного потока частиц в столкновениях малых нуклонных систем
 Идея образования отдельных горячих капель КГП
 Ставится под сомнение парадигма недопустимости образования КГП в столкновениях малых нуклонных систем

4. Суб-нуклонная структура источников частиц в

столкновениях асимметричных ядер

(Асимметрия по быстроте для асимметричных ионов)





FIG. 1: Measured pseudorapidity distributions of charged particles from d + Au collisions at $\sqrt{s_{_{NN}}} = 200$ GeV as a function of collision centrality. Shaded bands represent 90% confidence level systematic errors and the statistical errors are negligible. The minimum-bias distribution is shown as open diamonds [10].

Функция эмиссии источников с вычислением числа раненых объектов излучения

В MC-Glauber модели для столкновения двух ядер А + В множественность зависит от прицельного параметра:

$$M(\eta,b) = f^{F}(\eta,b)N_{part}(A,b) + f^{B}(\eta,b)N_{part}(B,b)$$

В работе M, Barej et al.,, arXiv:1712.02618 предложена модель с функцией источника частиц, одинаковой для каждого источника (раненого нуклона или раненого кварка) с разным знаком по быстроте в зависимости от направления иона.



Т.е., делается предположение, что эмиссия частиц от источника не зависит от центральности и определяется одинаковой функцией источника *F(η)* от раненого объекта. Суммарное излучение частиц ранеными объектами складывается некогерентно!

$$M(\eta,b) = F(\eta)\omega_L(A,b) + F(-\eta)\omega_R(B,b)$$
$$F(\eta) = \frac{1}{2} \left[\frac{M(\eta,b) + M(-\eta,b)}{\omega_L(A,b) + \omega_R(A,b)} + \frac{M(\eta,b) - M(-\eta,b)}{\omega_L(A,b) - \omega_R(A,b)} \right]$$

 $\omega_L(b)$ и $\omega_R(b)$ - число раненых источников, летящих слева (F) и справа (B)

F(η) – "универсальная" функция эмиссии частиц источниками – ранеными нуклонами (или кварками)

Число раненых нуклонов или кварков вычисляется в MC-Glauber модели

M, Barej et al., <u>https://arxiv.org/abs/1712.02618</u>, Phys. Rev. C 97, 034901 (2018)

1. Вычисление среднего числа раненых нуклонов выполняется стандартным методом розыгрыша (МС) неупругого столкновения с учётом геометрии области перекрытия и плотности нуклонов в ядре. Неупругое взаимодействие происходит, если расстояние между ними меньше величины

$$d \leq \sqrt{\sigma_{nn}/\pi}$$
. $\sigma_{nn} = 41 \text{ mb} (\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}).$

2. Для вычисления среднего числа раненых кварков добавляются предположения к МС розыгрышу: Нуклон состоит из 3-х кварков. Распределение плотности кварков от центра нуклона:

$$\varrho(\vec{r}) = \varrho_0 \exp\left(-\frac{r}{a}\right)$$

where $a = \frac{r_p}{\sqrt{12}}$ with $r_p = 0.81$ fm being the proton's radius

Среднее число раненых кварков определяется с параметрами

кварк-кваркового взаимодействия, согласованными с p-p сечением при той же энергии,

$$d \leq \sqrt{\sigma_{qq}/\pi}$$
 $\sigma_{qq} \simeq 7 \text{ mb.}$

Подробнее и в разных вариантах можно посмотреть в C. Loizides, <u>https://arxiv.org/abs/1603.07375</u>

Измерение функции эмиссии источников для d+Au столкновении при 200 ГэВ

M, Barej et al., https://arxiv.org/abs/1712.02618, PHOBOS https://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0409021.pdf

Используя данные PHOBOS dN_{ch}/d η = M(η) для d + Au при 200 ГэВ, получена функция источников **F(\eta)**



Функция источников на кварковом уровне не зависит от центральности! Сделано предсказание с этой функцией F(η) для p+Au, ³He+Au при той же энергии столкновения

Множественность для p+Al, p+Au, He+Au с функцией источника F(η) из d+Au

A. Adare, PHENIX, 200 ГэВ arXiv:1807.11928 Использовалась функция источников из работы M, Barej et al., 1712.02618 для d+Au



FIG. 2. Charged hadron $dN_{\rm ch}/d\eta$ as a function of pseudorapidity in various multiplicity classes of $p+{\rm Al}$, $p+{\rm Au}$, $d+{\rm Au}$, ³He+Au collisions at $\sqrt{s_{_{NN}}} = 200$ GeV. Predictions from the wounded-quark model [2] are shown.

В пределах ошибок – хорошее описание данных для столкновения всех асимметричных ядер!

Число частиц на пару кварков при 200 ГэВ

A. Adare, PHENIX, https://arxiv.org/abs/1807.11928

Для области |η|<0.5 для всех рассмотренных систем найдено число частиц на пару раненых кварков N_{qp} в зависимости от центральности для столкновения разных ядерных систем.



Число частиц на пару кварков постоянно в пределах ошибок и равно 1.2-1.6 частиц при |η|<0.5 для 200 ГэВ независимо от размеров области перекрытия разных ядер.

4. Суб-нуклонная структура источников частиц в столкновениях асимметричных ядер

Уникальность

- 1. Испускание частиц активированными «каплями» происходит на кварковом уровне.
- Предложено экспериментальное определение функции источника частиц, независящей от центральности столкновения ионов
 В отличие от партонных моделей типа LEXUS, HIJING, AMPT данный подход не имеет свободных параметров

5. Плавление кварковых систем в КГП «Уширение» ρ₀ (770)- мезона в In+In на SPS



Спектр по эффективнои массе μ+ μ - в квазицентральных столкновениях In+In на SPS(NA60) . Модели: ρ(770)- мезон в вакууме, в адронной плотной среде на границе при T~190 МэВ, в партонной среде кирального конденсата и др.

R. Arnaldi et al (NA60), PRL 96(2006)162302

Семинар по ядерной физике НИИЯФ МГУ

В эксперименте NA60 регистрировался редкий ($\Gamma(\mu + \mu -) = 5 \cdot 10^{-5}$) лептонный распад $\rho(770)$ - мезона. На мюоны не действует взаимодействие между мюонами в конечном состоянии.

Уширение массы р-мезона возможно при расплавлении адронов при Т близких к Т_с в подходе восстановления киральной симметрии P.M.Hohler and R. Rapp, PLB 731 (2014) 103.

30 октября 2018 г. В.Л. Коротких

Сдвиг массы *ρ*⁰ (770) в р+р и Аи+Аи столкновениях (STAR) при √s = 200 ГэВ, 3.3<| η |<5.0



Плавление барионов в КГП ?

V. I. Mokeev, Few-Body Syst (2016) 57:909–916 Dudek, J.J., Edwards, R.G.: Hybrid Baryons in QCD. Phys. Rev. D 85, 054016 (2012) I.G. Aznauryana, V.D. Burkert, Prog.Part.Nucl.Phys. 67(2012) 1-54



Возможно ли изменение положения или ширины возбуждённых 3-х кварковых состояний в среде КГП ?

5. Плавление кварковых систем в КГП

Уникальность

Уникальность этой задачи – никто ещё не пытался измерить эффект изменения положения или ширины уровней для трёх кварковых состояний нуклона в кварк глюонной материи (Б.С. Ишханов, 2018 г.)

Благодарю за внимание

Запасные



Yan, Ollitrault, Poskander в работе PRL B742(2015)290 предложили эллиптик-степенное распределение пдотности

$$p(\varepsilon_n) = \frac{2\alpha\varepsilon_n}{\pi} (1 - \varepsilon_0^2)^{\alpha + \frac{1}{2}} \int_0^\pi \frac{(1 - \varepsilon_n^2)^{\alpha - 1} d\phi}{(1 - \varepsilon_0\varepsilon_n \cos\phi)^{2\alpha + 1}}$$

 $\boldsymbol{\varepsilon}_0 \approx \boldsymbol{\varepsilon}_{RP}$ близок к эксцентриситету, усреднённому по событиям. Для p+Pb $\boldsymbol{\varepsilon}_0 = 0$. α --- степень отклонения от Бессель-Гауссовского распределения флуктуаций:

При $\varepsilon_0 <<1$ и $\alpha >>1$ **р**(ε_n) переходит в Бессель-Гауссовское с $\sigma \approx 1/\sqrt{2\alpha}$. При $\varepsilon_0 = 0$, когда анизотропия обусловлена исключительно флуктуациями, распределение равно степенному

$$p(\varepsilon) = 2\alpha\varepsilon(1-\varepsilon^2)^{\alpha-1}$$

Число раненых нуклонов в формализме модели Глаубера

Столкновение ядер А+В :

$$T_{AB}(b) = \int \rho_{\text{coll}}(x, y, b) \, dx dy$$

$$= \int T_A \left(x - \frac{b}{2}, y \right) T_B \left(x + \frac{b}{2}, y \right) \, dx dy$$

$$N_{\text{coll}}(b) = \sigma_{\text{NN}} \int \rho_{\text{coll}}(x, y, b) \, dx dy$$

$$= \sigma_{\text{NN}} T_{AB}(b) .$$

$$N_{\text{part}}(b) = \int \rho_{\text{part}}(x, y, b) \, dx dy$$

$$= A \int T_A^- \left(1 - \left[1 - \sigma_{\text{NN}} T_B^+ \right]^B \right) \, dx dy$$

$$+ B \int T_B^+ \left(1 - \left[1 - \sigma_{\text{NN}} T_A^- \right]^A \right) \, dx dy$$

 $\int T_{AB}(b) b \, db = AB.$ $T_X^{\pm} \equiv T_X(x \pm \frac{b}{2}, y)$

Столкновение ядер A+B N_{part}(b) = $N^{A}_{part}(b) + N^{B}_{part}(b)$

Если B =1

$$N^{A}_{part}(b) = N^{A}_{coll}(b)$$
$$N^{B}_{part}(b) = 1$$

Число пар раненых нуклонов N_{part}(b)/2

В.Л. Коротких Семинар ЛСВ 5 октября 2018 г.

Число раненых нуклонов в MC-Glauber (MCG)

Монте-Карловское моделирование столкновения двух ядер с определением числа столкновений

 Положение нуклонов разыгрывается в соответствии с Ферми распределением плотности ρ_{FM}(x,y,z), (x,y) – координаты в поперечной плоскости. В каждом «событии» заново.

2. Прицельный параметр b между центрами ядер соответствует положению центров ядер сдвинутых в точки (-b/2,0,0) и (b/2,0,0). Параметр b выбирается в пределах (0., (R₁+R₂)).

 Нуклоны в поперечной плоскости фиксируются, их продольная координата не используется. Столкновение между нуклонами двух ядер определяется при условии, если их относительное расстояние в поперечной плоскости меньше, чем D = √(σ_{NN}/π), σ_{NN} - сечение NN – взаимодействия.

5. Розыгрыш «событий» повторяется до необходимой точности.

4. Вычисляются

Ncoll – полное число столкновений между нуклонами и Npart – число нуклонов, по крайней мере, с одним неупругим соударением. C. Loizides..., arXiv:0805.4411, arXiv:1408.2549, arXiv:1603.07375, arXiv:1710.07098 T.Hirano, Y.Nara, arXiv:0904.4080



Средние числа раненых источников в МСС для d + Au

M, Barej et al., https://arxiv.org/abs/1712.02618

WNucleonM

WQuarkM

The mean numbers of wounded nucleons in d+Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV obtained in our Monte Carlo simulation and used for further calculations are presented in Tab. I.

	min-bias	0-20%	20-40%	40-60%	60-80%
d	1.61	1.96	1.85	1.65	1.38
Au	6.6 9	13.65	8.96	5.63	3.04

TABLE I. The mean number of wounded nucleons for different centrality classes in d+Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV.

Our next step is to extract the wounded quark emission function. The calculated mean numbers of wounded quarks are presented in Tab. II, whereas in Fig. 2 we show the extracted emission functions.

	\min -bias	0-20%	20-40%	40-60%	60-80%
d	3.73	5.63	4.93	3.86	2.61
Au	8.97	19.01	12.19	7.41	3.87

Число раненых кварков заметно больше, чем раненых нуклонов и другая зависимость от центральности

TABLE II. The mean numbers of wounded quarks for different centrality bins in d+Au collisions at $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$. B.J. Kopotkux Cemuhap JCB 5 oktября 2018 г.

Число частиц на пару кварков при 200 ГэВ

A. Adare, PHENIX, https://arxiv.org/abs/1807.11928

Для области |η|<0.5 для всех рассмотренных систем найдено число частиц на пару раненых кварков N_{qp} в зависимости от центральности для столкновения разных ядерных систем.



FIG. 3. Midrapidity charged hadron $dN_{\rm ch}/d\eta$ per participating quark pair $(N_{qp}/2)$ as a function of the number of participating quarks (N_{qp}) . Results are shown for p+Al, p+Au, d+Au, and ³He+Au collisions in various multiplicity classes. Also shown are previously published results in p+p collisions from PHENIX [25] and PHOBOS [22]. The line is the best fit to all the data to a constant level.

$$dN_{ch}/d\eta = F(\eta) \omega_L (A_1,b) + F(-\eta) \omega_R (A_2,b)$$

при $\omega_L \cong \omega_R = \omega_{simm}$ для $\eta \cong 0$
 $(dN_{ch}/d\eta) = \omega_{simm} (F(\eta) + F(-\eta))$
 $N_{qp}/2 = \omega_{simm} /2$

(dN_{ch}/dη)/ N_{qp}/2 = (F(η) + F(-η)) Число частиц на пару кварков постоянно в пределах ошибок и равно 1.2-1.6 частиц при |η|<0.5 для 200 ГэВ независимо от размеров области перекрытия разных ядер.