

Физика Малого Взрыва на LHC

А.В. Леонидов

Физический институт РАН

VI Черенковские чтения, 09.04.2013

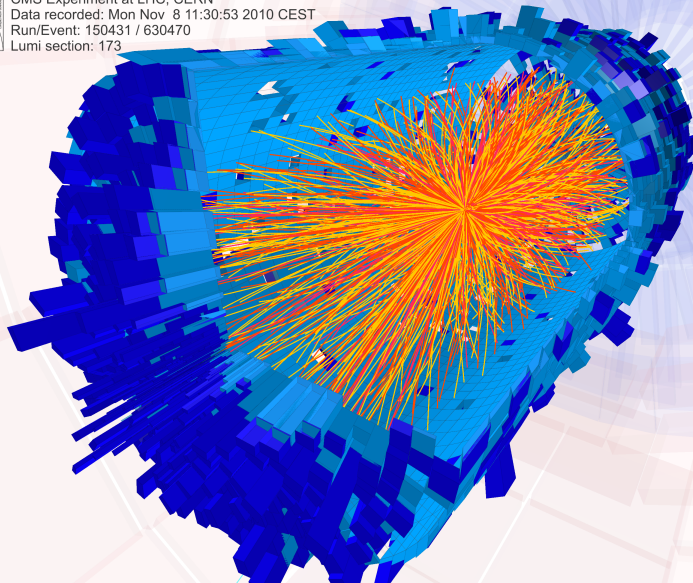
Collider	$\sqrt{s_{NN}}$ GeV/c
AGS	5.4
SPS	19
RHIC	200
LHC	2750 (5500)

Эксперименты с тяжелыми ионами на LHC:
ALICE, ATLAS, CMS, (?) AFTER@LHC

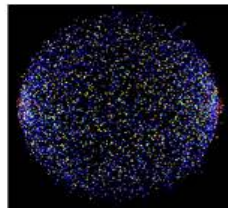
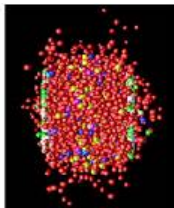
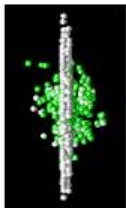
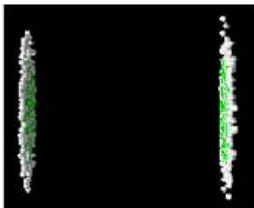
Малый взрыв: соударение ядер свинца на LHC



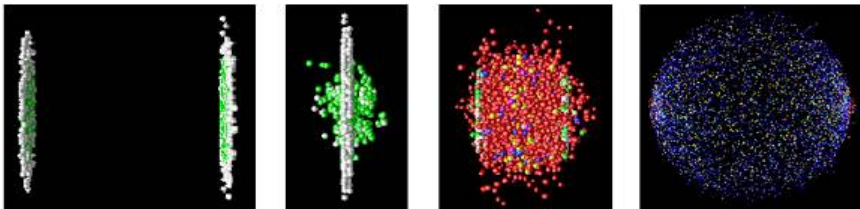
CMS Experiment at LHC, CERN
Data recorded: Mon Nov 8 11:30:53 2010 CEST
Run/Event: 150431 / 630470
Lumi section: 173



Стадии соударения: качественная картина

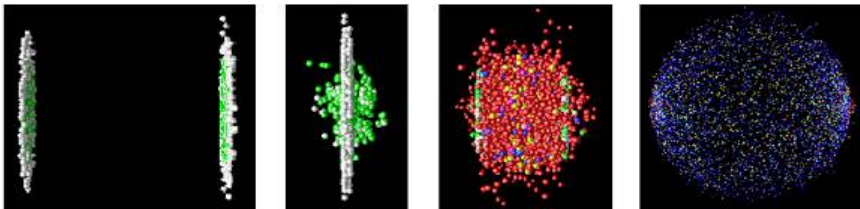


Стадии соударения: качественная картина



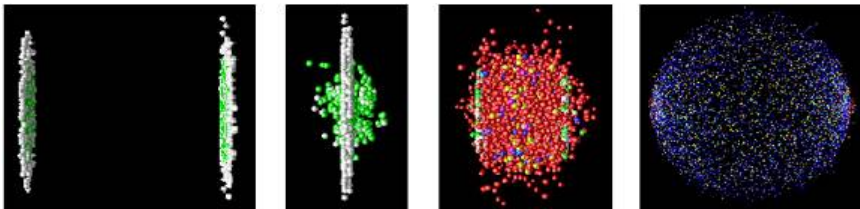
- Начальное перекрытие, формирование области с высокой плотностью энергии. Поперечный размер начальной области перекрытия в соударениях ядер на LHC порядка 0.1 фм!

Стадии соударения: качественная картина

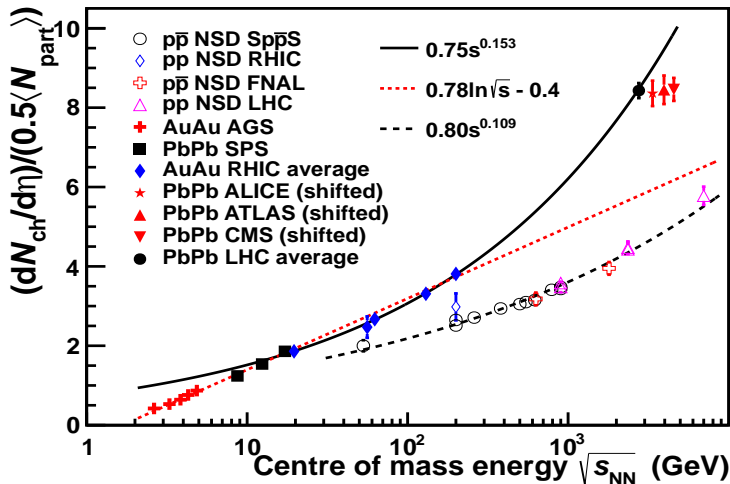


- Начальное перекрытие, формирование области с высокой плотностью энергии. Поперечный размер начальной области перекрытия в соударениях ядер на LHC порядка 0.1 фм!
- Доминирующий продольный разлет, медленное формирование радиального расширения.

Стадии соударения: качественная картина



- Начальное перекрытие, формирование области с высокой плотностью энергии. Поперечный размер начальной области перекрытия в соударениях ядер на ЛНС порядка 0.1 фм!
- Доминирующий продольный разлет, медленное формирование радиального расширения.
- Изотропизация, формирование разреженного потока конечных адронов



$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} = 1584 \pm 4(stat) \pm 76(syst)$$

- Множественность в AA соударениях растет с энергией быстрее, чем в pp .

- Множественность в AA соударениях растет с энергией быстрее, чем в pp .
- На LHC приведенная (нормированная на число пар провзаимодействовавших нуклонов) множественность в два раза больше, чем в соударениях протонов той же энергии.

- Множественность в AA соударениях растет с энергией быстрее, чем в pp .
- На LHC приведенная (нормированная на число пар провзаимодействовавших нуклонов) множественность в два раза больше, чем в соударениях протонов той же энергии.
- Измерение множественности позволяет дать оценку начальной плотности энергии

$$\varepsilon \geq \frac{dE_T/d\eta}{\tau_0 \pi R^2} = \frac{3}{2} \langle E_T/N \rangle \frac{dN_{ch}/d\eta}{\tau_0 \pi R^2}$$

- Множественность в AA соударениях растет с энергией быстрее, чем в pp .
- На LHC приведенная (нормированная на число пар взаимодействовавших нуклонов) множественность в два раза больше, чем в соударениях протонов той же энергии.
- Измерение множественности позволяет дать оценку начальной плотности энергии

$$\varepsilon \geq \frac{dE_T/d\eta}{\tau_0 \pi R^2} = \frac{3}{2} \langle E_T/N \rangle \frac{dN_{ch}/d\eta}{\tau_0 \pi R^2}$$

- На LHC $\varepsilon \geq 15 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, что в три раза больше, чем на RHIC.

- Можно ожидать, что формирование сильновзаимодействующей среды большой плотности приводит к существенным потерям энергии жестких частиц, распространяющихся в такой среде. Большой интерес представляет изучение этого вопроса на уровне адронных струй с большими энергиями.

Подавление струй с большими p_T

- Можно ожидать, что формирование сильновзаимодействующей среды большой плотности приводит к существенным потерям энергии жестких частиц, распространяющихся в такой среде. Большой интерес представляет изучение этого вопроса на уровне адронных струй с большими энергиями.
- На уровне спектра изучается сравнительная (по отношению к pp -соударениям) вероятность регистрации струи с заданным p_T R_A^{jet} , нормированная на число жестких pp -соударений $\langle N_{\text{coll}} \rangle$:

$$R_{AA}^{\text{jet}} = \frac{dN_{\text{jets}}^{AA}/dp_T}{\langle N_{\text{coll}} \rangle dN_{\text{jets}}^{pp}/dp_T}$$

Подавление струй с большими p_T

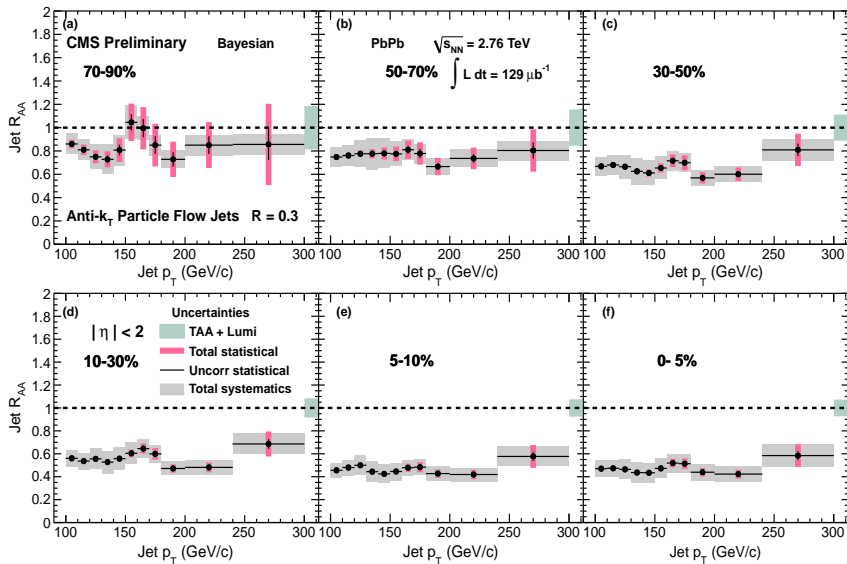
- Можно ожидать, что формирование сильновзаимодействующей среды большой плотности приводит к существенным потерям энергии жестких частиц, распространяющихся в такой среде. Большой интерес представляет изучение этого вопроса на уровне адронных струй с большими энергиями.
- На уровне спектра изучается сравнительная (по отношению к pp -соударениям) вероятность регистрации струи с заданным p_T R_A^{jet} , нормированная на число жестких pp -соударений $\langle N_{\text{coll}} \rangle$:

$$R_{AA}^{\text{jet}} = \frac{dN_{\text{jets}}^{AA}/dp_T}{\langle N_{\text{coll}} \rangle dN_{\text{jets}}^{pp}/dp_T}$$

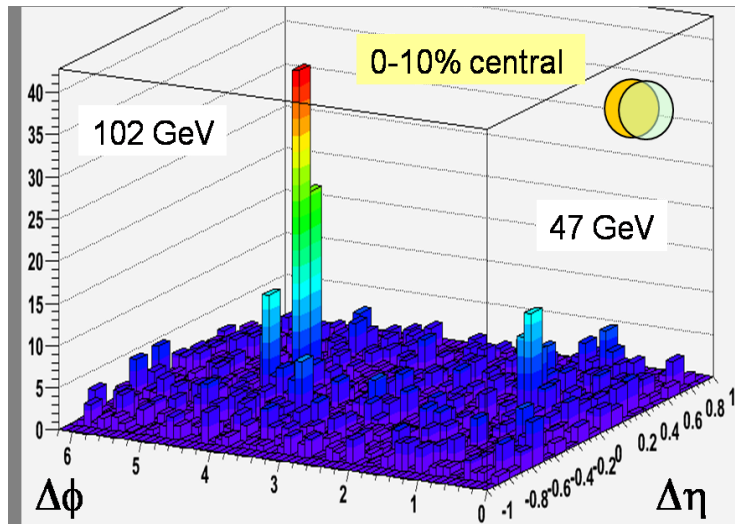
- На уровне баланса энергии - импульса в заданном соударении изучается энергетический дисбаланс между двумя струями с наибольшими энергиями в событии A_J :

$$A_J = \frac{p_T^1 - p_T^2}{p_T^1 + p_T^2}$$

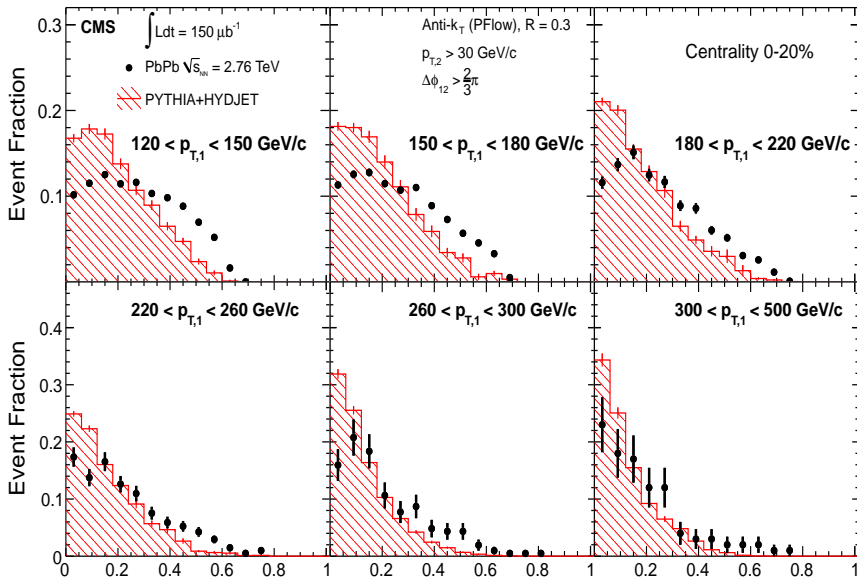
Подавление струй с большими p_T : спектр



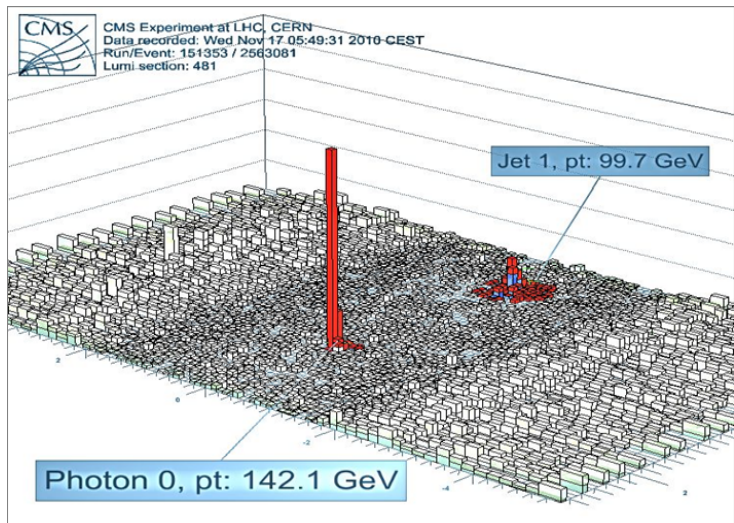
Подавление струй с большими p_T : асимметрия



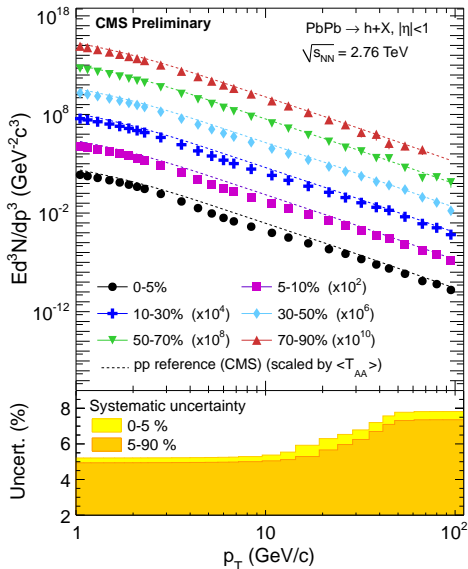
Подавление струй с большими p_T : асимметрия



Подавление струй с большими p_T : асимметрия в системе γ - струя

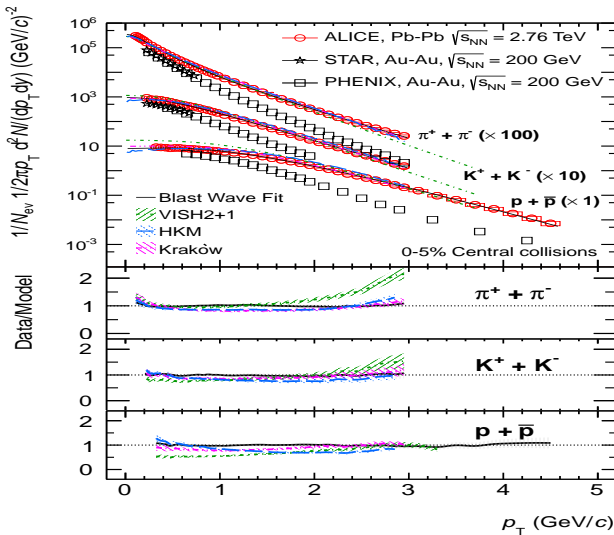


Спектр по поперечным импульсам



Спектр по поперечным импульсам

Малые p_T



Спектр по поперечным импульсам

Малые p_T , коллективный радиальный разлет

- Спектр "элементарного" источника (pp , e^+e^-):

$$E \frac{dn}{d^3p} \sim V E e^{-E/T_H}$$

Спектр по поперечным импульсам

Малые p_T , коллективный радиальный разлет

- Спектр "элементарного" источника (pp , e^+e^-):

$$E \frac{dn}{d^3p} \sim V E e^{-E/T_H}$$

- Радиальный разлет со средней скоростью $\langle\beta_T\rangle$ приводит к изменению спектра:

$$T_{\text{eff}} = \begin{cases} T_H + m \langle\beta_T\rangle^2, & p_T \leq 2 \text{ GeV}/c \\ T_H \left(\frac{1 + \langle\beta_T\rangle}{1 - \langle\beta_T\rangle} \right)^{1/2}, & p_T \gg m \end{cases}$$

Спектр по поперечным импульсам

Малые p_T , коллективный радиальный разлет

- Спектр "элементарного" источника (pp , e^+e^-):

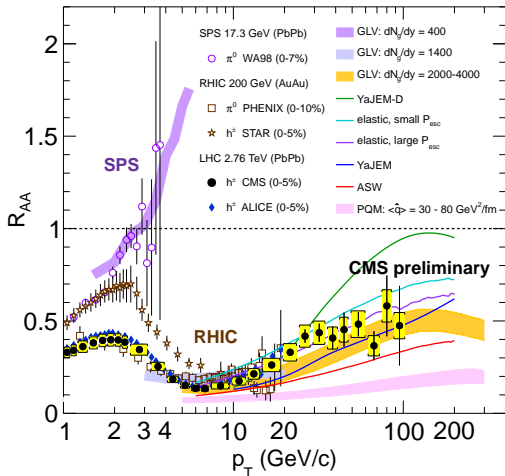
$$E \frac{dn}{d^3p} \sim V E e^{-E/T_H}$$

- Радиальный разлет со средней скоростью $\langle\beta_T\rangle$ приводит к изменению спектра:

$$T_{\text{eff}} = \begin{cases} T_H + m \langle\beta_T\rangle^2, & p_T \leq 2 \text{ GeV}/c \\ T_H \left(\frac{1 + \langle\beta_T\rangle}{1 - \langle\beta_T\rangle} \right)^{1/2}, & p_T \gg m \end{cases}$$

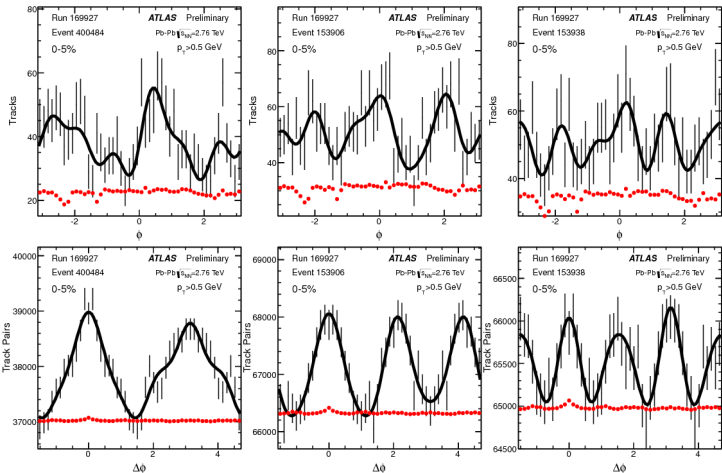
- На LHC $\langle\beta_T\rangle \simeq 0.65$, т.е. наблюдается ультрарелятивистское радиальное расширение горячей зоны

Подавление рождения частиц в центральных соударениях

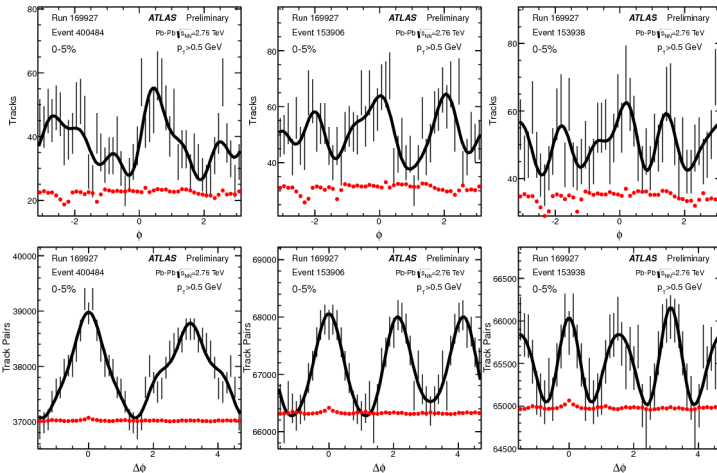


$$R_{AA}^{\text{part}} = \frac{dN_{\text{part}}^{AA}/dp_T}{\langle N_{\text{coll}} \rangle dN_{\text{part}}^{PP}/dp_T}$$

Пособытийная азимутальная асимметрия

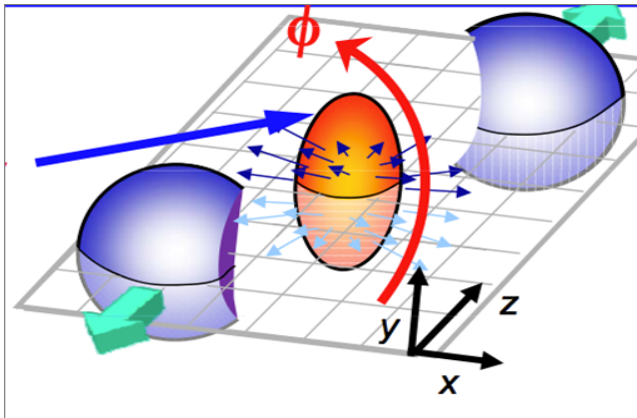


Пособытийная азимутальная асимметрия

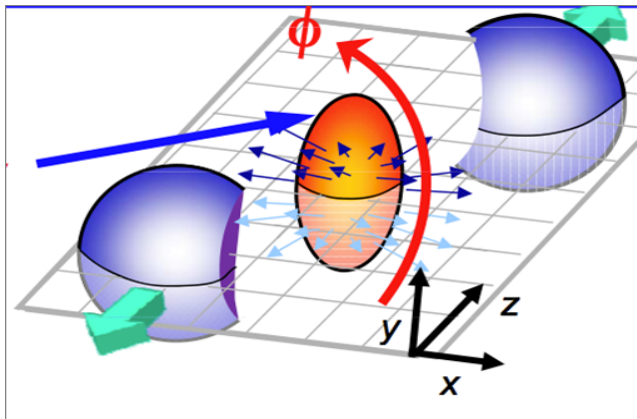


- Большие событийные флуктуации азимутального распределения частиц.

Эллиптический поток в нецентральных соударениях

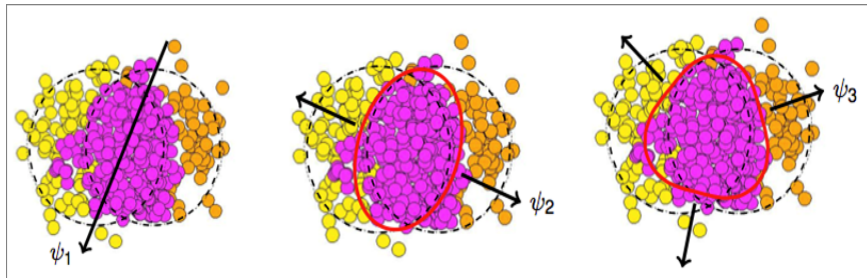


Эллиптический поток в нецентральных соударениях

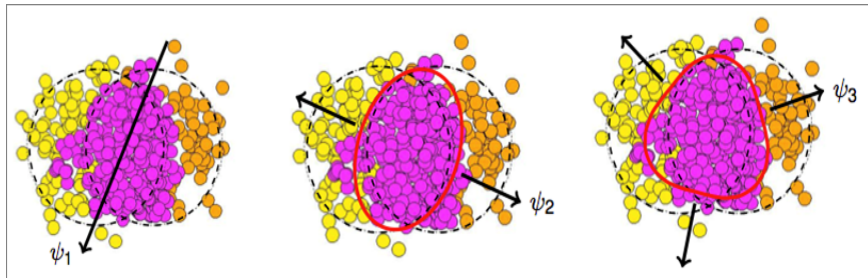


- Разность давлений по осям эллипсоида в горячей зоне приводит к посылитийной азимутальной асимметрии импульсов конечных частиц в событии - эллиптическому потоку.

Направленный, эллиптический и треугольный потоки

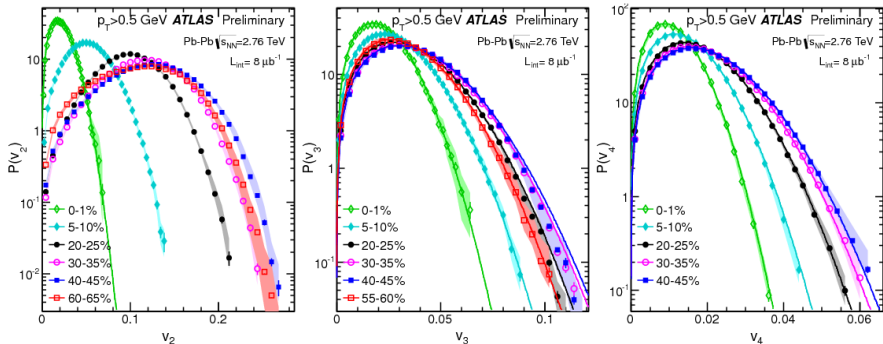


Направленный, эллиптический и треугольный потоки



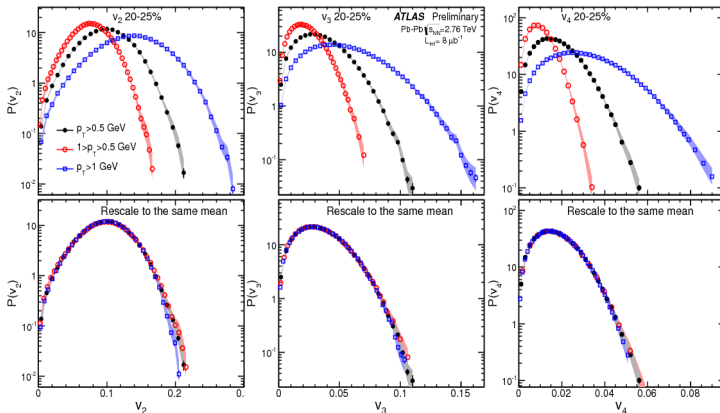
- Направленный, эллиптический и треугольный потоки. Нечетные потоки характеризуют флуктуации формы исходной плотной горячей области.

Распределения вероятностей $P(v_2)$, $P(v_3)$ и $P(v_4)$



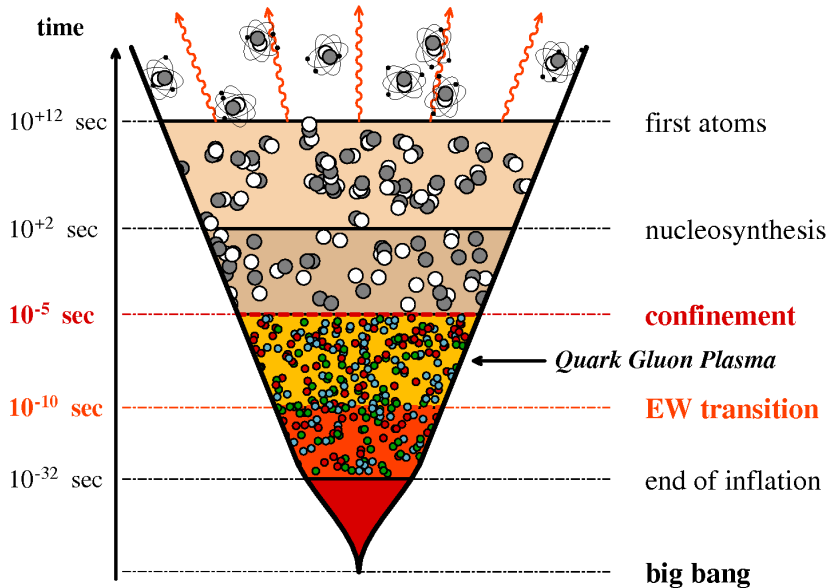
- На LHC впервые измерены распределения $P(v_n)$!

Азимутальная асимметрия: скейлинг по p_T

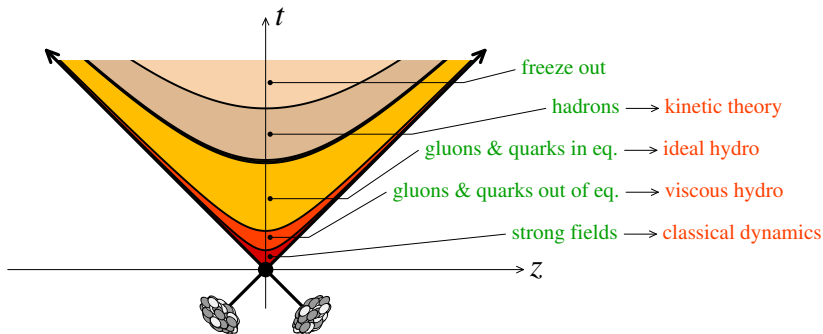


- Перемасштабированные к одинаковому среднему p_T распределения $P(v_2)$, $P(v_3)$ и $P(v_4)$ для разных интервалов поперечных импульсов совпадают.

Большой взрыв: стадии



Малый взрыв: стадии



Гидродинамическое описание экспериментальных данных

C. Gale et al., 1209.6330

- Уравнения (вязкой) 3+1 гидродинамики $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$

Гидродинамическое описание экспериментальных данных

C. Gale et al., 1209.6330

- Уравнения (вязкой) 3+1 гидродинамики $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$
- Уравнение состояния $p = f(\epsilon)$ берется в виде интерполяции КХД на решетке

Гидродинамическое описание экспериментальных данных

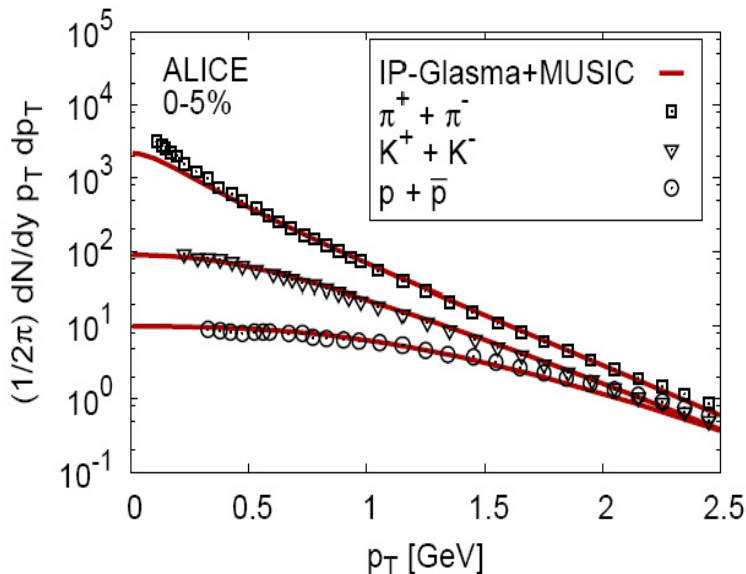
C. Gale et al., 1209.6330

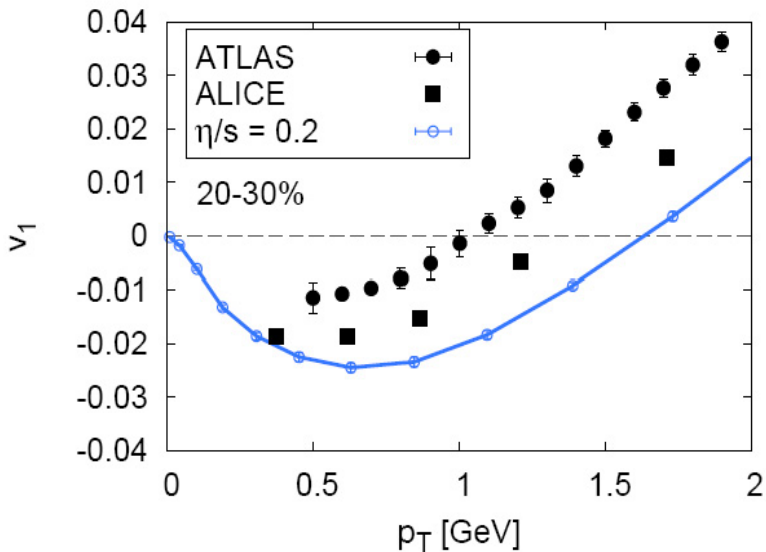
- Уравнения (вязкой) 3+1 гидродинамики $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$
- Уравнение состояния $p = f(\epsilon)$ берется в виде интерполяции КХД на решетке
- Начальные условия $T^{\mu\nu}(\tau = \tau_0, \eta, \mathbf{x}_\perp)$ берутся при $\tau = \tau_0 = 0.2$ фм (!!) сшивкой решений классических уравнений YM с начальными конфигурациями из модели CGC.

Гидродинамическое описание экспериментальных данных

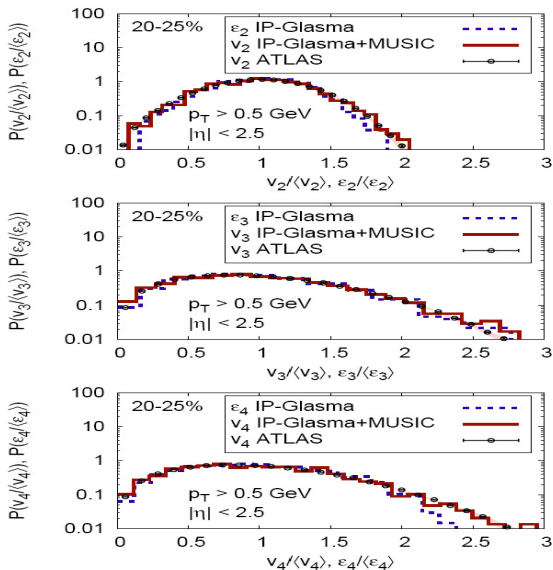
C. Gale et al., 1209.6330

- Уравнения (вязкой) 3+1 гидродинамики $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$
- Уравнение состояния $p = f(\epsilon)$ берется в виде интерполяции КХД на решетке
- Начальные условия $T^{\mu\nu}(\tau = \tau_0, \eta, \mathbf{x}_\perp)$ берутся при $\tau = \tau_0 = 0.2$ фм (!!) сшивкой решений классических уравнений YM с начальными конфигурациями из модели CGC.
- Для описания азимутальной асимметрии необходим явный учет флуктуаций формы начальных конфигураций





Гидродинамика: Распределения $P(v_n)$



- Для описания экспериментальных данных в рамках стандартной вязкой гидродинамики необходимы малая вязкость и (нереалистически) ранняя изотропизация и термализация

- Для описания экспериментальных данных в рамках стандартной вязкой гидродинамики необходимы малая вязкость и (нереалистически) ранняя изотропизация и термализация
- Аномально малая вязкость и ранняя изотропизация и термализация могут обеспечиваться режимом сильной связи или турбулентностью в режиме слабой связи.

- Для описания экспериментальных данных в рамках стандартной вязкой гидродинамики необходимы малая вязкость и (нереалистически) ранняя изотропизация и термализация
- Аномально малая вязкость и ранняя изотропизация и термализация могут обеспечиваться режимом сильной связи или турбулентностью в режиме слабой связи.
- Основная теоретическая задача - изучение коллективных гидродинамических режимов в терминах квантовой теории поля.

- Для описания экспериментальных данных в рамках стандартной вязкой гидродинамики необходимы малая вязкость и (нереалистически) ранняя изотропизация и термализация
- Аномально малая вязкость и ранние изотропизация и термализация могут обеспечиваться режимом сильной связи или турбулентностью в режиме слабой связи.
- Основная теоретическая задача - изучение коллективных гидродинамических режимов в терминах квантовой теории поля.
- Для режима слабой связи основой рассмотрения является картина квантовых флуктуаций над сильным классическим полем. Такое рассмотрение естественно из-за аномально больших чисел заполнения глюонных мод в области перекрытия.

- Эволюция скалярного поля, генерируемого сильным источником:
- Лагранжиан:

$$\mathcal{L} \equiv \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - \underbrace{\frac{g^2}{4!}\phi^4}_{V(\phi)} + J\phi \quad J \sim \theta(-x^0)\frac{Q^3}{g}$$

- Древесный тензор энергии - импульса

$$T_{LO}^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu\varphi\partial^\nu\varphi - g^{\mu\nu} \left[\frac{1}{2}(\partial_\alpha\varphi)^2 - \frac{g^2}{4!}\varphi^4 \right],$$
$$\square\varphi + \frac{g^2}{3!}\varphi^3 = J, \quad \lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \varphi(x^0, \mathbf{x}) = 0$$

Скалярная модель: суммирование секулярных расходимостей

- Учет квантовых флуктуаций выявляет наличие неустойчивостей (параметрический резонанс).
- Суммирование соответствующих секулярных расходимостей:

$$T_{\text{resum}}^{\mu\nu}(x) \equiv \exp \left[\int d^3\mathbf{u} \beta \cdot \mathbb{T}_{\mathbf{u}} + \frac{1}{2} \int d^3\mathbf{u} d^3\mathbf{v} \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3 2k} [a_{+\mathbf{k}} \cdot \mathbb{T}_{\mathbf{u}}] [a_{-\mathbf{k}} \cdot \mathbb{T}_{\mathbf{v}}] \right] T_{\text{LO}}^{\mu\nu}(x)$$

- $\mathbb{T}_{\mathbf{u}}$ - генератор сдвига на гиперповерхности $x^0 = 0$:

$$a \cdot \mathbb{T}_{\mathbf{u}} \equiv a(0, \mathbf{u}) \frac{\delta}{\delta\varphi_0(\mathbf{u})} + \dot{a}(0, \mathbf{u}) \frac{\delta}{\delta\dot{\varphi}_0(\mathbf{u})} \Rightarrow a(x) = \int d^3\mathbf{u} [a \cdot \mathbb{T}_{\mathbf{u}}] \varphi(x)$$

Скалярная модель: суммирование секулярных расходимостей

- Поля $a_{\pm\mathbf{k}}$ - малые возмущения на фоне φ ; β - однопетлевая поправка к φ ,

$$\left[\square + V''(\varphi) \right] a_{\pm\mathbf{k}} = 0, \quad \lim_{x^0 \rightarrow -\infty} a_{\pm\mathbf{k}}(x) = e^{\pm i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}},$$
$$\left[\square + V''(\varphi) \right] \beta = -\frac{1}{2} V'''(\varphi) \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3 2k} a_{-\mathbf{k}} a_{+\mathbf{k}},$$
$$\lim_{x^0 \rightarrow -\infty} \beta(x) = 0$$

Скалярная модель: суммирование секулярных расходимостей

- Суммирование секулярных расходимостей эквивалентно специальным образом определенному усреднению по флуктуациям начальных условий

$$T_{\text{resum}}^{\mu\nu} = \int [D\alpha(\mathbf{x})D\dot{\alpha}(\mathbf{x})] F[\alpha, \dot{\alpha}] T_{\text{LO}}^{\mu\nu}[\varphi_0 + \beta + \alpha]$$

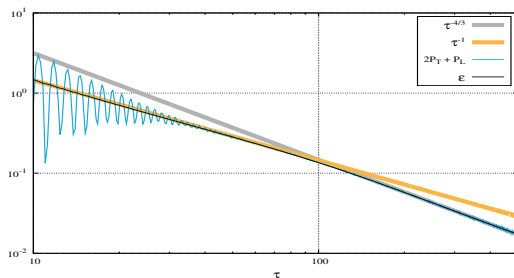
- Распределение $F[\alpha, \dot{\alpha}]$ гауссово по $\alpha(\mathbf{x})$ и $\dot{\alpha}(\mathbf{x})$:

$$\langle \alpha(\mathbf{x})\alpha(\mathbf{y}) \rangle = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3 2k} a_{+\mathbf{k}}(0, \mathbf{x}) a_{-\mathbf{k}}(0, \mathbf{y}) ,$$

$$\langle \dot{\alpha}(\mathbf{x})\dot{\alpha}(\mathbf{y}) \rangle = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3 2k} \dot{a}_{+\mathbf{k}}(0, \mathbf{x}) \dot{a}_{-\mathbf{k}}(0, \mathbf{y})$$

Скалярная модель с продольным разлетом

K. Dusling et. al., arXiv:1206.3336



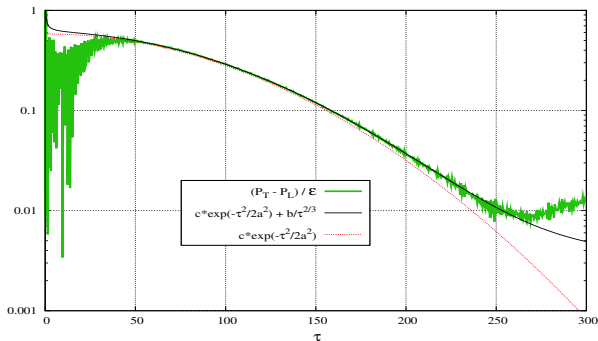
- После начальных осцилляций устанавливается режим $\epsilon = 2P_T + P_L$
- Из точного закона сохранения

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} + \frac{\epsilon + P_L}{\tau} = 0$$

следует, что $\epsilon \sim \tau^{-1}$ при малых P_L и $\epsilon \sim \tau^{-4/3}$ при $P_L = P_T = \epsilon/3$

Скалярная модель с продольным разлетом: релаксация давления

K. Dusling et. al., arXiv:1206.3336

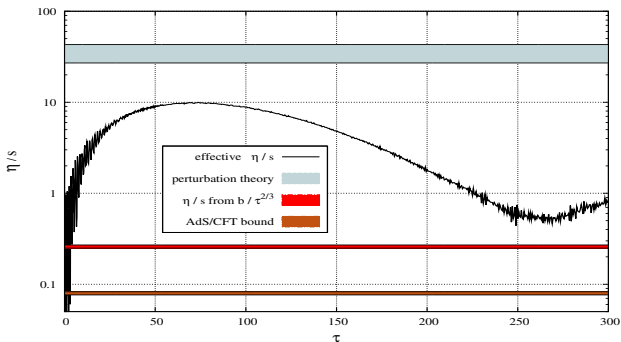


- Экспоненциальная релаксация давления (вместо ожидаемой степенной) является следствием нестабильностей.

Скалярная модель с продольным разлетом: эффективная вязкость

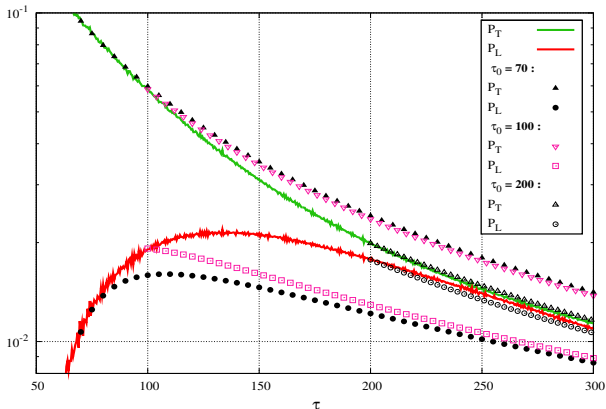
- Эффективная вязкость определяется соотношениями

$$P_T = \frac{\epsilon}{3} + \frac{2}{3\tau} \left[\frac{\eta}{s} \right]_{\text{eff}} \epsilon^{3/4}, \quad P_L = \frac{\epsilon}{3} - \frac{4}{3\tau} \left[\frac{\eta}{s} \right]_{\text{eff}} \epsilon^{3/4}.$$



Скалярная модель с продольным разлетом

- Сравнение полевого и гидродинамического расчетов:



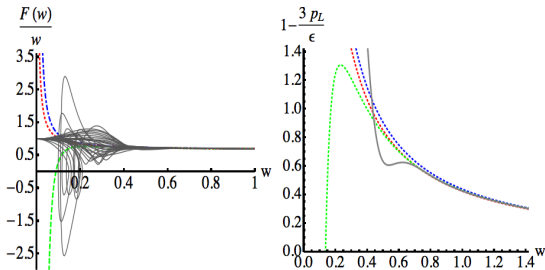
- Релаксация в гидродинамике (треугольники) существенно медленнее!

Голографическая вязкая гидродинамика $N = 4$ SYM плазмы

V. Heller, R. Janik, P. Witaszuk, PRL 108 (2012), 201602

Технология AdS/CFT позволяет записать уравнения гидродинамики $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$ для одномерного буст-инвариантного продольного разлета $N = 4$ SYM плазмы в следующем виде:

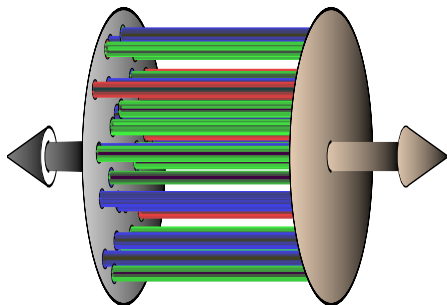
$$\frac{\tau}{w} \frac{d}{d\tau} w = \frac{F_{hydro}(w)}{w}; \quad \frac{F_{hydro}(w)}{w} = \frac{2}{3} + \frac{1}{9\pi w} + \frac{1 - \log 2}{27\pi^2 w^2} + \dots$$



- Вязкая гидродинамика применима (совпадение траекторий с разными начальными условиями) при значительной анизотропии давления

- Вязкая гидродинамика применима (совпадение траекторий с разными начальными условиями) при значительной анизотропии давления
- Для применимости вязкой гидродинамики наличие локального термодинамического равновесия не обязательно

- Вязкая гидродинамика применима (совпадение траекторий с разными начальными условиями) при значительной анизотропии давления
- Для применимости вязкой гидродинамики наличие локального термодинамического равновесия не обязательно
- Необходимы дальнейшие количественные исследования как в режиме слабой связи (эффективная гидродинамика анизотропной неустойчивой/турбулентной среды), так и в режиме сильной связи



На начальной стадии соударения образуются хромоэлектрические и хромомагнитные трубки:

$$E^z = ig \left[A_{(1)}^i, A_{(2)}^i \right]$$

$$B^z = ig \epsilon^{ij} \left[A_{(1)}^i, A_{(2)}^j \right]$$

- Для глазменной конфигурации полей $\mathbf{E}_\mu^a = \lambda \mathbf{B}_\mu^a$ начальный тензор энергии-импульса существенно анизотропен:

$$\langle T^{\mu\nu}(\tau = 0^+, \eta, \mathbf{x}_\perp) \rangle = \begin{pmatrix} \epsilon & & & \\ & \epsilon & & \\ & & \epsilon & \\ & & & -\epsilon \end{pmatrix}$$

- Для глазменной конфигурации полей $\mathbf{E}_\mu^a = \lambda \mathbf{B}_\mu^a$ начальный тензор энергии-импульса существенно анизотропен:

$$\langle T^{\mu\nu}(\tau = 0^+, \eta, \mathbf{x}_\perp) \rangle = \begin{pmatrix} \epsilon & & & \\ & \epsilon & & \\ & & \epsilon & \\ & & & -\epsilon \end{pmatrix}$$

- Квантовые флуктуации глазмы порождают (вайбелевские?) неустойчивости

- Для глазменной конфигурации полей $\mathbf{E}_\mu^a = \lambda \mathbf{B}_\mu^a$ начальный тензор энергии-импульса существенно анизотропен:

$$\langle T^{\mu\nu}(\tau = 0^+, \eta, \mathbf{x}_\perp) \rangle = \begin{pmatrix} \epsilon & & & \\ & \epsilon & & \\ & & \epsilon & \\ & & & -\epsilon \end{pmatrix}$$

- Квантовые флуктуации глазмы порождают (вайбелевские?) неустойчивости
- Суммирование по соответствующим секулярным расходимостям приводит к картине, в которой глазма переходит в турбулентную фазу

- Для глазменной конфигурации полей $\mathbf{E}_\mu^a = \lambda \mathbf{B}_\mu^a$ начальный тензор энергии-импульса существенно анизотропен:

$$\langle T^{\mu\nu}(\tau = 0^+, \eta, \mathbf{x}_\perp) \rangle = \begin{pmatrix} \epsilon & & & \\ & \epsilon & & \\ & & \epsilon & \\ & & & -\epsilon \end{pmatrix}$$

- Квантовые флуктуации глазмы порождают (вайбелевские?) неустойчивости
- Суммирование по соответствующим секулярным расходимостям приводит к картине, в которой глазма переходит в турбулентную фазу
- Вопрос о скорости изотропизации для задачи с продольным разлетом пока не решен

- Теория, при несомненной глубине рассмотрения, отстает от эксперимента