

Горячие глюонные капли начального состояния при столкновении тяжёлых ионов

Е. Е. Забродин^{1,2}, В. Л. Коротких¹, А. М. Снигирёв^{1,3}, Г. Х. Эйюбова^{1*}

¹*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

²*Department of Physics, University of Oslo, PB 1048 Blindern, N-0316 Oslo, Norway*

³*Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова
Дубна, Московская обл., 141980, Россия*

(Поступила в редакцию 09.07.2021; подписана в печать 16.09.2021)

Представлено подробное исследование свойств эллиптического и треугольного эксцентриситетов в начальном состоянии при столкновении тяжёлых ионов. Используется модель случайных распределений источников энергии в поперечной плоскости в рамках эффективной теории цветового конденсата. Показано, что эллиптический поток тесно связан с геометрией столкновения ионов и диффузность края глюонного поля ядра существенно определяет его зависимость от центральности столкновения ионов. Треугольный поток имеет чисто флуктуационную природу и его зависимость от центральности определяется исключительно площадью области перекрытия.

PACS: 29.20.D-12.38.Mh, 25.75.-q, 25.75.Ld, 24.10.Nz, 24.10.Pa УДК: 530.1: 539.1: 621.384.63

Ключевые слова: эксцентриситеты, азимутальная анизотропия, коллективный поток, CGC.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств нового состояния материи, Кварк-глюонной плазмы (КГП) — одна из главных целей экспериментов по столкновению релятивистских тяжёлых ионов на коллайдерах RHIC и LHC и на планируемых экспериментах NICA и FAIR [1, 2]. Одним из признаков, наиболее чувствительных к образованию КГП и последующей адронизации является коллективный поток частиц [3–6]. Для этого используется разложение в ряд Фурье азимутального распределения частиц по углу φ относительно плоскости Ψ_n события [7, 8]:

$$\frac{dN}{d\varphi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi_n)].$$

Коэффициенты разложения вычисляются как средние значения:

$$v_n = \langle \langle \cos[n(\varphi - \Psi_n)] \rangle \rangle,$$

где усреднение выполняется по всем адронам в событии и по всем измеренным событиям. Настоящая работа посвящена исследованию эллиптического v_2 и треугольного v_3 потока частиц. Эллиптический поток v_2 интенсивно исследовался как теоретически [9–17], так и экспериментально [18–23] в течение последних трёх десятилетий. Он образуется из преобразования начальной анизотропии в области перекрытия ядер в координатном пространстве в импульсную анизотропию расширяющегося файрбола. В противоположность v_2 треугольный поток v_3 исследовался

только в последние десять лет [24–27]. Долгое время считалось, что нечётные гармоники v_3 , v_5 и т.д. для столкновения симметричных ядер равны нулю из-за соображений симметрии.

Однако, в работе [24] впервые было показано, что из-за флуктуаций начального состояния треугольность области перекрытия ядер, вычисленная по числу участвующих нуклонов ε_3 , является причиной появления треугольного потока. Треугольный поток имеет собственный угол плоскости события Ψ_3 , который случайным образом ориентирован по отношению к углу Ψ_2 эллиптического потока. Среди интересных свойств потоков v_2 и v_3 является их приблизительно линейная зависимость от соответствующих эксцентриситетов ε_2 и ε_3 [28–31] и их существенный вклад среди гармоник высокого порядка [32–34].

В настоящей работе мы исследуем зависимость эллиптического и треугольного потоков от центральности столкновения. Такая зависимость тщательно измерялась в экспериментах ALICE [35] и ATLAS [36] в столкновениях Pb+Pb при энергии 5.02 ГэВ на паре нуклонов. В частности, эти измерения показали нетривиальную зависимость отношения второй и третьей гармоник от центральности столкновения, которая обычно не воспроизводится в гидродинамических моделях [37] и во многих феноменологических подходах, например, в популярной HYDGET++ модели [38–41].

В этой работе мы используем подход, в котором эксцентриситеты области перекрытия ядер формируются за счёт случайных источников энергии в области перекрытия ядер. Исследованию коллективного потока в рамках этого подхода уделяется большое внимание в работах [42–49]. В работе [42] было предложено назвать такой подход моделью «магма». До конца ещё не ясно, как коллективный поток возни-

* eiiubova@lav01.sinp.msu.ru

кает при столкновении малых нуклонных систем pp , pAl , dAu , 3HeAu , pPb . Случайное распределение источников энергии (горячих глюонных капель) определяет анизотропию эксцентриситетов в начальном состоянии без включения нуклонных степеней свободы. Энергия источников может быть определена по разному, в том числе из первых принципов в рамках теории «Цветного стеклянного конденсата» (CGC) [50], где было получено аналитическое выражение 2-х точечной корреляции выделения энергии. Рассматриваются два варианта теории: GBW [51] и MV [52]. В настоящей работе мы, следуя работе [44], используем модель GBW. Модель GBW критикуется в работах [48, 49], но с некоторыми допущениями позволяет хорошо описывать экспериментальную зависимость гармоник v_2 , v_3 и их отношение v_2/v_3 от центральности ядро-ядерных столкновений [42, 44].

Идея случайного распределения источников энергии особенно привлекает внимание в теории формирования эксцентриситета начального состояния [53–58]. Следует отметить одну из последних работ в этом направлении [54], в которой исследуются плотность энергии точечных источников от кварков разных сортов.

Выбор распределения плотности энергии, пропорциональной произведению функций толщин двух ядер $T_A(s_x - b/2)T_B(s_x + b/2)$, может быть разным в зависимости от модели. Он приводит к близким, но отличающимся зависимостям эксцентриситетов от центральности столкновения.

Статья организована следующим образом. Основные положения подхода описаны в разделе 1. Численные результаты и сравнение с экспериментом в разделе 2. Выводы приведены в заключении

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

1.1. Модель случайного распределения источников

В модели «магма» однородное распределение импульса насыщения в каждом ядре плавно зависит от расстояния до центра ядра с максимумом Q_{s0}^2 в центре ядра:

$$Q_A^2(s_x, s_y) = Q_{s0}^2 T_A(s_x, s_y) / T_A(0, 0).$$

Оно азимутально симметрично и убывает от центра ядра к периферии в соответствии с двумерной толщиной ядра:

$$T_A(x, y) = 2 \int dz \rho_A(x, y, z),$$

где 3-х мерная функция толщины $\rho_A(x, y, z)$ ядра определяется Ферми распределением:

$$\rho(x, y, z) = \rho_0 \frac{1}{e^{(r-R)/d} + 1},$$

где R — радиус и d — диффузность края ядра.

Если центры ядер находятся по оси x на расстоянии с прицельным параметром b , то для ядер A и B :

$$Q_A^2(\mathbf{s}, b) = Q_{s0}^2 T_A(s_x - b/2, s_y) / T_A(-b/2, 0),$$

$$Q_B^2(\mathbf{s}, b) = Q_{s0}^2 T_B(s_x + b/2, s_y) / T_B(+b/2, 0).$$

Точки $\mathbf{s}_{A,j}$, $\mathbf{s}_{B,j}$ определяют положение горячих глюонных капель. Профиль источников энергии в ядре выбран авторами [42, 47] в виде, удовлетворяющем 2-х частичным коротко-действующим корреляциям подхода CGC:

$$\Delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}, b) = \begin{cases} \frac{8}{g^2 N_c} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}|^2 + Q_A^2(\mathbf{r}, b)}, & |\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}| < 1/m \\ 0, & |\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}| > 1/m \end{cases} \quad (1)$$

где $g^2 = 3.14$ — константа сильного взаимодействия, $N_c = 3$ — число цветов, $m = 0.14 \text{ ГэВ}$ — параметр инфракрасного обрезания. В знаменателе правой части уравнения (1) стоит импульс насыщения $Q_A^2(\mathbf{r}, b)$ для ядра A , определяющий максимум энергии глюонного пятна в точке $\mathbf{s}_{A,j}$. Здесь и далее $\mathbf{r} = (x, y)$ — двумерный вектор в поперечной плоскости.

Если источник находится в области ядра, то распределение (1) занимает площадь радиуса $|\mathbf{r}| < 1/m = 1.4 \text{ fm}$, что заметно меньше $R = 6.62 \text{ fm}$ для ядра Pb . При $\mathbf{s}_{A,j} = \mathbf{r}$ интенсивность равна значениям $Q_A^2(\mathbf{r}, b)$ и максимальна в центре ядра. Если точка источника попадает на границу, интенсивность выделяемой энергии существенно меньше. Интегральная интенсивность одного источника равна:

$$I_A(\mathbf{r}, b) = \int d^2s \Delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}, b) = \frac{8\pi}{g^2 N_c} \ln\left(1 + \frac{Q_A^2(\mathbf{r}, b)}{m^2}\right).$$

Зависимость профиля источника от расстояния до его максимума может быть разная в зависимости от моделей. В работе [56] выбрана Гауссовская зависимость:

$$\Delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}) = \frac{\mu_0^2}{2\pi \mathbf{r}_0^2} \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j})^2}{2\mathbf{r}_0^2}\right),$$

где \mathbf{r}_0 — радиус пятна.

В нашей работе [59] для иллюстрации геометрической модели выбрана δ - функция:

$$\Delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}) = Q_A^2(\mathbf{s}_{A,j}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}).$$

Плотность энергии определяется произведением импульса насыщения одного ядра и случайной функции от расположения точек другого ядра выражением:

$$\rho(\mathbf{r}, b) = \sum_{j \in A} Q_B^2(\mathbf{s}_{A,j}, b) \Delta_A(\mathbf{r} - \mathbf{s}_{A,j}, b) + \sum_{j \in B} Q_A^2(\mathbf{s}_{B,j}, b) \Delta_B(\mathbf{r} - \mathbf{s}_{B,j}, b). \quad (2)$$

Плотность энергии в точке \mathbf{r} зависит как от ядра А, так и от ядра В в каждом слагаемом формулы (2). В этом состоит учёт перекрытия двух ядер в модели магма.

Плотность энергии моделируется (аналог МС-Глаубер) как сумма вкладов единичных столкновений между локализованным цветовым зарядом и однородной областью импульсов насыщения другого ядра. Каждое элементарное столкновение дает источник плотности энергии (1), которая не зависит от быстроты и уменьшается с расстоянием от центра источника.

В геометрическом подходе плотность энергии равна:

$$\rho(\mathbf{r}, b) \sim \sum_j T_A(s_{x,j} - b/2, s_{y,j}) T_B(s_{x,j} + b/2, s_{y,j}).$$

Число источников на единицу площади (плотность) определяется в соответствии с распределением (2) и равно:

$$n_A(\mathbf{s}) = \frac{N_c^2}{32\pi} \frac{Q_A^2(\mathbf{s}, b)}{\ln(1 + \frac{Q_A^2(\mathbf{r}, b)}{m^2})}.$$

При $R = 6.62 fm$ и $Q_{s0}^2 = (1.24 GeV)^2$ число источников равно $N_A \cong 100$.

Для розыгрыша расположения точек источников на поперечной площади каждого ядра число источников N_A определяется численно как интеграл от $n_A(\mathbf{s})$ по площади ядра.

Эксцентриситет вычисляется с помощью ниже приведенных формул при $\mathbf{s} = x, y$:

$$\varepsilon_n = \varepsilon_{n,x} + i\varepsilon_{n,y} = \frac{\int ds ds' \phi e^{in\phi} s^n \rho(\mathbf{s}, \mathbf{b})}{\int ds ds' \phi s^n \rho(\mathbf{s}, \mathbf{b})}, \quad (3)$$

$$|\varepsilon_n|^2 = \varepsilon_{n,x}^2 + \varepsilon_{n,y}^2,$$

$$\varepsilon_n\{2\} = \sqrt{\langle |\varepsilon_n|^2 \rangle},$$

$$S_{A,B} = 4\pi \sqrt{\langle x^2 \rangle} \sqrt{\langle y^2 \rangle},$$

где $\varepsilon_n\{2\}$ — кумулянт второго порядка, и $S_{A,B}$ — поперечная площадь, участвующая в формировании эксцентриситетов.

В определение эксцентриситетов (3) входит отношение интегралов. Поэтому результат не зависит от постоянных величин, нормирующих плотность $\rho(\mathbf{r}, b)$, в частности, от константы сильного взаимодействия g и от числа цветов N_c . Параметр Q_{s0}^2 входит нелинейно через профиль источника (1), который в точке источника определяет его интенсивность, зависящую от расстояния координаты источника до центра ядра. Плотность источников также нелинейно зависит от Q_{s0}^2 .

Рассмотрим распределение плотности как сумму средней плотности и её флуктуаций:

$$\rho(\mathbf{s}) = \langle \rho(\mathbf{s}) \rangle + \delta\rho(\mathbf{s}).$$

Определим 2-х точечную функцию плотности энергии как дисперсию произведения случайных величин

флуктуаций $\delta\rho(\mathbf{s}_1)$ и $\delta\rho(\mathbf{s}_2)$ [45]:

$$S(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2) = \langle \delta\rho(\mathbf{s}_1) \delta\rho(\mathbf{s}_2) \rangle_{ev}. \quad (4)$$

Среднее значение плотности $\langle \rho(\mathbf{s}) \rangle_{ev}$, усредненное по событиям, азимутально симметрично и не даёт вклада в эксцентриситеты. 2-х точечная функция (4) флуктуирует относительно среднего значения, зависит от азимутального угла ϕ и поэтому определяет величину эксцентриситета:

$$\begin{aligned} \varepsilon_n\{2\}^2 &= \frac{\int ds_1 ds_2 s_1^n s_2^n \langle \delta\rho(\mathbf{s}_1) \delta\rho(\mathbf{s}_2) \rangle_{ev}}{(\int ds s^n \langle \rho(\mathbf{s}) \rangle_{ev})^2} = \\ &= \frac{\int ds_1 ds_2 s_1^n s_2^n S(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2)}{(\int ds s^n \langle \rho(\mathbf{s}) \rangle_{ev})^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

В модели глюонного насыщения CGC [50] предсказываются короткодействующие флуктуации плотности энергии в поперечном направлении на малых расстояниях $|\mathbf{s}| = |\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2| < 1/Q_{sat}$ меньших, чем радиус ядра R , т.е. при $|\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2| < R$. Тогда интегрирование в числителе (5) упрощается и сводится к интегралу от плотности $\rho(\mathbf{s})$ в виде (2) с суммированием по точкам источников энергии.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Зависимость эксцентриситетов ε_2 и ε_3 от центральности

Формализм, кратко описанный в разделе 1, используется для вычисления начальных эксцентриситетов ε_2 и ε_3 как функций геометрической центральности $C = b^2/(4R^2)$ в столкновениях релятивистских ионов. Заметим, что анизотропный поток не измеряется в каждом отдельном событии. Экспериментально измеряются кумулянты распределений гармонических коэффициентов потока v_n . Кумулянты низших порядков определяются как:

$$v_n\{2\} = \sqrt{\langle |v_n|^2 \rangle}.$$

В приближении линейного отклика они просто пропорциональны соответствующим кумулянтам начальных эксцентриситетов:

$$\begin{aligned} v_2\{2\} &= k_2 \varepsilon_2\{2\}, \\ v_3\{2\} &= k_3 \varepsilon_3\{2\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для центральных столкновений вплоть до 30% настоящая [42] модель успешно описывает экспериментальные данные для v_2 and v_3 как функции центральности, измеренные коллаборацией ATLAS [36] при энергии 5.02 ТэВ в $Pb - Pb$ столкновениях. Коэффициенты $k_2 = 0.321$ и $k_3 = 0.314$ и значение импульса насыщения $Q_{s0} = 1.24 \text{ ГэВ}$ настроены для лучшего описания экспериментальных данных.

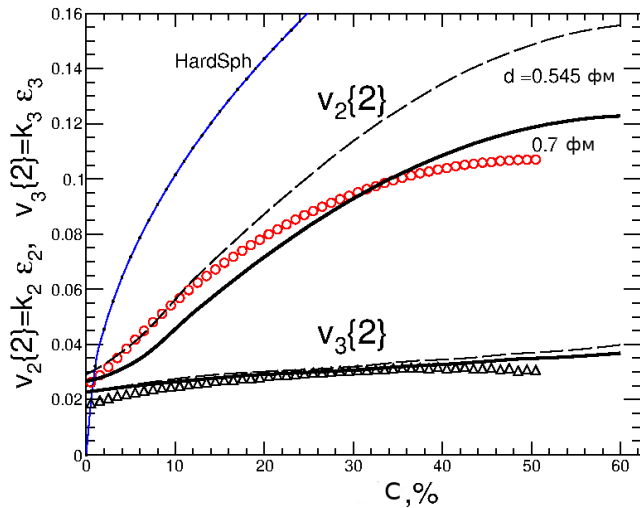


Рис. 1. Эллиптический и триангулярный кумулянты потока в модели «магма». Данные ALICE при 5.02 ТэВ Pb+Pb — полые окружности для v_2 и треугольники v_3 . Модельные предсказания — пунктир и сплошные линии показаны для двух значений параметра $d = 0.545$ фм и 0.7 м. Кривая с точками — модель жёстких сфер $d = 0$. Параметры для v_2 и v_3 равны $k_2 = 0.321$ и $k_3 = 0.314$.

На рис. 1 показаны эллиптический $v_2\{2\}$ и триангулярный $v_3\{2\}$ потоки, вычисленные в линейном приближении с постоянными коэффициентами k_2 и k_3 из работы [42] как функции центральности C .

Мы воспроизводим численные результаты работы [42] с теми же самыми параметрами $k_2 = 0.321$, $k_3 = 0.314$ и $Q_{s0} = 1.24$ ГэВ, фиксируя диффузность края ядра при $d = 0.1$ фм. При таком малом значении d эксцентриситет ϵ_2 , полученный в данной модели, близок к геометрическому значению $\epsilon_{2,geom} = b/(2R) = \sqrt{C}$ модели жёстких сфер в интервале центральностей 2 – 30%. Для очень маленьких значений центральности 0 – 2% модель «магма» даёт конечное значение, в то время как геометрическое ϵ_2 стремится к нулю при $C \rightarrow 0$. Для больших значений центральности ($> 30\%$) линейная зависимость $v_n(C) = k_n \epsilon_n(C)$ с постоянным коэффициентом k_n не реализуется. Однако гидродинамические вычисления указывают, что линейный отклик $v_2(C) = k_2 \epsilon_2(C)$ возможен в широкой области центральностей при почти постоянном значении k_2 .

В ядерной физике значение параметра $d = 0.545$ фм обычно используется для описания диффузности края нуклонной плотности ядра. Однако, диффузность глюонного поля в ядре может быть больше, чем диффузность нуклонной плотности. Поэтому мы исследовали влияние значения параметра диффузности в нашей модели на зависимость эксцентриситета от центральности столкновения. Результаты показаны на рис. 1 при разных значениях d . Наилучшее согласие с экспериментом получено при $d = 0.7$ фм. Для размытого края распределения глюонного поля ядра форма обла-

сти перекрытия двух ядер становится меньше похожей на форму миндаля, характерную для ядер с резким краем (модель жестких сфер), и значение эксцентриситета ϵ_2 становится меньше. Этот результат указывает на существенную роль глюонного поля на краю ядра. Третья гармоника слабо зависит от диффузности края.

2.2. Флуктуационная природа ϵ_3

Если вторая гармоника v_2 определяется формой области перекрытия и поэтому геометрией столкновения, то третья гармоника имеет чисто флуктуационную природу. Область перекрытия определяет её величину, но не зависит от её формы. Рисунки 2 и 3 иллюстрируют это утверждение. Действительно, в модели жестких сфер легко вычислить площадь перекрытия $S(C) \simeq \pi R^2(1 - \sqrt{C})$ и поэтому число точек источников $N_{points} = density \times S(C)$.

Если третья гармоника имеет чисто флуктуационную природу, то её величина равна:

$$v_3(C) \sim \frac{1}{\sqrt{N_{points}}} \simeq \frac{K_3}{\sqrt{1 - C^{1/2}}}. \quad (7)$$

Зависимость от центральности такой чисто флуктуационной гармоники (7) показана на рис. 2 в сравнении с экспериментальными данными. С параметром $K_3 = 0.0183$ мы получили очень хорошее согласие с данными до значений центральности ниже 50%. Чтобы продемонстрировать, что площадь перекрытия играет исключительную роль, в то время как её форма не имеет значения, мы демонстрируем на рис. 3 триангулярный поток v_3 , вычисленный исключительно для центральных столкновений с $b = 0$, но с изменяющимся радиусом области перекрытия:

$$R(C) = R\sqrt{1 - C^{1/2}}. \quad (8)$$

В этом случае область перекрытия имеет форму круга (рис. 3б). Однако площадь круга такая же, как в модели жёстких сфер при заданной центральности C . Как видно из рис. 3а хорошее согласие с данными получено несмотря на то, что в модели не было подгонных параметров.

Эллиптический поток в основном определяется геометрией области перекрытия и сильно зависит от центральности столкновения. Чисто флуктуационная составляющая проявляет себя во второй гармонике только в наиболее центральных столкновениях при $\sigma/\sigma_{geo} = 0 - 2\%$, где чисто геометрический вклад стремится к нулю. Это объясняет интересное наблюдение, что отношение $v_2/v_3 = 1$ при $C = 0$. Следует отметить, что абсолютное значение обеих гармоник в этом интервале центральностей определяется просто числом источников, т.е. площадью области перекрытия.

Это означает, что модель предсказывает большие значения $v_n(C)$ для более лёгких ядер в ультрацен-

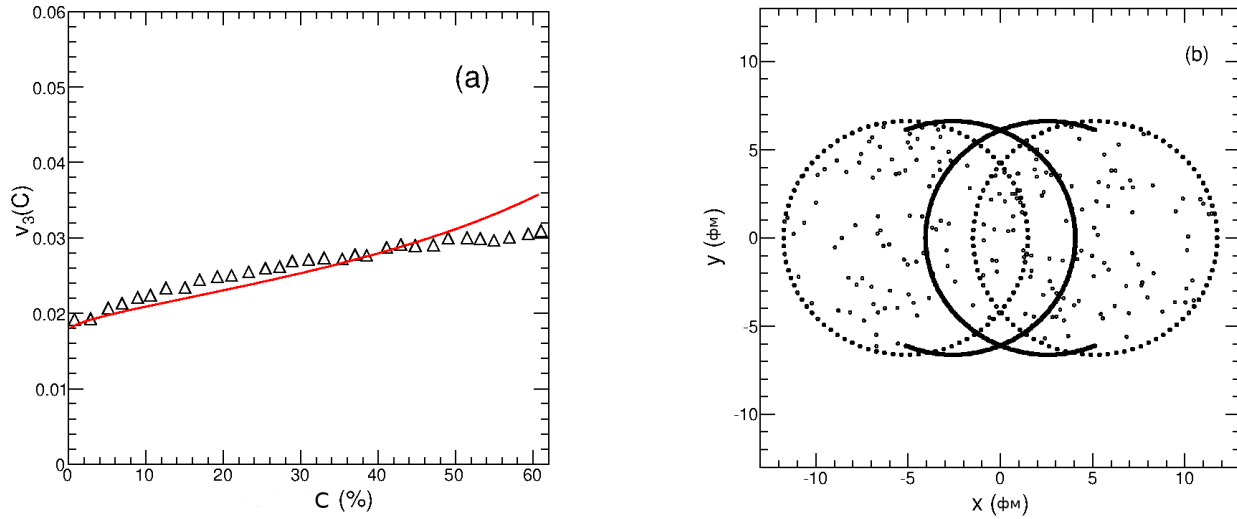


Рис. 2. *а* — Зависимость триангулярного потока в столкновениях $Pb+Pb$ при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ГэВ. Сплошная линия получена по формуле (7), в то время как открытые треугольники соответствуют данным ALICE [35]. *б* — Изменение области перекрытия с изменением центральности от $C = 12\%$ (сплошные кривые) до 60% (пунктирные кривые). Точки показывают положения источников

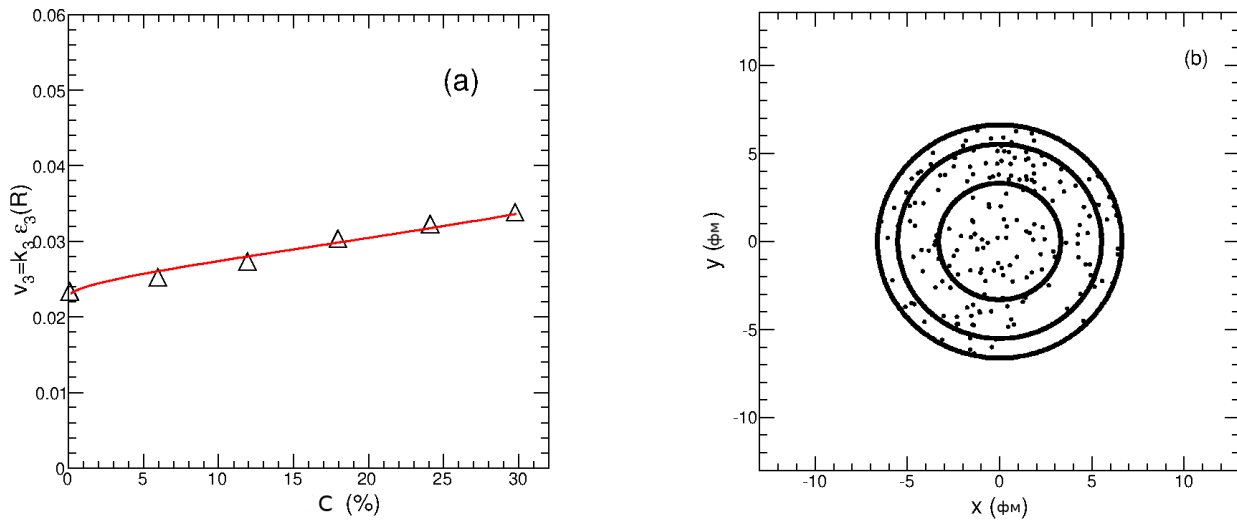


Рис. 3. *а* — Триангулярный поток в обоих моделях (сплошная кривая) при $b = 0$ с изменением радиуса в соответствии с (8) при $k_3 = 0.314$ в уравнении (6). Радиус окружности изменяется так, чтобы дать ту же площадь, что и в расчёте модели с изменением центральности в столкновении $Pb + Pb$. Открытые треугольники соответствуют данным ALICE [35]. *б* — Изменение области перекрытия с изменением радиуса от $R = 6.62$ фм (внешний круг) до 5.3 фм (средний круг) и 3.1 фм (внутренний круг). Точки показывают положение источников

тральных столкновениях, т.к. гармоники обратно пропорциональны степени $A^{1/3}$. В этом случае:

$$v_n^{AA}(C=0) = v_n^{PbPb}(C=0) \left(\frac{208}{A} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Для более лёгких ядер, таких как $Xe + Xe$, обе гармоники v_2 and v_3 увеличиваются на фактор 1.17 в сравнении с $Pb + Pb$ в то время как для $Cu + Cu$ соотношение (9) предсказывает значение 1.5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено исследование роли (i) формы и размера области перекрытия и (ii) флуктуаций случайно распределённых источников при формировании эллиптического и триангулярного потоков. Используется модель случайного распределения источников энергии (горячих глюонных капель) без включения нуклонных степеней свободы. Энергия источников определена из первых принципов в рамках теории

«Цветного стеклянного конденсата» (CGC).

Наше исследование показывает, что третья гармоника имеет чисто флуктуационную природу. Её зависимость от центральности C в столкновениях тяжёлых ионов определяется площадью области перекрытия и описывается простой формулой (7).

Коэффициент эллиптического потока v_2 тесно связан с геометрией столкновения ионов и диффузность края глюонного поля ядра существенно определяет его зависимость от центральности столкновения. Флуктуационный вклад в эллиптический поток v_2 проявляется себя только в наиболее центральных столкновениях $\sigma/\sigma_{geo} = 0 - 2\%$.

В этой области абсолютное значение всех гармоник определяется числом "точек источников" и не зависит от формы области перекрытия. Модель даёт интересное предсказание поведения величины всех гармоник с изменением атомного номера ядра A . Величина сиг-

нала должна быть пропорциональна $A^{-1/3}$ для наиболее центральных столкновений (0 – 2%). Такую зависимость интересно проверить экспериментально. Результаты модели для вычисления эксцентриситетов могут быть использованы как входные параметры начального состояния в феноменологических моделях типа HYDJET++ чтобы улучшить зависимость азимутальных характеристик от центральности столкновения.

Авторы благодарят А. И. Демьянова и И. П. Лохтина за исключительно полезные дискуссии. Эта работа была сделана при поддержке грантов № 18-02-40084 и № 18-02-40085 Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) и гранта UTF-2016-long-term/10076 Norwegian Agency for International Cooperation (SIU). Е. Е. Забродин благодарит Norwegian Research Council (NFR) по гранту No. 255253/F50, «CERN Heavy Ion Theory».

-
- [1] Edited by Liu F., Wang E., Wang X-N., Xu N., Zhang B-W. // Proceedings of Quark Matter 2019. Nucl. Phys. A. 2021. **1005**. P. 122104.
 - [2] Edited by Antinori F. et al. // Proceedings of Quark Matter 2018. Nucl. Phys. A. 2019. **982**. P. 1.
 - [3] Reisdorf W., Ritter H. G. // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 1997. **47**. P. 663.
 - [4] Herrmann N., Wessels J. P., Wienold T. // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 1999. **49**. P. 581.
 - [5] Voloshin S. A., Poskanzer A. M., Snellings R. // *Elementary Particles, Nuclei and Atoms*. **23**. 2010.
 - [6] Heinz U., Snellings R. // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2013. **64**. P. 123.
 - [7] Voloshin S. Zhang Y. // *Z. Phys. C*. 1996. **70**. P. 665.
 - [8] Poskanzer A. M., Voloshin S. A. // *Phys. Rev. C*. 1998. **58**. P. 1671.
 - [9] Ollitrault J.-Y. // *Phys. Rev. D*. 1992. **46**. P. 229.
 - [10] Ollitrault J.-Y. // *Phys. Rev. D*. 1993. **48**. P. 1132.
 - [11] Sorge H. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. **82**. P. 2048.
 - [12] Zabrodin E. E., Fuchs C., Bravina L. V. and Faessler A. // *Phys. Lett. B*. 2001. **508**. P. 184.
 - [13] Teaney D. // *Phys. Rev. C*. 2003. **68**. P. 034913.
 - [14] Molnar D., Voloshin S. A. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. **91**. P. 092301.
 - [15] Schenke B., Jeon S., Gale C. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. **106**. P. 042301.
 - [16] Ruggieri M., Scardina F., Plumari S., Greco V. // *Phys. Lett. B*. 2013. **727**. P. 177.
 - [17] Le Fevre A., Leifels Y., Hartnack C., Aichelin J. // *Phys. Rev. C*. 2018. **98**. P. 034901.
 - [18] Ackermann K. H., Adams N., Adler C. et al. (STAR Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2001. **86**. P. 402.
 - [19] Adler S. S., Afanasiev S., Aidala C. et al. (PHENIX Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2003. **91**. P. 182301.
 - [20] Aamodt K., Abelev B., Abrahamtes Quintana A. et al. (ALICE Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2010. **105**. P. 252302.
 - [21] Aad G., Abbott B., Abdallah J. et al. (ATLAS Collaboration) // *Phys. Lett. B*. 2012. **707**. P. 330.
 - [22] Chatrchyan S., Khachatryan V, A. M. Sirunyan A. et al. (CMS Collaboration) // *Phys. Rev. C*. 2013. **87**. P. 014902.
 - [23] Adamczyk L., Adkins J.K., Agakishiev G. et al. (STAR Collaboration) // *Phys. Rev. C*. 2013. **88**. P. 014902.
 - [24] Alver B., Roland G. // *Phys. Rev. C*. 2010. **81**. P. 054905.
 - [25] Alver B. H., Gomeaud C., Luzum M., Ollitrault J.-Y. // *Phys. Rev. C*. 2010. **82**. P. 034913.
 - [26] Aamodt K., Abelev B., Abrahamtes Quintana A. et al. (ALICE Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2011. **107**. P. 032301.
 - [27] Schenke B., Jeon S., Gale C. // *Phys. Rev. C*. 2012. **85**. P. 024901.
 - [28] Velkovska J. and CMS Collaboration // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2011. **38**. P. 124011.
 - [29] Jia J and ATLAS Collaboration // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2011. **38**. P. 124012.
 - [30] Snellings R. and ALICE Collaboration // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2011. **38**. P. 124013.
 - [31] Petersen H., Qin G.-Y., Bass S. A., Müller B. // *Phys. Rev. C*. 2010. **82**. P. 041901.
 - [32] Gardim F. G., Grassi F., Luzum M., Ollitrault J.-Y. // *Phys. Rev. C*. 2012. **85**. P. 024908.
 - [33] Teaney D., Yan L. // *Phys. Rev. C*. 2012. **86**. P. 044908.
 - [34] Bravina L. V., Brusheim Johansson B. H., Eyyubova G. Kh. et al. // *Phys. Rev. C*. 2014. **89**. P. 024909.
 - [35] Acharya S., Acosta F.T., Adamova D. et al. (ALICE Collaboration) // *J. High Energy Phys.* 2018. **07** P. 103.
 - [36] Aaboud M., Aad G., Abbott B. et al. (ATLAS Collaboration) // *J. High Energy Phys.* 2020. **01** P. 51.
 - [37] Alba P., Mantovani V., Noronha J. et al. // *Phys. Rev. C*. 2018. **98** P. 034909.
 - [38] Lokhtin I.P., Malinina L.V., Petrushanko S.V. et al. // *Comput. Phys. Commun.* 2009. **180** P. 779.
 - [39] Bravina L.V., Brusheim Johansson B. H., Eyyubova G. Kh. et al. // *Eur. Phys. J. C*. 2014. **74**. P. 2807.
 - [40] Eyyubova G., Bravina L.V., Korotkikh V.L. et al. // *Phys. Rev. C*. 2009. **80**. P. 064907.
 - [41] Bravina L.V., Eyyubova G.Kh., Korotkikh V.L. et al. //

- Phys. Rev. C.* 2021. **103**. P. 034905.
- [42] *Gelis F., Giacalone G., Guerrero-Rodriguez P.* et al. // arXiv:1907.10948 2019.
- [43] *Bhalerao R.S., Luzum M., Ollitrault J.-Y.* // *Phys. Rev. C.* 2011. **84**. P. 054901.
- [44] *Giacalone G., Guerrero-Rodríguez P., Luzum M.* et al. // *Phys. Rev. C.* 2019. **100**. P. 024905.
- [45] *Bhalerao R.S., Giacalone G., Guerrero-Rodríguez P.* et al. // *Acta Phys. Polon. B.* 2019. **50**. P. 1165.
- [46] *Giacalone G., Gelis F., Guerrero-Rodríguez P.* et al. // *Springer Proc. Phys.* 2020. **250**. P. 453.
- [47] *Floerchinger S., Grossi E., Yousefnia K.V.* // *Phys. Rev. C.* 2020. **102**. P. 054914.
- [48] *Snyder R., Byres M., Lim S.H., Nagle J.L.* // *Phys. Rev. C.* 2021. **103**. P. 024906.
- [49] *Schenke B.* // arXiv:2102.11189
- [50] *Albacete J.L., Guerrero-Rodriguez P., Marquet C.* // *J. High Energ. Phys.* 2019. P. 73. arXiv:1808.007954
- [51] *Golec-Biernat K. J., Wustho M.* // *Phys. Rev. D.* 1998. **59**. P. 014017.
- [52] *McLerran L.D., Venugopalan R.* // *Phys. Rev. D.* **49**. 1994. P. 2225.
- [53] *Chaudhuri A.K.* // *Phys. Lett. B.* 2010. **692** P. 15-19.
- [54] *Martinez M., Sievert M.D., Wertepny D.E., Noronha-Hostler J.* // arXiv:1911.10272
- [55] *Martinez M., Sievert M.D., Wertepny D.E., Noronha-Hostler J.* // arXiv:1911.12454
- [56] *Demirci S., Lappi T., Schlichting S.* // *Phys. Rev. D.* 2021. **103**. P. 094025.
- [57] *Gelis F.* // arXiv:2102.07604
- [58] *Korotkikh V.L., Snigirev A.M.* // arXiv:2007.04850
- [59] *Eyyubova G., Korotkikh V.L., Snigirev A.M., Zabrodin E.E.* // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **48** 2021. P. 095101.

Initial state hot gluonic spots in heavy-ion collisions

E. E. Zabrodin^{1,3}, V. L. Korotkikh¹, A. M. Snigirev^{1,2}, G. Kh. Eyyubova^{1,a}

¹*Department of Atomic Physics and Quantum Theory of Collisions, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

²*Department of Physics, University of Oslo, PB 1048 Blindern, N-0316 Oslo, Norway*

³*Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute of Nuclear Research, RU-141980. Dubna, Russia*
E-mail: ^aeyyubova@lav01.sinp.msu.ru

In this review a detailed study of the properties of elliptical and triangular eccentricities in the initial state of heavy ion collisions is presented. We use the model of random energy source distribution in the transverse plane within effective theory of color condensation. It is shown that the elliptical flow is closely related with the geometry of the ions collision. A triangular flow has a purely fluctuation nature and its dependence on centrality is determined exclusively overlap area.

PACS: 29.20.D-, 12.38.Mh, 25.75.-q, 25.75.Ld, 24.10.Nz, 24.10.Pa.

Keywords: eccentricities, azimuthal anisotropy, collective flow, CGC.

Received 09 July 2021.

Сведения об авторах

1. Забродин Евгений Евгеньевич — науч. сотрудник.
2. Коротких Владимир Леонидович — вед. науч. сотрудник.
3. Снигирёв Александр Михайлович — вед. науч. сотрудник.
4. Эйюбова Гюльнара Ханларовна — ст. науч. сотрудник; e-mail: Gyulnara.Eyyubova@cern.ch.