

ФЛУКТУАЦИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПОТОКА ПРИ ЭНЕРГИЯХ NICA

А. Е. Деманов^{1,*}, *П. Е. Парфенов*^{1,2,**},
А. В. Тараненко^{1,3,***}

¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

³ Институт ядерных исследований, Троицк, Россия

Эллиптический поток v_2 рожденных частиц является одной из основных наблюдаемых величин, чувствительных к транспортным свойствам сильно взаимодействующей материи, создаваемой в результате столкновений релятивистских тяжелых ионов. Относительные флуктуации эллиптического потока вызывают большой интерес, поскольку могут быть применены для исследования начальных условий с помощью соотношения кумулянтов $v_2\{4\}/v_2\{2\}$. Проводится исследование зависимости флуктуаций эллиптического потока от центральности с использованием современных моделей столкновений тяжелых ионов в диапазоне $\sqrt{s_{NN}} = 5\text{--}11$ ГэВ.

One of the primary observables that is sensitive to the transport characteristics of the strongly interacting matter created in relativistic heavy-ion collisions is the elliptic flow v_2 of the produced particles. The relative elliptical flow fluctuations are of great interest because they can be used as a probe of the initial conditions using the ratio of cumulants $v_2\{4\}/v_2\{2\}$. In this work, we study the centrality dependence of elliptic flow fluctuations using the state-of-the-art models of heavy-ion collisions spanning the range $\sqrt{s_{NN}} = 5\text{--}11$ GeV.

PACS: 25.75.Ld

ВВЕДЕНИЕ

В столкновениях релятивистских тяжелых ионов распределение импульсов рожденных частиц является анизотропным в поперечной плоскости, перпендикулярной направлению луча. Данную анизотропию можно количественно описать фурье-коэффициентами $v_n = \langle \cos [n(\phi -$

* E-mail: demanov1997@gmail.com

** E-mail: terrylapard@gmail.com

*** E-mail: avtaranenko@mephi.ru

$-\Psi_n$) [1, 2] в разложении азимутального распределения частиц относительно угла плоскости реакции Ψ_R :

$$\frac{dN}{d(\phi - \Psi_R)} \propto 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Psi_n)), \quad (1)$$

где n — порядок гармоника и ϕ — азимутальный угол частицы. Вторая гармоника v_2 называется эллиптическим потоком. Сравнение измерений v_2 с теоретическими предсказаниями может предоставить важную информацию, касающуюся градиентов давления, уравнения состояния (EOS), начального состояния столкновения и транспортных свойств сильновзаимодействующей материи. Большое значение v_2 , наблюдаемое для всех рожденных частиц в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ на коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC), стало основным доказательством образования кварк-глюонной материи (КГМ) [3]. Детальное сравнение модельных расчетов с экспериментальными измерениями потоков показало, что КГМ при энергиях RHIC и LHC представляет собой сильновзаимодействующую жидкость, удельная сдвиговая вязкость η/s которой близка к теоретическому минимуму $1/(4\pi) \approx 0,08$. Предполагается, что сигнал v_2 имеет линейную зависимость от эксцентриситета ε_2 начального состояния, который характеризует пространственную асимметрию области перекрытия двух сталкивающихся ядер: $v_2 = k_2 \varepsilon_2$, где k_2 кодирует отклик среды, чувствительной к удельной сдвиговой вязкости η/s . Для точного извлечения η/s необходимы модельные ограничения для эксцентриситетов начального состояния и их флуктуаций в широком диапазоне энергий пучка и систем столкновений. Область перекрытия сталкивающихся ядер варьируется от столкновения к столкновению, что приводит к флуктуациям эксцентриситета ε_2 и, в свою очередь, v_2 . Относительные флуктуации v_2 количественно могут быть оценены через отношение кумулянтов, а именно $v_2\{4\}/v_2\{2\}$. В частности, чем больше флуктуации v_2 , тем меньше отношение $v_2\{4\}/v_2\{2\}$. В данной работе представлены измерения эллиптического потока и его флуктуаций для заряженных и идентифицированных адронов, рожденных в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 5, 6, 7, 11,5$ ГэВ и Вi+Вi при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Расчеты проводились с использованием современных Монте-Карло моделей столкновений тяжелых ионов: UrQMD и гибридной vHLLE+UrQMD. Результаты работы будут полезны в качестве прогнозов для предстоящего эксперимента MPD на коллайдере NICA.

МОДЕЛИ СТОЛКНОВЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Мы использовали каскадную версию UrQMD и гибридную модель vHLLE+UrQMD для генерации столкновений Au+Au при энергиях

$\sqrt{s_{NN}} = 5, 6, 7$ и $11,5$ ГэВ и $Vi+Vi$ при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Ниже приведем краткое описание этих моделей.

Модель ультррелятивистской квантовой молекулярной динамики (UrQMD) [4, 5] является микроскопической транспортной теорией на основе релятивистского уравнения Больцмана. При низких энергиях ($\sqrt{s_{NN}} < 5$ ГэВ) в данной модели ядро-ядерные и адрон-адронные столкновения описываются с точки зрения взаимодействия адронов и их резонансов. При высоких энергиях требуется учитывать кварковые и глюонные степени свободы, поэтому в UrQMD в многочастичном рождении преобладают эффекты возбуждения цветных струн с их последующей фрагментацией на адроны.

vHLE+UrQMD представляет собой гибридную модель, основанную на релятивистской гидродинамике и теории переноса. В модели для описания ранней стадии столкновений и поздних неравновесных стадий реакции используется каскадно-струнная модель UrQMD, а для описания фазы расширения кварк-глюонной/адронной материи применяется код (3+1)-мерной релятивистской вязкой гидродинамики vHLE [6, 7]. Использовалось уравнение состояния, основанное на киральной модели в жидкой стадии (ХРТ EOS). Оно имеет плавный непрерывный переход между КГМ и адронными фазами, называемый «кроссовер для всех барионных плотностей». Перерасcеяния и распад адронов рассматриваются в рамках адронного каскада UrQMD.

С использованием модели UrQMD была создана выборка из ~ 800 , ~ 400 , ~ 200 , ~ 100 млн событий столкновений Au+Au при энергиях 5, 6, 7 и 11,5 ГэВ на нуклонную пару соответственно. Также было сгенерировано 50 млн событий столкновений $Vi+Vi$ при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ в рамках гибридной модели vHLE+UrQMD.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АНИЗОТРОПНЫХ ПОТОКОВ

В этом разделе приведем краткое описание используемых в работе методов измерения эллиптического потока заряженных адронов.

Коэффициент v_2 можно записать посредством обозначений u_n и Q_n векторов [1]. Для каждой частицы j в событии можно определить единичный вектор u_n в поперечной плоскости как

$$u_{n,j} = e^{in\phi_j} = (\cos(n\phi_j), \sin(n\phi_j)), \quad (2)$$

где ϕ_j — азимутальный угол частицы. Двумерный вектор потока Q_n определяется как сумма единичных векторов u_n в выбранном ансамбле частиц:

$$Q_n = \sum_{j=1}^M \omega_j u_{n,j}, \quad (3)$$

где M обозначает множественность частиц, ω_j — вес для j -й частицы.

В методе скалярного произведения [8] коэффициент потока v_n определяется как

$$v_n = \frac{\langle u_n Q_n \rangle}{R_n}, \quad (4)$$

где R_n — поправочный коэффициент разрешения, а скобки означают усреднение по частицам и событиям. Для подавления непотоковых эффектов аксептанс детектора ТРС (Time Projection Chamber — время-проекционная камера) был разделен на две части (подсобытия) по псевдобыстроте η : $A(-1,50 < \eta < -0,05)$ и $B(0,05 < \eta < 1,50)$. Эллиптический поток v_2 в методе скалярного произведения можно выразить следующим образом:

$$v_2^{\text{SP}} = \frac{\langle u_2^{A(B)} Q_2^{*B(A)} \rangle}{\sqrt{\langle Q_2^{A(B)} Q_2^{*B(A)} \rangle}}. \quad (5)$$

В рамках метода плоскости события коэффициент потока v_n можно оценить с помощью уравнения (5), заменяя вектор потока Q_n на единичный вектор $Q_n/|Q_n|$. Путем несложных преобразований получим

$$v_2\{\Psi_2\} = \frac{\langle \cos [2(\phi^{A(B)} - \Psi_2^{B(A)})] \rangle}{R_2(\Psi_2)}, \quad (6)$$

где $\Psi_2 = \text{tg}^{-1}(Q_{2,y}/Q_{2,x})$ — угол плоскости события второго порядка, а $R_2(\Psi_2) = \sqrt{\langle \cos [2(\Psi_2^A - \Psi_2^B)] \rangle}$ — разрешение плоскости события.

В рамках метода Q -кумулянтов [9] двух- и четырехчастичные корреляции можно выразить через векторы потока Q_n следующим образом:

$$\langle 2 \rangle = \langle e^{in(\phi_1 - \phi_2)} \rangle = \frac{|Q_n|^2 - M}{M(M-1)}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \langle 4 \rangle &= \langle e^{in(\phi_1 + \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)} \rangle = \\ &= \frac{|Q_n|^4 + |Q_{2n}|^2 - 2\text{Re}(Q_{2n}Q_n^*Q_n^*) - 2[2M(M-2)|Q_n|^2 - M(M-3)]}{[M(M-1)(M-2)(M-3)]}. \end{aligned} \quad (8)$$

Общий формализм кумулянтов был введен в работах [9–11]. Согласно обозначениям из этих работ кумулянты второго и четвертого порядков заданы следующим образом:

$$c_n\{2\} = \langle \langle 2 \rangle \rangle, \quad c_n\{4\} = \langle \langle 4 \rangle \rangle - 2\langle \langle 2 \rangle \rangle^2. \quad (9)$$

Коэффициенты потоков v_n выражаются через многочастичные кумулянты по формулам

$$v_n\{2\} = \sqrt{c_n\{2\}}, \quad v_n\{4\} = \sqrt[4]{-c_n\{4\}}, \quad (10)$$

$$v_n\{2\}(p_T) = \frac{d_n\{2\}(p_T)}{\sqrt{c_n\{2\}}}, \quad v_n\{4\}(p_T) = \frac{d_n\{4\}(p_T)}{-c_n\{4\}^{3/4}}, \quad (11)$$

где $d_n\{2\}$ и $d_n\{4\}$ — двух- и четырехчастичные дифференциальные кумулянты, уравнения которых приведены в работе [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показана зависимость отношения $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ от центральности для инклюзивных заряженных адронов (рис. а), заряженных пионов (рис. б) и протонов (рис. в) в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 5, 6, 7$ и 11,5 ГэВ из модельных расчетов UrQMD.

Отклонение отношения кумулянтов от единицы количественно определяет относительные флуктуации v_2 . Для $\sqrt{s_{NN}} = 7$ и 11,5 ГэВ хорошо видно немонотонную зависимость отношения $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ от центральности столкновения. Согласно соотношению $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ относительные флуктуации v_2 больше при центральных и периферийных столкновениях

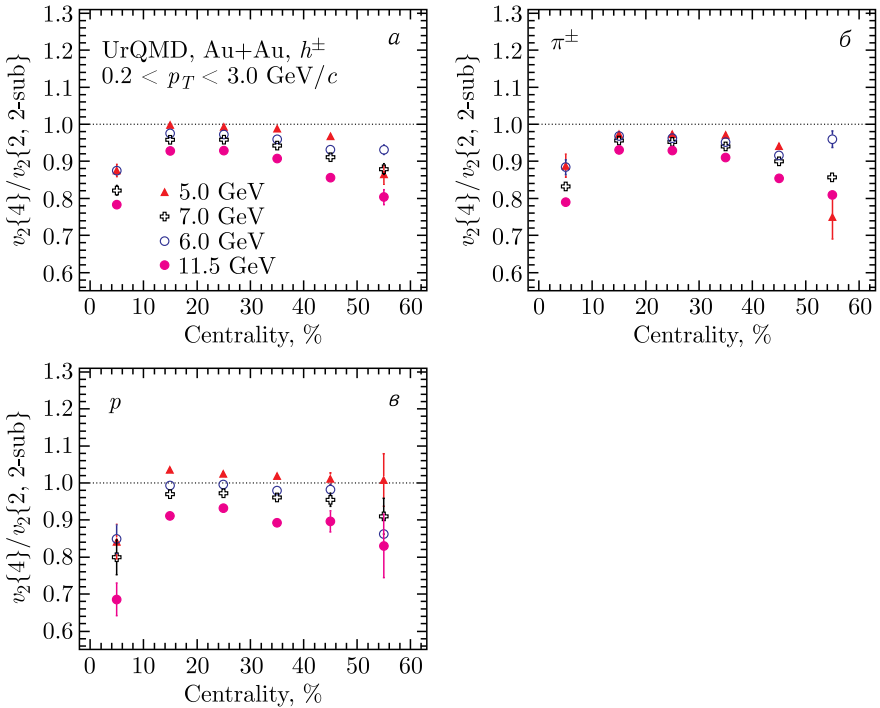


Рис. 1. Отношение $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ заряженных идентифицированных адронов как функция центральности в Au+Au-столкновениях при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5, 6, 7$ и 11,5 ГэВ. Обозначения соответствуют разным типам частиц

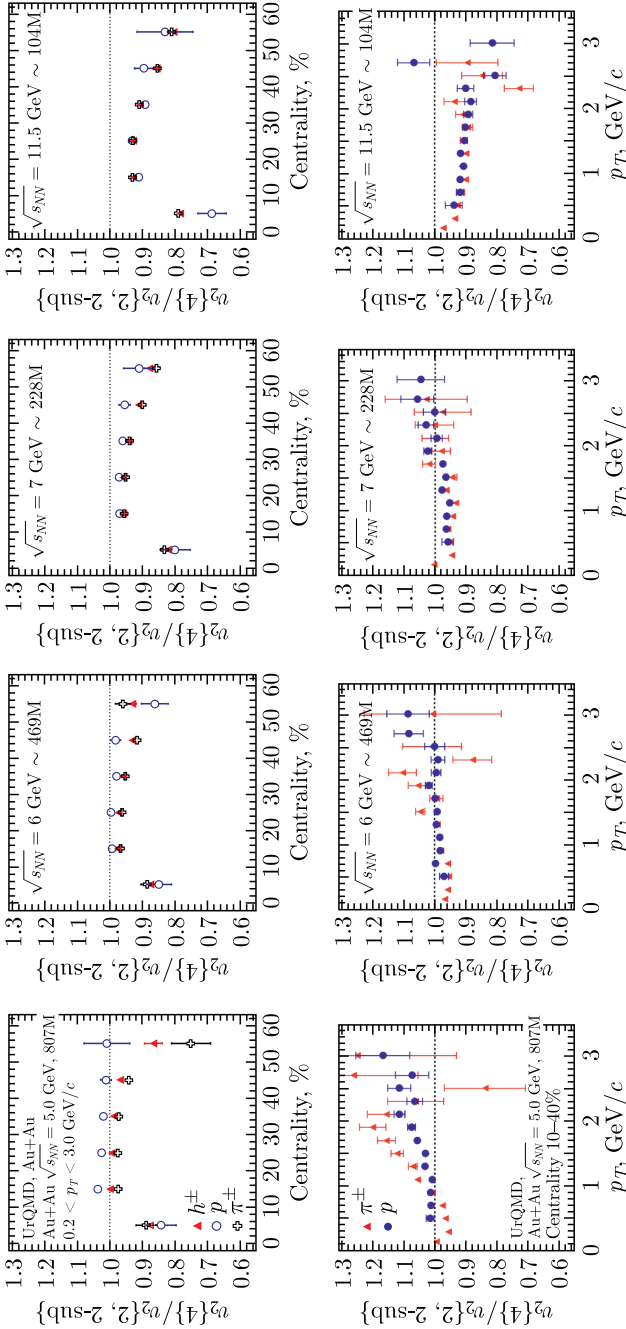


Рис. 2. Отношение $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ заряженных идентифицированных адронов как функция центральности (сверху) и поперечного импульса (снизу) в столкновениях Au+Au при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5, 6, 7$ и $11,5$ ГэВ (M — миллион). Обозначения соответствуют разным энергиям столкновения

и меньше при среднецентральных столкновениях. Это связано с тем, что в среднецентральных столкновениях начальная геометрия столкновения вносит больший вклад в v_2 , тогда как в центральных и периферических столкновениях преобладают флуктуации в сигнале v_2 .

Еще одно интересное наблюдение: отношение $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ практически не зависит от типа частиц и энергии столкновения при столкновениях Au+Au в диапазоне $\sqrt{s_{NN}} = 7,7-200$ ГэВ [12, 13]. Напротив, для $\sqrt{s_{NN}} < 7$ ГэВ модель UrQMD предсказывает уменьшение $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ с понижением энергии столкновения с некоторой зависимостью от типа частиц (см. рис. 1). На рис. 2 представлена зависимость $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ от центральности и поперечного импульса p_T для разных типов частиц: пионов и протонов. UrQMD предсказывает очень малые относительные флуктуации v_2 протонов при $\sqrt{s_{NN}} = 6$ ГэВ. Кроме того, появляется зависимость $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ от типа частиц при уменьшении энергии пучка. На рис. 3 показана перспектива измерения v_2 в будущем эксперименте MPD на коллайдере NICA. Светлые символы представляют измерения v_2 для сгенерированных событий vHLE+UrQMD (true), а темные символы соответствуют измерениям по данным, прошедшим реалистичное

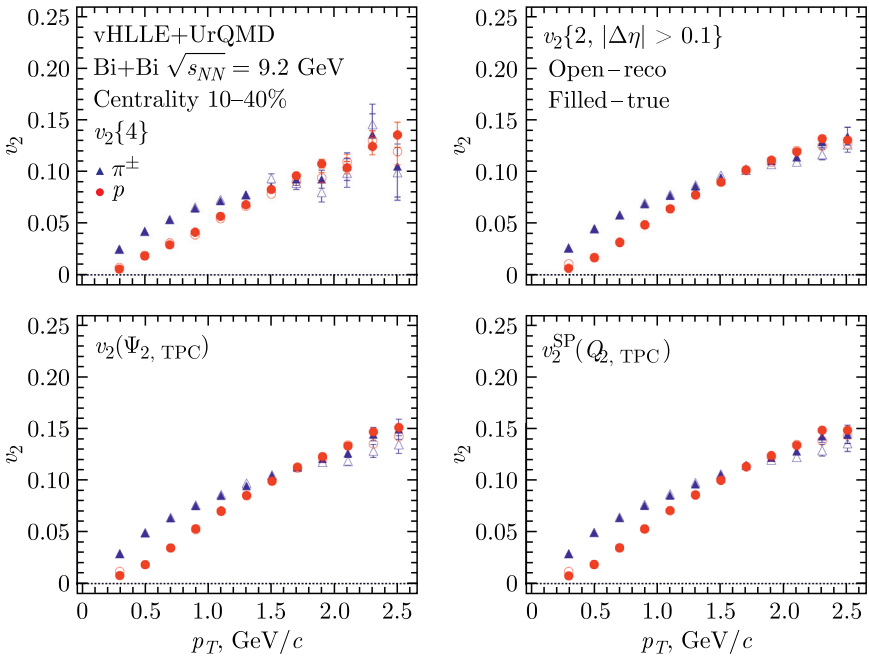


Рис. 3. $v_2(p_T)$ пионов и каонов в среднецентральных столкновениях (10–40%) Bi+Bi при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ для реконструируемых и сгенерированных в модели vHLE+UrQMD событий

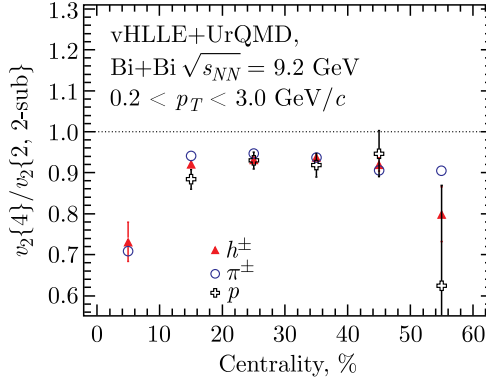


Рис. 4. Зависимость $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ от центральности в столкновениях Bi+Bi при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ

моделирование детекторного отклика в среде Geant4 и полноценную реконструкцию сигналов детектора MPD (reco). Хорошее согласие между двумя наборами измерений как для пионов, так и для протонов позволяет быть уверенным в точных будущих измерениях потока в эксперименте MPD на NICA.

На рис.4 представлено отношение $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ в столкновениях Bi+Bi при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. Мы наблюдаем слабую зависимость $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ от типа частиц и характерную зависимость от центральности, как и в столкновениях Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} \geq 11,5$ ГэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы применяли метод двух- и четырехчастичных кумулянтов для комплексного исследования относительных флуктуаций v_2 инклюзивных заряженных адронов, заряженных пионов и протонов, используя события из модели UrQMD для столкновений Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 5-11,5$ ГэВ и события из модели vHLL+UrQMD для Bi+Bi при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ. В отличие от высоких энергий для $\sqrt{s_{NN}} < 7$ ГэВ модель UrQMD предсказывает специфическую зависимость отношения $v_2\{4\}/v_2\{2\}$ от энергии столкновения и типа частиц. Требуется более детальный анализ флуктуаций v_2 в данном диапазоне энергий с использованием других транспортных моделей. Проведена верификация результатов исследования детекторных возможностей для измерения v_2 идентифицированных заряженных пионов и протонов в столкновениях Bi+Bi при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ в эксперименте MPD. Сравнение результатов анализа сгенерированных и полностью реконструированных событий позволило сделать вывод, что система MPD обеспечит детальные диф-

ференциальные измерения v_2 и относительных v_2 -колебаний с высокой эффективностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта «Фундаментальные и прикладные исследования на экспериментальном комплексе класса мегасайенс NICA» № FSWU-2024-0024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Voloshin S., Zhang Y.* Flow Study in Relativistic Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions // *Z. Phys. C.* 1996. V. 70, No. 4. P. 665–671.
2. *Poskanzer A. M., Voloshin S. A.* Methods for Analyzing Anisotropic Flow in Relativistic Nuclear Collisions // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58, No. 3. P. 1671–1678.
3. *Shuryak E.* What RHIC Experiments and Theory Tell Us about Properties of Quark-Gluon Plasma? // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 750, No. 1. P. 64–83.
4. *Bleicher M., Zabrodin E., Spieles C., Bass S. A., Ernst C., Soff S., Bravina L., Belkacem M., Weber H., Stöcker H., Greiner W.* Relativistic Hadron–Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model // *J. Phys. G.* 1999. V. 25, No. 9. P. 1859–1896.
5. *Bass S.* Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1998. V. 41. P. 255–369.
6. *Karpenko I., Huovinen P., Bleicher M.* A 3+1 Dimensional Viscous Hydrodynamic Code for Relativistic Heavy Ion Collisions // *Comput. Phys. Commun.* 2014. V. 185, No. 11. P. 3016–3027.
7. *Karpenko I. A., Huovinen P., Petersen H., Bleicher M.* Estimation of the Shear Viscosity at Finite Net-Baryon Density from A+A Collision Data at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 91, No. 6. 064901.
8. *Voloshin S. A., Poskanzer A. M., Snellings R.* Collective Phenomena in Non-Central Nuclear Collisions. arXiv:0809.2949 [nucl-ex]. 2008.
9. *Bilandzic A., Snellings R., Voloshin S.* Flow Analysis with Cumulants: Direct Calculations // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83, No. 4. 044913.
10. *Borghini N., Dinh P. M., Ollitrault J. Y.* New Method for Measuring Azimuthal Distributions in Nucleus–Nucleus Collisions // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63, No. 5. 054906.
11. *Borghini N., Dinh P. M., Ollitrault J. Y.* Flow Analysis from Multiparticle Azimuthal Correlations // *Ibid.* V. 64, No. 5. 054901.
12. *Luong V. B.* Elliptic Flow and Its Fluctuations from Transport Models for Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ and 11.5 GeV // *Particles.* 2023. V. 6, No. 1. P. 17–29.
13. *Magdy N.* Collision System and Beam Energy Dependence of Anisotropic Flow Fluctuations // *Nucl. Phys. A.* 2019. V. 982. P. 255–258.