

ИЗУЧЕНИЕ ДЕТЕКТИРУЮЩИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКОВ ИДЕНТИФИЦИРОВАННЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ MPD НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA В РЕЖИМЕ С ФИКСИРОВАННОЙ МИШЕНЬЮ

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

¹ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва

² Институт ядерных исследований РАН, Москва

³ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Основными целями программ сканирования энергии пучка релятивистских тяжелых ионов с энергиями $\sqrt{s_{NN}} = 2-11$ ГэВ, таких как многоцелевой детектор (MPD) на коллайдере NICA, являются исследования уравнения состояния и поиск потенциальных фазовых переходов плотной барионной материи. Обсуждаются схема эксперимента MPD в режиме с фиксированной мишенью и ожидаемые результаты измерения дифференциальных анизотропных потоков идентифицированных адронов при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 2,3-3,5$ ГэВ.

Main goals of beam-energy scan programs with relativistic heavy ions at energies $\sqrt{s_{NN}} = 2-11$ GeV, like the one planned at the Multi-Purpose Detector (MPD) at the NICA collider, are the investigation of the equation of state and the search for potential phase transitions in dense baryonic matter. We discuss the layout of the MPD experiment in the fixed-target mode and the anticipated performance for differential anisotropic flow measurements of identified hadrons at energies $\sqrt{s_{NN}} = 2.3-3.5$ GeV.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

ВВЕДЕНИЕ

Основная цель физической программы MPD — использовать столкновения релятивистских тяжелых ионов при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4-11$ ГэВ для изучения фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи в областях высокой барионной плотности и промежуточных температур [1]. Для достижения этой цели будут измеряться различные наблюдаемые, чувствительные к уравнению состояния и транспортным свойствам плотной материи и служащие диагностическими зондами [2, 3].

* E-mail: peparfenov@mephi.ru

Одной из таких наблюдаемых являются коллективные азимутальные потоки рожденных адронов, которые можно определить как коэффициенты ряда Фурье v_n в следующем разложении азимутального распределения частиц [4]:

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

где n — порядок гармоники; φ — азимутальный угол рожденной частицы, а Ψ_n — азимутальный угол плоскости симметрии n -го порядка. Коэффициент потока n -го порядка (или гармоники) можно определить как $v_n = \langle \cos(n(\varphi - \Psi_n)) \rangle$. Здесь скобки обозначают среднее значение по частицам и событиям. Первая и вторая гармоники потока называются направленным v_1 и эллиптическим v_2 потоками соответственно, и они являются доминирующими сигналами при энергиях нуклотрона NICA $\sqrt{s_{NN}} = 2,3-11$ ГэВ. Огромный объем информации об уравнении состояния (EOS), скорости звука (c_s) и значении удельной сдвиговой вязкости η/s уже получен посредством исследования v_1 и v_2 из программы сканирования энергии пучка STAR на RHIC [5–8], программы NA61/SHINE на SPS [9], программы E895 на AGS [10, 11] и программы NADES в SIS [12]. Новые подробные дифференциальные измерения v_n из эксперимента BM@N на нуклотроне ($\sqrt{s_{NN}} = 2,3-3,5$ ГэВ) и эксперимента MPD на коллайдере NICA ($\sqrt{s_{NN}} = 4-11$ ГэВ) помогут еще больше ограничить EOS симметричной материи при высокой плотности барионов [13, 14]. Недавно предложенная программа MPD с фиксированной целью (MPD-FXT) поможет проводить измерения потоков при более низких энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 2,3-3,5$ ГэВ с равномерным акцептансом. В этой работе мы обсуждаем возможную конфигурацию детектора MPD в режиме с фиксированной мишенью, а также первые результаты исследований детекторных возможностей для дифференциального измерения анизотропных потоков идентифицированных заряженных адронов.

ДЕТЕКТОР MPD В РЕЖИМЕ РАБОТЫ С ФИКСИРОВАННОЙ МИШЕНЬЮ (MPD-FXT)

MPD был спроектирован как 4π -спектрометр для регистрации заряженных адронов, электронов и фотонов в столкновениях тяжелых ионов при высокой светимости. Предлагаемая схема программы с фиксированной целью состоит из тех же подсистем, что и первый этап работы MPD в режиме коллайдера [3]: это времяпроекционная камера (TPC), времяпролетная камера (TOF), электромагнитный калориметр (EMCal), передний адронный калориметр (FHCAL) и быстрый передний детектор (FFD). Основное отличие состоит в том, что в режиме фиксированной цели (MPD-FXT) она имеет точечную форму и размещается рядом с левым детектором FFD на расстоянии $Z = -115$ см от точки взаимодействия в режиме коллайдера (что составляет $Z = 0$ см) (рис. 1). TPC обеспе-

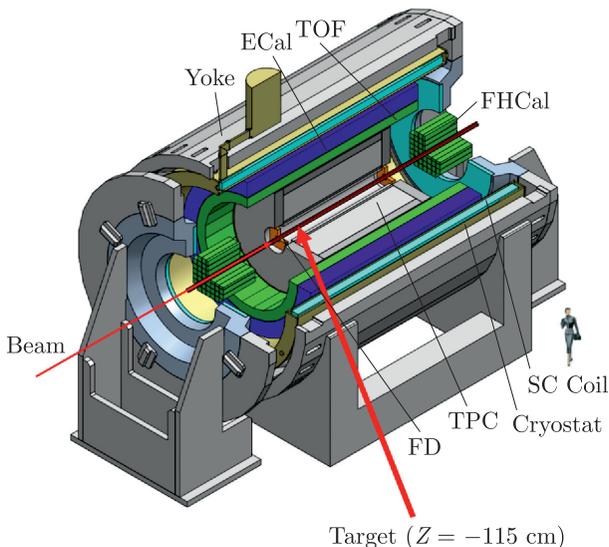


Рис. 1. Схема установки эксперимента MPD в режиме работы с фиксированной мишенью

чивает 3D-трекинг заряженных частиц в пределах равномерного акцептанса в азимутальной плоскости. Идентификация частиц может быть выполнена с использованием удельных потерь энергии ионизации dE/dx из TPC и квадрата массы частицы с использованием времени полета из ToF и импульса частицы из TPC. Оба плеча детектора FHCAL состоят из 44 модулей свинцово-сцинтилляционных калориметров и будут использоваться для измерений плоскостей симметрии. MPD в режиме фиксированной цели будет использовать только правую сторону FHCAL, в этой работе для моделирования столкновений $Bi + Bi$ при энергии $E_{kin} = 1,45A, 2,92A$ и $4,65A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5, 3$ и $3,5$ ГэВ соответственно). Измерения направленных и эллиптических потоков протонов и пионов основаны на анализе 10^6 событий для каждой точки по энергии. С использованием этой статистики получены реалистичные данные MPD путем моделирования отклика детектора с помощью пакета GEANT4 [15] с последующим использованием алгоритмов полной реконструкции, включенных в структуру MPDROOT.

ИЗМЕРЕНИЯ АНИЗОТРОПНЫХ ПОТОКОВ В MPD-FXT

Метод скалярного произведения был применен для получения данных результатов для коэффициентов направленного v_1 и эллиптического v_2 потоков протонов и пионов. В этом методе коэффициенты v_n можно

записать через векторы потока Q_n и единичные векторы u_n [16–19]. Единичный вектор k -й частицы в событии можно определить как $u_{n,k} = e^{in\varphi_k} = (\cos(n\varphi_k), \sin(n\varphi_k))$, где φ_k — азимутальный угол импульса частицы. Вектор потока Q_n определяется как взвешенная сумма всех единичных векторов u_n в выбранной группе частиц в событии, называемом подсобытием: $Q_n = \sum_{k=0}^M \omega_k u_{n,k} = |Q_n| e^{in\Psi_n}$. Здесь M обозначает кратность частиц, входящих в данный вектор потока, а Ψ_n — угол плоскости симметрии. Коэффициенты v_n можно получить, проецируя вектор частицы u_n на Q -вектор Q_n : $v_n = \langle u_n Q_n \rangle / R_n$, где R_n называется поправочным коэффициентом разрешения, а скобки обозначают среднее значение по частицам и событиям. Мы разделили FHCAL на три подсобытия (рис. 2, а): F1, F2 и F3. Кроме того, мы использовали подсобытие из TPC (см. рис. 2, б) в кинематическом окне $-1 < y_{cm} < -0,6$, чтобы учесть возможную автокорреляцию между соседними подсобытиями (т.е. F1–F2 и F2–F3). Для единичных векторов u_n брались только треки частиц с минимумом 16 хитами в TPC, чтобы гарантировать качество трека. Кроме того, выбор первичного трека и идентификация частиц были выполнены с использованием параметров Монте-Карло (motherId и pdg соответственно). Измерялись как направленный v_1 , так и эллиптический v_2 потоки относительно плоскости симметрии первого порядка:

$$v_1 = \frac{\langle u_1 Q_1^{F2} \rangle}{R_1 \{F2\{Tp\}\{F1, F3\}\}}, \quad v_2 = \frac{\langle u_2 Q_1^{F1} Q_1^{F3} \rangle}{R_1 \{F1\{TpF3\}\} R_1 \{F3\{TpF1\}\}}, \quad (2)$$

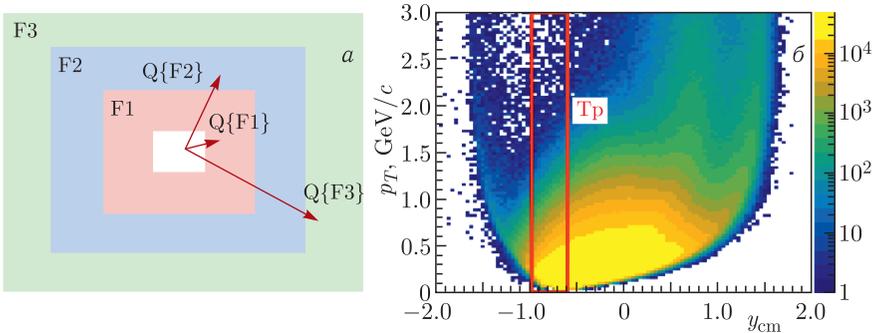


Рис. 2 (цветной в электронной версии). а) Схематическое изображение модулей переднего адронного калориметра (FHCAL), разделенных на три подсобытия (F1, F2 и F3), обозначенных разными цветами. Стрелки обозначают Q -векторы каждого подсобытия. б) Схематическое изображение кинематического окна (в плоскости p_T – y_{cm}) для дополнительного подсобытия из времяпроекционной камеры (TPC)

где поправочные коэффициенты разрешения рассчитывались следующим образом:

$$R_1 \{F1(TrF3)\} = \sqrt{\frac{\langle Q_1^{F1} Q_1^{Tr} \rangle \langle Q_1^{F1} Q_1^{F3} \rangle}{\langle Q_1^{Tr} Q_1^{F3} \rangle}}, \quad (3)$$

$$R_1 \{F2\{Tr\}(F1, F3)\} = \frac{\langle Q_1^{F2} Q_1^{Tr} \rangle}{R_1 \{Tr(F1F3)\}}.$$

Уравнения для $R_1 \{F3(TrF1)\}$ и $R_1 \{Tr(F1F3)\}$ эквивалентны уравнению для $R_1 \{F1(TrF3)\}$ с заменой подсобытий (F1, F3) и (F1, Tr) соответственно. Наконец, чтобы исправить искажение, возникающее из-за возможной неравномерности акцептанса детектора, мы использовали поправки для Q -векторов: рецентринг (recentering), поворот (twist) и масштабирование (rescale) [16].

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3, 4 показана зависимость направленного (v_1) и эллиптического (v_2) потоков протонов и заряженных пионов от быстроты (y_{cm}) в среднецентральных столкновениях $Bi + Bi$ при $E_{kin} = 1,45, 2,92$ и $4,65A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5, 3$ и $3,5$ ГэВ соответственно). Точки представляют результаты полностью реконструированных данных, а сплошные линии показывают результаты из UrQMD с использованием плоскости реакции. Разные цвета обозначают разные энергии.

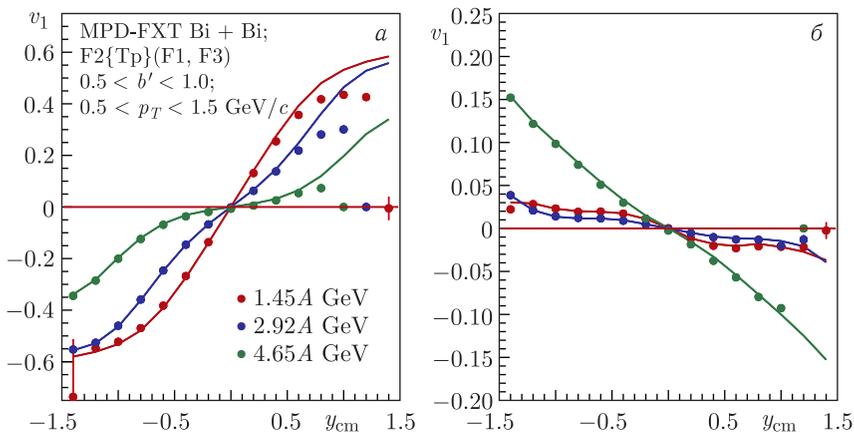


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Быстротная y_{cm} зависимость v_1 протонов (а) и заряженных пионов π^- (б) для среднецентральных столкновений $Bi + Bi$ при $E_{kin} = 1,45, 2,92$ и $4,65A$ ГэВ. Сплошные линии — результаты v_1 из генератора событий, точки — результаты анализа полностью реконструированных событий

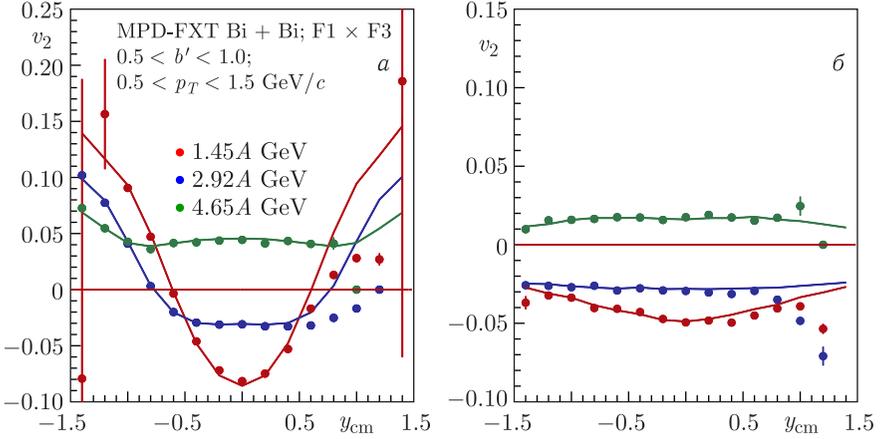


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Быстротная y_{cm} зависимость v_2 протонов (а) и заряженных пионов π^- (б) для среднецентральных столкновений Bi + Bi при $E_{kin} = 1,45, 2,92$ и $4,65A$ ГэВ. Сплошные линии — результаты v_1 из генератора событий, точки — результаты анализа полностью реконструированных событий

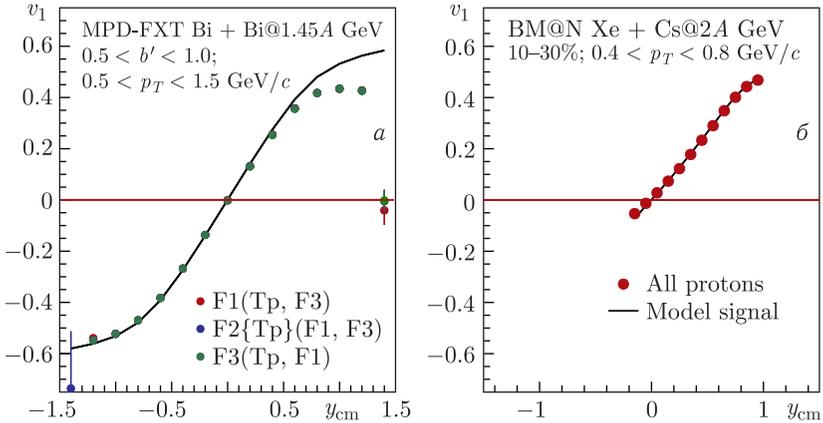


Рис. 5. Быстротная y_{cm} зависимость v_1 протонов в столкновениях Bi + Bi при $E_{kin} = 1,45A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5$ ГэВ), полученных при анализе MPD-FXT (а), и в столкновениях Xe + Cs(I) при $E_{kin} = 2A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,7$ ГэВ), полученных при анализе эксперимента BM@N (б)

Показано, что результаты v_n , полученные из реконструированных данных и из модели UrQMD, хорошо согласуются до $y_{cm} \lesssim 0,5$. Расхождения в переднем диапазоне быстрот будут изучены в будущих исследованиях и, вероятно, могут быть устранены за счет корректировок эффективности, которые в настоящее время не применялись.

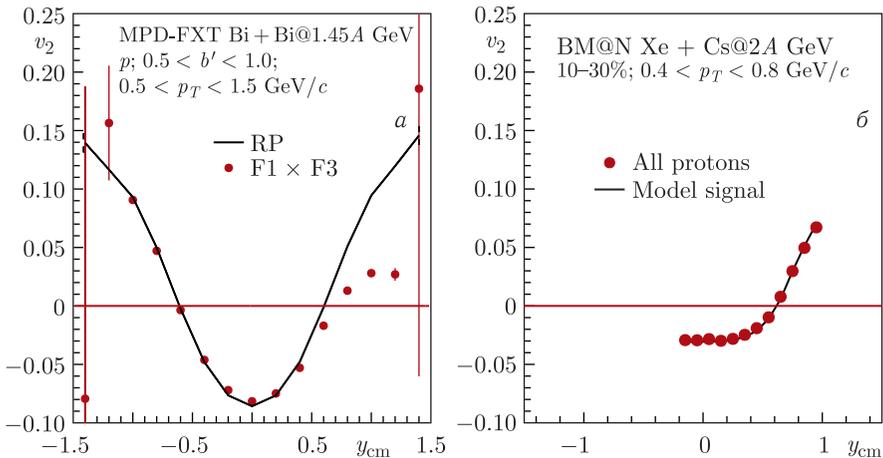


Рис. 6. Быстротная y_{cm} зависимость v_2 протонов в столкновениях Bi + Bi при $E_{kin} = 1,45A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5$ ГэВ), полученных при анализе MPD-FXT (а), и в столкновениях Xe + Cs(I) при $E_{kin} = 2A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2,7$ ГэВ), полученных при анализе эксперимента BM@N (б)

Результаты текущего анализа также сравнивались с результатами исследования детекторных возможностей измерения потоков детектором BM@N [19]. На рис. 5, 6 показана зависимость v_1 и v_2 протонов от быстроты y_{cm} . Сплошные линии представляют результаты из генератора событий, а точки — результаты анализа полностью реконструированных событий. Несмотря на разницу в размерах системы (Bi + Bi и Xe + Cs(I)) и в энергии столкновения ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5$ и $2,7$ ГэВ), MPD-FXT лучше сможет проводить измерения потоков в области задних и средних быстрот, в то время как BM@N лучше справляется с точностью измерений в области передних быстрот. В этом отношении эксперименты MPD-FXT и BM@N дополняют друг друга и обеспечивают более широкий охват области быстрот для дифференциальных измерений потоков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлена схема эксперимента MPD в режиме с фиксированной мишенью (MPD-FXT) и ожидаемые характеристики дифференциальных измерений анизотропных потоков идентифицированных адронов в столкновениях Bi + Bi при $\sqrt{s_{NN}} = 2,5, 3$ и $3,5$ ГэВ. Валидность разработанных подходов к измерению потоков оценивалась с использованием сгенерированных и полностью реконструированных событий из транспортной модели UrQMD. Детальное сравнение позволило сделать вывод, что детекторная система MPD-FXT обеспечит детальные дифференциальные измерения направленного и эллиптиче-

ского потоков с высокой эффективностью при быстротах до $u_{cm} \lesssim 0,5$. Существующее расхождение в диапазоне передних быстрот может быть учтено за счет корректировки эффективности в будущем. Сравнение с результатами аналогичного исследования детекторных возможностей для эксперимента $BM@N$ показывает, что $MPD-FXT$ сможет обеспечить лучшую точность измерений в области задних и средних быстрот, тогда как $BM@N$ сможет обеспечить лучшую точность в передней области быстрот. Сделан вывод, что эксперименты $MPD-FXT$ и $BM@N$ могут дополнять друг друга и обеспечивать более широкий охват по скорости для дифференциальных измерений потоков.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы МИФИ «Приоритет 2030» и проектов Министерства науки и высшего образования РФ «Новые явления в физике элементарных частиц и ранней Вселенной» № FSWU-2023-0073 и «Фундаментальные и прикладные исследования на экспериментальном комплексе класса мегасайенс NICA» № FSWU-2024-0024. Часть исследований П. Парфенова выполнена в ИЯИ РАН и поддержана грантом РФФИ № 22-12-00132.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kekelidze V. D.* Heavy Ion Collisions: Baryon Density Frontier // *Phys. Part. Nucl.* 2018. V. 49, No. 4. P. 457–472.
2. *Golovatyuk V., Kekelidze V., Kolesnikov V., Rogachevsky O., Sorin A.* The Multi-Purpose Detector (MPD) of the Collider Experiment // *Eur. Phys. J. A.* 2016. V. 52, No. 8. P. 212.
3. *Abgaryan V. et al. (MPD Collab.)*. Status and Initial Physics Performance Studies of the MPD Experiment at NICA // *Eur. Phys. J. A.* 2022. V. 58, No. 7. P. 140.
4. *Voloshin S. A., Poskanzer A. M., Snellings R.* Collective Phenomena in Non-Central Nuclear Collisions // *Landolt-Börnstein.* 2010. V. 23. P. 293; arXiv:0809.2949 [nucl-ex].
5. *Adamczyk L. et al. (STAR Collab.)*. Beam-Energy Dependence of the Directed Flow of Protons, Antiprotons, and Pions in Au + Au Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112, No. 16. P. 162301.
6. *Adamczyk L. et al. (STAR Collab.)*. Beam-Energy Dependence of Directed Flow of Λ , $\bar{\Lambda}$, K^\pm , K_s^0 and ϕ in Au + Au Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120, No. 6. P. 062301.
7. *Adamczyk L. et al. (STAR Collab.)*. Elliptic Flow of Identified Hadrons in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}62.4$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88. P. 014902.
8. *Adamczyk L. et al. (STAR Collab.)*. Inclusive Charged Hadron Elliptic Flow in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}39$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86. P. 054908.
9. *Kashirin E. et al. (NA49, NA61/SHINE Collab.)*. Anisotropic Flow Measurements from the NA61/SHINE and NA49 Beam Momentum Scan Programs at CERN SPS // *Phys. Part. Nucl.* 2020. V. 51, No. 3. P. 301–304.

10. *Pinkenburg C. et al. (E895 Collab.)*. Elliptic Flow: Transition from Out-of-Plane to In-Plane Emission in Au + Au Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 1295–1298.
11. *Liu H. et al. (E895 Collab.)*. Sideward Flow in Au + Au Collisions between 2A GeV and 8A GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 5488–5492.
12. *Adamczewski-Musch J. et al. (HADES Collab.)*. Directed, Elliptic, and Higher Order Flow Harmonics of Protons, Deuterons, and Tritons in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.4$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. P. 262301.
13. *Taranenko A.* Anisotropic Flow Measurements from RHIC to SIS // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2019. V. 204. P. 03009.
14. *Parfenov P.* Model Study of the Energy Dependence of Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2-4.5$ GeV // *Particles.* 2022. V. 5, No. 4. P. 561–579.
15. *Agostinelli S. et al. (GEANT4 Collab.)*. GEANT4 — a Simulation Toolkit // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 506. P. 250–303.
16. *Selyuzhenkov I., Voloshin S.* Effects of Non-Uniform Acceptance in Anisotropic Flow Measurement // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 77. P. 034904.
17. *Mamaev M. et al. (HADES Collab.)*. Directed Flow of Protons with the Event Plane and Scalar Product Methods in the HADES Experiment at SIS18 // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2020. V. 1690, No. 1. P. 012122.
18. *Mamaev M. et al. (HADES Collab.)*. Estimating Non-Flow Effects in Measurements of Anisotropic Flow of Protons with the HADES Experiment at GSI // *Phys. Part. Nucl.* 2022. V. 53, No. 2. P. 277–281.
19. *Mamaev M., Taranenko A.* Toward the System Size Dependence of Anisotropic Flow in Heavy-Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2-5$ GeV // *Particles.* 2023. V. 6, No. 2. P. 622–637.