

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ АЗИМУТАЛЬНЫХ ПОТОКОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ MPD (NICA) С ФИКСИРОВАННОЙ МИШЕНЬЮ

П. Е. Парфенов *, *М. В. Мамаев*, *А. В. Тараненко*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Исследование свойств сильновоздействующей материи в условиях высокой барионной плотности является одной из основных научных целей эксперимента MPD («Многоцелевой детектор») на ускорительном комплексе NICA. Изучаются возможности измерения азимутального коллективного потока идентифицированных заряженных адронов в установке MPD при работе с фиксированной мишенью.

Investigating the properties of strongly interacting matter under conditions of high baryon density is a primary scientific objective of the Multi-Purpose Detector (MPD) experiment at the NICA accelerator complex. This work examines the performance of measuring the azimuthal collective flow of identified charged hadrons within the MPD setup when operating with a fixed target.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

ВВЕДЕНИЕ

Поиск сигналов начала деконфайнмента, фазового перехода первого рода и критической точки сильнодействующей ядерной (КХД) материи, является основой для программ сканирования по энергии столкновения ядер $\sqrt{s_{NN}}$ от 2,4 до 11 ГэВ в системе центра масс [1]. Изучение фазовой диаграммы КХД материи в области барионных плотностей, превышающих нормальную ядерную материю в 3–10 раз, является одной из ключевых научных задач экспериментов: BM@N («Барионная материя на нуклотроне») и MPD («Многоцелевой детектор») на ускорительном комплексе NICA в ОИЯИ (Дубна) [2, 3].

Одними из важнейших экспериментально наблюдаемых эффектов, которые чувствительны к свойствам КХД материи, образуемой в релятивистских столкновениях тяжелых ионов, являются азимутальные коллективные потоки в рождении адронов. Амплитуда азимутальных потоков определяется коэффициентами $v_n = \langle \cos(n(\varphi - \Psi_n)) \rangle$ в разло-

* E-mail: pparfenov@jinr.ru

жений в ряд Фурье зависимости выхода частиц от разницы между азимутальным углом импульса частиц φ и углом плоскости симметрии области перекрытия ядер Ψ_n , где n — порядок гармоники и скобки обозначают среднее значение по частицам и событиям [4]. Благодаря своей чувствительности к ранним временам столкновения первые коэффициенты v_1 (направленный поток) и v_2 (эллиптический поток) являются одними из самых чувствительных к «жесткости» уравнения состояния (EOS) КХД материи [5–9]. Новые высокоточные дифференциальные измерения v_n в эксперименте BM@N на нуклотроне ($\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}3,5$ ГэВ) и эксперименте MPD на коллайдере NICA ($\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}11$ ГэВ) помогут еще больше ограничить EOS симметричной материи в области высокой барионной плотности [10, 11].

В настоящее время активно обсуждается возможность использования детектора MPD для изучения столкновений тяжелых релятивистских ядер на фиксированной мишени (MPD-FXT). Это позволит: 1) расширить диапазон энергии столкновения ядер, изучаемый в эксперименте MPD, до $\sqrt{s_{NN}} = 2,4$ ГэВ; 2) полностью решить проблему уменьшающейся частоты ядерных столкновений при уменьшении энергии столкновения, характерной для работы ускорителя в коллайдерном режиме; 3) провести измерение столкновений одних и тех же ядер при одной и той же энергии в экспериментах BM@N и MPD. Последнее обеспечит расширение динамического диапазона измерений, так как установки обладают различными аксептансами, а также проведение сравнительного анализа для проверки и подтверждения получаемых результатов. В работе исследуется эффективность измерения азимутальных коллективных потоков идентифицированных заряженных адронов на установке MPD-FXT.

ДЕТЕКТОР MPD-FXT

В РЕЖИМЕ РАБОТЫ С ФИКСИРОВАННОЙ МИШЕНЬЮ

Для реализации программы MPD-FXT в вакуумную трубу коллайдера NICA должна быть установлена мишень, представляющая собой тонкую проволоку диаметром 50–100 мкм, смещенную от центра канала на ~ 1 см. Проволока должна быть установлена близко к торцу центрального барреля экспериментальной установки MPD для эффективной регистрации частиц, рождающихся в столкновениях (рис. 1). При этом установка MPD будет состоять из тех же детекторных подсистем, что и в режиме коллайдера [3]: времяпроекционной камеры (TPC), времяпролетной камеры (TOF), электромагнитного калориметра (EMCal), переднего адронного калориметра (FHCAL) и быстрого переднего детектора (FFD). Идентификация заряженных частиц может быть выполнена с использованием ионизационных потерь (dE/dx) в газовом объеме TPC, квадрата массы частицы (m^2) — с использованием времени пролета из TOF и импульса частицы из TPC. Плоскости симметрии могут быть оценены

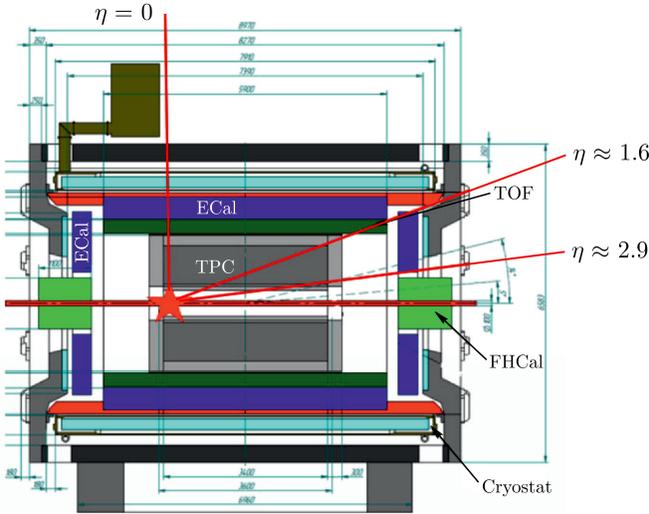


Рис. 1. Схема установки MPD-FXT

с использованием треков в TPC и выделения энергии в модулях правой части FHCAL.

Для исследования эффективности установки MPD-FXT с целью измерения направленного (v_1) и эллиптического (v_2) потоков протонов и заряженных пионов было проведено численное моделирование 10^6 событий столкновений $Bi + Bi$ для следующих энергий пучка: $E_{kin} = 1,45, 2,92$ и $4,65$ ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5, 3$ и $3,5$ ГэВ). Для этого была использована модель UrQMD (версия 3.4) [12] с импульсно-зависимым средним полем. На основе Geant4 [13] моделирования методом Монте-Карло отклика детекторных систем MPD и последующей реалистичной реконструкции сигналов в специализированной программной среде MPDROOT эксперимента MPD были получены события для анализа.

ДЕТАЛИ АНАЛИЗА

Для определения центральности столкновений использовалось распределение множественности (N_{ch}) реконструированных треков заряженных частиц в TPC в диапазоне псевдобыстрот $0 < \eta < 2$. В качестве примера светлыми квадратами на рис. 2, а показано распределение N_{ch} для полностью реконструированных событий столкновений $Bi + Bi$ при энергии $E_{kin} = 1,45$ ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5$ ГэВ). Для оценки центральности и восстановления распределения прицельного параметра b по множественности N_{ch} образующихся заряженных частиц использовался метод Γ -fit, основанный на обратной теореме Байеса [14]. В данном подходе распределение множественности N_{ch} связано с центральностью,

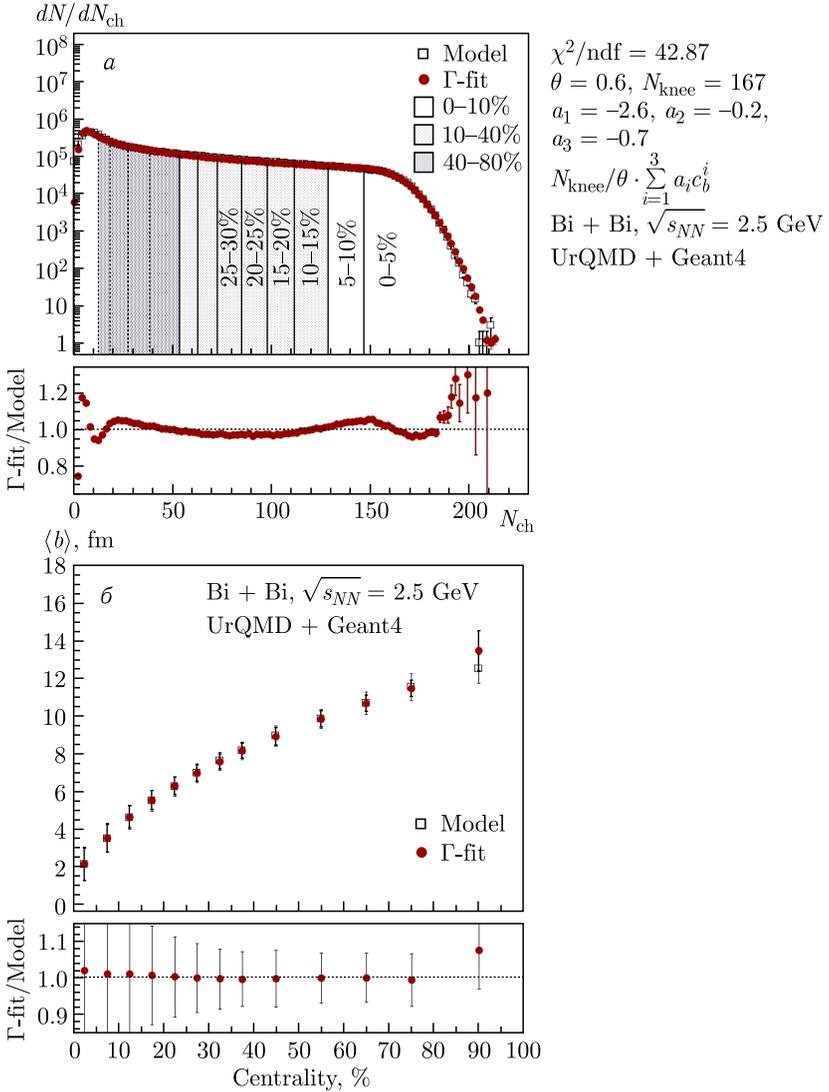


Рис. 2. а) Распределение множественности N_{ch} заряженных частиц в ТРС (светлые квадраты) и результирующая функция параметризации $P(N_{\text{ch}})$ (темные кружки) для столкновений Bi + Bi при энергии $E_{\text{kin}} = 1,45$ ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5$ ГэВ). Внизу указано отношение параметризации и первоначального распределения множественности. б) Зависимость средних значений прицельного параметра $\langle b \rangle$ от центральности для модельных данных (светлые квадраты) и результата применения метода Γ -fit (темные кружки)

определенной по прицельному параметру $c_b = \int_0^b P(b') db'$, через флукуационное ядро $P(N_{\text{ch}}|c_b)$:

$$P(N_{\text{ch}}|c_b) = \frac{1}{\Gamma(k(c_b)) \theta^{k(c_b)}} N_{\text{ch}}^{k(c_b)-1} \exp\left(-\frac{N_{\text{ch}}}{\theta}\right), \quad (1)$$

где $\Gamma(k)$ — гамма-функция с положительными параметрами $\theta = \sigma(N_{\text{ch}})/\langle N_{\text{ch}} \rangle$ и $k = \langle N_{\text{ch}} \rangle/\theta$. Для параметризации средней множественности как функции c_b можно использовать $\langle N_{\text{ch}} \rangle = N_{\text{knee}} \exp\left(\sum_{j=1}^3 a_j c_b^j\right)$ с параметрами a_j , N_{knee} . Функция распределения множественности $P(N_{\text{ch}})$ строится из $P(N_{\text{ch}}|c_b)$ следующим образом: $P(N_{\text{ch}}) = \int_0^1 P(N_{\text{ch}}|c_b) dc_b$. После нахождения оптимальных параметров (a_j , N_{knee} , θ) определяется условная вероятность $P(b|N_{\text{ch}})$ с использованием обратной теоремы Байеса: $P(b|N_{\text{ch}}) = P(b) \frac{P(N_{\text{ch}}|b)}{P(N_{\text{ch}})}$. Темные кружки на рис. 2, а показывают полученную в результате подгонки параметров функцию параметризации $P(N_{\text{ch}})$, а вертикальные линии показывают полученные классы по центральности: 0–5, 5–10% и т. д. На рис. 2, б показана зависимость средних значений прицельного параметра $\langle b \rangle$ от центральности. Результаты, полученные методом Γ -fit, основанным на обратной теореме Байеса (темные кружки), довольно хорошо сходятся с оценками из моделированных данных (светлые квадраты).

Для идентификации протонов и положительно заряженных пионов использовалась информация об ионизационных потерях (dE/dx) частиц в газовом объеме ТРС и времени пролета частиц в детекторе TOF. Все частицы с отрицательным зарядом считались отрицательно заряженными пионами. На рис. 3 слева приведена зависимость dE/dx от жесткости частиц p/q . Для описания использовалась параметризация в эксперименте ALICE (LHC) с применением 5 параметров [15]:

$$f(\beta\gamma) = \frac{p_1}{\beta^{p_4}} \left[p_2 - \beta^{p_4} - \ln \left(p_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{p_5}} \right) \right], \quad (2)$$

где $\beta^2 = p^2/(m^2 + p^2)$, $\beta\gamma = p/m$, а p_i — параметры аппроксимации. После параметризации данной функцией были построены распределения $n - \sigma((dE/dx)^{\text{meas}} - f(\beta\gamma))/f(\beta\gamma)$ от жесткости p/q . Далее эти распределения были параметризованы функцией Гаусса в разных диапазонах жесткости и получены соответствующие величины средних квадратичных отклонений $\sigma(dE/dx)$. Схожим образом были параметризованы распределения квадратов масс (m^2) частиц в разных диапазонах жесткости и получены $\sigma(m^2)$. На рис. 3 справа показана зависимость m^2 частиц от жесткости p/q . Данные процедуры были прделаны для протонов

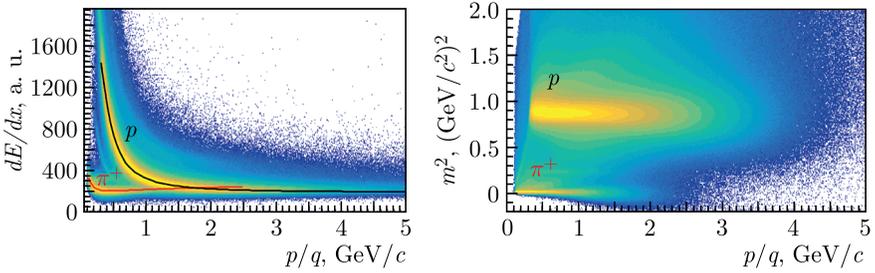


Рис. 3. Зависимость удельных потерь энергии частиц в TPC dE/dx (слева) и квадрата массы (m^2) частиц (справа) от жесткости p/q для столкновений $Bi + Bi$ при энергии $E_{kin} = 1,45$ ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5$ ГэВ)

и положительно заряженных пионов. Далее были определены новые координаты (x, y) с помощью полученных параметризаций:

$$x_p = \frac{(dE/dx)^{meas} - f_p(\beta\gamma)}{f_p(\beta\gamma) \sigma_p(dE/dx)}, \quad y_p = \frac{m^2 - m_p^2}{\sigma_p(m^2)}, \quad (3)$$

где нижний индекс p означает тип частицы, для которой были определены координаты (x, y) , а m_p^2 — табличное значение квадрата массы частицы. В итоге для идентификации протонов и π^+ использовались критерии отбора по координатам (x, y) : $\sqrt{x_p^2 + y_p^2} < 2$, $\sqrt{x_\pi^2 + y_\pi^2} > 3$ для протонов и $\sqrt{x_\pi^2 + y_\pi^2} < 2$, $\sqrt{x_p^2 + y_p^2} > 3$ для π^+ .

Метод скалярного произведения был применен для получения 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 множественность частиц, входящих в данный вектор потока, а Ψ_n — угол плоскости симметрии. Единичные векторы u_n и векторы потока Q_n также были взвешены на эффективность при соответствующих значениях поперечного импульса p_T и быстроты y частицы. На рис. 4, б показана карта эффективности реконструкции протонов в плоскости p_T – y . Величина эффективности определена как $eff = \frac{d^2N/dy dp_T(reco)}{d^2N/dy dp_T(sim)}$, где $d^2N/dy dp_T(reco)$ — число идентифицированных протонов в соответствующем диапазоне p_T и y (рис. 4, а), а $d^2N/dy dp_T(sim)$ — аналогич-

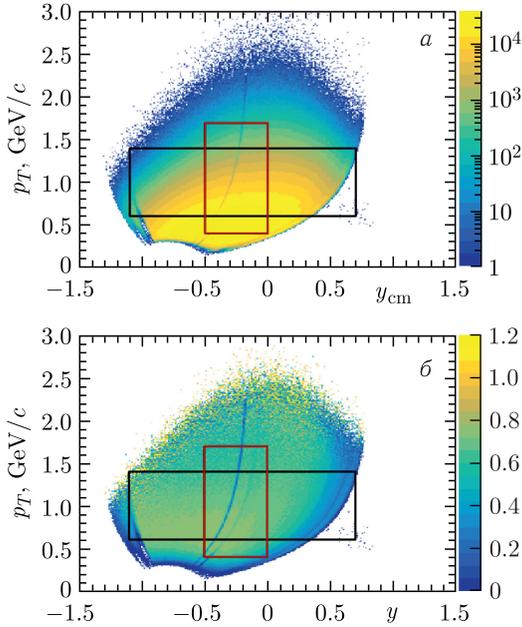


Рис. 4 (цветной в электронной версии). а) Аксептанс протонов в плоскости p_T – y_{cm} для столкновений Вi + Вi при энергии $E_{kin} = 1,45$ ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5$ ГэВ). б) Карта эффективности реконструкции протонов в плоскости p_T – y . Величина эффективности показана цветом. Рамками обозначены кинематические окна для зависимостей v_n от y (черные линии) и p_T (красные)

ная величина, полученная из первоначальных моделированных данных. 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 плоскости симметрии, а скобки обозначают среднее значение по частицам и событиям. Аксептанс FNCal был разделен на три подсобытия: F1, F2 и F3 (см. на рис. 5 слева). В дополнение было использовано подсобытие (Tp) из TPC (см. на рис. 5 справа) 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 количеством хитов в TPC $N_{hit} > 22$, чтобы гарантировать качество треков. Отбор первичных треков был выполнен с помощью величины ближайшего расстояния трека до восстановленной первичной вершины: $|DCA| < 1$ см. Измерения v_n были сделаны относительно плоскости симметрии первого порядка ($n = 1$):

$$v_1 = \frac{\langle u_1 Q_1^{F2} \rangle}{R_1 \{F2\{Tp\}\{F1, F3\}\}}, \quad v_2 = \frac{\langle u_2 Q_1^{F1} Q_1^{F3} \rangle}{R_1 \{F1\{TpF3\}\} R_1 \{F3\{TpF1\}\}}, \quad (4)$$

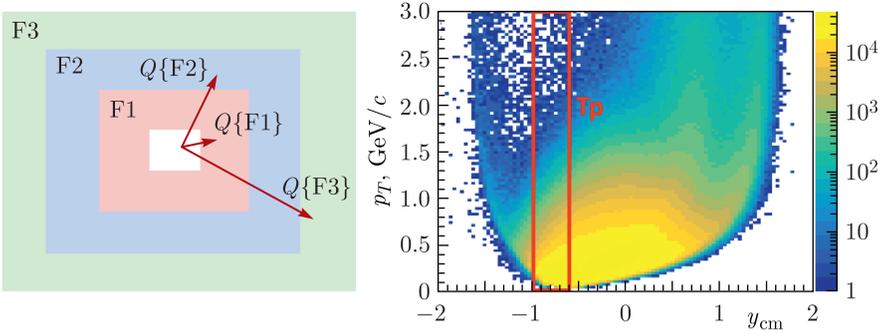


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Слева: схематическое представление модулей FNCal, разделенных на три подсобытия (F1, F2 и F3), показанных разными цветами. Стрелки обозначают Q -векторы каждого подсобытия. Справа: схематическое представление кинематического окна (в плоскости p_T - y_{cm}) для дополнительного подсобытия (Tp) из TPC

где поправочные коэффициенты разрешения плоскости симметрии R_1 рассчитывались следующим образом:

$$R_1 \{F1(TpF3)\} = \sqrt{\frac{\langle Q_1^{F1} Q_1^{Tp} \rangle \langle Q_1^{F1} Q_1^{F3} \rangle}{\langle Q_1^{Tp} Q_1^{F3} \rangle}}, \quad (5)$$

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

Уравнения для $R_1 \{F3(TpF1)\}$ и $R_1 \{Tp(F1F3)\}$ эквивалентны уравнению для $R_1 \{F1(TpF3)\}$ с заменой подсобытий (F1, F3) и (F1, Tp) соответственно. Для коррекции результатов на неоднородности в азимутальном акцептансе детектора были использованы поправки для Q -векторов: рецентринг (recentering), поворот (twist) и масштабирование (rescale) [16].

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 6, 7 показаны зависимости $v_1(y_{cm})$ и $v_2(p_T)$ потоков протонов и отрицательно заряженных пионов (далее π^-) для 10–40% центральных столкновений $Vi + Vi$ при $E_{kin} = 1,45, 2,92$ и $4,65$ ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 2,5, 3$ и $3,5$ ГэВ соответственно). Кружки представляют результаты v_n^{reco} анализа полностью реконструированных данных, а сплошные линии показывают результаты v_n^{true} , полученные напрямую из модели UrQMD. Разные цвета представляют разные энергии. Сравнение показывает, что результаты v_n^{reco} , полученные из анализа реконструирован-

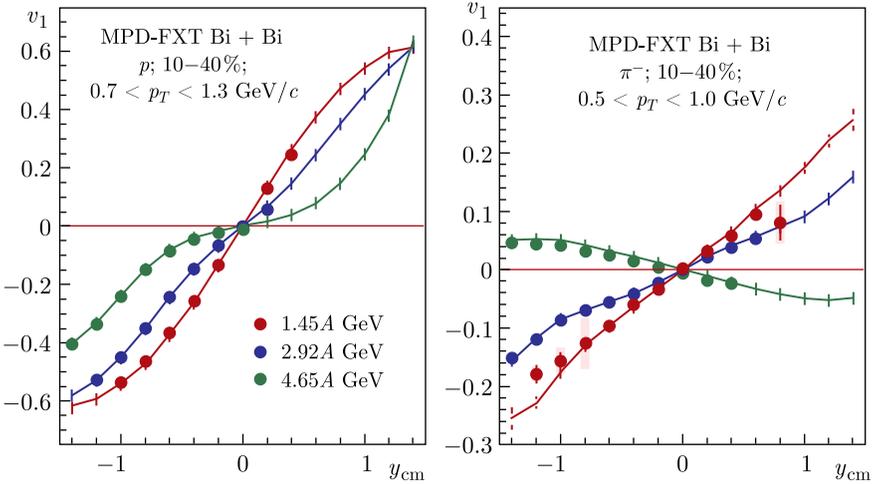


Рис. 6 (цветной в электронной версии). Зависимость v_1 протонов (слева) и π^- (справа) от быстроты y_{cm} для 10–40% центральных столкновений Bi + Bi при $E_{kin} = 1,45, 2,92$ и $4,65$ ГэВ/нуклон. Кружками показаны значения v_1^{reco} из анализа полностью реконструированных событий, а сплошными линиями — значения v_1^{true} напрямую из модели

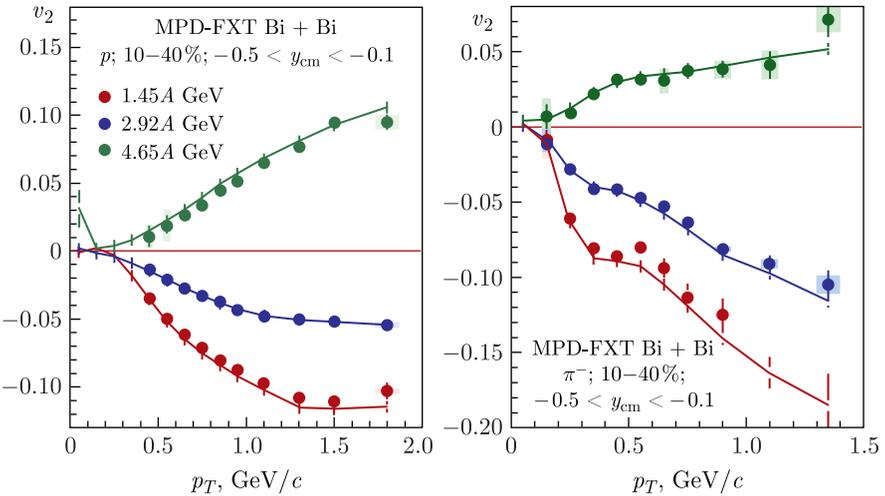


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Зависимость v_2 протонов (слева) и π^- (справа) от p_T для 10–40% центральных столкновений Bi + Bi при $E_{kin} = 1,45, 2,92$ и $4,65$ ГэВ/нуклон. Кружками показаны значения v_2^{reco} из анализа полностью реконструированных событий, а сплошными линиями — значения v_2^{true} напрямую из модели

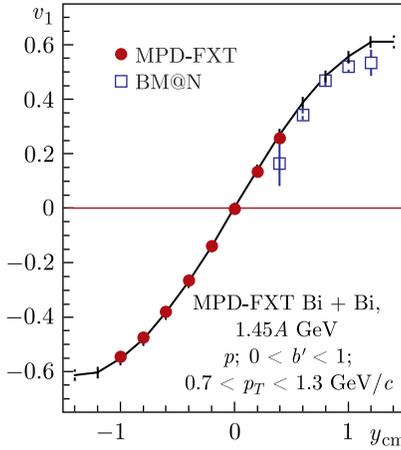


Рис. 8. Зависимость v_1 протонов от быстроты y_{cm} в столкновениях Bi + Bi при $E_{kin} = 1,45$ ГэВ/нуклон, символами показаны результаты анализа полностью реконструированных событий моделирования экспериментов MPD-FXT и BM@N

ных данных и из модели UrQMD v_n^{true} , хорошо согласуются в области быстрот $y_{cm} \lesssim 0,5$. Расхождения в передней области быстрот являются результатом плохого акцептанта и эффективности идентификации частиц при $y_{cm} > 0,5$ в MPD-FXT.

Результаты анализа $v_1(y_{cm})$ протонов также сравнивались с результатами исследования эффективности измерения потоков в эксперименте BM@N [19] для столкновений Bi + Bi при $E_{kin} = 1,45$ ГэВ/нуклон (рис. 8). Сплошные линии представляют результаты v_1^{true} из модели UrQMD, а символы — результаты анализа полностью реконструированных событий MPD-FXT и BM@N. Сравнение показывает, что MPD-FXT может лучше 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

В настоящей работе изучалась эффективность измерений направленного (v_1) и эллиптического (v_2) потоков протонов и заряженных пионов на установке MPD в режиме работы с фиксированной мишенью MPD-FXT. Проведено моделирование в эксперименте MPD-FXT с большой выборкой событий модели UrQMD для столкновений Bi + Bi при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 2,5, 3$ и $3,5$ ГэВ в качестве входных данных. Для достижения реалистичной работы детекторных подсистем MPD-FXT использовался

транспортный код Geant4 и процедуры реконструкции из MPDROOT. Протестированы реалистичные процедуры оценки центральности столкновений, плоскости симметрии, а также методы расчета поправочного коэффициента разрешения плоскости симметрии. Полученные результаты эксперимента MPD-FXT были проверены для измерений v_1 и v_2 протонов и заряженных пионов в зависимости от быстроты (y_{cm}) и поперечного импульса (p_T). Детальное сравнение результатов, полученных при анализе полностью реконструированных данных и данных на уровне генератора UrQMD, позволило сделать вывод, что система MPD-FXT будет достаточной для детальных дифференциальных измерений направленного и эллиптического потока в области быстрот $y \lesssim 0,5$. Сделан вывод, что эксперименты MPD-FXT и BM@N могут хорошо дополнять друг друга и обеспечивать более широкий охват по скорости для дифференциальных измерений потоков.

Финансирование. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект «Фундаментальные и прикладные исследования на экспериментальном комплексе класса мегасайенс NICA (ОИЯИ)» № FSWU-2025-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bzdak A., Esumi S., Koch V., Liao J., Stephanov M., Xu N. Mapping the Phases of Quantum Chromodynamics with Beam Energy Scan // Phys. Rep. 2020. V. 853. P. 1–87; arXiv:1906.00936.
2. Kekelidze V. D. Heavy Ion Collisions: Baryon Density Frontier // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49, No. 4. P. 457–472.
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–Bornstein. 2010. V. 23. P. 293.
5. Liu H. et al. (E895 Collab.). Sideward Flow in Au + Au Collisions between 2A and 8A GeV // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5488–5492.
6. 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.
7. 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.
8. Adamczyk L. et al. (STAR Collab.). Elliptic Flow of Identified Hadrons in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7–62.4$ GeV // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 014902.
9. Sorensen A. et al. Dense Nuclear Matter Equation of State from Heavy-Ion Collisions // Prog. Part. Nucl. Phys. 2024. V. 134. P. 104080; arXiv:2301.13253.
10. Taranenko A. Anisotropic Flow Measurements from RHIC to SIS // Eur. Phys. J. Web Conf. 2019. V. 204. P. 03009.

11. *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.
12. *Bleicher M. et al.* Relativistic Hadron–Hadron Collisions in the Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics Model // *J. Phys. G*. 1999. V. 25. P. 1859–1896.
13. *Agostinelli S. et al. (GEANT4 Collab.)*. GEANT4 — a Simulation Toolkit // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2003. V. 506. P. 250–303.
14. *Parfenov P., Idrisov D., Luong V. B., Taranenko A.* Relating Charged Particle Multiplicity to Impact Parameter in Heavy-Ion Collisions at NICA Energies // *Particles*. 2021. V. 4, No. 2. P. 275–287.
15. *Blum W., Rolandi L., Riegler W.* Particle Detection with Drift Chambers. Ser.: Particle Acceleration and Detection. Berlin; New York: Springer, 2008.
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.