

ЗАРЯЖЕННЫЕ АДРОНЫ В СТОЛКНОВЕНИЯХ $p + \text{Al}$, ${}^3\text{He} + \text{Au}$, $\text{Cu} + \text{Au}$ ПРИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ И В СТОЛКНОВЕНИЯХ $\text{U} + \text{U}$ ПРИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ

*Д. М. Ларионова *, Я. А. Бердников, Д. О. Котов*

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты систематического исследования процессов образования идентифицированных заряженных адронов ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$) в столкновениях $p + \text{Al}$, ${}^3\text{He} + \text{Au}$, $\text{Cu} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и в столкновениях $\text{U} + \text{U}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ. Измеренные значения инвариантных спектров, а также отношения выходов протонов к выходам π -мезонов (p/π) интерпретируются в терминах радиально расширяющихся термализованных систем и модели рекомбинации.

The paper presents systematic study of identified charged hadron ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$) production in $p + \text{Al}$, ${}^3\text{He} + \text{Au}$, $\text{Cu} + \text{Au}$ collisions at the energy $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and in $\text{U} + \text{U}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV. The measured values of the invariant spectra as well as the ratios of proton to π meson yields (p/π) are interpreted in terms of radially expanding thermalized systems and the recombination model.

PACS: 25.75.–q

ВВЕДЕНИЕ

Считается, что при достижении температуры $T \sim 170$ МэВ и плотности энергии $\epsilon \sim 1$ ГэВ/фм³ адронная материя переходит в новое фазовое состояние — кварк-глюонную плазму (КГП) [1]. Достижение подобных условий в столкновениях релятивистских тяжелых ионов, таких как $\text{Cu} + \text{Au}$, $\text{U} + \text{U}$, подтверждается как теоретическими расчетами [2, 3], так и многочисленными экспериментально наблюдаемыми признаками формирования КГП [4–6]. Образование КГП в малых системах столкновений, ранее считавшееся невозможным, стало широко обсуждаться после измерения в эксперименте PHENIX ненулевых значений эллиптического потока в столкновениях $p/d/{}^3\text{He} + \text{Au}$, интерпретированных в терминах гидродинамических моделей [7].

* E-mail: dashalario@gmail.com

Одним из способов изучения возможности формирования КГП (в том числе в малых системах столкновений), а также эволюции столкновений релятивистских ядер является измерение выходов идентифицируемых заряженных адронов ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$). Инвариантные спектры по поперечному импульсу (p_T), измеренные для $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$, в области $p_T \gtrsim 4$ ГэВ/с описываются степенной зависимостью с одинаковыми параметрами наклона. Подобное поведение инвариантных p_T -спектров объясняется универсальным характером фрагментационных функций и согласуется с результатами, полученными в $p + p$ -столкновениях. Однако в области малых и средних значений p_T ($p_T \lesssim 4$ ГэВ/с) формы инвариантных p_T -спектров различны для $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$, что не объясняется моделью фрагментации и может свидетельствовать о проявлении коллективных эффектов и образовании КГП.

Различие формы инвариантных p_T -спектров для различных типов заряженных адронов может быть обусловлено наличием гидродинамической фазы столкновения, приводящей к радиальному потоку частиц на более поздней адронной стадии [8, 9]. Интерпретация инвариантных спектров по поперечной массе (m_T), измеренных для $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$, в рамках модели радиально расширяющейся термализованной системы [8, 10, 11] предоставляет информацию о температуре «вымораживания» (T_0) и средней скорости радиального потока ($\langle u_t \rangle$).

Другим способом исследования возможности образования КГП в столкновении является изучение эффекта увеличения выхода протонов в диапазоне средних значений p_T ($2 < p_T < 3$ ГэВ/с), впервые обнаруженного в эксперименте PHENIX [12] в столкновениях Au + Au при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 130$ ГэВ [13] и $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [14]. Эффект увеличения выходов протонов проявляется в увеличении значений отношений выходов протонов к выходам π -мезонов (p/π), измеренных в столкновениях релятивистских ядер, по сравнению со значениями p/π , измеренными в столкновениях $p + p$.

Эффект увеличенного выхода протонов может быть объяснен с помощью рекомбинационной модели [15, 16], согласно которой адроны формируются в результате объединения кварков, находящихся в области фазового пространства, ограниченной радиусом рекомбинации. Считается, что вклад рекомбинационных процессов будет увеличиваться при образовании КГП, поскольку формирование КГП сопровождается усилением роли мягких процессов.

Данная работа посвящена систематическому изучению процессов рождения идентифицируемых заряженных адронов ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$) в различных системах столкновений ($p + \text{Al}$, $^3\text{He} + \text{Au}$, $\text{Cu} + \text{Au}$, $\text{U} + \text{U}$) с целью исследования минимальных условий, необходимых для фазового перехода между КГП и адронной материей, а также исследования эволюции ион-ионных столкновений.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

В данной работе использовались данные, полученные в эксперименте PHENIX [12] в столкновениях $p + \text{Al}$, $^3\text{He} + \text{Au}$ и $\text{Cu} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, а также в столкновениях $\text{U} + \text{U}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ. Схематически эксперимент PHENIX представлен на рис. 1.

Эксперимент PHENIX состоит из четырех плеч: северного, южного, западного и восточного. Северное и южное плечи предназначены для детектирования мюонов, а также содержат счетчики BBC (Beam-Beam

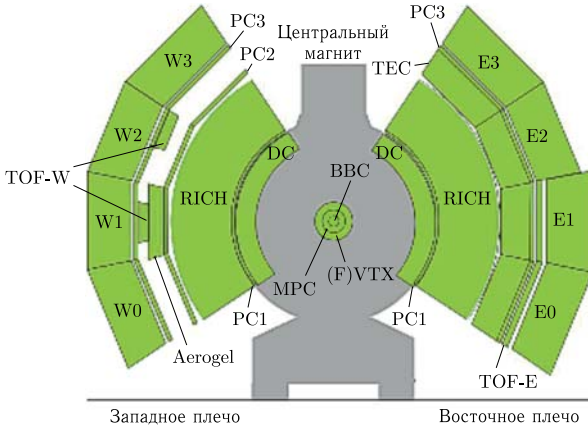


Рис. 1. Схематическое представление эксперимента PHENIX

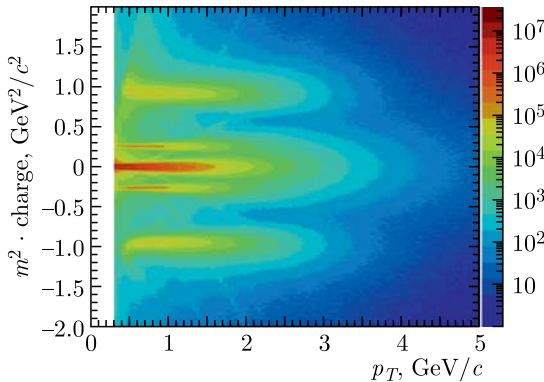


Рис. 2. Двумерное распределение частиц по поперечному импульсу (p_T) и квадрату массы, умноженному на заряд ($m^2 \cdot \text{charge}$), измеренное с помощью времяпролетного детектора и дрейфовой камеры

Counters), используемые для определения глобальных параметров столкновений, таких как центральность и вершина столкновения. Восточное и западное плечи содержат трекингую систему и времяпролетные камеры, служащие для идентификации частиц [17]. Двумерное распределение частиц по поперечному импульсу (p_T) и квадрату массы, умноженному на заряд ($m^2 \cdot \text{charge}$), измеренное с помощью времяпролетной и дрейфовой камер, представлено на рис. 2.

Подробная информация о детекторах эксперимента PHENIX, а также о методике идентификации заряженных адронов и определении центральности столкновения может быть найдена в работах [17–19].

МОДЕЛЬ РАДИАЛЬНО РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЫ

Система центрально сталкивающихся ядер обладает цилиндрической симметрией. Поскольку гидродинамические модели не приводят к разрушению симметрии, цилиндрическая симметрия может сохраняться вплоть до $\tau \sim 1$ Фм после соударения [8, 20]. Радиальную (поперечную) компоненту скорости система приобретает, когда расстояние между сталкивающимися ядрами начинает превышать сумму их диаметров и кварк-глюонная система переходит в плотную адронную материю с температурой $T \approx 170$ МэВ [20].

В нецентральных столкновениях распределение частиц анизотропно [21]. В таком случае радиальный поток будет соответствовать первой гармонике разложения в ряд Фурье азимутального распределения частиц.

Радиальное расширение потока частиц приводит к характерной форме спектров поперечного импульса каждого вида частиц в столкновениях тяжелых ионов [9]. Поскольку поперечный импульс, обусловленный радиальным потоком (без учета релятивистских эффектов), определяется произведением массы частицы и общей скорости потока, более тяжелые частицы приобретают большие поперечные импульсы, нежели более легкие частицы.

В предположении отсутствия корреляций между тепловым движением и радиальным расширением системы кинетическая энергия частиц ($\langle E_{\text{kin}} \rangle$) будет складываться из энергии теплового движения ($\langle E_{\text{ther}} \rangle$) и энергии коллективного движения ($\langle E_{\text{coll}} \rangle$):

$$\langle E_{\text{kin}} \rangle = \langle E_{\text{ther}} \rangle + \langle E_{\text{coll}} \rangle. \quad (1)$$

В таком случае параметр обратного наклона инвариантного m_T -спектра (T) будет проявлять следующую зависимость от массы адрона m_0 :

$$T = T_0 + \langle u_t \rangle m_0, \quad (2)$$

где T_0 — температура «вымораживания», а $\langle u_t \rangle$ — средняя скорость радиального потока частиц.

На рис. 3 представлены инвариантные спектры по поперечной массе m_T , измеренные для π^+ , K^+ и p в центральных (0–20 %) столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$. Параметры обратного наклона m_T -спектров (T) представлены как функция массы адрона (m_0) на рис. 4. Зависимости параметров T от массы адрона m_0 были аппроксимированы линейной зависимостью (2).

Значения параметров T_0 и $\langle u_t \rangle$ были получены в системах с различной геометрией и размером. Результаты представлены на рис. 5 как функция числа нуклонов-участников $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Величины $T_0 \approx (166 \pm 2,2)$ МэВ при всех значениях $\langle N_{\text{part}} \rangle$, в то время как значения $\langle u_t \rangle$ увеличиваются с ростом $\langle N_{\text{part}} \rangle$ и могут быть аппроксимированы зависимостью $p_1 \log(p_2 \langle N_{\text{part}} \rangle)$, где $p_1 = 0,0345 \pm 0,0003$, $p_2 = 3196 \pm 342$.

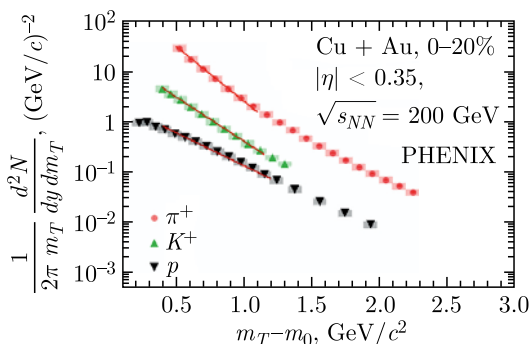


Рис. 3. Инвариантные m_T -спектры, измеренные для π^+ , K^+ -мезонов и протонов в центральных столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$

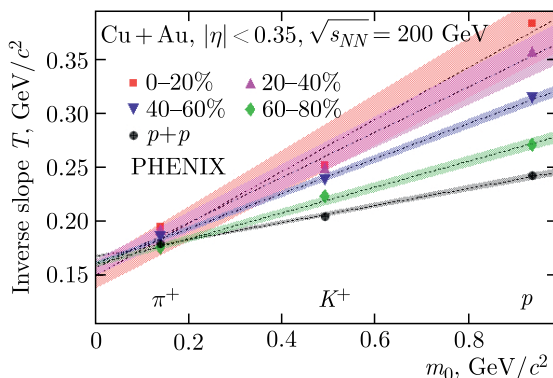


Рис. 4. Зависимость параметра обратного наклона T от массы адрона m_0

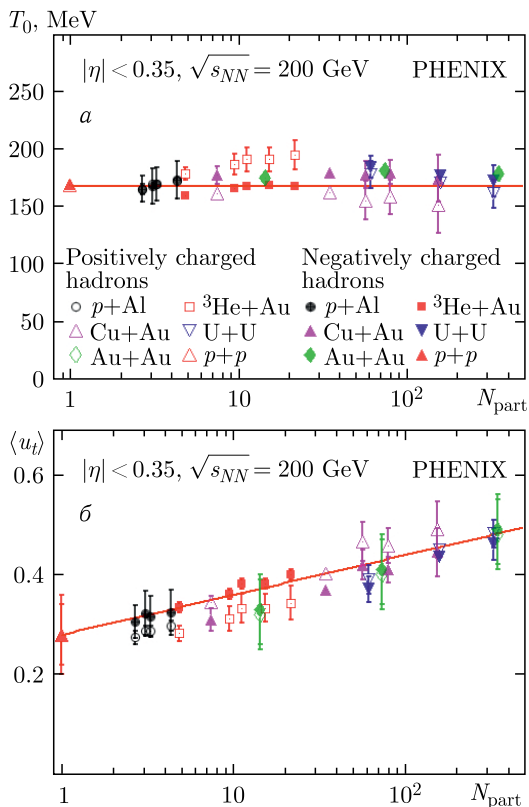


Рис. 5. Зависимости температуры «вымораживания» T_0 (а) и средней скорости радиального потока $\langle u_t \rangle$ (б) от числа нуклонов-участников $\langle N_{part} \rangle$

ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДОВ ЧАСТИЦ

На рис.6 и 7 представлены значения p/π , измеренные в эксперименте PHENIX в столкновениях Cu + Au, U + U и p + Al, $^3\text{He} + \text{Au}$, в сравнении с результатами, полученными с помощью программных пакетов PYTHIA8.3 (ANGANTYR) [22] и AMPT в версии с плавлением струн (AMPTsm) [23]. Модель AMPTsm предполагает образование КГП, а также учитывает процессы рекомбинации, в то время как модель PYTHIA8.3 основана на подходе квантовой хромодинамики и рассматривает адронизацию только через фрагментационные процессы.

Значения p/π , измеренные в тяжелых системах столкновений (Cu + Au, U + U), увеличены по сравнению со значениями p/π , измеренными в столкновениях p + p, а также проявляют зависимость от центральности. Данные особенности отражаются моделью AMPTsm, которая качественно описывает экспериментальные результаты. Тем не менее

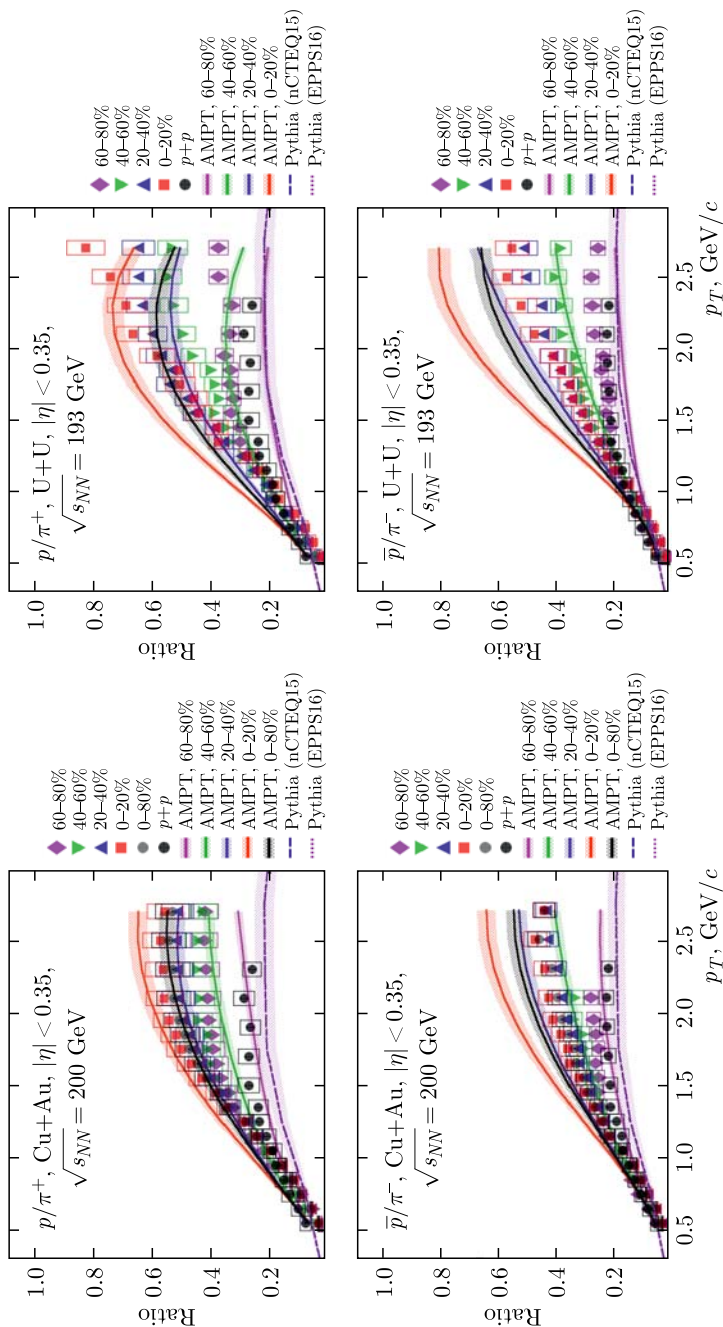


Рис. 6. Значения p/π , измеренные в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ и $\text{U} + \text{U}$, в сравнении с расчетами моделей РYTHIA8.3 и AMPTsm

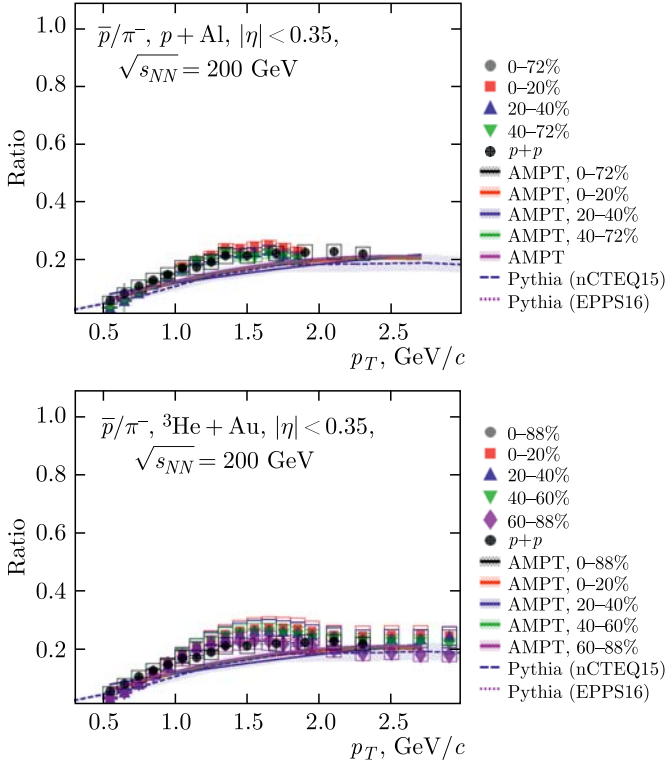


Рис. 7. Значения $\bar{p}/\pi^-$, измеренные в столкновениях $p + \text{Al}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$, в сравнении с расчетами моделей РYTHIA8.3 и AMPTsm

количественные предсказания AMPTsm не совпадают со значениями, полученными в эксперименте. Значения p/π , полученные с помощью пакета РYTHIA8.3, близки к величинам p/π , измеренным в столкновениях $p + p$, и не описывают экспериментально наблюдаемого роста выхода барионов в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ и $\text{U} + \text{U}$.

Значения $\bar{p}/\pi^-$, измеренные в малых системах столкновений ($p + p$, $p + \text{Al}$, $^3\text{He} + \text{Au}$), совпадают в пределах систематических неопределенностей и описываются моделью как AMPTsm, так и РYTHIA8.3. Данный результат может означать, что: 1) в столкновениях легких систем не достигаются условия, необходимые для формирования КГП; 2) объем сформировавшейся в столкновении КГП недостаточен, чтобы вызвать наблюдаемое увеличение выхода протонов. Измерения в эксперименте PHENIX ненулевых значений эллиптического потока, описываемых в рамках модели гидродинамики [7], а также результаты измерений J/ψ -мезона в столкновениях $p + \text{Al}$ и $p + \text{Au}$ [24] свидетельствуют в пользу возмож-

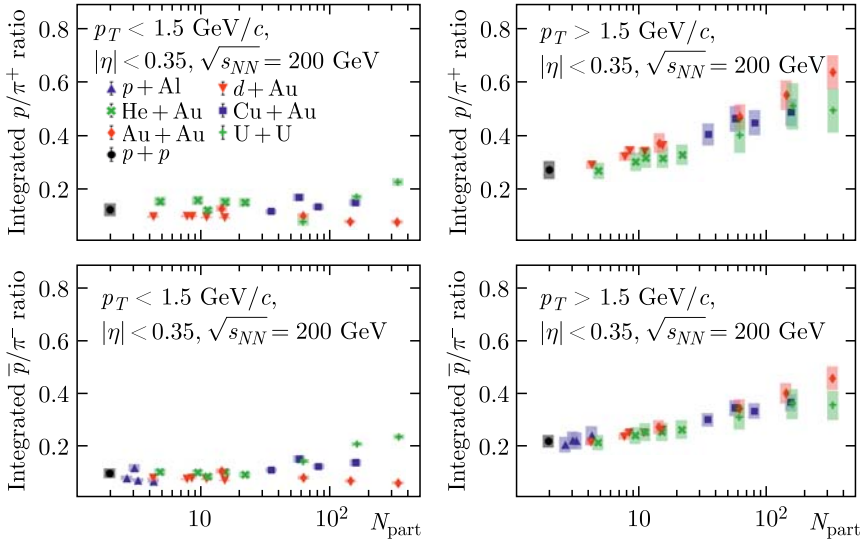


Рис. 8. Величины p/π^+ и $\bar{p}/\pi^-$, проинтегрированные в диапазонах $p_T < 1,5$ ГэВ/с (слева) и $p_T > 1,5$ ГэВ/с (справа) и представленные как функция числа нуклонов-участников $\langle N_{\text{part}} \rangle$

ности формирования КГП в легких системах столкновений и справедливости пункта 2).

Существенная зависимость величин p/π от центральности является отличительной особенностью ион-ионных столкновений, в которых предполагается образование КГП. Центральность характеризует степень перекрытия сталкивающихся ядер и однозначно связана с количеством нуклонов-участников $\langle N_{\text{part}} \rangle$.

Для более детального изучения зависимости значений p/π от центральности и $\langle N_{\text{part}} \rangle$ были вычислены интегральные величины p/π в двух диапазонах p_T : $p_T < 1,5$ ГэВ/с и $p_T > 1,5$ ГэВ/с (рис. 8). Обнаружено, что значения p/π , проинтегрированные в диапазоне $p_T < 1,5$ ГэВ, не проявляют зависимости от $\langle N_{\text{part}} \rangle$, в то время как значения p/π , проинтегрированные в диапазоне $p_T > 1,5$ ГэВ, увеличиваются с ростом $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Наблюдаемое поведение зависимостей интегральных отношений p/π от $\langle N_{\text{part}} \rangle$ может свидетельствовать об усилении роли рекомбинационных процессов с увеличением размера области перекрытия сталкивающихся ядер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты измерений идентификации заряженных адронов ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$) в столкновениях $p + \text{Al}$, $^3\text{He} + \text{Au}$, $\text{Cu} + \text{Au}$, $\text{U} + \text{U}$, с помощью которых продолжается изучение процессов рождения частиц в столкновениях релятивистских ядер с це-

лью исследования минимальных условий для фазового перехода между КГП и адронной материей.

На основе анализа инвариантных m_T -спектров, измеренных для $\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$ в столкновениях $p + \text{Al}$, $^3\text{He} + \text{Au}$, $\text{Cu} + \text{Au}$, $\text{U} + \text{U}$, были получены значения температуры «вымораживания» (T_0) и средней скорости радиального потока частиц ($\langle u_t \rangle$) в зависимости от количества нуклонов-участников ($\langle N_{\text{part}} \rangle$). Обнаружено, что значения T_0 не проявляют зависимости от $\langle N_{\text{part}} \rangle$, в то время как значения $\langle u_t \rangle$ увеличиваются с ростом $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Подобное увеличение значений $\langle u_t \rangle$ с ростом $\langle N_{\text{part}} \rangle$ может свидетельствовать об усилении роли коллективных эффектов в столкновении, связываемых с возможным формированием КГП.

На основе сравнения значений p/π , измеренных в эксперименте PHENIX, с предсказаниями моделей AMPTsm и PYTHIA8.3 было сделано предположение о существенном усилении влияния рекомбинационных процессов с ростом $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Также было получено, что объем КГП, формирующейся в столкновениях легких систем ($p + \text{Al}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$), недостаточен для того, чтобы вызвать наблюдаемое увеличение выхода протонов.

Методики, использованные для получения результатов в настоящей работе, будут адаптированы и применены для анализа экспериментальных данных с установок MPD и SPD коллайдера NICA.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2024-0033).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Adcox K. et al. (PHENIX Collab.).* Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757, No. 1–2. P. 184–283.
2. *Hagedorn R.* Statistical Thermodynamics of Strong Interactions at High-Energies // Nuovo Cim. Suppl. 1965. V. 3. P. 147–186.
3. *Cabibbo N., Parisi G.* Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation // Phys. Lett. B. 1975. V. 59, No. 1. P. 67–69.
4. *Niida T., Miake Y.* Signatures of QGP at RHIC and the LHC // AAPPS Bull. 2021. V. 31, No. 1. P. 12.
5. *d’Enterria D.* Jet Quenching // Landolt–Börnstein — Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms. 2010. V. 23. P. 471–520.
6. *Koch P., Muller B., Rafelski J.* Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys. Rep. 1986. V. 142. P. 167–262.
7. *Aidala C. et al. (PHENIX Collab.).* Creation of Quark–Gluon Plasma Droplets with Three Distinct Geometries // Nature Phys. 2019. V. 15, No. 3. P. 214–220; arXiv:1805.02973.
8. *Schnedermann E., Sollfrank J., Heinz U.* Thermal Phenomenology of Hadrons from 200A GeV S + S Collisions // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 2462–2475.

9. *Braun-Munzinger P., Dönigus B.* Loosely-Bound Objects Produced in Nuclear Collisions at the LHC // Nucl. Phys. A. 2019. V. 987. P. 144–201.
10. *Adler S. S. et al. (PHENIX Collab.).* Identified Charged Particle Spectra and Yields in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys. Rev. C. 2004. V. 69, No. 3.
11. *Greco V., Ko C. M., Lévai P.* Partonic Coalescence in Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 034904.
12. *Adcox K. et al. (PHENIX Collab.).* PHENIX Detector Overview // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499. P. 469–479.
13. *Adcox K. et al. (PHENIX Collab.).* Centrality Dependence of $\pi^\pm$, $K^\pm$, p and $\bar{p}$ Production from $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Au + Au Collisions at RHIC // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88, No. 24.
14. *Velkovska J.* P_t Distributions of Identified Charged Hadrons Measured with the PHENIX Experiment at RHIC // Nucl. Phys. A. 2002. V. 698, No. 1–4. P. 507–510.
15. *Fries R., Greco V., Sorensen P.* Coalescence Models for Hadron Formation from Quark–Gluon Plasma // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2008. V. 58, No. 1. P. 177–205.
16. *Greco V., Ko C. M., Lévai P.* Parton Coalescence and the Antiproton/Pion Anomaly at RHIC // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90, No. 20. P. 202302.
17. *Aizawa M. et al. (PHENIX Collab.).* PHENIX Central Arm Particle ID Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499. P. 508–520.
18. *Allen M. et al. (PHENIX Collab.).* PHENIX Inner Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499, No. 2. P. 549–559.
19. *Adler S. S. et al. (PHENIX Collab.).* High- p_T Charged Hadron Suppression in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034910.
20. *Bjorken J. D.* Highly Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 140–151.
21. *Pak R., Craig D. et al.* Radial and Directed Transverse Flow in Heavy-Ion Collisions // Advances in Nuclear Dynamics. 2. Boston, MA: Springer US, 1996. P. 181–186.
22. *Bierlich C., Gustafson G., Lönnblad L., Shah H.* The Angantyr Model for Heavy-Ion Collisions in Pythia8 // JHEP. 2018. V. 2018, No. 10. P. 134.
23. *Lin Z. W., Ko C. M., Li B. A., Zhang B., Pal S.* Multiphase Transport Model for Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys. Rev. C. 2005. V. 72, No. 6.
24. *Acharya U. A. et al.* Measurement of $\psi(2S)$ Nuclear Modification at Backward and Forward Rapidity in $p + p$, $p + \text{Al}$, and $p + \text{Au}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys. Rev. C. 2022. V. 105, No. 6. 064912.