

АЗИМУТАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ПАРТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ Cu + Au ПРИ $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ

К. Н. Басиров^{1,*}, *И. И. Борисов*¹, *Е. В. Банников*¹,
*Я. А. Бердников*¹

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, 195251, Россия

Свойства кварк-глюонной среды, образующейся в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, можно исследовать на основе информации о потерях энергии высокоэнергичных партонов ($p_T \gg \Lambda_{QCD}$). Одной из величин, которую можно оценить в эксперименте, является относительная потеря энергии партонов S_{loss} . На основе данных об эллиптических потоках v_2 π^0 -мезонов при больших p_T были получены азимутальные зависимости относительных потерь энергии партонов $S_{loss}(\Delta\varphi)$ и построены зависимости потерь энергии от эффективной длины пути партона $S_{loss}(L_{eff})$, учитывающей азимутальное распределение плотности цветового заряда. Также представлены оценки эффективной тормозной способности среды в зависимости от азимутального угла вылета π^0 -мезонов относительно плоскости реакции $\Delta E/L_{eff}(\Delta\varphi)$.

The properties of the quark–gluon medium formed in Cu + Au collisions at an energy of $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV can be investigated using information on the energy loss of high-energy partons ($p_T \gg \Lambda_{QCD}$). One of the quantities that can be estimated experimentally is the fractional parton energy loss S_{loss} . Based on data on the elliptic flow v_2 of π^0 mesons at high p_T , the azimuthal dependencies of the fractional parton energy loss $S_{loss}(\Delta\varphi)$ were obtained, and the dependencies of the energy loss on the effective parton path-length $S_{loss}(L_{eff})$ were constructed, taking into account the azimuthal distribution of the color charge density. Estimates of the effective medium stopping power as a function of the azimuthal angle of π^0 -meson emission relative to the reaction plane $\Delta E/L_{eff}(\Delta\varphi)$ are also presented.

PACS: 12.38.Mh; 25.75.–q

ВВЕДЕНИЕ

В релятивистских столкновениях тяжелых ядер образуется кварк-глюонная среда с высокими показателями температуры и плотности энергии, называемая кварк-глюонной плазмой (КГП), в которой кварки

* E-mail: kirill.basirov@mail.ru

и глюоны находятся в состоянии деконфайнмента [1]. Информацию о свойствах данной среды можно получить на основе потерь энергии жестких партонов с большими поперечными импульсами [2].

Предполагается, что основной механизм потери энергии партона в КХД-среде, образующейся в столкновениях тяжелых ядер, — это излучение тормозных глюонов в режиме Ландау–Померанчука–Мигдала (ЛПМ) [2]. Формула потерь энергии легких партонов в статичной плазме, полученная в рамках пертурбативной КХД, выглядит следующим образом [2, 3]: $\Delta E_{\text{rad}}^{\text{LPM}} \propto \alpha_s C_R \hat{q} L^2$, где α_s — константа сильного взаимодействия, C_R — цветовой фактор партона (для глюона $C_R = 3$, для кварка $C_R = 4/3$), \hat{q} — транспортный коэффициент. Транспортный коэффициент \hat{q} равен среднему квадрату передаваемого партоном среде поперечного импульса $\langle q_T^2 \rangle$ на единицу длины пути: $\hat{q} = \langle q_T^2 \rangle / \lambda$. В формуле возникает логарифмическая зависимость от начальной энергии партона E_{in} , если энергия излучаемых глюонов ω превышает значение $\omega_c = \hat{q} L^2 / 2$ [2, 3].

Высокоэнергичные партоны фрагментируют в адронные струи, регистрируемые в эксперименте [2]. В результате потери энергии высокоэнергичных партонов в среде, образующейся в ядро-ядерных столкновениях, наблюдается подавление инвариантного спектра рождения лидирующих адронов в струях при больших поперечных импульсах $p_T > 4$ ГэВ/с по сравнению с протон-протонными столкновениями [2]. В данной работе исследовались потери энергии партонов на основе данных о выходах π^0 -мезонов, поскольку эти адроны имеют большие множественности при больших p_T и являются продуктами фрагментации жестких легких кварков и глюонов, которые наиболее эффективно теряют энергию в КГП в рассматриваемой кинематической области [2].

Экспериментальное исследование потерь энергии партонов в КГП может быть проведено с помощью измерения фактора ядерной модификации адронов R_{AB} , который определяется как отношение инвариантных спектров регистрируемых адронов в ядро-ядерных ($A + B$) и в протон-протонных ($p + p$) столкновениях, нормированное на число бинарных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ [4]:

$R_{AB}(p_T) = \frac{1}{\langle N_{\text{coll}} \rangle} \frac{d^2 N_{AB} / dp_T dy}{d^2 N_{pp} / dp_T dy}$. Из факторов ядерной модификации можно получить долю потери энергии партона S_{loss} , которая определяется как отношение потери энергии партона в КХД-среде ΔE к его начальной энергии E_{in} [4]. Оценка данной величины может быть получена на основе поперечных импульсов адронов в $A + B$ -столкновениях p_T и $p + p$ -столкновениях p_T^{pp} при фиксированном значении их инвариантного выхода [4]:

$$S_{\text{loss}} = \frac{\Delta E}{E_{\text{in}}} \approx \frac{\Delta p_T}{p_T^{pp}} = \frac{p_T^{pp} - p_T}{p_T^{pp}}. \quad (1)$$

Из-за асимметричной формы области перекрытия сталкивающихся ядер распределение характеристик образуемой КГП анизотропно [2, 5]. Возникающая анизотропия количественно описывается с помощью коэффициентов Фурье-разложения функции распределения частиц по азимутальному углу, при этом доминирующий вклад в разложение вносит эллиптический поток v_2 [6].

На основе полученных ранее эллиптических потоков v_2 π^0 -мезонов [7] были получены азимутальные зависимости $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ и $S_{\text{loss}}(p_T, \Delta\varphi)$ [4]. Также в этой работе были вычислены эффективные длины пробега партонов L_{eff} с учетом азимутального распределения плотности цветового заряда ρ_c (транспортного коэффициента \hat{q}) с помощью модели Глаубера [8]. Оценены величины эффективной тормозной способности $\Delta E/L_{\text{eff}}$ и построены зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$ и $\Delta E/L_{\text{eff}}(\Delta\varphi)$.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Инвариантные спектры π^0 -мезонов по поперечному импульсу p_T в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ и $p + p$ при $p_T > 4$ ГэВ/с описываются степенными функциями с близкими по значению показателями степени n ($n = 8,1 \pm 0,05$ для $p + p$) [4, 9]. Пользуясь этим, можно получить следующее степенное соотношение [4]:

$$S_{\text{loss}}(p_T) = 1 - R_{AB}^{1/(n-2)}(p_T). \quad (2)$$

Азимутальную зависимость инвариантных выходов π^0 -мезонов в столкновениях $\text{Cu} + \text{Au}$ можно представить в виде разложения в ряд Фурье по азимутальному углу вылета π^0 -мезона относительно плоскости реакции $\Delta\varphi$: $dN/d(\Delta\varphi) \propto \sum_{n=1}^{\infty} (1 + 2v_n(p_T) \cos(n\Delta\varphi))$ [5], где $v_n(p_T)$ — анизотропный поток порядка n , $v_2(p_T)$ — эллиптический поток. Азимутально-зависимый фактор ядерной модификации можно получить следующим образом [10]:

$$R_{AB}(p_T, \Delta\varphi) \approx R_{AB}(p_T)(1 + 2v_2(p_T) \cos(2\Delta\varphi)). \quad (3)$$

Здесь воспользовались тем, что доминирующий вклад в азимутальную анизотропию в тяжелых системах столкновений вносит эллиптический поток v_2 [4, 11]. Для долей потери энергии при этом имеем: $S_{\text{loss}}(p_T, \Delta\varphi) = 1 - R_{AB}^{1/(n-2)}(p_T, \Delta\varphi)$.

Кварк-глюонная плазма, образующаяся в столкновениях тяжелых ионов, представляет собой динамически расширяющуюся и остывающую среду с анизотропным распределением характеристик. Для учета временной эволюции среды вводится усредненный транспортный коэффициент $\langle \hat{q} \rangle(\Delta\varphi)$, получаемый интегрированием локального значения $\hat{q}(\Delta\varphi, \tau)$ по времени распространения партона [12]. Поскольку \hat{q} пропорционален

плотности цветового заряда ρ_c [2], связанной с распределением нуклон-участников ρ_{part} в модели Глаубера [8, 10, 13], анизотропия начальной геометрии столкновения распространяется на свойства среды. Точка рождения партона разыгрывается в соответствии с плотностью неупругих бинарных нуклон-нуклонных взаимодействий ρ_{coll} , а азимутальный угол вылета — равномерно [10, 12, 13].

Продольное расширение плазмы учитывалось с помощью соотношения, представляющего собой модификацию линейного расширения Бьёркена: $\rho_c(\tau) = \rho_{c0}(\tau/\tau_0)/(1 + \tau^2/\tau_0^2) = \rho_{c0}T(\tau)$, где $\tau_0 \approx 0,2-1,0$ фм/с — характерное время формирования расширяющейся системы [2, 10]. Линейное расширение Бьёркена предсказывает линейную зависимость потери энергии от длины пути партона: $\Delta E \propto L$ [2, 10].

Имеем итоговую формулу для эффективной длины пути партона [10, 13]:

$$L_{\text{eff}} = \frac{2\beta \int_0^{\infty} \tau \rho_{\text{part}}(x_0 + \beta\tau \cos(\Delta\varphi), y_0 + \beta\tau \sin(\Delta\varphi); b) T(\tau) d\tau}{\int_0^{\infty} \rho_{\text{part}}(x_0 + \beta\tau \cos(\Delta\varphi), y_0 + \beta\tau \sin(\Delta\varphi); b) T(\tau) d\tau}, \quad (4)$$

где $\beta \approx 1$ — скорость распространения партона в среде.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Получены азимутальные зависимости долей потери энергии партонов S_{loss} в трех диапазонах по поперечному импульсу p_T π^0 -мезонов и в четырех классах центральности столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (рис. 1). Значение интегральной по азимутальному углу потери энергии и форма азимутальной кривой не зависят от поперечного импульса p_T π^0 -мезонов во всех центральностях. По мере перехода от центральных столкновений к периферическим значение $S_{\text{loss}}(p_T)$ уменьшается, а степень анизотропии увеличивается. Значение потери энергии при малых азимутальных углах близко к нулю, т.е. наблюдается отсутствие/компенсация потерь энергии партонов.

На рис. 2 показаны зависимости доли потери энергии S_{loss} от эффективной длины пути партонов L_{eff} . Точки аппроксимировались линейной функцией в каждой центральности. Было обнаружено заметное отклонение от линейной зависимости в центральности 40–60%.

Также были оценены эффективные тормозные способности (рис. 3). Максимальное значение эффективной тормозной способности наблюдается в центральности 0–10% при $7 < p_T < 8$ ГэВ/с и составляет примерно $(0,645 \pm 0,103)$ ГэВ/фм. В центральностях 0–10 и 10–20% значения этой величины практически совпадают и не зависят от азимутального угла, в центральности 20–40% наблюдается слабая азимутальная зависимость, а в центральности 40–60% разброс значений значительный.

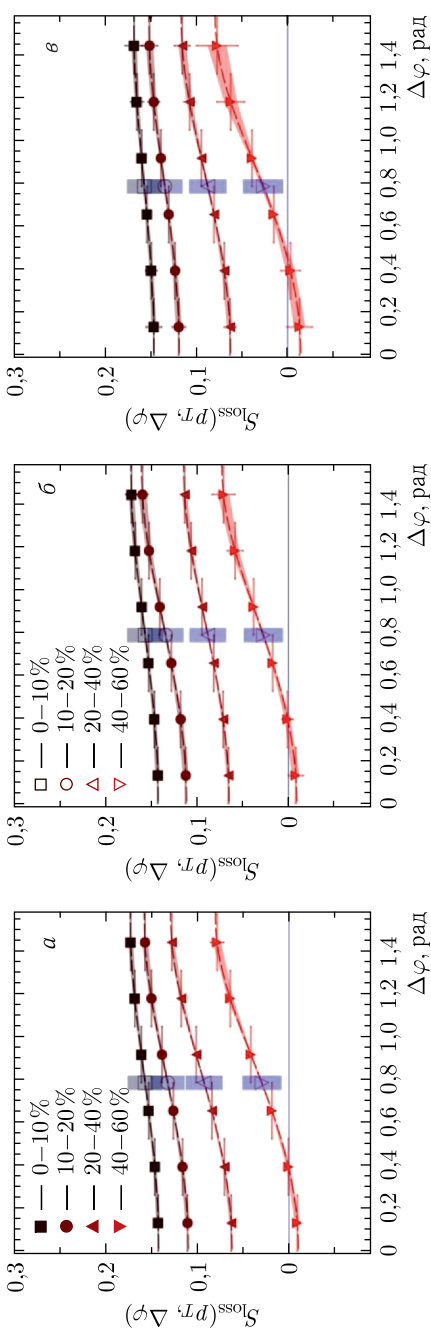


Рис. 1. Азимутальные зависимости $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi)$ в трех диапазонах по поперечному импульсу: $5 < p_T < 6$ ГэВ/c (а), $6 < p_T < 7$ ГэВ/c (б), $7 < p_T < 8$ ГэВ/c (в), и в четырех классах центральности: \blacksquare — 0–10%, \bullet — 10–20%, \blacktriangle — 20–40%, \blacktriangledown — 40–60% в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Центральные точки представляют интегральные по азимутальному углу величины S_{loss} : \square — 0–10%, \circ — 10–20%, \triangle — 20–40%, ∇ — 40–60%

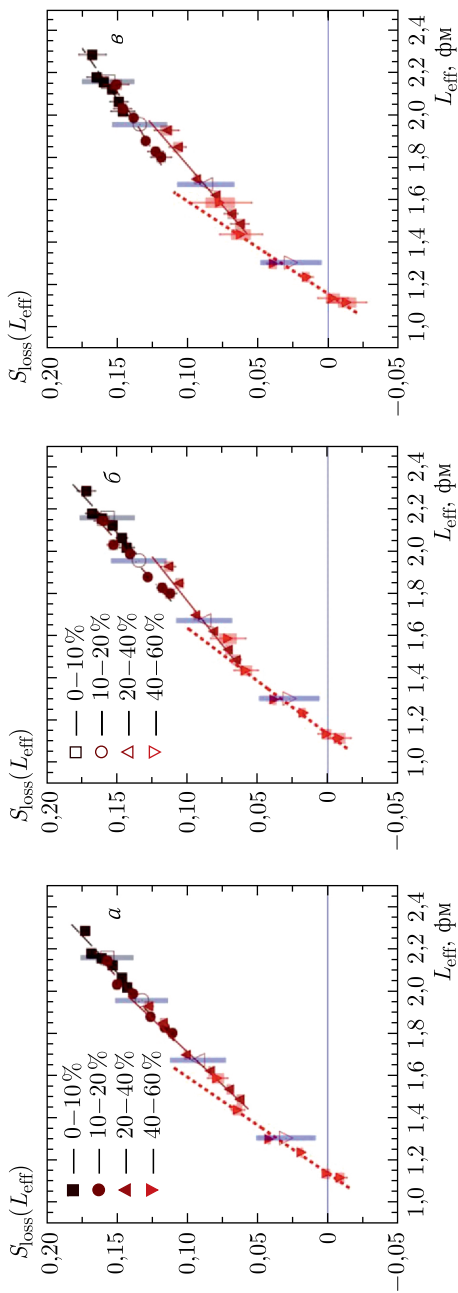


Рис. 2. Зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$ в трех диапазонах по поперечному импульсу: $5 < p_T < 6$ ГэВ/с (*a*), $6 < p_T < 7$ ГэВ/с (*б*), $7 < p_T < 8$ ГэВ/с (*в*), и в четырех классах центральности: \blacksquare — 0-10%, \bullet — 10-20%, \blacktriangle — 20-40%, \blacktriangledown — 40-60% в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Центральные точки представляют интегральные по азимутальному углу величины S_{loss} : \square — 0-10%, \circ — 10-20%, \triangle — 20-40%, ∇ — 40-60%

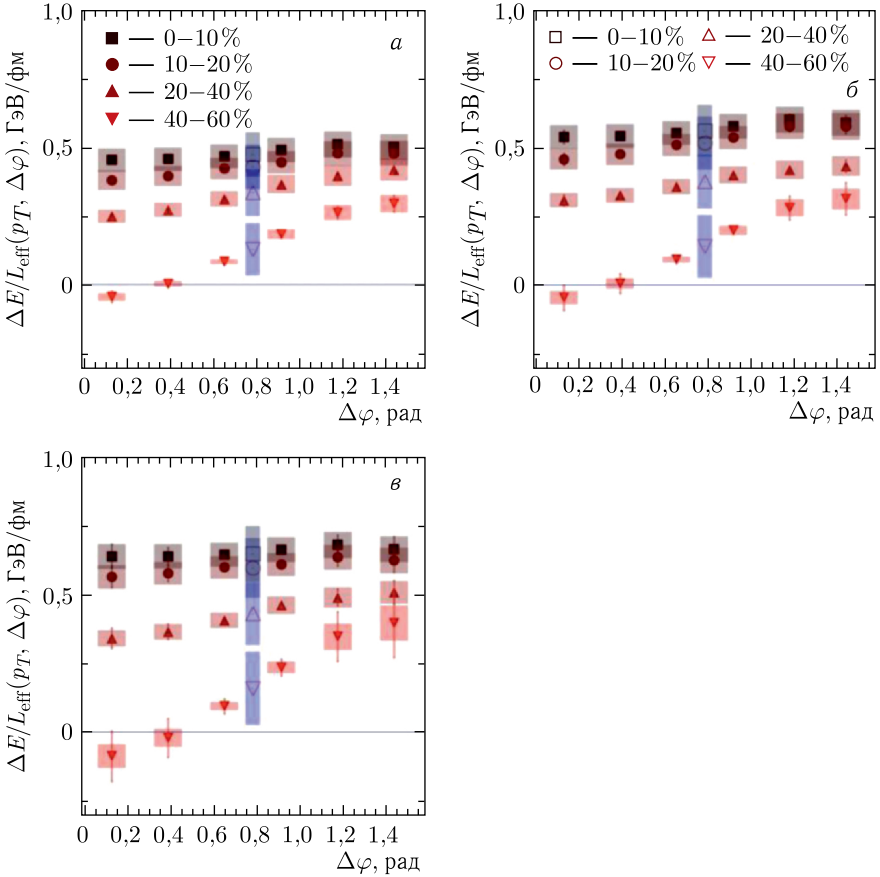


Рис. 3. Азимутальные зависимости $\Delta E/L_{\text{eff}}(\Delta\varphi)$ в трех диапазонах по поперечному импульсу: $5 < p_T < 6$ ГэВ/с (а), $6 < p_T < 7$ ГэВ/с (б), $7 < p_T < 8$ ГэВ/с (в), и в четырех классах центральности: ■ — 0–10%, ● — 10–20%, ▲ — 20–40%, ▼ — 40–60% в столкновениях Си + Ау при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Точки (б) представляют интегральные по азимутальному углу величины $\Delta E/L_{\text{eff}}$: □ — 0–10%; ○ — 10–20%; △ — 20–40%; ▽ — 40–60%

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены азимутальные зависимости долей потерь энергии партонов $S_{\text{loss}}(\Delta\varphi)$. В центральностях 20–40 и 40–60% значения S_{loss} явно зависят от азимутального угла, что может быть связано как с анизотропией геометрической длины пробега партона, так и с анизотропией распределения цветового заряда (транспортного коэффициента).

Полученные зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$ в центральных областях 0–10, 10–20 и 20–40% описываются линейным законом с хорошей точностью. В центральных областях 40–60% наблюдаем отклонение от линейной зависимости $S_{\text{loss}}(L_{\text{eff}})$ и малые потери энергии, а также значительную азимутальную зависимость $\Delta E/L_{\text{eff}}(\Delta\varphi)$. Наблюдаемые азимутальные зависимости в центральных областях 40–60% свидетельствуют об азимутальной анизотропии распределения цветового заряда и о вкладе эффектов, не связанных с партонными потерями энергии [14], и требуют дальнейшего исследования.

Реализованная в данной работе методика может быть расширена для использования в эксперименте MPD на коллайдере NICA.

Финансирование. Работа выполнена с поддержкой Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания на фундаментальные исследования (FSEG-2025-0009).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

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. P. 184–283.
2. *d’Enterria D.* Jet Quenching // Landolt–Bornstein. 2010. V. 23. P. 471–519.
3. *Peigne S., Smilga A.* Energy Losses in Relativistic Plasmas: QCD versus QED // Phys. Usp. 2010. V. 52. P. 659–685.
4. *Adler S. et al. (PHENIX Collab.).* Detailed Study of High- p_T Neutral Pion Suppression and Azimuthal Anisotropy in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 034904.
5. *Kolb P. F., Heinz U.* Hydrodynamic Description of Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions // Quark–Gluon Plasma 3. P. 634–714.
6. *Voloshin S., Zhang Y.* Flow Study in Relativistic Nuclear Collisions by Fourier Expansion of Azimuthal Particle Distributions // Z. Phys. C. 1996. V. 70. P. 665–672.
7. *Bannikov E. V., Berdnikov A. Ya., Berdnikov Ya. A., Kotov D. O., Mitrankov I. M., Mitrankova M. M., Larionova D. M.* Measurements of π^0 Elliptic Flow in Cu + Au Collisions // Moscow Univ. Bull. Phys. 2024. V. 79. P. 143–147.
8. *Miller M. L., Reygers K., Sanders S. J., Steinberg P.* Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. V. 57. P. 205–243.
9. *Aidala C. et al. (PHENIX Collab.).* Production of π^0 and η^0 Mesons in Cu + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. P. 054903.
10. *Afanasyev S. et al. (PHENIX Collab.).* High- p_T π^0 Production with Respect to the Reaction Plane in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 054907.
11. *Voloshin S. A., Poskanzer A. M., Snellings R.* Collective Phenomena in Non-Central Nuclear Collisions // Landolt–Bornstein. 2010. V. 23. P. 293–333.

12. *Dainese A., Loizides C., Paic G.* Leading-Particle Suppression in High Energy Nucleus–Nucleus Collisions // *Eur. Phys. J. C.* 2005. V. 38. P. 461–474.
13. *Loizides C., Kamin J., Enterría D.* Improved Monte Carlo Glauber Predictions at Present and Future Nuclear Colliders // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 99. P. 019901.
14. *Pantuev V.S.* Possible Existence of Finite Formation Time of Strongly Interacting Plasma in Nuclear Collisions at RHIC and LHC // *Phys. At. Nucl.* 2008. V. 71, No. 9. P. 1625–1631.