

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ПОТОК ДЛЯ π^0 -МЕЗОНОВ В АСИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ СТОЛКНОВЕНИЙ $\text{Cu} + \text{Au}$ ПРИ $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

© 2023 г. Е. В. Банников^{1)*}, А. Я. Бердников¹⁾, Я. А. Бердников¹⁾,
Д. О. Котов¹⁾, Ю. М. Митранков¹⁾, М. М. Митранкова¹⁾, Д. М. Ларионова¹⁾

Поступила в редакцию 21.09.2022 г.; после доработки 21.09.2022 г.; принята к публикации 22.09.2022 г.

Эллиптический поток является одной из основных наблюдаемых, характеризующих коллективные эффекты на начальной стадии формирования кварк-глюонной плазмы в столкновениях ультрарелятивистских ядер. Выходы π^0 -мезонов измеримы вплоть до больших значений поперечного импульса, поэтому измерение эллиптических потоков для π^0 -мезонов является эффективным способом исследования свойств кварк-глюонной плазмы. Измерение эллиптических потоков в асимметричных системах столкновений позволяет изучить зависимость эллиптического потока от начальной геометрии системы. В данной работе рассмотрены две методики измерения эллиптического потока для π^0 -мезонов в асимметричной системе столкновений $\text{Cu} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

DOI: 10.31857/S0044002723010087, EDN: QZYAAR

1. ВВЕДЕНИЕ

К концу XX в. перед Квантовой Хромодинамикой (КХД) возник фундаментальный вопрос: какие свойства будет иметь материя при экстремально высокой плотности энергии, где кварки и глюоны находятся в состоянии деконфаймента? Впоследствии такое состояние было названо кварк-глюонной плазмой (КГП) [1]. Считается, что Вселенная в первые моменты существования находилась в состоянии КГП, поэтому изучение свойств КГП стало одной из ключевых задач физики высоких энергий. В лабораторных условиях КГП может образовываться в столкновении ультрарелятивистских ядер, при которых достигается необходимая плотность энергии для формирования КГП (порядка 1 ГэВ/см³) [2].

Для того чтобы описать геометрию столкновения ядер, определяются такие основные характеристики столкновения, как центральность и плоскость реакции. В результате столкновения ядер все нуклоны делятся на две группы: нуклоны-участники — те, что провзаимодействовали друг с другом, и нуклоны-наблюдатели, которые в столкновении не участвовали. Количество нуклонов-участников и нуклонов-наблюдателей определяется областью перекрытия ядер. Для оценки размера области перекрытия ядер используется понятие центральности. Центральность столкновения определяется с помощью модели Глаубера [3].

Другой геометрической характеристикой ядерного столкновения является плоскость реакции. Она задается осью пучка и прицельным параметром, который равен расстоянию между центрами сталкивающихся ядер.

Согласно гидродинамической модели КГП [4] при нецентральном столкновении двух ядер образуется зона их перекрытия в виде эллипса, которая может рассматриваться как капля почти идеальной жидкости (отношение вязкости к энтропии $\eta/s \geq 1/4\pi$) [5]. Следовательно, в образованном эллипсоиде будет создаваться градиент давления, направленный из центра к поверхности. Максимальная величина градиента давления образуется в поперечном направлении, где расстояние между центром и поверхностью зоны перекрытия ядер минимальное. Под действием сформированного градиента давления начальная пространственная анизотропия частиц преобразуется в конечную импульсную анизотропию. Величиной, характеризующей анизотропию движения частиц в поперечном направлении, является эллиптический поток (v_2):

$$v_2 = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle, \quad (1)$$

где p_x — импульс частицы в направлении “ x ”, а p_y — в направлении “ y ”.

Эллиптический поток количественно определяется как второй коэффициент разложения распределения азимутального угла (φ) частицы по попе-

¹⁾ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: bannikov.ev.21@gmail.com

речному импульсу (p_T) в ряд Фурье:

$$f(\varphi, p_T) \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_T) \cos(n\varphi), \quad (2)$$

где для эллиптического потока $n = 2$ [6].

Выбор π^0 -мезонов в качестве изучаемых частиц обусловлен тем, что их выходы хорошо измеримы вплоть до больших значений поперечного импульса ($p_T > 5$ ГэВ/с).

Измерение значений эллиптического потока для π^0 -мезонов в асимметричных столкновениях Cu + Au и сравнение их с аналогичными значениями в симметричных столкновениях Au + Au [7] позволяют изучить зависимость эллиптического потока для π^0 -мезонов от начальной геометрии сталкивающейся системы [8].

Данная работа посвящена изучению эллиптического потока для π^0 -мезонов в асимметричной системе столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ как функции их поперечного импульса.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные данные для настоящей работы были получены с помощью детектора PHENIX на коллайдере RHIC в 2012 г. [9].

Детектор PHENIX на момент сбора используемых в настоящей работе данных состоял из двух центральных плеч (восточное и западное), охватывающих диапазон по псевдобыстроте $|\eta| < 0.35$ и 90° по азимутальному углу, и из двух мюонных плеч (северное и южное).

Измерение выходов π^0 -мезонов проводится в канале распада $\gamma\gamma$. Регистрация γ -квантов осуществляется с помощью электромагнитного калориметра (EMCal), состоящего из четырех секторов в восточном плече и четырех в западном [10]. Классификация события по центральности осуществляется с помощью счетчиков ядро-ядерных столкновений (BBC), с помощью которых определяется множественность заряженных частиц [11].

Регистрируемые в электромагнитном калориметре фотоны комбинируются в пары. Распределение по инвариантной массе получается путем определения инвариантной массы каждой пары фотонов из кинематики распада двух частиц. Полученное распределение состоит из сигнала π^0 -мезона и комбинаторного фона, который включает в себя коррелированную и некоррелированную части. Вклад некоррелированной части оценивается с помощью метода смешивания событий, суть которого заключается в смешивании двух фотонов из разных событий с близкими значениями центральности и вершины столкновения [12]. После

этого некоррелированная часть фона нормируется на распределение сигнала в диапазоне, не содержащем π^0 -мезонного сигнала. Полученная величина некоррелированного фона вычитается из величины сигнала π^0 -мезона. Коррелированный фон параметризуется полиномом третьей степени. В результате вычитания величины коррелированного фона остается только полезный сигнал π^0 -мезона, который аппроксимируется функцией Гаусса. Значение выхода π^0 -мезонов определяется с помощью интегрирования полученного сигнала π^0 -мезона.

Для измерения эллиптического потока существует несколько методов. В данной работе использовались “метод вычитания” [13] и “метод аппроксимации инвариантной массы” [14].

Суть первого метода состоит в измерении эллиптического потока с помощью аппроксимации зависимости величины выходов π^0 -мезонов (dN) от азимутального угла относительно плоскости реакции ($\varphi - \Psi_{\text{ПР}}$). Распределения инвариантной массы пар фотонов строятся в шести диапазонах по азимутальному углу ($\varphi - \Psi_{\text{ПР}}$) в интервале от нуля до $\pi/2$ для каждой центральности и для каждого диапазона по поперечному импульсу. В каждом распределении измеряется выход π^0 -мезонов. Значение эллиптического потока извлекается из аппроксимации $dN/(\varphi - \Psi_{\text{ПР}})$ с помощью функции $dN/(\varphi - \Psi_{\text{ПР}}) = N(1 + 2v_2 \cos[2(\varphi - \Psi_{\text{ПР}})])$ [15], где N — нормировочная постоянная.

Во втором методе значения эллиптических потоков извлекаются из аппроксимации их функций от инвариантной массы ($\nu_2^{\text{пар}}$). Эллиптический поток сигнала состоит из ν_2 сигнала π^0 -мезонов ($\nu_2^{\text{сигнал}}$) и фона ($\nu_2^{\text{фон}}$). Для измерения $\nu_2^{\text{сигнал}}$ определяется доля пар фотонов сигнала ($N_{\text{сигнал}}$) от общего количества пар ($N_{\text{пар}}$) в каждом диапазоне по инвариантной массе ($M_{\text{инв}}$). Распределение эллиптического потока аппроксимируется следующей функцией:

$$\begin{aligned} \nu_2^{\text{пар}}(M_{\text{инв}}) &= \\ &= \nu_2^{\text{сигнал}} N_{\text{сигнал}} / N_{\text{пар}}(M_{\text{инв}}) + \\ &+ \nu_2^{\text{фон}} (1 - N_{\text{сигнал}} / N_{\text{пар}}(M_{\text{инв}})). \end{aligned} \quad (3)$$

Для определения значений $\nu_2^{\text{фон}}$ используется квадратичная параметризация. Таким образом, искомые значения $\nu_2^{\text{сигнал}}$ извлекаются из полученной аппроксимации эллиптического потока $\nu_2^{\text{пар}}(M_{\text{инв}})$.

Поскольку число регистрируемых частиц конечно, то разрешение по углу ограничено. Для устранения этого ограничения полученные значения эллиптического потока корректируются на величину разрешения плоскости события [6].

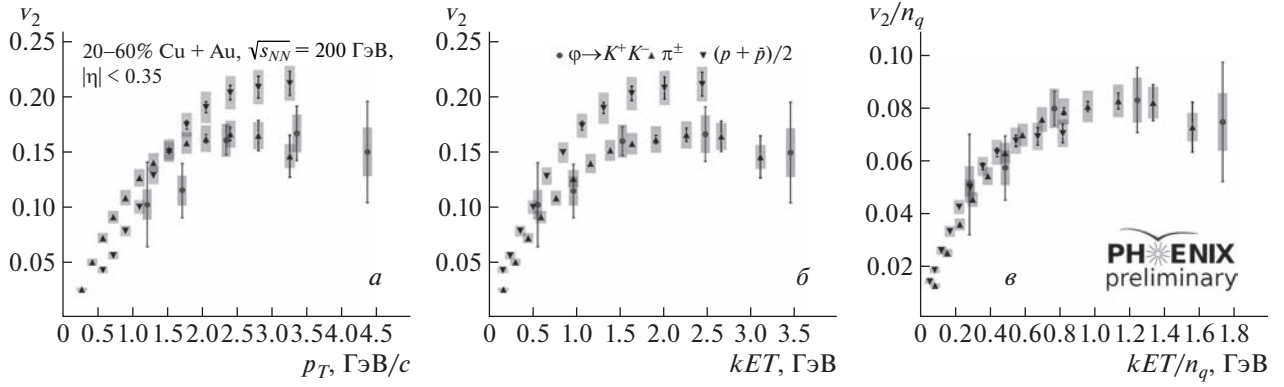


Рис. 1. Зависимости величин эллиптического потока для φ -, $\pi^\pm$ -мезонов и для $p/\bar{p}$ от поперечного импульса (а), кинетической энергии (б) и от кинетической энергии, нормированные на число кварков (в), в столкновениях Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для центральности 20–60%.

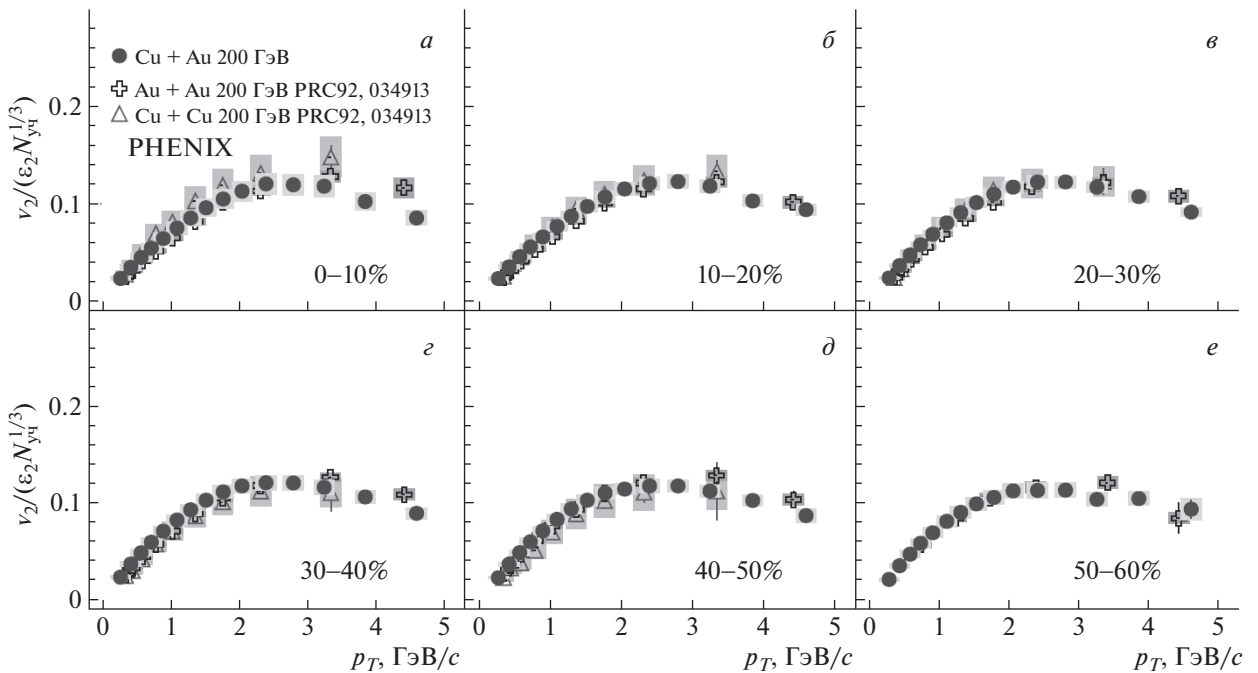


Рис. 2. Зависимости величин эллиптического потока для заряженных адронов от поперечного импульса в столкновениях Cu + Au, Au + Au и Cu + Cu при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для шести классов событий по центральности, масштабированные на n_q .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения эллиптического потока для φ -, $\pi^\pm$ -мезонов и для $p/\bar{p}$ как функции от p_T и от кинетической энергии (kE_T) в системе столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, а также эти же значения, но нормированные на число кварков (n_q), представлены на рис. 1 [16]. Для этих частиц в системе Cu + Au было обнаружено, что нормирование измеренных значений на количество кварков приводит к совпадению значений v_2/n_q с учетом неопределенностей. Этот факт указывает на

то, что значения v_2/n_q не зависят от числа кварков и, следовательно, азимутальная анизотропия может начинать образовываться уже на кварковом уровне.

На рис. 2 представлены значения эллиптического потока для заряженных адронов как функция от p_T в системах столкновений Cu + Cu, Cu + Au и Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, нормированные на эксцентриситет ядер-участников и кубический корень от числа ядер-участников ($\epsilon_2 N_{\text{уч}}^{1/3}$) в шести классах событий по центральности [17]. Было обнаружено, что значения $v_2/\epsilon_2 N_{\text{уч}}^{1/3}$ для заряженных

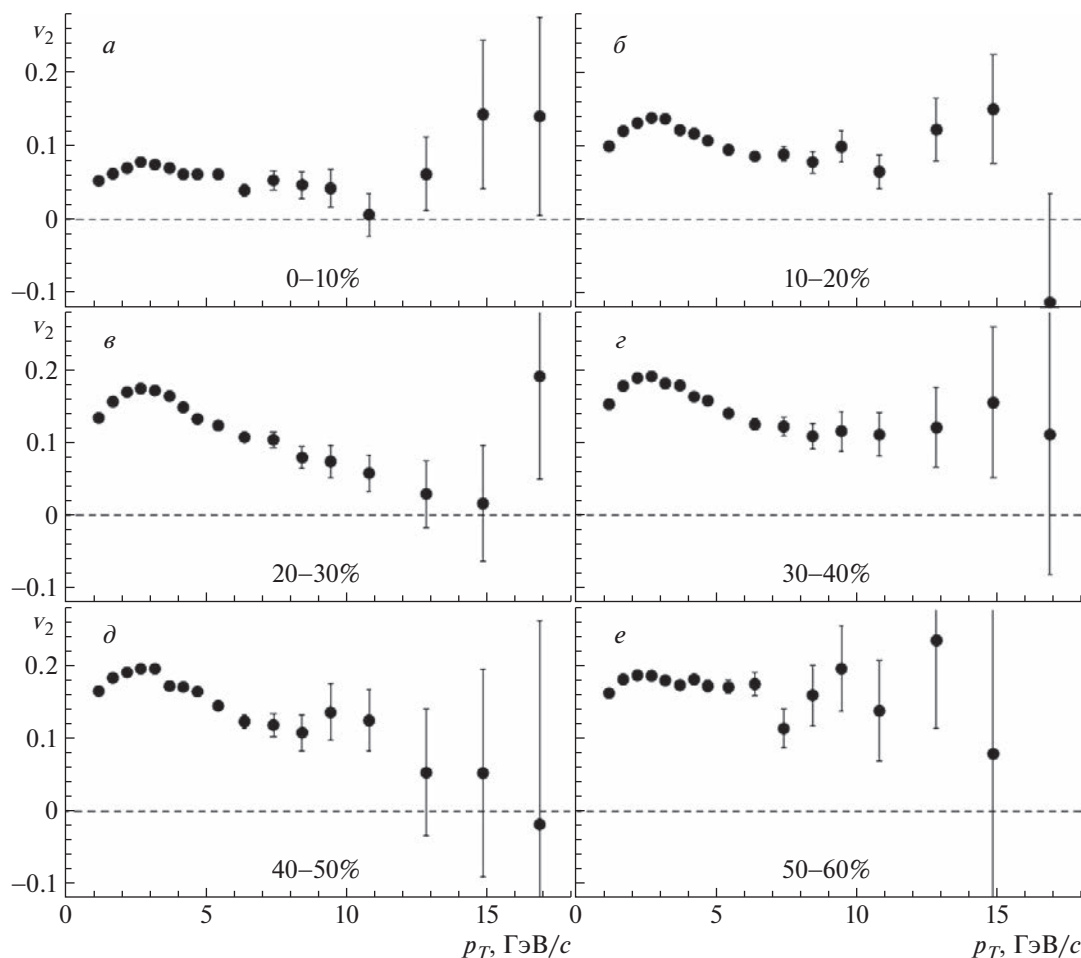


Рис. 3. Зависимости величин эллиптического потока для π^0 -мезонов от поперечного импульса в столкновениях Au + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для шести классов событий по центральности.

адронов в разных системах столкновений Cu + Cu, Cu + Au и Au + Au совпадают с учетом неопределенностей.

На рис. 3 приведены значения v_2 для π^0 -мезонов в столкновениях Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Из рисунка видно, что эллиптический поток для π^0 -мезонов хорошо измерим до высоких значений по поперечному импульсу ($p_T > 5$ ГэВ/с).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были описаны две методики измерения эллиптического потока для π^0 -мезонов в асимметричной системе столкновений Cu + Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Были представлены и проанализированы результаты по измерению эллиптического потока, полученные коллаборацией PHENIX. Было обнаружено, что значения эллиптического потока для π^0 -мезонов масштабируются на количество кварков, эксцентриситет ядер-участников и кубический корень числа ядер-участников.

Зависимость эллиптического потока от сорта частицы может быть учтена с помощью масштабирования v_2 на n_q , а зависимость от начальной геометрии системы столкновений — с помощью масштабирования v_2 на $\varepsilon_2 N_{\text{уч}}^{1/3}$.

Кроме того, значения v_2 для π^0 при высоких значениях $p_T > 5$ ГэВ/с не равны нулю, что находится в соответствии с моделями КГП, учитывающими эффект гашения струй [18].

Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы стратегического академического лидерства “Приоритет 2030” (Договор № 075-15-2021-1333 от 30.09.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Buesching *et al.*, Nucl. Part. Phys. **31**, 473 (2005).
2. R. Seto, Act. Phys. Pol. B **36**, 525 (2005).
3. M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **57**, 205 (2007).

4. PHENIX Collab. (K. Adcox, S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, A. Al-Jame, J. Alexander, R. Amirikas, K. Aoki, L. Aphecetche, Y. Arai, R. Armendariz, S. H. Aronson, R. Averbeck, T. C. Awes, *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
5. G. Policastro, D. T. Son, and A. O. Starinets, Phys. Rev. Lett. **87**, 081601 (2001).
6. A. Poskanzer and S. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).
7. A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Al-Bataineh, J. Alexander, A. Angerami, K. Aoki, N. Apadula, Y. Aramaki, E. T. Atomssa, R. Averbeck, T. C. Awes, B. Azmoun, V. Babintsev, *et al.*, Phys. Rev. C **88**, 064910 (2013).
8. R. Snellings, New J. Phys. **13**, 055008 (2011).
9. K. Adcox, S. S. Adler, M. Aizama, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Akikawa, J. Alexander, A. Al-Jamel, M. Allen, G. Alley, R. Amirikas, L. Aphecetche, Y. Arai, J. B. Archuleta, J. R. Archuleta, R. Armendariz, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **499**, 469 (2003).
10. L. Aphecetche, T. C. Awes, J. Banning, S. Bathe, A. Bazilevsky, S. Belikov, S. T. Belyaev, C. Blume, M. Bobrek, D. Bucher, V. Bumazhnov, H. Büsching, S. Chernichenkov, V. Cianciolo, M. Cutshaw, D. G. D'Enterria, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **499**, 521 (2003).
11. A. Adare *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **78**, 044902 (2008).
12. Drijard, Daniel, H. G. Fischer, and T. Nakada, Nucl. Instrum. Methods A **225**, 367 (1984).
13. S. Afanasiev *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **80**, 024909 (2009).
14. N. Borghini and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **70**, 064905 (2004).
15. J. Barrette, R. Bellwied, S. Bennett, P. Braun-Munzinger, W. C. Chang, W. E. Cleland, M. Clemen, J. Cole, T. M. Cormier, G. David, J. Dee, O. Dietzsch, M. Drigert, J. R. Hall, T. K. Hemmick, N. Herrmann, *et al.*, Phys. Rev. C **56**, 2336 (1997).
16. Iu. Mitrankov, E. V. Bannikov, A. Ya. Berdnikov, Ya. A. Berdnikov, and D. O. Kotov, J. Phys.: Conf. Ser. **2103**, 012133 (2021).
17. A. Adare *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **94**, 064901 (2016).
18. M. Oldenburg, in *Proceedings of the 14th Topical Conference on Hadron Collider Physics* (2002), p. 215.

ELLIPTIC FLOW FOR π^0 MESONS IN ASYMMETRIC Cu + Au COLLISION SYSTEM AT $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

**E. V. Bannikov¹⁾, A. Ya. Berdnikov¹⁾, Ya. A. Berdnikov¹⁾, D. O. Kotov¹⁾, Iu. M. Mitrankov¹⁾,
M. M. Mitrankova¹⁾, D. M. Larionova¹⁾**

¹⁾*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Saint-Petersburg, Russia*

The elliptic flow is one of the main observables that characterize the collective effects at the initial stage of the formation of quark–gluon plasma in collisions of ultrarelativistic nuclei. The π^0 meson yields are measurable up to high values of the transverse momentum, so the measurement of elliptic flow for π^0 mesons is an effective way to study the properties of quark–gluon plasma. The measurement of elliptic flows in asymmetric collision systems makes it possible to study the dependence of the elliptical flow on the initial geometry of the system. This work presents two methods to measure elliptic flow for π^0 mesons in asymmetric Cu + Au collision system at the energy $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV as a function of the transverse momentum.