Uzbek Journal of Physics

Vol.22(№1) 2020 PP.1-7

МЕЖГРУППОВЫЕ И ВНУТРИГРУППОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ КАК ВОЗМОЖНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ ВЫБРОСОВ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ЖИДКОСТИ В АЗИМУТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ 10.6–200 А ГЭВ С ЯДРАМИ ЭМУЛЬСИИ Ag И Br

У.У. Абдурахманов, К.Г. Гуламов, В.В. Луговой, В.Ш. Навотный

Физико-технический институт АН РУз, ул. Ч. Айтматова 2б, 100084, Ташкент, Узбекистан
lugovoi@uzsci.net
(Получена 11.09.2019)

10.6 ва 200 АГеВ энергияда олтин ва олтингугурт ядроларининг эмулсия ядролари билан тўқнашувида янги туғилган ва фрагмент зарраларининг азимутал бурчаклари ўлчалган. Бу зарралар учун гуруҳ ичидаги ба гуруҳлараро корреляциялар ўрганиб чиқилди. Энергия ва тўқнашув марказийлиги ортиши билан ўсаётган ва назарий жиҳатдан башорат қилинган кварк-глюон суюқликларнинг азимутал текисликдаги эмиссияларига зид бўлмаган ва статистик жиҳатдан таъминланган марказий тўқнашув соҳасидан чиққан жуда кўп зарраларнинг ҳаракати уларнинг битта узоқ ва кўндаланг текисликда бир яхлит каби ҳаракатланаётган манбадан келиб чиқиши белгиларига эга эканлиги асосланиб берилаяпти.

Оригинальным методом рассмотрены внутри- и межгрупповые корреляции квазибыстрот вторичных измеренных частиц в экспериментах по столкновению ядер золота и серы при 10.6 и 200 ГэВ на нуклон с ядрами эмульсии. Обосновывается, что статистически обеспеченное скоррелированное движение огромного числа частиц из центральной области столкновения, увеличивающееся с ростом энергии и ростом центральности столкновения, имеет признаки их происхождения из единого протяженного первоисточника, движущегося как целое в поперечной плоскости и не противоречащее теоретически предсказываемым выбросам кварк-глюонной жидкости в азимутальной плоскости.

In interactions of gold and sulfur nuclei at 10.6 and 200 GeV/nucleon, respectively, the azimuthal emission angles of particles of different types, both produced and fragments of primary nuclei were measured. Intragroup and intergroup azimuthal correlations for these types of particles were carefully studied. It is shown that statistically significant azimuthal correlations of large number of particles from the central collision region, increasing with the energy and centrality of a collision, can be related with their emission from a single extended primary source moving as a whole in the transverse plane which does not contradict the theoretically predicted splashes of quark-gluon fluid in the azimuthal plane.

После обнаружения на ускорителях ЦЕРН и Брукхэвена [1-5] (в центральных ядро-ядерных соударениях при сверхвысоких энергиях) короткоживущего состояния материи, излучающего фотоны с температурой, большей температурного эквивалента массы π-мезона, и существующего в объёме с радиусом, превышающим радиус сильного взаимодействия, стало ясно, что наблюдается новое состояние материи, в котором нуклоны сталкивающихся ядер плавятся, их кварки и глюоны освобождаются, сливаясь в макроскопическое образование со свойствами газа или жидкости, которая расширяется, испаряя сначала фотоны, а потом и адроны. К сожалению, для детального теоретического описания этого процесса существует пока непреодолимая трудность – нет точной теории

адронизации кварков, то есть теории превращения их во вторичные синглетные по цвету адроны [6]. Однако макроскопическая кварк-глюонная жидкость должна подчиняться законам гидродинамики, в частности, переходить из одного равновесного состояния в другое. Адронизация рассматривается как фазовый переход системы как целого [6]. И уже это указывает на то, что продукты адронизации должны нести в себе следы коллективного поведения состояния предыдущей фазы. Поэтому, не имея теории адронизации, теоретики пытаются угадать, какие коллективные свойства вторичных адронов могут быть проявлением коллективных свойств описанной выше фазы кварк-глюонной жидкости. Экспериментальному поиску таких коллективных свойств и посвящена данная работа, в которой используются оригинальные статистические методы.

В редких центральных столкновениях ядер достигается наибольшая плотность энергии, что приводит к наибольшей средней множественности рожденных частиц и наибольшей энергии их движения с ультрарелятивистскими скоростями. Такими частицами являются однозарядные *s*-частицы (определенные в экспериментах по столкновению релятивистских ядер с ядрами эмульсии). Более медленными частицами (*b*-, *g*-частицами) являются продукты распада, то есть фрагменты ядер мишени и снаряда [7]. Поэтому нам следует ожидать проявления эффектов коллективных свойств именно в событиях с наибольшей множественностью *s*-частиц.

В наших предыдущих исследованиях [8] с помощью оригинальных статистических методов мы, с вероятностью 95%, обнаружили проявление теоретически предсказанных Ландау [9] свойств *s*-частиц, имеющих в индивидуальных событиях закон распределения Гаусса для их квазибыстрот. Нами было обнаружено, что эффект присутствует только для центральных событий, имеющих самые большие множественности *s*-частиц.

В данной работе мы применим другие оригинальные статистические методы [10-12], которые чувствительны к появлению внутригрупповых (внутри групп *s*-, *b*-, *g*-частиц) и межгрупповых корреляций, которые нельзя объяснить с точки зрения простой кинематики, то есть это коррелированное движение огромного числа *s*-частиц может быть следствием происхождения *s*-частиц из одного источника – первичной кварк-глюонной жидкости макроскопических (относительно размеров ядра) масштабов.

Для изучения процессов, возникающих при столкновении ядер, удобно оперировать лоренц-инвариантными величинами. С другой стороны, картина, возникающая в азимутальной плоскости, инвариантна относительно продольных лоренцевых преобразований. Поэтому для изучения корреляций, возникающих в группе каких-либо частиц одного события, используют величины β_k, описанные в работе [10]:

$$\beta_k = \left[\left(\sum_{i=1}^{n} \cos\left(k\varphi_i\right) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{n} \sin\left(k\varphi_i\right) \right)^2 - n \right] / \sqrt{n\left(n-1\right)}, \quad k = 1,2\,. \tag{1}$$

Здесь n – число частиц в группе в одном событии, φ_i – азимутальный угол i-ой частицы. Математические свойства величин β_k таковы, что их значения не зависят от выбора начальной оси отсчета углов φ_i и ограничены интервалом

$$-\sqrt{n/\left(n-1\right)} \le \beta_k \le \sqrt{n\left(n-1\right)}\,. \tag{2}$$

Величина β_1 принимает максимальное значение $\sqrt{n(n-1)}$ только в случае, когда все частицы летят в одном азимутальном направлении ($\varphi_1 = \varphi_2 = ... = \varphi_n$), а величина β_2 – только в случае, когда импульсы вторичных частиц коллинеарны. При $n \geq 3$ $\beta_1 = \beta_2 = -\sqrt{n/(n-1)}$, если азимутальные углы между соседними следами одинаковы и равны $2\pi/n$, а также в случае, когда многочастичная группа представляет собой совокупность более двух подгрупп, состоящих каждая из более трёх частиц, причем в каждой подгруппе азимутальные углы φ у частиц расположены эквидистантно в интервале $(0, 2\pi)$. При этом взаимная ориентация этих подгрупп в азимутальной плоскости может быть различной.

При равномерном распределении каждого из углов $\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_n$ в интервале $(0, 2\pi)$ и взаимной независимости этих углов математическое ожидание и дисперсия величины β_k равны соответственно:

$$v(\beta_k) = 0, \quad \sigma^2(\beta_k) = 1. \tag{3}$$

С другой стороны, согласно центральной предельной теореме теории вероятностей, величина

$$\langle \beta_k \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \beta_{ki} , \tag{4}$$

усредненная по N событиям, имеет при указанных условиях нормальное распределение с математическим ожиданием, равным нулю, и стандартным отклонением

$$\sigma\left[\langle \beta_k \rangle\right] = 1/\sqrt{N} . \tag{5}$$

Таким образом, при отсутствии азимутальных корреляций величина $\langle \beta_k \rangle$ с вероятностью большей 95% должна лежать в интервале

$$\frac{-2}{\sqrt{N}} < \langle \beta_k \rangle < \frac{2}{\sqrt{N}} \quad \text{или} \quad -2 < \langle \beta_k \rangle \sqrt{N} < 2 . \tag{6}$$

Поэтому, если значение $\left|\langle \beta_k \rangle\right| \sqrt{N}$ окажется более двух, то можно сделать вывод о нарушении равенств (3) и о возможной азимутальной корреляции частиц.

Согласно обычно принятой в эмульсионных экспериментах терминологии [13], в зависимости от ионизации все треки заряженных частиц, испущенных при взаимодействии, подразделяются на следующие категории: черные (*b*-треки), серые (*g*-треки), релятивистские (*s*-треки), а также фрагменты снаряда с $z \geq 2$. Для всех перечисленных категорий частиц были измерены пространственные θ и азимутальные φ углы испускания, а также определены заряды многозарядных ($z \geq 2$) фрагментов снаряда. Далее в нашей работе в каждом событии совокупность вторичных заряженных частиц подразделялась на три группы: фрагменты мишени (группа *h*), фрагменты снаряда (группа *f*) и ливневые частицы (группа *s*). К группе *h* относились фрагменты мишени, оставляющие в эмульсии серые и черные следы. К группе *f* относились фрагменты снаряда с зарядом $z \geq 2$ и однозарядные фрагменты снаряда, представляющие собой *s*-частицы с углами испускания $\theta < 1^\circ$. Все остальные релятивистские однозарядные частицы с углами испускания $\theta \geq 1^\circ$ составляли группу *s*.

Мы используем экспериментальные данные, полученные коллаборацией EMU-01 [7, 13]. Для исследования были отобраны 339 событий неупругого взаимодействия ядер золота с кинетической энергией 10.6 *A* ГэВ и средней множественностью вторичных заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle = 148.0$ и 314 событий неупругого взаимодействия ядер серы с кинетической энергией 200 *A* ГэВ и средней множественностью вторичных заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle = 187.5$ с тяжелыми (Ag, Br) ядрами фотоэмульсии. Эти события удовлетворяли следующим критериям отбора: 1) число фрагментов мишени $n_g + n_b \geq 8$; 2) число *s*-частиц $n_s \geq 3$.

Результаты вычислений, приведенные в таблице, показывают, что внутри группы *s*-частиц наблюдаются как эффект квазиколлинеарности векторов поперечных импульсов частиц, так и асимметрия поперечного движения частиц *s*-группы. Иными словами, обнаружено скоррелированное движение частиц внутри *s*-группы как при высоких (200 *A* ГэВ), так и при низких (10.6 *A* ГэВ) энергиях. С другой стороны, ранее [8] нами было показано, что теоретическое предсказание [9], связанное с возможным образованием кварк-глюонной жидкости, реализуется (с вероятностью 95%) только при самых больших множественностях. Поэтому для проверки этого эффекта в рамках используемого метода рассмотрим межгрупповые корреляции сначала во всех исследуемых звездах (с числом частиц в *s*-группе $n_s \geq 3$), а потом только в звездах с большой множественностью частиц в *s*-группе ($n_s \geq 200$ для 10.6 А ГэВ и $n_s \geq 300$ для 200 А ГэВ).

Таблица. Внутригрупповые корреляции.

Тип снаряда	Энергия, ГэВ на нуклон	Группа	$\langle \beta_1 \rangle$	$\langle \beta_1 \rangle \sqrt{N}$	$\langle \beta_2 \rangle$	$\langle \beta_2 \rangle \sqrt{N}$
^{199}Au	10.6	*s*	0.326±0.087	6.0	0.380±0.082	7.0
^{32}Su	200	*s*	0.273±0.119	4.8	0.803±0.129	14.0

Изучение межгрупповых азимутальных корреляций сводится к исследованию корреляций между характеристиками групп, которые определяют всю совокупность частиц каждой группы в азимутальной плоскости. Одной из таких характеристик является вектор, определяющий направление преимущественного испускания частиц в азимутальной плоскости, называемый вектором асимметрии. Вектор асимметрии совпадает с суммой единичных векторов, направленных по поперечным импульсам *n* частиц группы. В азимутальной плоскости угол φ между вектором асимметрии и осью *y*, направленной параллельно плоскости эмульсии, вычисляется по формулам [11]:

$$\begin{gathered} \tan\varphi' = \sum_{i=1}^{n} \sin\varphi_i \Big/ \sum_{i=1}^{n} \cos\varphi_i \\ \cos\varphi' \sum_{i=1}^{n} \cos\varphi_i + \sin\varphi' \sum_{i=1}^{n} \sin\varphi_i > 0, \\ 0 \leq \varphi' < 2\pi. \end{gathered} \tag{7}$$

Для изучения межгрупповых азимутальных корреляций используем показатели межгрупповых корреляций β_1', которые вычисляются по формуле, аналогичной (1), при замене азимутальных углов частиц φ_i азимутальными углами векторов асимметрии групп φ_1' и замене числа исследуемых частиц на число исследуемых групп.

На рис. 1 и 2 показаны зависимости величин $\left\langle \left(\beta_1'\right)_s \right\rangle \sqrt{N}$, статистической обеспеченности эффекта асимметрии векторов поперечных импульсов ливневых частиц, от величины $\left\langle \left(\beta_1'\right)_{hf} \right\rangle \sqrt{N}$, статистической обеспеченности эффекта корреляций между группами фрагментов мишени и фрагментов снаряда.

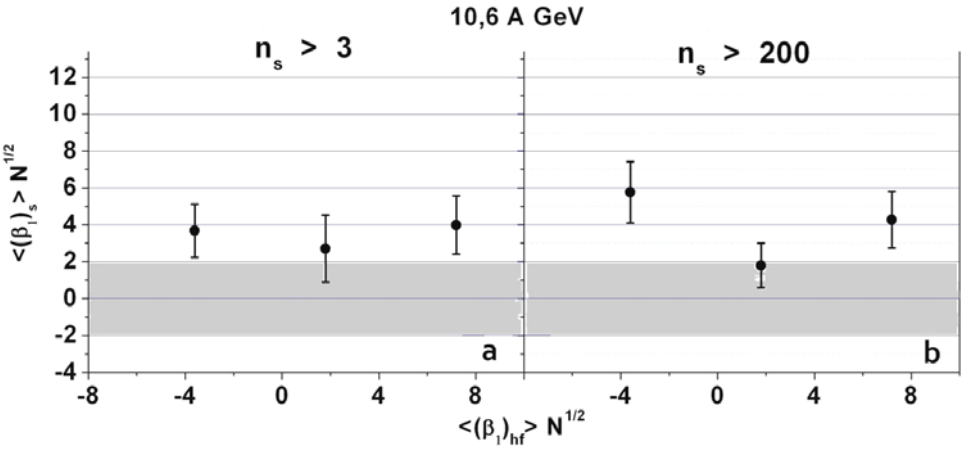


Рис. 1. Зависимости величин $\left\langle \left(\beta_1'\right)_s \right\rangle \sqrt{N}$, статистической обеспеченности эффекта асимметрии векторов поперечных импульсов ливневых частиц, от величины $\left\langle \left(\beta_1'\right)_{hf} \right\rangle \sqrt{N}$, статистической обеспеченности эффекта корреляций между группами фрагментов мишени и фрагментов снаряда, в событиях с числом *s*-частиц больше 3 (*a*) и больше 200 (*b*), где налетающее ядро золота имеет энергию 10.6 ГэВ на нуклон.

Рис. 1 показывает, что при энергии 10.6 А ГэВ ситуация не вполне ясная – небольшие межгрупповые корреляции присутствуют и в событиях с любым числом *s*-частиц ($n_s \geq 3$), и в событиях с большим числом *s*-частиц $\left(n_s \geq 200\right)$, а изменение n_s мало меняет результат. Следует заметить, что корреляции при малых множественностях могут строиться простым законом сохранения поперечного импульса и большим прицельным параметром (с точки зрения модели Глаубера [14]), то есть за возникновение корреляций в событиях с малым числом n_s при энергии 10.6 А ГэВ, скорее всего, во многом ответственна простая кинематика.

Другая, более определенная ситуация возникает при высоких энергиях 200 А ГэВ. Из рис. 2 видно, что при этих энергиях столкновения корреляции кратно усиливаются с ростом средней множественности *s*-частиц в отобранных событиях. Иными словами, с ростом центральности соударения (когда прицельный параметр стремится к нулю [14]), то есть для средней множественности *s*-частиц $n_s \geq 300$

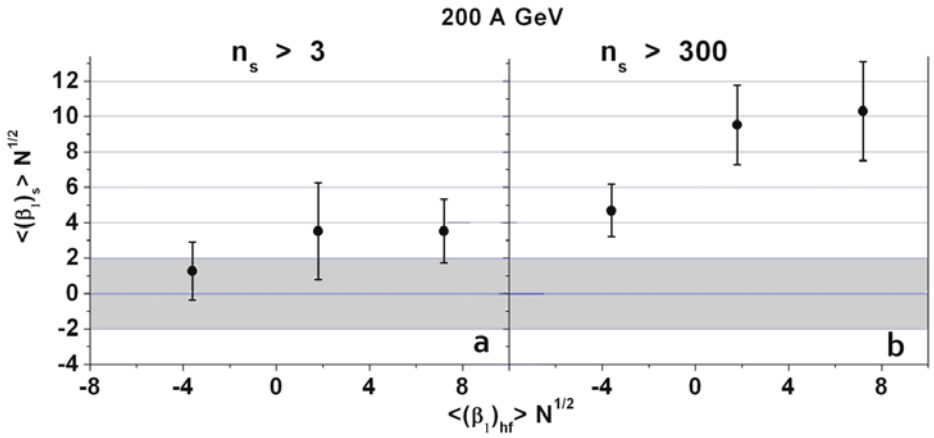


Рис. 2. То же самое, что на рис. 1, но в событиях с числом *s*-частиц больше 3 (*a*) и больше 300 (*b*), где налетающее на эмульсию ядро серы имеет энергию 200 ГэВ на нуклон.

межгрупповая корреляция усиливается. Это трудно объяснить простым законом сохранения импульса для такого огромного числа *s*-частиц в группе, но понятно, если все эти *s*-частицы рождены от одного первичного источника – капли кварк-глюонной жидкости, которая как единое целое (см. [6]) движется с каким-то ненулевым поперечным импульсом. Такая картина не противоречит нашему описанному выше результату, ранее полученному исследованием другим методом [8].

Таким образом, можем заключить, что полученные коллективные эффекты не противоречат эффектам скоррелированного движения (выбросам кварк-глюонной жидкости в поперечной плоскости), которые предсказывает теоретический расчет [6] по гидродинамической теории образования кварк-глюонной жидкости в центральных соударениях ядер при высокой энергии.

Авторы благодарны членам коллаборации EMU-01 за сотрудничество и предоставление данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. U.W. Heinz, M. Jacob. Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Program. Theoretical Physics Division (Geneva, Switzerland, 2000).
2. I. Arsene, I.C. Bearden, et al., Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005).
3. B.B. Back, M.D. Baker, et al., Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005).
4. I. Adams, M.M. Aggarval, et al., Nucl. Phys. A **757**,102 (2005).
5. K. Adcox, S.S. Adler, et al., Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
6. И.М. Дремин, А.Б. Кайдалов, УФН **176**, 1 (2006).
7. EMU-01 collaboration. Phys. Lett. B **201**, 397 (1988); Phys. Lett. B **227**, 285 (1989); Nucl. Phys. A **590**, 597 (1995).
8. U.U. Abdurakhmanov, K.G. Gulamov, V.V. Lugovoi, V.S. Navotny, Chinese Journal of Physics-Taipei **56**, 12 (2018); Advances in High Energy Physics **10**, 1 (2018).
9. L.D. Landau, Izv. Akad. Nauk SSSR **17**, 51 (1953); S.Z. Belen'kii, L.D. Landau, Usp. Fiz. Nauk **56**, 309 (1955).
10. Ш. Абдужамилов и др., ЖЭТФ **45**, 407 (1963).

11. У.У. Абдурахманов, К.Г. Гуламов, С.И. Жохова, В.В. Луговой, В.Ш. Навотный, В.М. Чудаков, ЯФ **72**, 1533 (2009).
12. У.У. Абдурахманов, К.Г. Гуламов, С.И. Жохова, В.Ш. Навотный, ЯФ **73**, 126 (2010).
13. M.I. Adamovich et al., (EMU-01Collab.) Eur. Phys. J. A **2**, 61 (1998).
14. L. Michael Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, Peter Steinberg, arXiv:nucl-ex/0701025v1 17 Jan 2007.