

## ПРЕДСТАВЛЕНИЕ

Представляется работа

### **“Экспериментальное исследование на установке ALICE фемтоскопических корреляций пар заряженных каонов, образующихся в pp, p-Pb и Pb-Pb взаимодействиях при энергиях LHC”**

Раздел: Научно-исследовательские экспериментальные работы.

#### **Коллектив соавторов:**

1. Батюня Б.В.
2. Малинина Л.В.
3. Михайлов К.Р.
4. Рогочая Е.П.
5. Романенко Г.Э.

**Представленный цикл работ основан на экспериментальных результатах, полученных в период 2010-2020 гг. и опубликованных в следующих восьми журнальных статьях:**

1. V. Abelev et al. (ALICE Collaboration), “Charged kaon femtoscopic correlations in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, Phys. Rev. D **87**, 052016 (2013).
2. J. Adam et al. (ALICE Collaboration), “One-dimensional pion, kaon, and proton femtoscopy in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, Phys. Rev. C **92**, 054908 (2015).
3. L. Malinina (for ALICE Collaboration), “Femtoscopy of identified particles in Pb-Pb collisions with ALICE at the LHC”, Nucl. Phys. A **00** (2015) 1-4.
4. K. Mikhaylov, “Bose-Einstein correlations of charged and neutral kaons in pp and Pb-Pb collisions at the LHC with the ALICE experiment”, Journal of Physics: Conference Series **668** (2016) 012071.
5. S. Acharya et al. (ALICE Collaboration), “Kaon femtoscopy in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, Phys. Rev. C **96**, 064613 (2017)
6. S. Acharya et al. (ALICE Collaboration), “One-dimensional charged kaon femtoscopy in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV”, Phys.Rev. C **100**, 024002 (2019)
7. K. Mikhaylov, “Non-identical charged kaon femtoscopy in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV by ALICE”, Journal of Physics: Conference Series. **1690**, 012099 (2020).

8. B. Batyunya, L. Malinina, K. Mikhaylov, E. Rogochaya, G. Romanenko, K. Werner, “Identical pion and kaon femtoscopy in EPOS 3 with and without the hadronic afterburner UrQMD”, Journal of Physics.: Conference. Series. **1690**, 012102 (2020).

В перечисленных общих публикациях Сотрудничества ALICE (ALICE Collaboration) «Коллектив основных авторов» (Paper Committee) состоял либо полностью из физиков ОИЯИ, либо включал также физиков других институтов в работах [2, 5], где делался совместный анализ.

Представленные результаты докладывались более чем на двадцати конференциях, основные из которых:

- L. Malinina, "Charged KK femtoscopy correlations from 7 TeV pp collisions", poster. International Conference of Quark Matter 2011 (Annecy, France), 23.05-28.05.
- E. Rogochaya, "Kaon femtoscopy correlations in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV from the ALICE experiment at LHC", XXI International Baldin Seminar on High Energy Physics Problem, September 10-15, 2012.
- K. Mikhaylov, "Charged kaon femtoscopy in interactions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", XIII GDRE Workshop on Relativistic Heavy Ion Physics, Nantes 2012.
- L. Malinina, “Kaon femtoscopy of Pb-Pb and pp collisions at the LHC with the ALICE”, International Conference on New Frontiers in Physics, Crete, 2013.
- L. Malinina, “Correlation femtoscopy with ALICE”, International Conference-Section of Nuclear Physics of the Physical Sciences Division of the Russian Academy of Sciences, Moscow, November 2014.
- L. Malinina, “Femtoscopy of identified particles in Pb-Pb collisions with ALICE at the LHC”, XXV International Conference of Quark Matter (QM-2015), Kobe, Japan.
- K. Mikhailov (JINR), “Bose-Einstein correlations of charged and neutral kaons in pp and Pb-Pb collisions at LHC with ALICE experiment “, The 15h International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM-2015), Dubna.
- K. Mikhaylov, “Identical and non-identical kaon correlations in pp and Pb-Pb at LHC”, GDRE Workshop, Subatech, Nantes, July 2016.
- E. Rogochaya (JINR), “Charged kaon femtoscopy correlations in p-Pb collisions at 5.02 TeV with ALICE at the LHC”, XII WPCF, June 2017, Amsterdam.
- K. Mikhaylov, “Non-identical kaon femtoscopy with ALICE experiment”, XX GDRE Workshop, Subatech, Nantes, July 2018.
- K. Mikhaylov, “ $K^+K^-$  correlations in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV by ALICE at the LHC” XIV WPCF, Dubna, Russia, 2019.
- L. Malinina (JINR, SINP MSU, on behalf of the ALICE Collaboration), “Femtosopic correlations of identical charged particles in pp collisions at LHC energies with event-shape selection”, 5<sup>th</sup> International Conference on Particle physics and Astrophysics (ICPPA-2020),

October 7, 2020, MEPHI, Moscow.

Кроме того, результаты были включены в различные доклады на семинарах ОИЯИ:

- Б.В. Батюня, «Результаты эксперимента ALICE на ускорителе LHC, CERN», Семинар ВБЛФВЭ, 31.10.2012; Семинар БЛТФ, 19.02.2014; Семинар ОИЯИ, 07.06.2017; Семинар ВБЛФВЭ, 08.02.2019.
- Л.В. Малинина, «Фемтоскопические исследования в столкновениях тяжёлых ионов и протонов с протонами при высоких энергиях», Семинар БЛТФ, 2014.

## **Введение.**

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) является многоцелевым экспериментом для исследования взаимодействий главным образом релятивистских тяжёлых ионов, который был создан для изучения физики сильно взаимодействующей материи, кварк-глюонной плазмы (КГП), в ядро-ядерных столкновениях на ускорителе LHC в CERN. Кроме основного направления, осуществляется обширная программа исследования протон-протонных и протон-ядерных столкновений прежде всего для сравнения с результатами столкновения тяжёлых ионов.

Ещё в начале 80-х годов прошлого столетия было высказано предположение [9], что экстремально высокие плотности энергии, достигаемые в столкновениях тяжёлых ядер (A-A), могут приводить к образованию КГП – состоянию материи, в котором кварки, будучи связанными в обычном веществе в более сложные частицы, освобождаются и двигаются свободно по всему объёму (quark deconfinement). Спустя двадцать лет, в 2000-м году на специальном семинаре в CERN по результатам совокупности данных, полученных в нескольких экспериментах на ускорителе SPS, были представлены весьма убедительные свидетельства существования такого состояния материи. При этом предполагалось [10], что при достигнутых энергиях наблюдаются локальные образования КГП в состоянии смешанной кварк-адронной фазы. Достижение же полного состояния КГП может произойти при более плотной энергии столкновений с увеличением энергии ускорителей, что должно привести к усилению сигналов, указывающих на образование КГП.

В рамках гидродинамических моделей возникающая в результате A-A столкновения сжатая сильно взаимодействующая система подвергается продольному и поперечному расширению, определяющему размеры источника излучения наблюдаемых частиц. Экспериментально пространственные и временные размеры таких источников могут быть измерены через корреляции Бозе-Эйнштейна для пар тождественных частиц [11, 12] или через корреляции пар нетождественных частиц за счёт взаимодействий в конечном состоянии [13]. В настоящее время эти корреляции принято называть фемтоскопическими (НВТ корреляции в ранних работах). Группа ОИЯИ приняла широкое участие в этих исследованиях, главным образом пар заряженных каонов, образующихся в pp, p-Pb и Pb-Pb столкновениях. Подобный выбор был обусловлен прежде всего традиционным интересом физиков ОИЯИ к этому направлению, началом которого послужили «пионерские» работы 70-х годов прошлого столетия теоретиков ОИЯИ Г.И. Копылова и М.И. Подгорецкого [12]. В дальнейшем теоретическом развитии приняли широкое участие физики ОИЯИ В.Л. Любошиц и Р. Ледницки [13], последний из которых в настоящее время является одним из самых известных специалистов в мире в этой области. Вторая причина выбора каонного анализа связана с относительно небольшим количеством таких результатов по сравнению с многочисленными данными по исследованию пар пионов при различных энергиях. Например, результаты изучения пар заряженных каонов в pp и p-A столкновениях при более низких энергиях вообще отсутствовали вследствие скорее всего недостаточной статистики каонов с хорошей идентификацией. Наконец ещё одним

преимуществом исследования каонных пар по сравнению с пионными является более слабое влияние распадов резонансов, которые в данном случае относятся к фоновым процессам.

## 1. Исследование фемтоскопических корреляций заряженных каонов в $pp$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 7$ TeV [1].

В этом исследовании было проанализировано примерно 300 млн. событий, полученных при столкновении протонов на LHC в 2010 году. Достаточно подробно описание детекторов и методика отбора событий, отбора и реконструкции треков частиц и идентификации частиц описана в работе [1]. Здесь кратко отметим, что отбор событий по триггеру был минимальным (minimum-bias) с проверкой только принадлежности к  $pp$  столкновению. Реконструкция треков делалась с использованием внутренней трековой системы кремниевых детекторов и времени-проекционной камеры (ВПК), и далее параметры треков находились методом Кальман-фильтра. Необходимая эффективность идентификации каонов была получена с помощью измерения для частиц разного типа энергетических потерь в ВПК и времени пролета во времени-пролётном детекторе (ВПД). Чистота выделения каонов (отношение правильно идентифицированных ко всем) определялась методом Монте-Карло моделирования с использованием детальной симуляции детекторов и генераторов исследуемого типа взаимодействий. Анализ экспериментальных и моделированных данных производился в рамках принятого в ALICE пакета программного обеспечения ALIROOT. На Рис. 1 показана зависимость чистоты (purity) выделения каонов и доли примеси (contamination) от пионов и электронов от поперечного импульса каонов в ВПК (при  $p_T < 0.6$  GeV/c) и в ВПД (при  $p_T > 0.6$  GeV/c). Видно, что наибольшая примесь появляется от электронов в интервале  $p_T$  (0,35-0,6) GeV/c. Такого же порядка оценивалась примесь при выделении пар каонов. Нужно отметить, что указанная примесь уменьшает только силу корреляции и не влияет на форму корреляционной функции. Корреляционная функция определялась через отношение  $CF(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = A(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)/B(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ , где  $A(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$  - двухчастичное распределение в данном событии и  $B(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$  - опорное распределение, построенное смешиванием частиц из разных событий,  $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$  - векторы импульсов двух частиц. Корреляционная функция обычно представляется в зависимости от инвариантной величины  $q_{inv} = (|\mathbf{q}|^2 - q_0^2)^{1/2}$ ,  $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$ ,  $q_0 = E_1 - E_2$ .

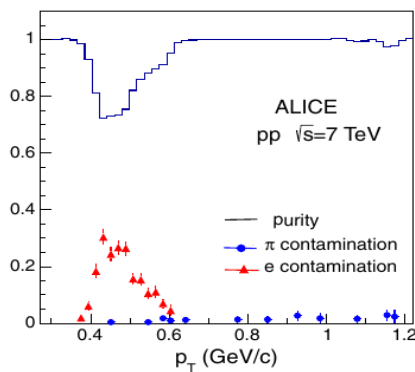


Рис. 1: Чистота (purity) и примесь (contamination) при выделении заряженных каонов в Монте-Карло моделировании.

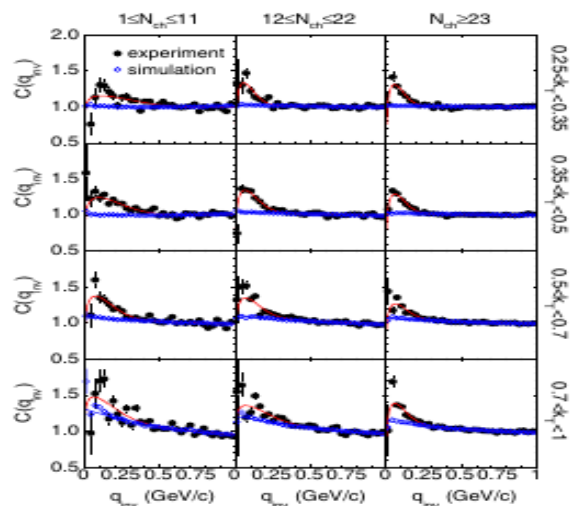


Рис. 2: Корреляционные функции пар заряженных каонов в  $pp$  столкновениях.

Эти функции показаны чёрными кружками на Рис. 2 для событий разных множественностей

$N_{ch}$  заряженных частиц и разных интервалов половины поперечного импульса пары  $k_T = |\mathbf{p}_{T,1} + \mathbf{p}_{T,2}|/2$ . Синими кружками показаны функции, полученные с использованием Монте-Карло генератора PYTHIA-PERUGIA-2011. Приведённые функции нормированы на единицу при  $q_{inv} > 0,5$  GeV/c вне области пика корреляционного эффекта. Результаты получены для суммы пар положительных и отрицательных каонов, корреляционные функции для которых совпадают в пределах ошибок. Видно, что при  $q_{inv} > 0,5$  GeV/c экспериментальные данные хорошо описываются моделью, в которой фемтоскопический эффект отсутствует, но наблюдается рост корреляционной функции с увеличением  $k_T$  при малых  $q_{inv}$ , который предположительно обусловлен влиянием мини-джетов. Корреляционная функция фитировалась одномерной функцией Гаусса [14]:

$$CF(q_{inv}) = \{1 - \lambda + \lambda K(q_{inv})[1 + \exp(-R^2 q_{inv}^2)]\} \cdot D(q_{inv}), \quad (1)$$

где параметры  $\lambda$  и  $R_{inv}$  отображают соответственно силу корреляции и радиус источника излучения каонов,  $K(q_{inv})$  – кулоновская функция. Функция  $D(q_{inv})$  описывает так называемую базовую линию (baseline), которая учитывает все нефемтоскопические корреляции, в том числе упомянутые выше мини-джеты и долгодействующие корреляции, обусловленные законом сохранения энергии-импульса. Результаты фитирования формулой (1) показаны на Рис. 2 красными кривыми. При этом базовая (синяя) линия была получена фитированием модельных данных полиномом второй степени.

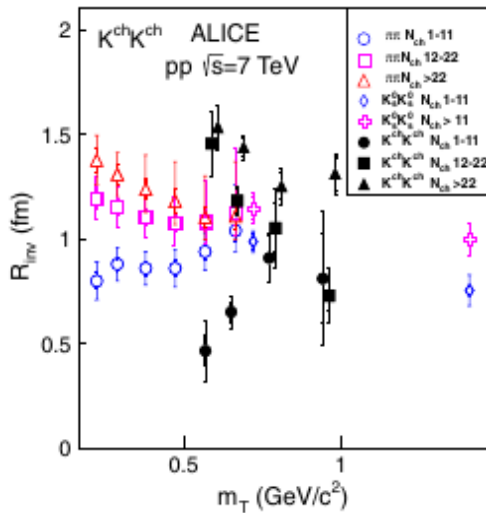


Рис. 3: Радиусы источников излучения частиц в зависимости от  $m_T$  для разных множественностей событий.

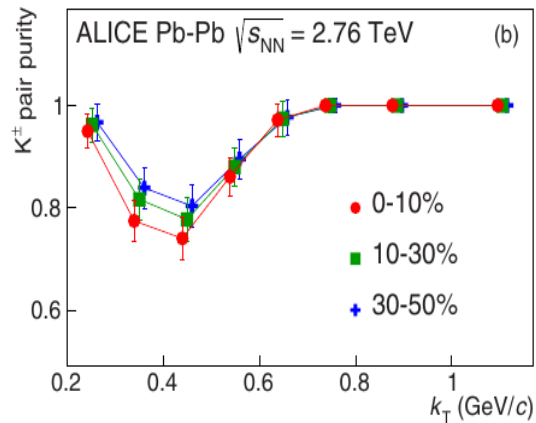


Рис. 4: Чистота идентификации пар заряженных каонов в зависимости от  $k_T$  в Pb-Pb событиях различных центральностей.

На Рис. 3 приведены зависимости  $R_{inv}$  от поперечной массы пары  $m_T = (k_T^2 + m_K^2)^{1/2}$  с учётом статистических и систематических ошибок, обсуждение которых здесь и для следующих рисунков делается в оригинальных статьях. Как отмечалось выше, такие данные для заряженных каонов были получены в pp столкновениях впервые, поэтому сравнение делалось с результатами, полученными в ALICE при таких же энергиях для пар заряженных пионов [15] и нейтральных каонов ( $K_s^0 K_s^0$ ) [16], показанных также на Рис. 3. Из этого рисунка видно, что  $R_{inv}$  растут с ростом  $N_{ch}$  для пар всех типов. С ростом  $m_T$  и при  $N_{ch} > 11$  наблюдается регулярное падение  $R_{inv}$ , но при меньших  $N_{ch}$  вместо падения для заряженных мезонов виден рост радиусов, который количественно сильнее для каонных пар. Здесь интересно отметить, что падение  $R_{inv}$

в А-А столкновениях объясняется проявлением сильного коллективного гидродинамического расширения в образующейся материи [17]. Подобное падение  $R_{inv}$  в pp столкновениях также связывают с возможным влиянием гидродинамической фазы, вклад которой очень мал при малых величинах  $N_{ch}$  [18]. Нужно отметить, что возможное проявление коллективных эффектов при образовании малых систем в pp и p-Pb столкновениях с ростом множественности заряженных частиц обсуждается также на основании таких наблюдений, как “ridge” эффект (CMS, LHC) [19] и увеличение выхода странных частиц с ростом множественности событий (ALICE) [20]. Из Рис. 3 также видно, что  $R_{inv}$  больше для каонов чем для пионов при одинаковых  $m_T$  и  $N_{ch} > 11$ . Согласно модели [21] такое превышение может быть обусловлено меньшим влиянием потоков резонансов для каонов, чем для пионов.

Как указывалось, параметр  $\lambda$  в формуле (1) отражает силу корреляции. Величина  $\lambda$  равна единице в идеальном случае и всегда меньше в реальном анализе. К возможным причинам можно отнести: частичную когерентность источников излучения частиц [22], вклад частиц от распадов долгоживущих резонансов, отклонение от гауссовской параметризации корреляционной функции, частично ошибочную идентификацию частиц. В данном анализе значение  $\lambda$  варьировалось в интервале (0,3-0,5).

## 2. Исследование фемтоскопических корреляций заряженных каонов в Pb-Pb взаимодействиях.

В конце 80-х, в 90-е годы прошлого века были сделаны предсказания в рамках гидродинамических моделей [23, 24] о значительном увеличении пространственно-временных размеров образующегося файрбола (источника излучения частиц) в А-А столкновениях из-за влияния КГП при энергиях на ускорителях RHIC и LHC. Однако это предсказание не оправдалось, что получило название «НВТ puzzle» [25]. Решение проблемы было получено при дальнейшем развитии моделей [26-28] с учётом таких факторов, как поперечные потоки частиц на первоначальной стадии взаимодействий, переход от КГП к адронной фазе через механизм «crossover», фаза адронного каскада. Рождение каонов было также интересно сравнением радиусов их источников излучения с источниками других частиц, в том числе проверкой предсказанной в [29, 30] универсальной зависимости радиусов для различных частиц от величины  $m_T$  (так называемого  $m_T$ -скейлинга).

### 2.1. Одномерный анализ фемтоскопических корреляций пар заряженных каонов в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [2, 4].

Указанный в заголовке анализ проводился совместно с другими группами для сравнения фемтоскопических параметров заряженных каонов с параметрами других частиц. Методика отбора событий и частиц была аналогичной той, которая описана в Разделе 1. Отличным был только метод идентификации каонов в ВПК, который заключался в фитировании экспериментальных распределений энергетических потерь частиц тройной функцией Гаусса в различных интервалах импульса для отделения каонных сигналов от сигналов электронов и пионов. Чистота идентификации каонных пар в зависимости от  $k_T$  приведена на Рис. 4 и была определена с использованием чистот одиночных каонов, показанных на рисунке 1 в работе [4]. Такой метод позволил определить точнее чистоту выделения каонов и примесь, которая, как и в случае pp столкновений, определялась большей частью вкладом электронов. Корреляционные функции были скорректированы с учётом импульсного разрешения частиц методом, описанным в [2]. На Рис. 5 приведён пример корреляционной функции с ошибками, которые обусловлены большей частью систематическими неопределённостями. Кривая – результат фитирования формулой (1), в которой функция  $D(q_{inv})$  равнялась единице. На Рис. 6 показаны радиусы источников для пар разных частиц в зависимости от  $\langle m_T \rangle$  для событий разных центральностей. Видно, что радиусы увеличиваются для более центральных событий, что

ождается из простой геометрической картины столкновений частиц. Очевиден эффект уменьшения радиусов с ростом  $\langle m_T \rangle$ , который обсуждался в Разделе 1. Наблюдается также упомянутый выше  $m_T$ -скейлинг для пар каонов и протонов/антипротонов в пределах ошибок.

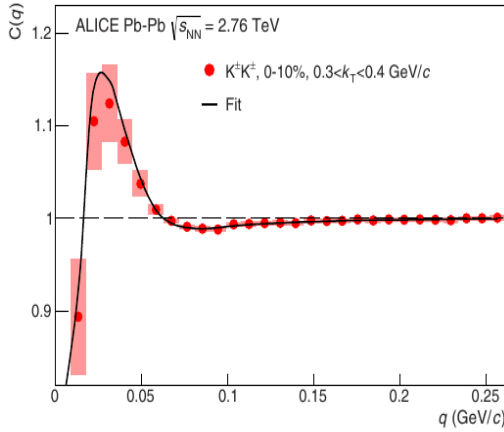


Рис. 5: Корреляционная функция пар заряженных каонов. Кривая – результат фитирования формулой (1).

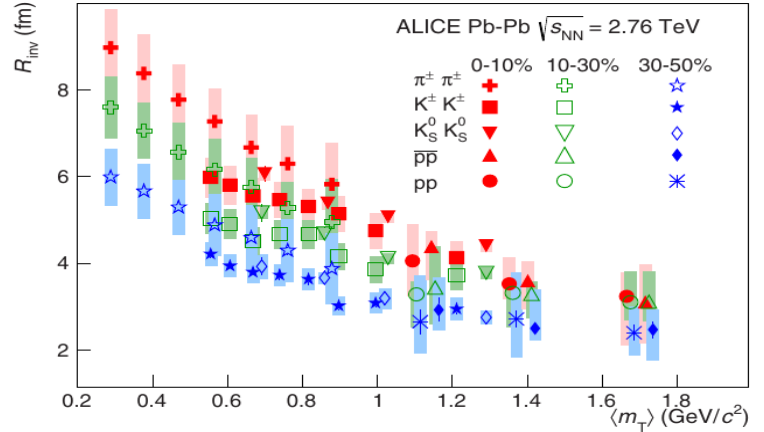


Рис. 6: Радиусы источников излучения частиц в зависимости от  $\langle m_T \rangle$  для событий разных центральностей.

Нарушение  $m_T$ -скейлинга для пар пионов может быть объяснено [30] увеличением Лоренц-фактора с уменьшением массы частиц при переходе из системы LCMS (Longitudinally Co-Moving System), для которой сделано предсказание, в систему покоя пары PRF (Pair Rest Frame), в которой делается анализ.

## 2.2. Трёхмерный анализ фемтоскопических корреляций пар заряженных каонов в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [3, 5].

Трёхмерный анализ фемтоскопических корреляций позволяет более детально изучать три компоненты радиуса источника испускания частиц, т. е. фактически пространственную форму источника. В этом анализе главное внимание уделялось проверке механизмов образования частиц, рассматриваемых в различных моделях с точки зрения выполнения или нарушения  $m_T$ -скейлинга, который обсуждался в Подразделе 2.1. Экспериментальная методика в данном анализе была такой же, как и в одномерном анализе, рассмотренном выше. Корреляционная функция в трехмерном анализе представляется зависящей от трёх компонент переменной  $q$  (указанной в Разделе 1), которые вычисляются в системе LCMS, где продольный импульс пары зануляется и определяются компоненты  $q_{out}$ ,  $q_{side}$ ,  $q_{long}$  с осями: «long» - вдоль пучка, «out» - вдоль поперечного импульса пары, «side» - перпендикулярной последней в поперечной плоскости. Корреляционная функция фитировалась формулой [14]:

$$C(\mathbf{q}) = N(1 - \lambda) + N\lambda K(q) \left[ 1 + \exp \left( -R_{out}^2 q_{out}^2 - R_{side}^2 q_{side}^2 - R_{long}^2 q_{long}^2 \right) \right], \quad (2)$$

где  $R_{out}$ ,  $R_{side}$ ,  $R_{long}$  – гауссовские фемтоскопические радиусы в системе LCMS,  $N$  – нормировочный параметр и  $q$  определялась в системе покоя пары. Параметр  $\lambda$  и функция  $K(q)$ , как и в формуле (1), описывают, соответственно, силу корреляции и кулоновское

взаимодействие заряженных частиц.

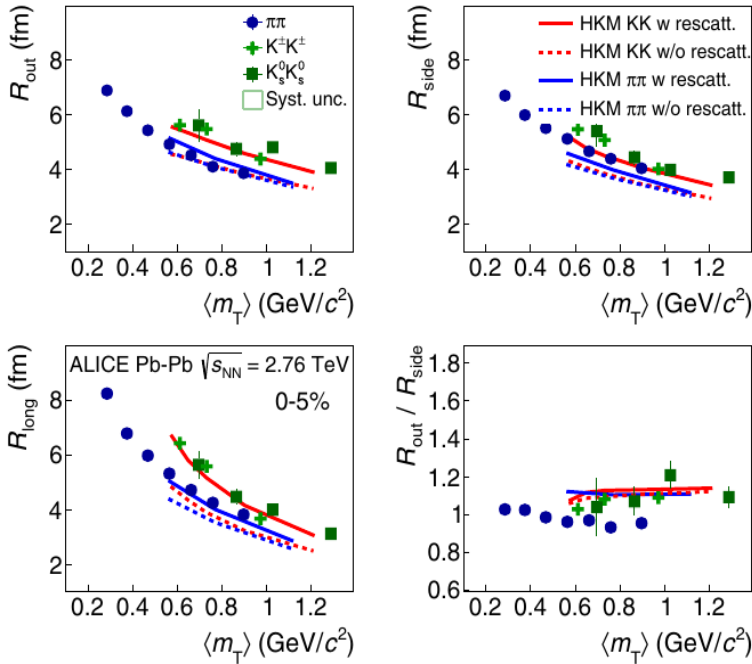


Рис. 7: Зависимость трёх компонент радиусов и отношение радиусов в поперечной плоскости источников испускания пионов и каонов в зависимости от средней поперечной массы пар частиц  $\langle m_T \rangle$ . Кривые – результат предсказания модели НКМ с учётом (w rescatt) и без учёта (w/o rescatt) перерассеяния частиц на стадии адронной фазы.

Проекция корреляционных функций на оси «out», «side», «long» в зависимости, соответственно, от  $q_{out}$ ,  $q_{side}$ ,  $q_{long}$  показаны на рисунке 2 в работе [5], где также приведены результаты фитирования формулой (2). На Рис. 7 данного представления приведены полученные при таком фитировании значения  $R_{out}$ ,  $R_{side}$ ,  $R_{long}$  и отношения  $R_{out}/R_{side}$  в зависимости от  $\langle m_T \rangle$  для пионов и каонов (заряженных и нейтральных), образующихся в наиболее центральных Pb-Pb столкновениях (0-5%). Видно, что радиусы для каонов заметно больше, чем для пионов при одинаковых значениях  $m_T$ , т. е.  $m_T$ -скейлинг не выполняется. Линии на рисунках показывают результаты предсказания гидродинамической модели (НКМ) [31] с включением (w rescatt) или без включения (w/o rescatt) перерассеяния частиц в конечном состоянии. С точки зрения физической картины второй случай (ранняя версия модели) предусматривает мгновенный переход из КГП к конечному состоянию, когда свободные частицы регистрируются в детекторах. При этом модель не описывает (пунктирные линии) нарушения  $m_T$ -скейлинга. Такой же результат получается в другой подобной модели (THERMINATOR-2) [30], что видно из рисунка 4 в работе [5]. Учёт перерассеяния адронов перед свободным вылетом частиц приводит к согласию с экспериментальными данными (сплошные линии на Рис. 7). Такие же результаты были получены (показаны на рисунке 2 в [8]) при сравнении с другой гидродинамической моделью EPOS-3, которая отличается от НКМ некоторыми деталями первоначальных условий взаимодействия частиц, описываемых в рамках подхода Монте-Карло-Глаубера в НКМ и партонной картиной рассеяния Грибова-Редже в EPOS-3. Эти результаты сравнения с моделями демонстрируют важность учёта перерассеяния частиц в конечном состоянии адронизации. Из Рис. 7 видно, что отношения  $R_{out}/R_{side}$  близки к единице. Хорошее описание этого отношения в моделях, как и радиусов источников, стало возможным также при рассмотрении первоначальной стадии взаимодействия ядер до наступления теплового равновесия и далее предтермализованной стадии с переходом к термализованной равновесной КГП. Важным параметром сильно взаимодействующей КГП как горячей и плотной жидкости является отношение  $\eta/s$ , где  $\eta$  – вязкость и  $s$  – плотность энтропии. Малая величина  $\eta/s \geq 1/(4\pi)$  указывает на достижение состояния КГП, что действительно



наблюдается в ALICE при описании поперечных потоков частиц в модели НКМ ( $\eta/s = 0,08 \div 0,2$ ) [28].

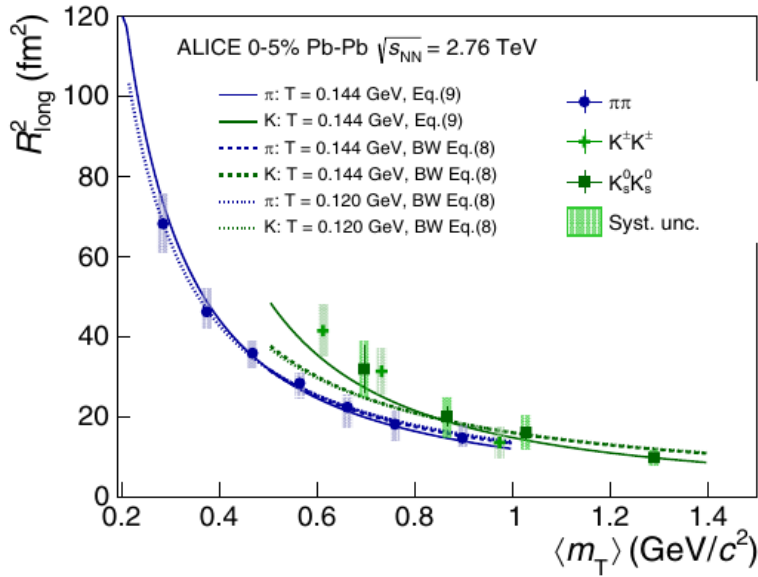


Рис. 8: Зависимость  $R_{\text{long}}^2$  от  $\langle m_T \rangle$  для каонов и пионов. Сплошные линии показывают результаты фитирования формулой (3) при определении максимального времени эмиссии частиц ( $\tau_{\text{max}}$ ). Смысл штриховых и точечных линий пояснен в тексте.  $T$  – значения температуры в моделях.

Несколько большее значение  $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$  для каонов, чем для пионов указывает на большую продолжительность времени эмиссии каонов. Для определения максимального времени эмиссии  $\tau_{\text{max}}$  была использована формула, предложенная в работе [32]:

$$R_{\text{long}}^2 = \tau_{\text{max}}^2 \frac{T_{\text{max}}}{m_T \cosh y_T} \left( 1 + \frac{3T_{\text{max}}}{2m_T \cosh y_T} \right), \quad (3)$$

где  $T_{\text{max}}$  – температура, и остальные параметры пояснены в работе [5] для формулы (9). Результаты фитирования формулой (3) зависимостей  $R_{\text{long}}^2$  от  $\langle m_T \rangle$  приведены на Рис. 8 сплошными линиями для каонов и пионов с хорошим согласием с экспериментальными данными. Значения  $\tau_{\text{max}}$  оказались равными  $12,40 \pm 0,04$  fm/c и  $9,44 \pm 0,02$  fm/c соответственно для каонов и пионов, что подтверждает более продолжительную каонную эмиссию. Пунктирные и точечные линии на Рис. 8 являются результатами фитирования формулой (8), приведенной в работе [5] и используемой в более ранней публикации ALICE по изучению корреляций пионных пар [33]. Видно, что такое фитирование приводит к результатам для каонов заметно отличным от экспериментальных. Наблюдаемая разница  $\tau_{\text{max}}$  для каонов и пионов может быть причиной нарушения  $m_T$ -скейлинга, обсуждаемого выше. В работе [32] эта разница объясняется влиянием резонансов  $K^*(892)$  со временем жизни  $4 \div 5$  fm/c, образующихся в процессе перерасеяния адронов в конечном состоянии и распадающихся на заряженные каоны и пионы, при этом каоны от распадов составляют до 30% от всех рожденных при столкновении ядер.

### 2.3. Одномерный анализ фемтоскопических корреляций пар нетождественных каонов ( $K^+K^-$ ) в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV [7].

Как отмечалось выше, размеры источников испускания частиц могут быть определены через корреляции пар нетождественных частиц за счёт их взаимодействий в конечном состоянии [13, 34]. Теоретическая корреляционная функция пар  $K^+K^-$  с относительным импульсом  $\mathbf{k}^*$  в системе покоя пары (PRF) и с полным импульсом (вектором)  $\mathbf{P}$  может быть записана в виде:

$$C_{sFSI}(\mathbf{k}^*, \mathbf{P}) = \int d^3 \mathbf{r}^* S^\alpha(\mathbf{r}^*, \mathbf{P}) \sum_{\alpha'} \left| \psi_{-\mathbf{k}^*}^{\alpha' \alpha}(\mathbf{r}^*) \right|^2, \quad (4)$$

где  $\mathbf{r}^*$  - относительное расстояние между точками испускания частиц в системе покоя пары. Функция источника в одномерном анализе выбирается в гауссовском виде с шириной Гаусса  $R$ :  $S(\mathbf{r}^*) \sim \exp(-\mathbf{r}^{*2}/4R^2)$ . Индекс  $\alpha$  обозначает канал  $K^+K^-$ , и индекс  $\alpha'$  – промежуточные каналы  $K^+K^-$ ,  $K^0\bar{K}^0$ . Волновая функция пары каонов представляется в виде суперпозиции плоской и сферической волн:  $\psi_{-k^*}(r^*) = \exp(-ik^*r^*) + f(k^*)\exp(ik^*r^*)/r^*$ . Амплитуда рассеяния  $f(k^*)$  пары  $K^+K^-$  определяется s-волной изоскалярного и изовекторного резонансов  $f_0(980)$  и  $a_0(980)$ , соответственно, образующихся вблизи порога, и может быть записана в виде суммы  $f(k^*) = [f_0(k^*) + f_1(k^*)]/2$ , где первый и второй члены относятся, соответственно, к резонансам  $f_0$  (с изоспином 0) и  $a_0$  (с изоспином 1). Аналитический вид функций  $f_0(k^*)$  и  $f_1(k^*)$  представлен в работе [7] формулами (4) и (5) в зависимости от масс резонансов  $f_0(980)$ ,  $a_0(980)$  и их констант связи с различными каналами распадов. При определении  $C_{sFSI}$  учитывается также кулоновское взаимодействие заряженных частиц [13] и вклад p-волны сильного взаимодействия через образование резонанса  $\phi(1020)$  [35]. Экспериментально корреляционные функции определялись так же, как указано в Разделе 1, и в качестве примера приведены на Рис. 9 для событий разных центральностей в интервале  $k_T = (0,3 \div 0,4)$  GeV/c.

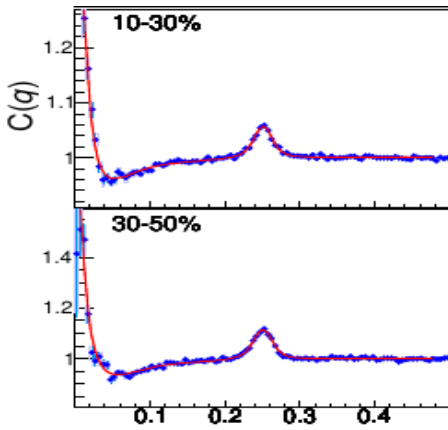


Рис. 9: Корреляционные функции пар  $K^+K^-$  для событий разных центральностей.

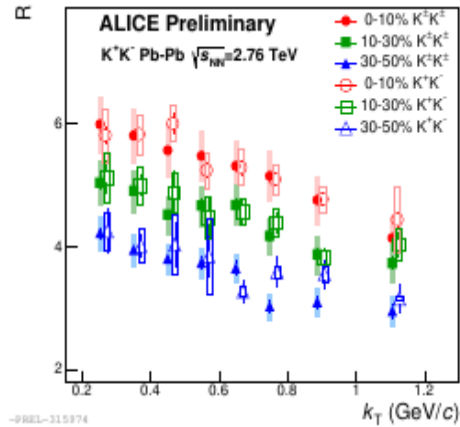


Рис. 10: Радиусы источников излучения каонов в зависимости от  $k_T$  для событий разных центральностей.

Основные особенности корреляционных функций следующие: максимум от кулоновской силы притяжения при очень малых  $q < 0,05$  GeV/c, минимум при  $q \sim 0,05$  GeV/c от вкладов резонансов  $f_0(980)$  и  $a_0(980)$ , и  $\phi(1020)$  мезонный пик вокруг  $q = 0,25$  GeV/c. Красная линия на Рис. 9 является результатом фитирования с помощью численно рассчитанной теоретической корреляционной функции, рассмотренной выше. При этом параметры резонанса  $a_0(980)$  были взяты из модели [36] на основании выбора, сделанного ранее в работах ALICE [37] (Achasov2 в таблице 1 в [7]). Параметры резонанса  $f_0(980)$  выбирались (как свободные) с условием близости значений полученных фемтоскопических радиусов значениям найденным в ALICE при анализе пар тождественных заряженных каонов [2], согласно предсказаниям теоретических моделей. На Рис. 10 приведены фемтоскопические радиусы, полученные при фитировании в зависимости от  $k_T$  для событий разных центральностей. Здесь же для сравнения показаны радиусы, найденные при изучении пар тождественных каонов ( $K^\pm K^\pm$  на рисунке). Видно хорошее соответствие радиусов, полученных в разных анализах. В результате фитирования

были найдены [7] следующие значения параметров резонанса  $f_0(980)$ : масса  $m = 972 \pm 3 \pm 5$  MeV/ $c^2$  и ширина  $\Gamma = 39,7 \pm 7,94 \pm 11,8$  MeV, которые соответствуют табличным значениям (PDG).

### 3. Одномерный анализ фемтоскопических корреляций пар тождественных заряженных каонов в p-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV [6].

Исследование фемтоскопических корреляций в p-A столкновениях вызывает интерес прежде всего тем, что такой тип взаимодействий является промежуточным между pp и A-A с точки зрения влияния механизмов гидродинамики на размер источника испускания частиц. В одной из первых теоретических работ в рамках 3+1 гидродинамической картины [38] предсказывалось сильное влияние этих механизмов в p-Pb столкновениях при энергии LHC, приводящих к заметному увеличению размеров источников испускания частиц по сравнению с pp взаимодействиями. Предсказание такой же разницы, хотя и в меньшей степени, было сделано авторами упомянутой выше модели НКМ [39]. Результаты изучения пионных корреляций показали, что в одномерном анализе радиусы источников в p-Pb и pp взаимодействиях совпадают в пределах ошибок [40], а в трехмерном анализе тоже близки, хотя и с некоторым отличием для разных компонент [41]. Безусловный интерес представляли подобные исследования корреляций более тяжёлых каонов, которые были выполнены впервые для p-A столкновений группой ОИЯИ.

Для проведения анализа была использована максимальная статистика (~55 млн.) p-Pb взаимодействий при энергии 5,02 TeV, полученная в 2013 году. Экспериментальная методика и метод проведения анализа были такими же, как и в выше рассмотренных разделах, и детальнее представлены в работе [6]. На Рис. 11 приведены  $R_{inv}$  источников испускания каонов в зависимости от  $k_T$  для событий разных центральностей.

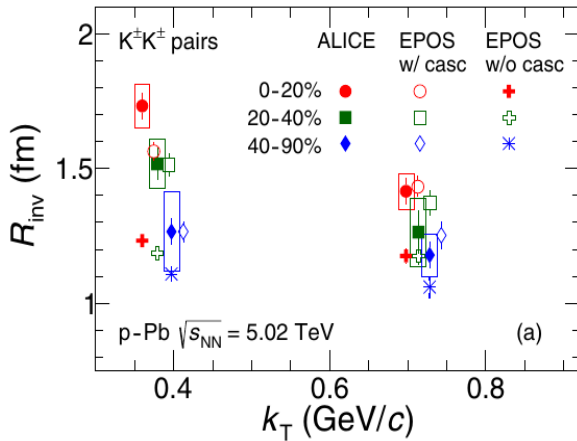


Рис. 11: Радиусы источников испускания каонов в зависимости от  $k_T$  для событий разных центральностей. Для сравнения приведены результаты, полученные в модели EPOS с учётом (w/casc) и без учёта (w/o casc) каскадных перерасеяний адронов в конечном состоянии взаимодействий.

Для сравнения приведены результаты, полученные в модели EPOS с учётом (w/casc) и без учёта (w/o casc) каскадных перерасеяний адронов в конечном состоянии взаимодействий. Видно, как и в случае Pb-Pb столкновений (Рис. 7), учёт перерасеяния адронов перед свободным вылетом частиц приводит к согласию предсказаний модели с экспериментальными данными. На Рис. 12 сравниваются зависимости радиусов источников испускания  $K^\pm$  от средней множественности заряженных частиц  $\langle N_{ch} \rangle$  для различных типов взаимодействий. На левом рисунке результаты взяты из работы [6], где для сравнения использовались данные, полученные для Pb-Pb столкновений при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  TeV. Из этого рисунка видно, что при одинаковых значениях  $\langle N_{ch} \rangle$  радиусы, найденные для pp и p-Pb взаимодействий, совпадают в

пределах ошибок. Это соответствует результатам, полученным для пионов, и позволяет сделать вывод, что утверждение упомянутых выше моделей о значительно более сильном влиянии механизмов гидродинамики в p-Pb, чем в pp взаимодействиях не подтверждается.

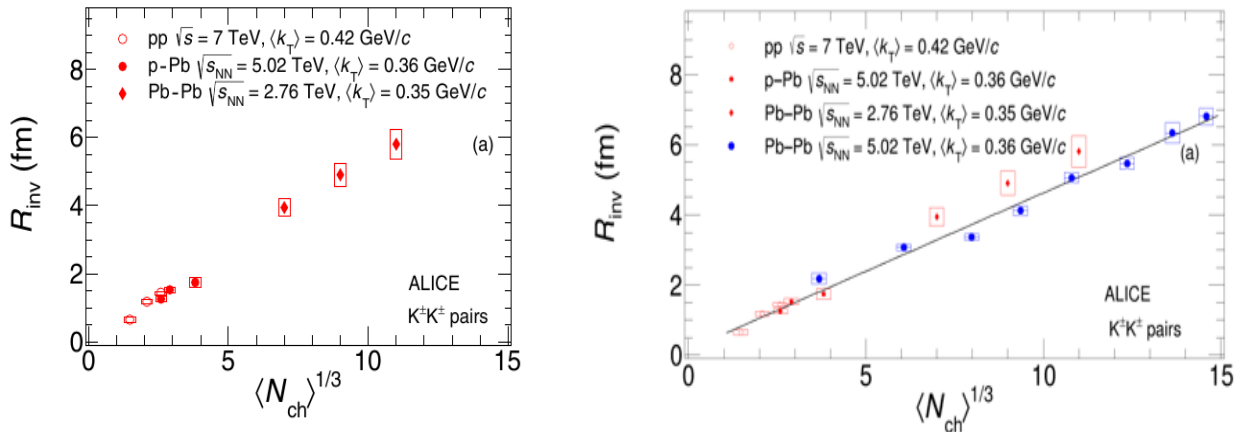


Рис. 12: Радиусы источников испускания  $K^\pm$  в зависимости от средней множественности заряженных частиц для различных типов взаимодействий. На левом рисунке результаты взяты из работы [6], на правом рисунке добавлены результаты, полученные для Pb-Pb столкновений при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV.

Из левого рисунка также видно, что корректного сравнения с результатами Pb-Pb столкновений сделано быть не может, поскольку недостаточная статистика не позволила получить радиусы при низких  $N_{ch}$ , что отмечено в выводах работы [6]. Но такое сравнение стало возможным для Pb-Pb столкновений при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV (правый рисунок), полученными позднее при гораздо большей статистике. Значения радиусов, предварительно полученные для этого типа взаимодействий, добавлены на правом Рис. 12. Эти результаты были включены в дипломную работу магистра МГУ Романенко Г.Э. (соавтора данного представления) и в его доклады на внутренних совещаниях ALICE. Из рисунка видно, что новое значение  $R_{inv}$  при одинаковом  $N_{ch}$  практически совпадает, с учётом ошибок, с радиусом, найденным для p-Pb столкновений, и значения для всех типов взаимодействий (за исключением Pb-Pb при 2,76 TeV) хорошо ложатся на одну линию – результат фитирования линейной функцией. Некоторое отличие результатов для Pb-Pb при 2,76 TeV не представляется достаточно значимым с учётом ошибок, поскольку при отдельном фитировании этих значений функцией  $f(x)=ax+b$  были получены величины параметров  $a = 0,47 \pm 0,13$ ,  $b = 0,67 \pm 1,07$ , которые совпадали в пределах ошибок с параметрами общего фита, равными, соответственно,  $0,42 \pm 0,02$  и  $0,36 \pm 0,18$ .

### Заключение.

**В представленном цикле работ впервые исследовались фемтоскопические корреляции пар заряженных каонов, образующихся в pp, p-Pb и Pb-Pb столкновениях при энергиях ЛНС. При этом во взаимодействиях протонов с протонами и протонов с ядрами такие исследования не делались никогда, даже при более низких энергиях. Был получен ряд новых результатов, которые кратко можно сформулировать следующим образом:**

– При взаимодействии протонов с протонами наблюдалось значительное отличие в поведении радиусов источников испускания каонов в событиях с низкой и высокой множественностью заряженных частиц. Это отличие подтверждало результат, ранее полученный при исследовании заряженных пионов.

- Предсказанный теоретически  $m_T$ -скейлинг для частиц различных типов наблюдался в Pb-Pb столкновениях для пар каонов и протонов (антипротонов), но при сравнении пар пионов и каонов было заметно его нарушение. Последнее было объяснено в рамках гидродинамических моделей (HKM и EPOS) с добавлением механизма перераспределения адронов в конечной стадии взаимодействия.
- Измеренное в рамках модели HKM время эмиссии каонов превышало соответствующее время, найденное для пионов, что объяснялось влиянием разных резонансов при рождении этих частиц и согласовывалось с наблюдаемым нарушением  $m_T$ -скейлинга.
- При исследовании в Pb-Pb взаимодействиях корреляций  $K^+K^-$  благодаря взаимодействиям в конечном состоянии были уточнены параметры сильного взаимодействия при переходе  $K^+K^- \rightarrow f_0$  с использованием ожидаемого совпадения размеров источников испускания пар тождественных и нетождественных каонов. При этом полученные масса и ширина  $f_0$  соответствуют табличным значениям PDG.
- Изучение корреляций пар  $K^\pm$  в p-Pb столкновениях показало, что для правильного описания радиусов источников в модели EPOS, как и для Pb-Pb взаимодействий, важен учёт механизма перераспределения адронов в конечном состоянии. Кроме того, из сравнения величин полученных радиусов с найденными для pp и Pb-Pb столкновений можно сделать вывод, что при одинаковой множественности заряженных частиц значения радиусов близки во всех трёх типах взаимодействий. Этот результат несколько отличен от полученного ранее при изучении образования  $\pi^\pm$  и требует дальнейшего исследования в рамках теоретических моделей.
- Все приведённые результаты показывают, что свойства фемтоскопических корреляций рассмотренных частиц, образующихся при столкновениях тяжёлых ядер, достаточно хорошо описываются гидродинамическими моделями при рассмотрении нескольких стадий взаимодействия ядер: первоначальной – до наступления теплового равновесия, предтермализованной стадии с переходом к термализованной равновесной кварк-глюонной плазме, стадии адронизации с учётом перераспределения частиц в конечном состоянии. Для взаимодействий pp и p-Pb предсказания моделей не столь однозначны и требуют дальнейшего понимания прежде всего влияния вклада гидродинамических механизмов в эти процессы.

## Литература.

9. E.V. Shuryak E.V. Phys. Rep. 61 (1980) 71-158.
10. S. Digal S. et al. Phys. Lett. B 549 (2002) 101-108.
11. S. Goldhaber et al. Phys.Rev 120 (1960) 300-3.
12. G. Kopylov, M. Podgoretsky. Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 219-223.
13. R. Lednicky, V. Lyuboshits. Sov. J. Nucl. Phys. 35 (1982) 770.
14. M.G. Bowler. Phys. Lett. B270, (1991) 69.; Y. Sinyukov et al. Phys.Lett. B432 (1998) 248.
15. K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. D84 (2011) 112004.
16. B. Abelev et al. (ALICE Collaboration), Phys. Lett B 717 (2012) 151.
17. S.Pratt. Phys. ReV. Lett. 53 (1984) 1219; M. Lisa et al. Annu. Rep. Nucl. Part. Sci. 55 (2005) 357.
18. K. Werner at al. Phys. Rev. C 83 (2011) 044915.
19. V. Khachatryan V. et al. (CMS Collaboration), JHEP 09 (2010) 091.
20. J. Adam et al. (ALICE Collaboration), Nature Phys. 13 (2017) 535-539.
21. T.J. Humanic. J. Phys. G 38 (2011) 124058.

22. S. Akkelin et al. Phys. Rev. C 65 (2002) 064904; B. Abelev et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. C 89 (2014) 024911.
23. D.H. Rischke and M. Gyulassy. Nucl. Phys. A 608 (1996) 479.
24. D.H. Rischke. Nucl. Phys. A 610 (1996) 88c.
25. J. Adams et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 71 (2005) 044906.
26. Iu.A. Karpenko, Yu.M. Sinyukov. Phys. Part. Nucl. Lett. 8 (2011) 9, 981.
27. J. Vredevoogd and S. Pratt. Nucl. Phys. A 830 (2009) 515C.
28. V. Yu. Naboka et al. Phys. Rev. C 93 (2016) 024902.
29. M. A. Lisa et al. Ann. Rep. Nucl. Part. Sci. 55 (2005) 357.
30. A. Kisiel et al. Phys. Rev. C 90 (2014) 064914.
31. V.M. Shapoval et al. Nucl. Phys. A 929 (2014) 1.
32. Yu. M. Sinyukov et al. Nucl. Phys. A 946 (2016) 227.
33. K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration), Phys. Lett. B 696 (2011) 328.
34. R. Lednicky et al. Phys. Atom. Nucl. 61 (1998) 2050; S. Bekele and R. Lednicky. Braz. J. Phys. 37 (2007) 994.
35. R. Lednicky. Part. Nucl. Lett. 8 (2011) 965.
36. N. Achasov and A. Kiselev. Phys. Rev. D 68 (2003) 014006.
37. S. Acharya et al. (ALICE Collaboration), Phys. Lett. B 774 (2017) 64; Phys. Lett. B 790 (2019) 22.
38. P. Bozek and W. Broniowski. Phys. Lett. B 720 (2013) 250.
39. V. Shapoval et al. Phys. Lett. B 725 (2013) 139.
40. B. Abelev et al. (ALICE Collaboration), Phys. Lett B 739 (2014) 139.
41. J. Adam et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. C 91 (2015) 034906.