

## ОБРАЗОВАНИЕ АДРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С ALICE НА LHC

*С. Киселев* \* от имени коллаборации ALICE

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва

Представлены результаты по короткоживущим адронным резонансам, недавно полученные в эксперименте ALICE при энергиях LHC: зависимости от размера системы и энергии столкновения спектров поперечных импульсов, выходов и отношений резонансных выходов к выходам долгоживущих частиц, факторов ядерной модификации. Результаты сравниваются с модельными предсказаниями.

Recent results on short-lived hadronic resonances obtained with the ALICE at LHC energies are presented. These results include system-size and collision-energy evolution of transverse momentum spectra, yields and the ratios of resonance yields to those of longer-lived particles, and nuclear modification factors. Results are compared with model predictions.

PACS: 14.40.–n; 14.20.–c; 25.75.–q

Образование адронных резонансов играет важную роль как в элементарных, так и в ядро-ядерных столкновениях. Поскольку времена жизни короткоживущих резонансов сравнимы со временем жизни поздней адронной фазы в столкновениях тяжелых ионов, измеряемые выходы чувствительны к регенерации и перерасеянию продуктов распада резонансов в адронной фазе. Эти конкурирующие эффекты исследуются путем измерения отношения выхода резонанса к выходу долгоживущего основного состояния как функции множественности заряженных частиц, образующихся в столкновении. В результате этих измерений можно получить информацию об интервале времени между химическим и кинетическим замораживанием. Измерения в  $pp$ - и  $p$ -Pb-столкновениях представляют собой эталон для ядерных столкновений и дают информацию для настройки генераторов столкновений, инспирированных квантовой хромодинамикой. Кроме того, некоторые тяжелоионные эффекты (эллиптический поток, усиление странности...) были неожиданно обнаружены и в малых системах.

С использованием данных, реконструированных с помощью детектора ALICE, получены результаты по короткоживущим мезонным  $\rho(770)^0$ ,  $K^*(892)^0$ ,  $K^*(892)^\pm$ ,  $f_0(980)$ ,  $\phi(1020)$ , а также барионным  $\Sigma(1385)^\pm$ ,

---

\* E-mail: [Sergey.Kiselev@cern.ch](mailto:Sergey.Kiselev@cern.ch)

### Моды распада и значения времени жизни [1] адронных резонансов со ссылками на статьи ALICE

| Параметр          | $\rho^0$<br>[2] | $K^{*0}$<br>[3–15] | $K^{*\pm}$<br>[17–18] | $f_0$<br>[19–20] | $\Sigma^{*\pm}$<br>[21–24] | $\Lambda^*$<br>[25–26] | $\Xi^{*0}$<br>[21–23] | $\phi$<br>[3–14, 16] |
|-------------------|-----------------|--------------------|-----------------------|------------------|----------------------------|------------------------|-----------------------|----------------------|
| Мода              | $\pi\pi$        | $K\pi$             | $K_S^0\pi$            | $\pi\pi$         | $\Lambda\pi$               | $pK$                   | $\Xi\pi$              | $KK$                 |
| Время жизни, фм/с | 1,3             | 4,2                | 4,2                   | $\sim 5$         | 5–5,5                      | 12,6                   | 21,7                  | 46,2                 |

$\Lambda(1520)$  и  $\Xi(1530)^0$  резонансам (далее  $\rho^0$ ,  $K^{*0}$ ,  $K^{*\pm}$ ,  $f_0$ ,  $\phi$ ,  $\Sigma^{*\pm}$ ,  $\Lambda^*$ ,  $\Xi^{*0}$ ). Резонансы реконструировались по адронным каналам распада и имеют очень разные времена жизни, как показано в таблице.

Здесь мы представляем результаты, недавно полученные для  $K^{*0}$  в Xe–Xe при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ и  $pp$  при 5,02 ТэВ [15], для  $K^{*\pm}$  в  $pp$  при 13 ТэВ и Pb–Pb при 5,02 ТэВ [18], для  $f_0$  в  $p$ –Pb при 5,02 ТэВ [20], для  $\Sigma^{*\pm}$  и  $\Xi^{*0}$  в  $pp$  при 13 ТэВ [23].

На рис. 1 показаны спектры поперечного импульса  $\Xi^{*0}$ , измеренные в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ и  $f_0$  в  $p$ –Pb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ для разных классов по множественности. В области  $p_T < 4$  ГэВ спектры становятся более пологими при переходе от событий с низкой множественностью к событиям с высокой множественностью, тогда как при  $p_T > 4$  ГэВ наклоны спектров одинаковы. Эти особенности наблюдались ранее для обычных адронов [27].

На рис. 2 представлены  $p_T$ -интегральные выходы  $dN/dy$  и средний поперечный импульс  $\langle p_T \rangle$  для  $K^{*0}$  в зависимости от плотности множественности заряженных частиц. Для  $dN/dy$  новые данные для  $pp$  при  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ и Xe–Xe при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$  ТэВ находятся в согласии с общей тенденцией: выходы не зависят от системы столкновений и, по-видимому, определяются множественностью частиц в событии. В столкновениях  $pp$  и  $p$ –Pb  $\langle p_T \rangle$  растет быстрее с увеличением множественности, чем в столкновениях Xe–Xe и Pb–Pb, что указывает на более быстрое расширение. Аналогичное поведение наблюдалось в работе [28] для заряженных частиц, и оно может быть объяснено как эффект пересоединения цвета между струнами, возникающими в многопартонных взаимодействиях.

На рис. 3, а показаны отношения выходов частиц  $K^{*0}/K$  в зависимости от плотности множественности заряженных частиц. Отношение выходов в различных системах столкновений демонстрирует плавную эволюцию с множественностью и не зависит от системы столкновений. Наблюдаемое уменьшение отношения можно объяснить перераспределением продуктов распада  $K^{*0}$ -мезона внутри адронной фазы [8]. Данные сравниваются с прогнозами моделей EPOS3,  $\gamma_S$ -CSM и HRG-PCE. HRG-PCE дает лучшее согласие с данными, EPOS3 с UrQMD качественно воспроиз-

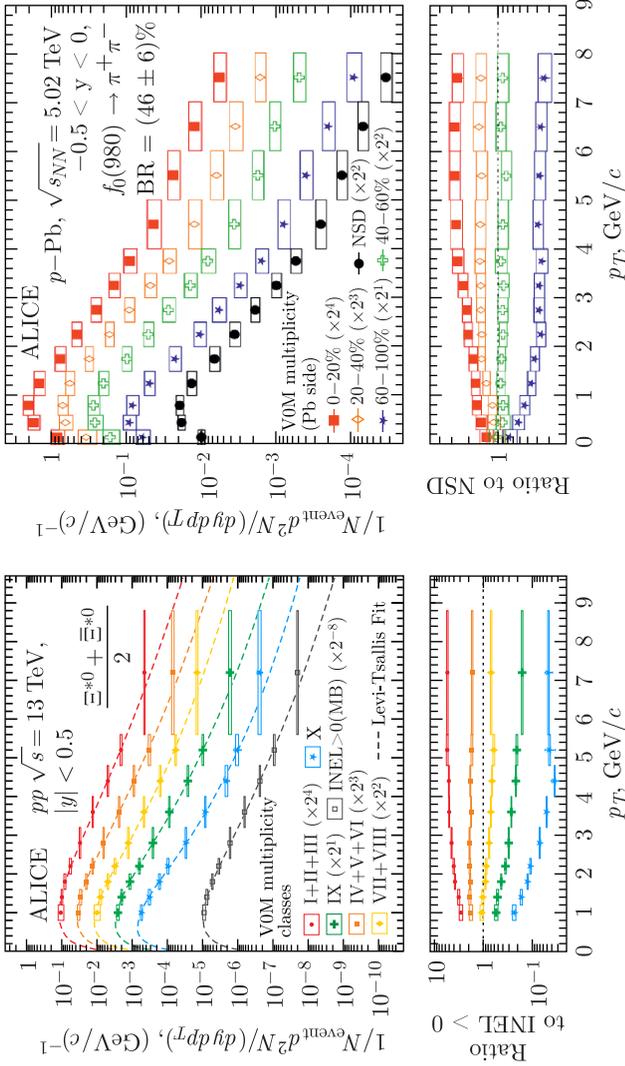


Рис. 1. Спектры поперечного импульса  $\Xi^{*0}$ , измеренные в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ (слева), и  $f_0$  в  $p$ -Pb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ (справа) для разных классов по множественности

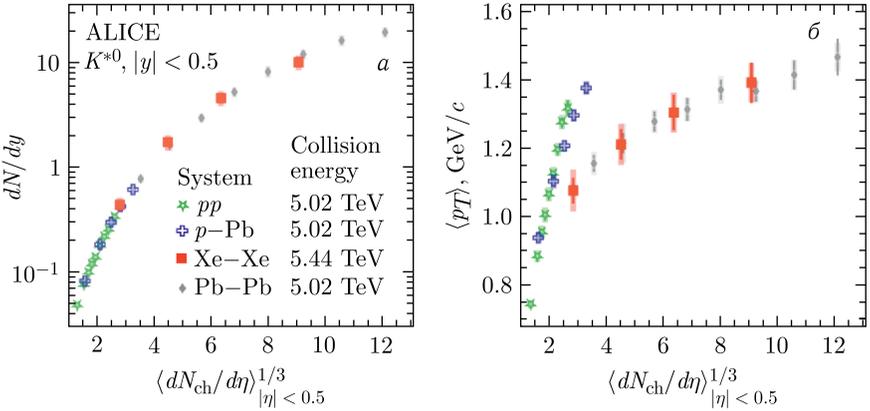


Рис. 2.  $p_T$ -интегральные выходы  $dN/dy$  (а) и средний поперечный импульс  $\langle p_T \rangle$  (б) для  $K^{*0}$  в зависимости от плотности множественности заряженных частиц в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ и в Xe-Xe-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$  ТэВ. Также показаны предыдущие результаты для  $p$ -Pb- [5] и Pb-Pb-столкновений [12] при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ

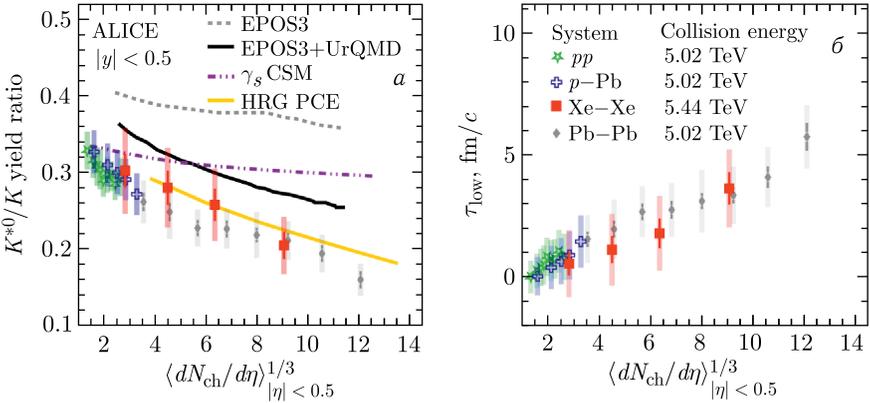


Рис. 3. Отношения выходов частиц  $K^{*0}/K$  (а) и нижняя граница времени жизни адронной фазы  $\tau_{low}$  (б) в зависимости от плотности множественности заряженных частиц в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ и в Xe-Xe-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$  ТэВ. Также показаны предыдущие результаты для  $p$ -Pb- [5] и Pb-Pb-столкновений [12] при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Отношения выходов сравниваются с модельными предсказаниями EPOS3 [29] без и с UrQMD,  $\gamma_S$ -CSM [30] и HRG-PCE [31]

изводит зависимость от множественности,  $\gamma_S$ -CSM (эффекты перерасеяния не учитываются) не объясняет зависимость от множественности. Используя измеренные отношения и предположение об отсутствии регенерации  $K^{*0}$  в адронной среде, можно получить оценку нижней границы

времени жизни адронной фазы  $\tau_{low}$ , т. е. времени между химическим и кинетическим вымораживанием (рис. 3, б).  $\tau_{low}$  плавно возрастает с увеличением множественности и достигает  $\sim 5$  фм/с.

На рис. 4, а приведена зависимость отношения  $K^{*\pm}/K$  от плотности множественности в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ в сравнении с за-

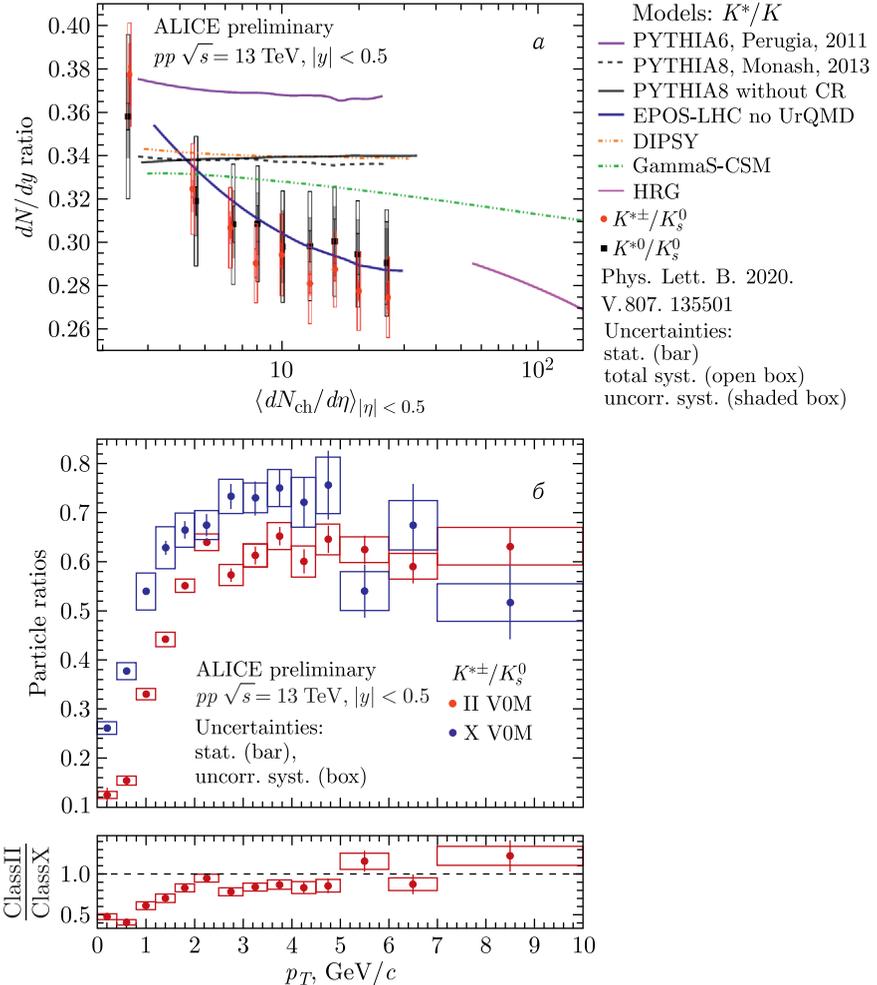


Рис. 4. а) Отношения  $K^{*\pm}/K$  и  $K^{*0}/K_s^0$  [9] в зависимости от плотности множественности заряженных частиц в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ. Также показаны предсказания моделей PYTHIA6 [33], PYTHIA8 [34], EPOS-LHC [32], DIPSY [35],  $\gamma_S$ -CSM (gammaS-CSM) [30] и HRG [31]. б) Отношение  $K^{*\pm}/K_s^0$  в зависимости от  $p_T$  для классов с низкой (X) и высокой (II) множественностью

висимостью  $K^{*0}/K$ . Тенденция к снижению, уже наблюдаемая в анализе  $K^{*0}$ , подтверждается результатами для  $K^{*\pm}/K$ . Отношение  $K^{*\pm}/K$  при наибольшей множественности ниже значения при наименьшей множественности и находится на уровне  $\sim 7\sigma$  с учетом некоррелированных с множественностью неопределенностей ( $\sim 2\sigma$  для  $K^{*0}/K$ ). Этот результат представляет первое свидетельство явного подавления  $K^{*\pm}/K$ , измеренного в малых системах столкновений. Предсказания EPOS-LHC согласуются с данными измерений, хорошо воспроизводя тенденцию к снижению, в то время как PYTHIA6, PYTHIA8, DIPSY и  $\gamma_S$ -CSM завышают отношение при высоких множественностях и демонстрируют более слабую зависимость от множественности. Отношение дифференциального  $p_T$ -распределения  $K^{*\pm}/K$  с высокой множественностью к распределению с низкой множественностью помогает в понимании наблюдаемого уменьшения отношения частиц (рис. 4, б). При  $p_T \leq 2$  ГэВ/с двойное отношение  $K^{*\pm}/K$  отклоняется от единицы более чем на  $3\sigma$ , что указывает на доминантный процесс с низким значением  $p_T$ .

Отношения  $\Sigma^{*\pm}/\Lambda$  и  $\Xi^{*0}/\Xi$  показаны на рис. 5. В новых результатах для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 13$  ГэВ есть намек на рост отношения с увеличением множественности. Несмотря на близкие времена жизни,  $K^*$  и  $\Sigma^{*\pm}$  демонстрируют разные тенденции с ростом множественности. Одна из дочерних частиц распадов  $\Sigma^{*\pm} \rightarrow \Lambda\pi$  и  $\Xi^{*0} \rightarrow \Xi\pi$  является долгоживущей частицей ( $\Lambda$  и  $\Xi$ ), которая распадается вне адронной фазы. Перерассеяться может только  $\pi$ , и эффект регенерации становится более выраженным. Для более долгоживущих  $\Xi^{*0}$ ,  $c\tau = 21,7$  фм, эффекты адронной стадии менее важны. Модели EPOS-LHC и PYTHIA8 (с *core shoving*) предсказывают небольшое увеличение отношений.

На рис. 6 представлены отношения  $\Sigma^{*\pm}/\pi$  и  $\Xi^{*0}/\pi$ . Видна плавная тенденция роста с увеличением множественности, которая не зависит

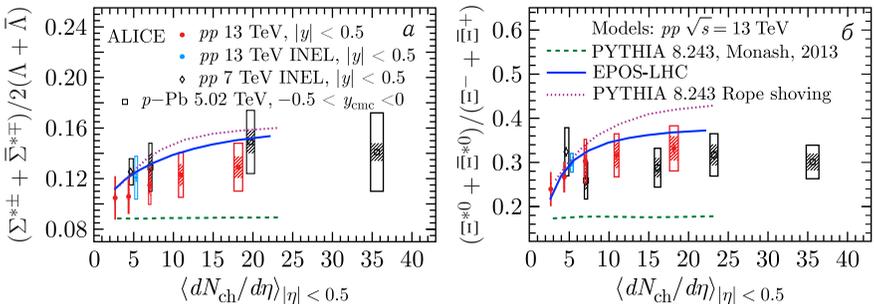


Рис. 5. Отношения  $\Sigma^{*\pm}/\Lambda$  (а) и  $\Xi^{*0}/\Xi$  (б) в зависимости от плотности множественности заряженных частиц в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ в сравнении с предыдущими результатами для  $pp$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [21] и  $p$ -Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ [22]. Показаны также предсказания моделей EPOS-LHC [33], PYTHIA8 [35] и PYTHIA8 (с *core shoving*) [37]

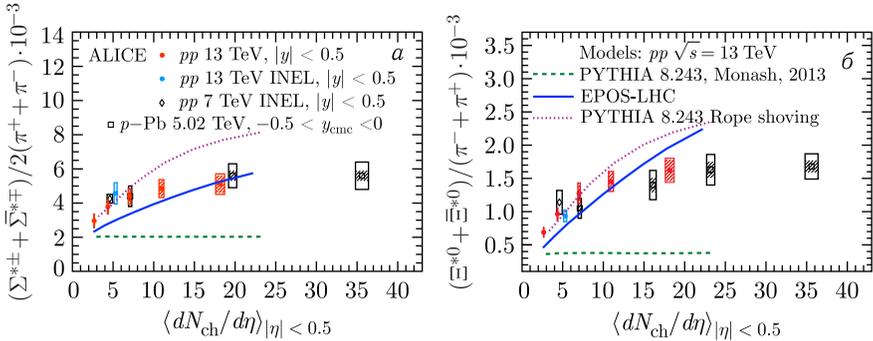


Рис. 6. Отношения  $\Sigma^{*\pm}/\pi$  (а) и  $\Xi^{*0}/\pi$  (б) в зависимости от плотности множественности заряженных частиц в  $pp$ -столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ в сравнении с предыдущими результатами для  $pp$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ [21] и  $p$ -Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ [22]. Показаны также предсказания моделей EPOS-LHC [33], PYTHIA8 [35] и PYTHIA8 (с rope shoving) [37]

от энергии и размера системы столкновений. Рост усиливается с увеличением странности  $S$ -резонанса:  $S = 1$  для  $\Sigma^{*\pm}$  и  $S = 2$  для  $\Xi^{*0}$ . Эти результаты согласуются с данными предыдущих измерений отношений гиперонов к пионам ALICE [37]. EPOS-LHC и PYTHIA8 (с rope shoving) предсказывают рост отношения с увеличением множественности для этих резонансов.

Для исследования структуры  $f_0$  данные новых измерений выходов  $f_0$  сравниваются с выходами других адронов и резонансов с аналогичной массой. На рис. 7, а показано двойное отношение выходов частиц к выходам пионов в зависимости от множественности в  $p$ -Pb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Усиление странности с увеличением множественности могло бы объяснить рост с увеличением множественности отношения  $\phi/\pi$ . Отношение  $K^{*0}/\pi$  демонстрирует конкуренцию между усилением странности и эффектом перерасеяния. Подавление  $f_0/\pi$  указывает на эффект перерасеяния, который в основном влияет на выход при низком значении  $p_T$  (рис. 7, б). Отношение дифференциальных  $p_T$ -распределений  $f_0/\pi$  не демонстрирует характерного увеличения отношения барионов к мезонам, что указывает на структуру с двумя составляющими кварками для резонанса  $f_0$ . Модель  $\gamma_S$ -CSM качественно воспроизводит соотношение  $\phi/\pi$  и завышает отношение  $K^{*0}/\pi$ . Предсказания отношения  $f_0/\pi$  ближе к значениям данных в гипотезе с нулевой скрытой странностью  $|S| = 0$ .

На рис. 8 показан фактор ядерной модификации  $Q_{pPb}$  для  $f_0$  как функция  $p_T$  в  $p$ -Pb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ для разных классов множественности. Для  $Q_{pPb}$  не видно усиления, подобного усилению Кронина ( $Q_{pPb} > 1$ ). Поскольку барионы демонстрируют усиление, подобное кронинговскому, а мезоны практически не подвергаются

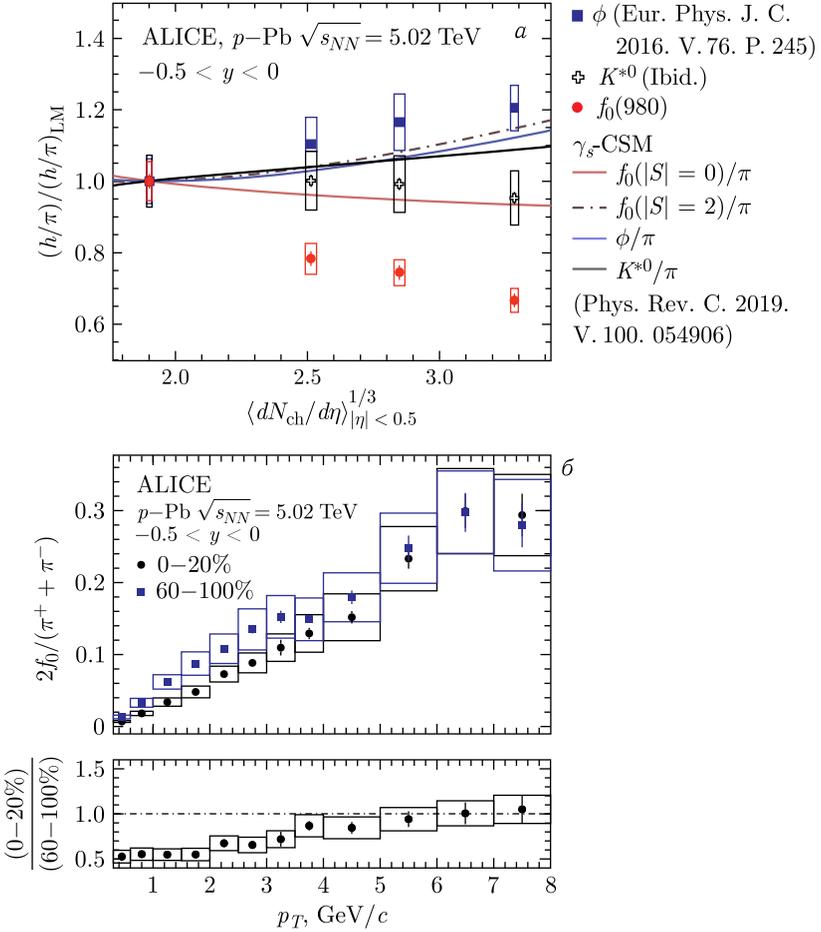


Рис. 7. а) Двойное отношение выходов частиц к выходам пионов в зависимости от множественности в  $p$ -Pb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Также показаны предсказания модели  $\gamma_S$ -CSM [30]. б) Отношение  $f_0/\pi$  в зависимости от  $p_T$  для классов с высокой (0–20%) и низкой (60–100%) множественностью

ядерной модификации [13, 39], можно предположить, что  $f_0$  состоит из двух кварков. При малых значениях  $p_T < 4$  ГэВ/с подавление  $f_0$  становится более выраженным с ростом множественности. Это можно объяснить эффектами перерассеяния и радиального потока.

Таким образом, были представлены результаты по короткоживущим адронным резонансам, недавно полученные в эксперименте ALICE в столкновениях  $pp$ ,  $p$ -Pb, Xe-Xe и Pb-Pb при энергиях ЛНС. Выходы  $K^{*0}$  не зависят от системы столкновений и, по-видимому, определяются

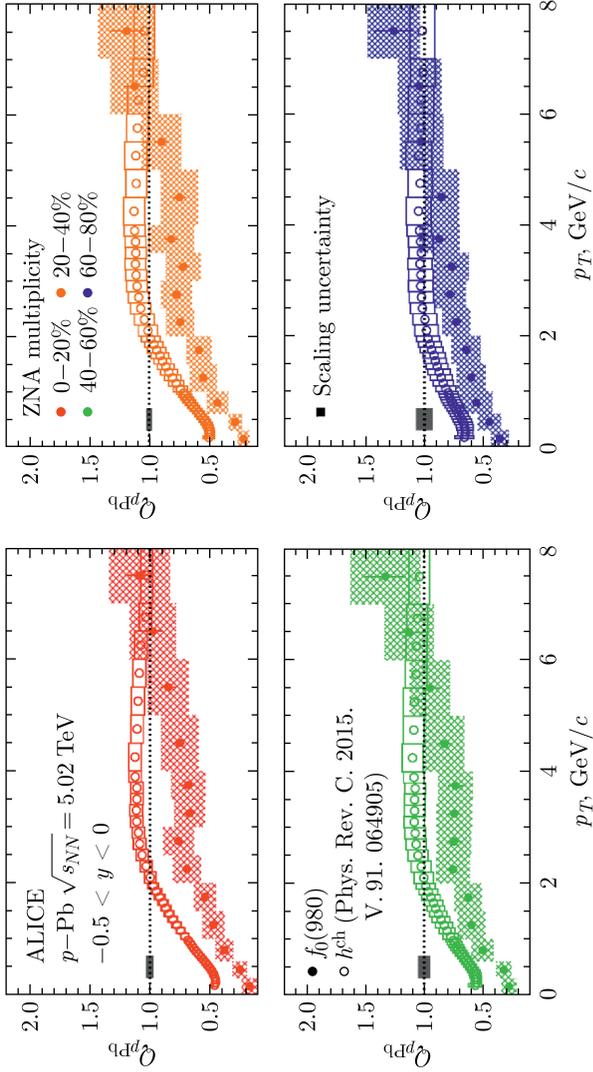


Рис. 8. Фактор ядерной модификации  $Q_{pT}$  для  $f_0$  и заряженных адронов [38] как функция  $p_T$  в  $p$ -Pb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ для разных классов множественности

множественностью в событии. В столкновениях  $pp$  и  $p$ -Pb значения  $\langle p_T \rangle$  для  $K^{*0}$  растут быстрее с увеличением множественности, чем в столкновениях Xe-Xe и Pb-Pb. Одним из возможных объяснений может быть эффект пересоединения цвета между струнами, образующимися в многопартонных взаимодействиях. Отношение  $K^{*0}/K$  для различных сталкивающихся систем демонстрирует плавную эволюцию с множественностью и не зависит от системы столкновений. Наблюдаемое уменьшение отношения можно объяснить перерасеянием продуктов распада мезона внутри адронной фазы. Среди моделей HRG-PCE дает лучшее согласие с данными. Нижняя граница времени жизни адронной фазы, оцененная с помощью этих соотношений, плавно возрастает с увеличением множественности и достигает  $\sim 5$  фм/с при максимальной множественности. Для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ отношение  $K^{*\pm}/K$  при наибольшей множественности ниже значения при наименьшей множественности (на уровне  $\sim 7\sigma$ ), что представляет собой первое свидетельство подавления  $K^{*0}/K$ , измеренное в  $pp$ -столкновениях. Модель EPOS-LHC обеспечивает хорошее согласие с данными измерений. Для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ имеется намек на рост отношений  $\Sigma^{*\pm}/\Lambda$  и  $\Xi^{*0}/\Xi$  с увеличением множественности. Для  $\Sigma^{*\pm}$  это может быть признаком преобладания регенерации над перерасеянием. Модели EPOS-LHC и PYTHIA8 (с *core shoving*) предсказывают небольшое увеличение соотношений. Отношения  $\Sigma^{*\pm}/\pi$  и  $\Xi^{*0}/\pi$  демонстрируют плавный рост с увеличением множественности и согласуются с предыдущими результатами для отношений гиперонов к пионам. EPOS-LHC и PYTHIA8 (с *core shoving*) предсказывают рост отношения с увеличением множественности для этих резонансов. В  $p$ -Pb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ подавление  $f_0/\pi$  указывает на эффект перерасеяния, который в основном влияет на выход при низком значении  $p_T$ . Отношение дифференциальных  $p_T$ -распределений  $f_0/\pi$  не демонстрирует характерного роста отношения барионов к мезонам, что указывает на структуру с двумя составляющими кварками для резонанса  $f_0$ . Фактор ядерной модификации  $Q_{pPb}$  для  $f_0$  не показывает усиления, подобного крониновскому, что позволяет предположить, что  $f_0$  состоит из двух кварков.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Workman R. L. et al. (Particle Data Group)* // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. P. 083C01.
2. *Acharya S. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 064901.
3. *Abelev B. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 2183.
4. *Abelev B. et al. (ALICE Collab.)* // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 024609.
5. *Adam J. et al. (ALICE Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 245.

6. Adam J. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. P. 064606.
7. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 024906.
8. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Lett. B. 2020. V. 802. P. 135225.
9. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Ibid. V. 807. P. 135501.
10. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 024912.
11. Abelev B. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 256.
12. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. P. 034907.
13. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2023. V. 107. P. 055201.
14. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. P. 540.
15. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2024. V. 109. P. 014921.
16. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 584.
17. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Lett. B. 2022. V. 828. P. 137013.
18. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2024. V. 109. P. 044902.
19. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Lett. B. 2023. V. 846. P. 137644.
20. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Lett. B. 2024. V. 853. P. 138665.
21. Abelev B. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 1.
22. Adamova D. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 389.
23. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // J. High Energy Phys. 2024. V. 5. P. 317.
24. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2023. V. 83. P. 351.
25. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. P. 024905.
26. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 160.
27. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Ibid. P. 693.
28. Abelev B. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Lett. B. 2013. V. 727. P. 371.
29. Knospe A. G. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P. 014911.
30. Vovchenko V., Donigus B., Stoecker H. // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. P. 054906.
31. Motornenko A. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 024909.
32. Pierog T. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 92. P. 034906.
33. Skands P. Z. // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. P. 074018.
34. Skands P. Z. et al. // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 3024.
35. Flensburg C. et al. // J. High Energy Phys. 2011. V. 8. P. 103.
36. Bierlich C., Gustafson G., Lönnblad L. // Phys. Lett. B. 2018. V. 779. P. 58.
37. Acharya S. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 167.
38. Adam J. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 064905.
39. Adam J. et al. (ALICE Collab.) // Phys. Lett. B. 2016. V. 760. P. 729.