

Глава 9. Фемтоскопия частиц

В 1956 году Р.Хамбури-Браун и Р.Твистс [R. Hambury-Brown and R.Q. Twiss, *Nature* 178 (1956) 1046.] (*НВТ - метод*) измерили размер звезды, используя Бозе-Эйнштейновскую корреляцию между парой фотонов.

Этот метод впервые был применён в физике частиц в 1960 году при исследовании корреляции пары пионов в протон-антипротонном столкновении. [G.Goldhaber et al., *Phys. Rev.* 120 (1960) 300]. Направление исследований получило название «фемтоскопия частиц», т.к. пространственная мера измерения области взаимодействия адронов один ферми $1 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см}$ и тогда $1 \text{ фемто} = 10^{-15} \text{ м} = 10^{-15} \cdot 10^2 \text{ см} = 10^{-15} \cdot 10^2 \cdot 10^{13} \text{ фм} = 1 \text{ фм}$, т.е. фемтометр.

Идея метода импульсных корреляций частиц основана на возможности различить частицы, испускаемые из разных точек протяжённого источника (рис.9.1).

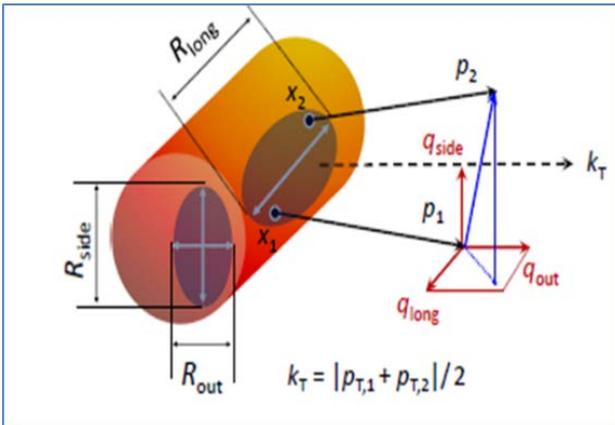


Рис. 9.1. Векторы, используемые в двухчастичной НВТ корреляции.

$$\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$$

$$\vec{k}_T = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)$$

Двухчастичная импульсная корреляционная функция определяется как нормированное отношение двухчастичного распределения к произведению одночастичных распределений:

$$CF(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{N_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{N_1(\vec{p}_1)N_2(\vec{p}_2)}.$$

При $|\vec{q}| \rightarrow \infty$ корреляционная функция стремится к 1. При $q \leq 1/R$, где R – размер источника, она отлична от нуля, если есть корреляции. Из-за взаимодействий в конечном состоянии для Бозе-Эйнштейновских тождественных частиц $CF(q) < 1$, для ферми частиц $CF(q) > 1$.

Для 3D-параметризации вводят три проекции вектора \vec{q} :

$$q_{out} = \frac{|\vec{q}_T \vec{k}_T|}{|\vec{k}_T|}, \quad q_{side} = \frac{|\vec{q}_L \vec{k}_T|}{|\vec{k}_T|}, \quad q_{long} = p_{z1} - p_{z2}.$$

Здесь обозначения выбраны так, что вектор \vec{q}_{long} параллелен пучку, \vec{q}_{out} перпендикулярен \vec{k}_T .

В этом случае,

$$CF(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = 1 + \lambda \exp(1 - R_{out}^2 q_{out}^2 - R_{side}^2 q_{side}^2 - R_{long}^2 q_{long}^2 R_{out, long}^2 q_{out} q_{out}),$$

где радиус R_{side} определяет геометрические размеры источника, R_{long} чувствителен к времени замерзания, R_{out}/R_{side} – к времени испускания, λ – к интенсивности корреляции.

Пример измеренной функции корреляции приведён на рис. 9.2.

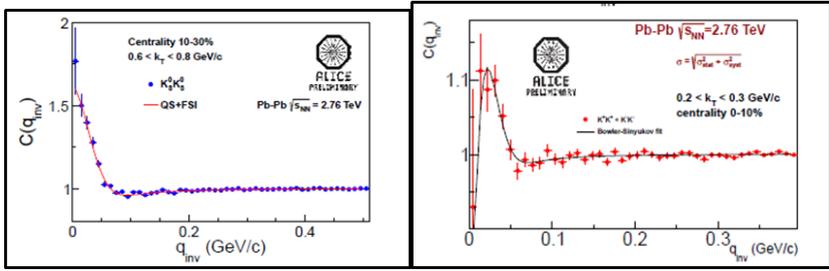
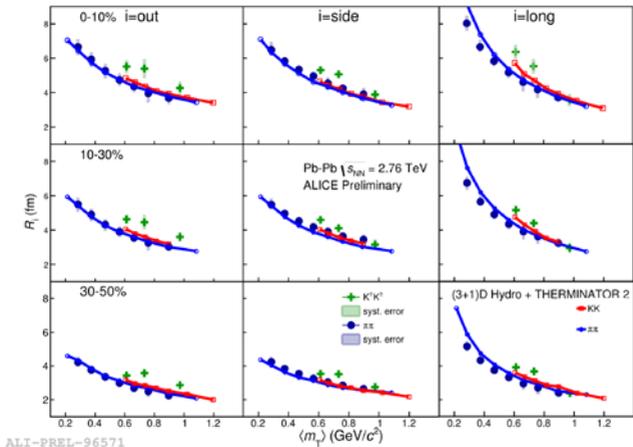


Рис. 9.2. Корреляционная функция $CF(q)$ для K -мезонов в $PbPb$ -столкновениях в эксперименте ALICE при 2.76 ТэВ [ALICE, J.Adam et al., Phys.Rev. C92 (2015) no.5, 054908, arXiv:1506.07884].

Измерение радиусов в столкновениях $PbPb$ (рис. 9.3) было выполнено в эксперименте ALICE [L.Malinina, Report XXV Int.Conf. on



[Ultr.Nucl.Nucl Coll., Kobe, Japan, QM 2015].

Рис. 9.3. Радиусы R_{out} , R_{side} и R_{long} (слева направо) в зависимости от поперечной массы частиц $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ в эксперименте ALICE LHC. Для пионов – кружки, для каонов – крестики. Кривые – модельный расчёт.

Масштаб значений радиусов области сгустка фибрбола $R = 2-8$ фм и уменьшается для периферических столкновений. Для пионов описание в модели лучше, чем для каонов.

Гидродинамическая модель предсказывает [A.Kisiel, M.Galazyn, P.Bozek, Phys. Rev. C90 (2014)064914)] степенную зависимость радиусов от m_T , $R_{long}^2 \propto m_T^a$. Из рис. 9.4 видно, что эта закономерность хорошо выполняется со значением $a = -0.5$. При этом в модели $R_{long} \sim \tau$, где τ – максимальное время начала эмиссии мезонов.

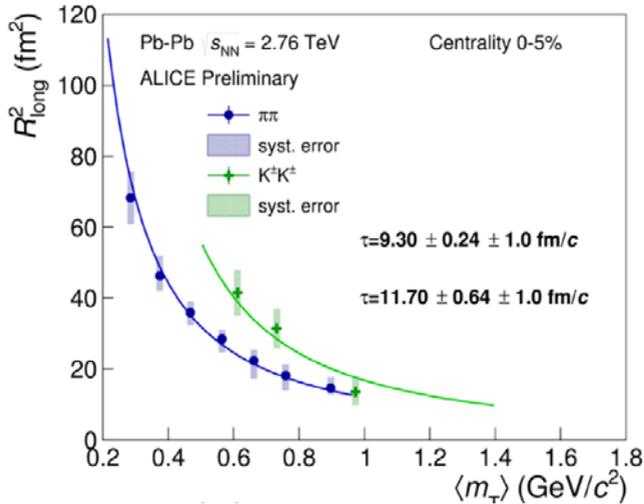


Рис. 9.4. Зависимость R_{long}^2 от $\langle m_T \rangle$ в гидродинамической модели THERMINATOR [Yu.Sinyukov, V.Shapoval, V.Naboka, arxiv:1508.01812]. Данные ALICE для PbPb при 2.76 ТэВ.

Сравнение теории с экспериментом даёт время испускания для пионов $\tau \approx 9.3$ фм/с и для каонов $\tau \approx 11.7$ фм/с.

В гидродинамической модели с сильным поперечным потоком, добавленным к радиальному потоку, из сравнения

зависимостей R_{long} от m_T с экспериментом получено время эмиссии мезонов при энергиях от $\sqrt{s_{NN}} = 2.7$ до 2760 ГэВ (рис. 9.5).

Зная радиусы источника, можно определить объём файрбола как их произведение (рис. 9.5).

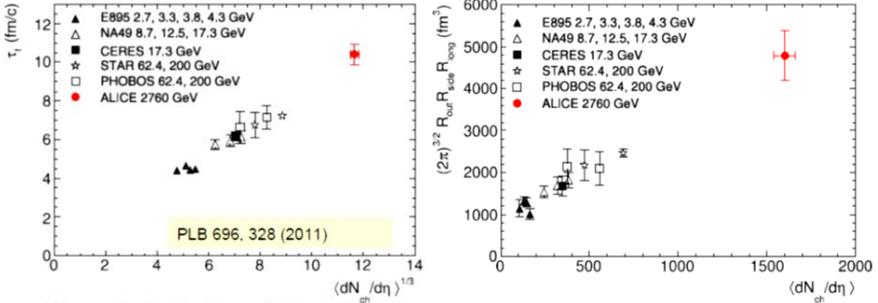


Рис. 9.5. Время жизни и объём сгустка файрбола в момент замерзания в экспериментах при разной энергии из анализа двухтионных Бозе-Эйнштейновских корреляций [ALICE, Phys. Lett. B696:328-337, 2011, arXiv:1012.4035]

Объём файрбола равен $V_{LHC} \approx 4800 \text{ фм}^3 \cong 2 \cdot V_{RHIC}$, т.е. на LHC в 2 раза больше, чем на RHIC. Время жизни $\tau_{LHC} = 10-11 \text{ фм/с} \sim 1.4 \times \tau_{RHIC}$, что на 40% дольше, чем на RHIC. Это значит, что КПП живёт дольше и занимает больший размер при энергиях LHC.

С ростом энергии объём источника линейно зависит от множественности частиц (рис. 9.5 правый)

$$V_{QGP} = k \cdot dN_{ch} / d\eta.$$

Представлять характеристики КПП в зависимости от множественности стало в последнее время трендом в анализе данных (см. главы 4, 7, 8).

Время жизни сгустка КПП до момента замораживания имеет линейную зависимость от корня кубического из множественности в виде

$$\tau_i = k \cdot (dN_{ch} / d\eta)^{1/3}.$$

Радиусы фэйрбола были также определены для pp -столкновений (рис. 9.6).

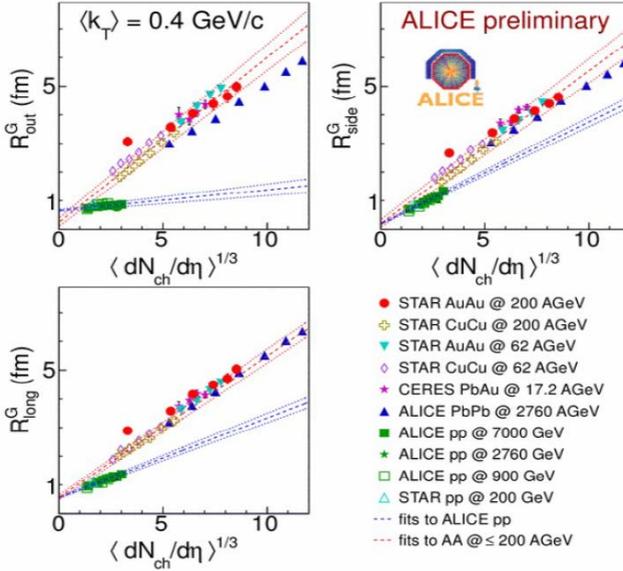


Рис. 9.6. Сравнение фемтоскопических радиусов в АА- и в pp -столкновениях [ALICE, Phys. Lett. B696, 328, 2011].

Линейная зависимость от $(dN/d\eta)^{1/3}$ сохраняется и для pp -столкновений, но в pp наклон меньше, чем в АА, что может свидетельствовать о другой начальной геометрии в pp -столкновении на этапе замерзания.

Сравнимые размеры источника адронов в pp и ядерных столкновениях могут свидетельствовать об образовании КГП также в pp -столкновениях.