

Глава 8. Коллективный поток в соударениях малых нуклонных систем

Ключевым доказательством образования горячей кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных АА-столкновениях является погашение струй и коллективные эффекты в распределениях частиц. При этом считалось необходимым их отсутствие в контрольных экспериментах в pA - и dA -столкновениях. Контрольные измерения были необходимы для того, чтобы разделить влияние эффектов начального состояния от эффектов конечного состояния (взрыва файерболла). Предполагалось, что физика начального состояния может быть изучена изолированно от свойств КГП, т.к. в столкновении малонуклонных систем не предполагалось образование КГП.

За период с 2010 по 2017 годы были измерены коллективные эффекты для сталкивающихся систем $PbPb$, pPb , pp в экспериментах на ЛHC (см. иллюстрацию на рис. 8.1) и dAu , $HeAu$ на RHIC.

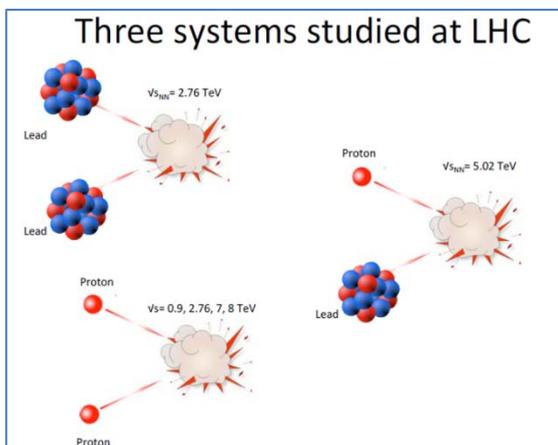


Рис. 8.1. Иллюстрация $PbPb$ -, pPb - и pp -столкновений с указанием энергий, анализируемых в экспериментах на ЛHC.

В эксперименте измерялось число частиц в зависимости от разности пары двух частиц по азимутальному углу $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ и разности быстрот $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ относительно направления встречных пучков (рис. 8.2).

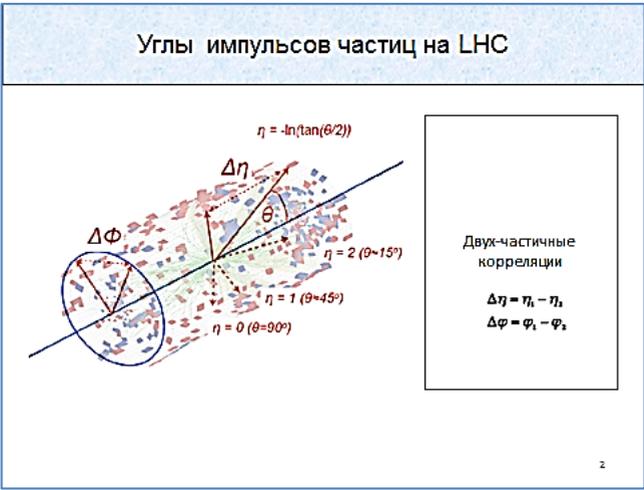


Рис. 8.2. Разность углов двух частиц
Ось z направлена по оси пучков на LHC.

Одна из частиц с большим импульсом называется триггерной (лидирующей) с импульсом p_T^{trig} , вторая ассоциированной с p_T^{ass} . Из-за ограничений детектора по полярным углам ($|\eta| < 2.4$ и, следовательно, $|\Delta\eta| < 4.8$) необходимо учитывать искажение формы двумерного распределения событий. Для исключения фона частицы 1 и 2 брались из разных событий (рис. 8.3).

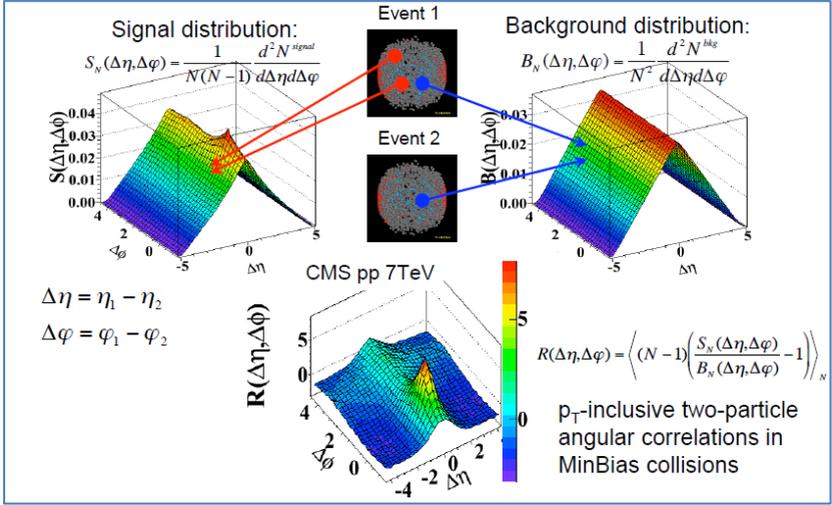
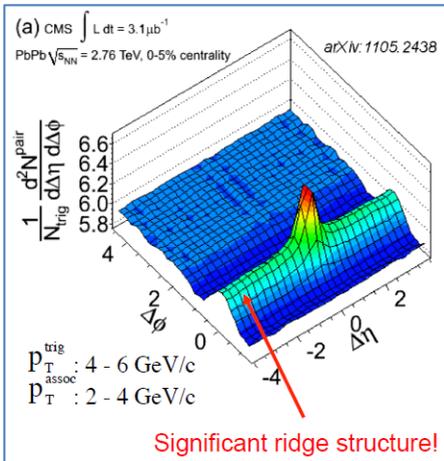


Рис. 8.3. Процедура вычитания фона в двухчастичной корреляции и определение инклюзивной двухчастичной корреляции $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ с лидирующей частицей.

Распределение полученного сигнала (рис. 8.4) содержит вклад от струй (пик при $\Delta\eta = 0$ и $\Delta\phi = 0$) и структуру в виде хребта (ridge) при $\Delta\phi \cong 0$ вдоль измеренных быстрот $|\Delta\eta| \leq 4$. [CMS,



Eur.Phys.J. C72 (2012) 2012, arXiv:1201.3158].

Рис. 8.4 Двумерное распределение разности углов двух частиц в PbPb-столкновении после исключения фона при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для центральных столкновений (0 - 5%) в эксперименте CMS.

Эта структура получила название Ридж-эффекта.

При средних значениях центральности хорошо виден Ридж-эффект в противоположной стороне по азимутальному углу при $\Delta\phi = \pi$ (двойной Ридж-эффект) (рис. 8.5).

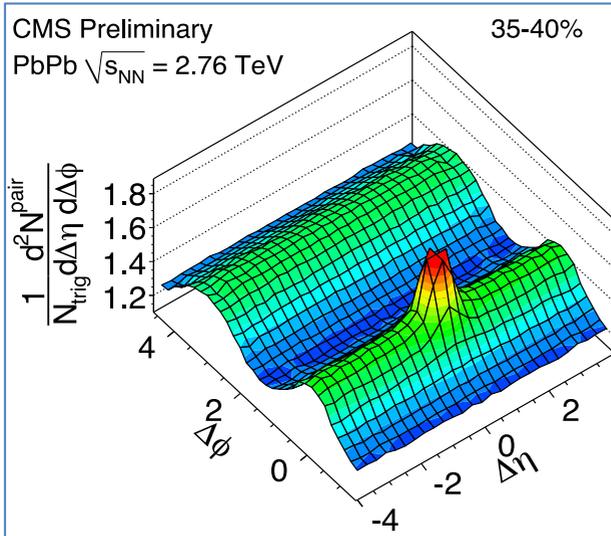


Рис. 8.5.
 Двумерное распределение для PbPb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ с двойным Ридж-эффектом. При $\Delta\phi \approx 0$ хребет называют ближним (near side) и при $\Delta\phi \approx 3.14$ дальним (away side).

Распределение по $\Delta\phi$ хорошо описывается второй гармоникой в разложении Фурье особенно, если исключить часть полосы при $|\Delta\eta| < 0.8$, содержащей вклад от струй (эффект поперечного потока частиц).

Двойной Ридж-эффект наблюдался также в pPb -столкновении (рис. 8.6) [ALICE, PLB v.719 (2013) p.29] после вычитания событий из периферической области, чтобы исключить вклад струй.

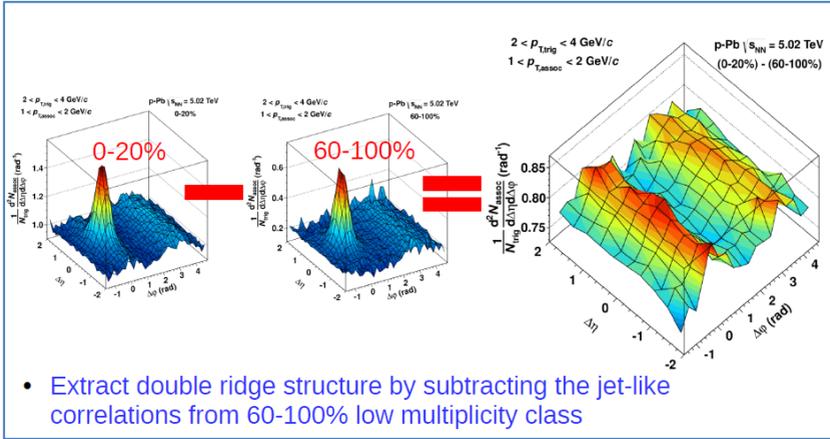


Рис. 8.6. Результаты измерения двумерного распределения для pPb в эксперименте [ALICE, PLB v.719 (2013) p.29] при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ ТэВ}$. Справа – двойной Ридж-эффект.

После исключения событий при $|\Delta\eta| < 1$ со струями Фурье-разложение по азимутальным гармоникам в области малых $p_T = 1-3 \text{ ГэВ/с}$ факторизуется на произведение кумулянтов второго порядка $v_n\{2\}$ (рис. 8.7) (см. гл. 4).

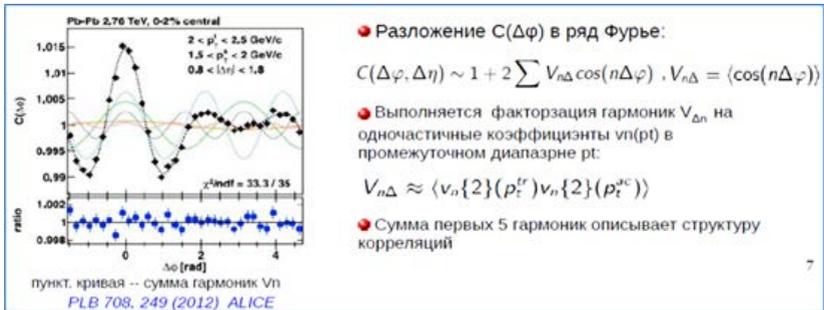


Рис. 8.7. Разложение в ряд Фурье наблюдаемого распределения по разности азимутальных углов двух частиц с одной лидирующей и разложение параметра анизотропии $V_{n\Delta}$ на произведение двухчастичных кумулянтов.

При выполнении условия факторизации можно сравнить величину гармоник в двухчастичном измерении (two Particle Correlation, 2PC) с параметром из двухчастичных распределений без лидирующей частицы методом плоскости события (EP).

В этом случае

$$v_n(2PC, p_T^{ac}) = \frac{V_{n\Delta}(p_T^{tr}, p_T^{ac})}{\sqrt{V_{n\Delta}(p_T^{tr} = p_T^{ac})}} \approx v_n^{EP}\{2\}(p_T^{ac}).$$

Из сравнения параметров v_2 , полученных разными методами, на рис. 8.8 видно, что значения $v_n(2PC)$ находятся между кумулянтами $v_n\{2\}$ и $v_n\{4\}$ из двухчастичных распределений без лидирующей частицы:

$$v_n\{2\} = \sqrt{\langle \cos 2(\varphi_i - \varphi_j) \rangle} = \sqrt{\langle v^2 \rangle},$$

$$v_2\{4\} = (2 \langle v^2 \rangle^2 - \langle v^4 \rangle)^{1/4}.$$

Нарушение соотношений $v_n\{2\} > v_n(2PC) > v_n\{4\}$ происходит для периферических столкновений 40-80% случаев. Поэтому их вклад вычитают (рис. 8.6).

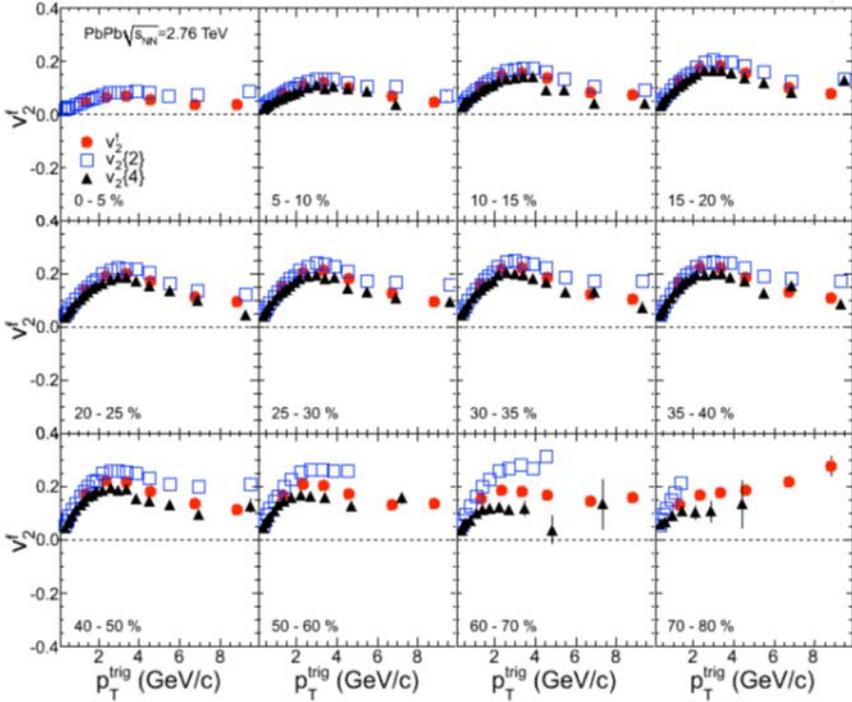


Рис. 8.8. Зависимость второй гармоники $v_n(2PC)$, обозначенной на рисунке как v_2^f , от p_T для разных центральностей в PbPb-столкновении при 2.76 ТэВ и сравнение с кумулянтами $v_n\{2\}$ и $v_n\{4\}$ из двухчастичных распределений без лидирующей частицы [CMS, Phys.Rev.C 87 (2013) 1].

Это позволяет использовать достаточно простой метод двухчастичных корреляций с лидирующей частицей в анализе протон-протонных столкновений, где число частиц в событии гораздо меньше, чем в АА-столкновении, и другие методы для рр неприменимы.

Самое удивительное, что Ридж-эффект был обнаружен в рр-столкновениях. Это был первый результат по столкновению

тяжёлых ионов на ЛHC, доложенный руководителем группы G.Tonelli на семинаре ЦЕРНе 21 сентября 2010 г. (рис. 8.9).

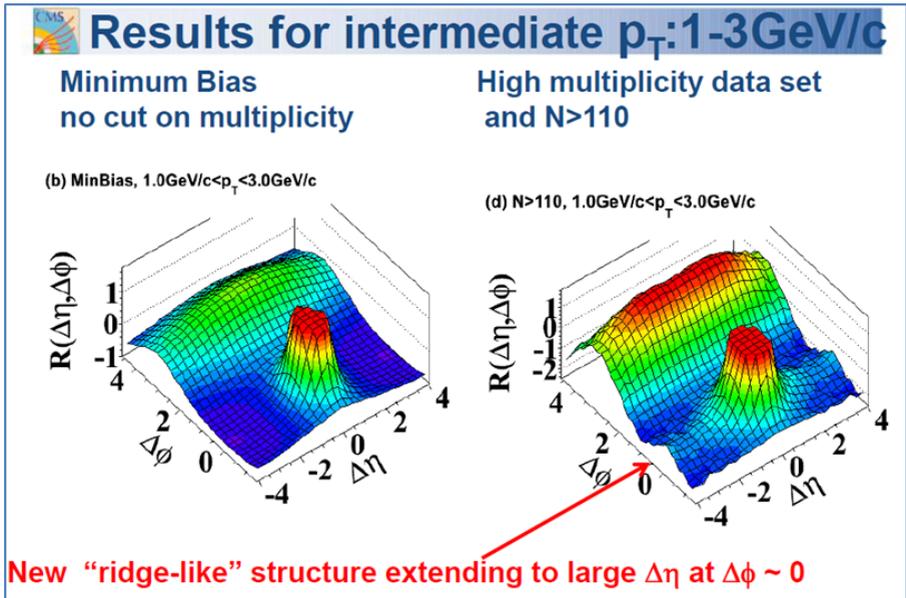


Рис. 8.9. Двумерное распределение разности углов в *pp*-столкновениях до и после выделения событий с высокой множественностью $N > 110$ в эксперименте CMS при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 7$ ТэВ. Отбор событий с высокой множественностью оказался решающим фактором в обнаружении Ридж-эффекта с поперечными импульсами частиц в области 1-3 ГэВ/с.

Разложение азимутального распределения частиц по гармоникам выполнено в *pp*-столкновениях в эксперименте CMS при трёх энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5, 7$ и 13 ТэВ (рис. 8.10).

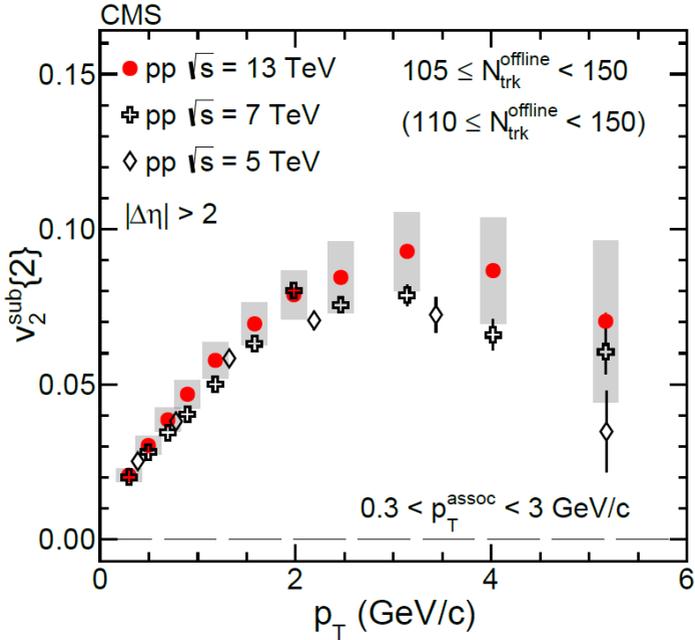


Рис. 8.10. Вторая гармоника в pp-столкновениях для заряженных частиц от поперечного импульса лидирующей частицы в эксперименте CMS на LHC [Z.Chen, THESIS CMS 1709.03567].

Интегральное значение v_2 порядка 5% и в пределах ошибок не меняется от множественности частиц. Зависимость от p_T характерна для гидродинамического роста с увеличением p_T и слабо зависит от энергии столкновения.

Параметры азимутальной анизотропии в pPb-столкновении представлены на рис. 8.11.

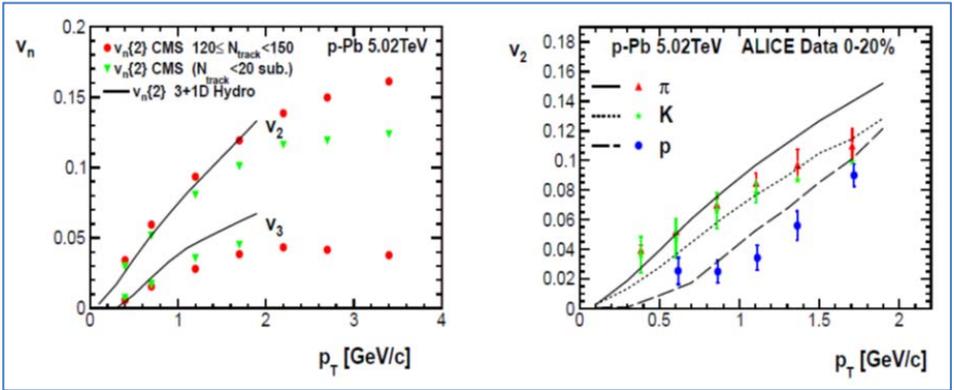


Рис. 8.11. Экспериментальные данные CMS и ALICE для pPb-столкновения при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и их описание в гидродинамической модели [P. Bozek et al., Phys. Rev. Lett. 111, 172303 (2013), arXiv:1307.5060].

Азимутальная анизотропия для pp и pPb может быть связана с одинаковыми физическими механизмами с PbPb-столкновениями, которые ещё предстоит выяснить.

В 2017 году на коллайдере RHIC были выполнены эксперименты с лёгкими ядрами d и He, сталкивающимися с ядром золота Au. Они дополнили физику столкновений релятивистских малонуклонных ионов новой информацией, которая началась с pPb-столкновений.

Результаты измерения параметра эллиптического потока для dAu представлены на рис. 8.12. Его значения и зависимость от p_T мало отличаются от результатов в AuAu-столкновениях.

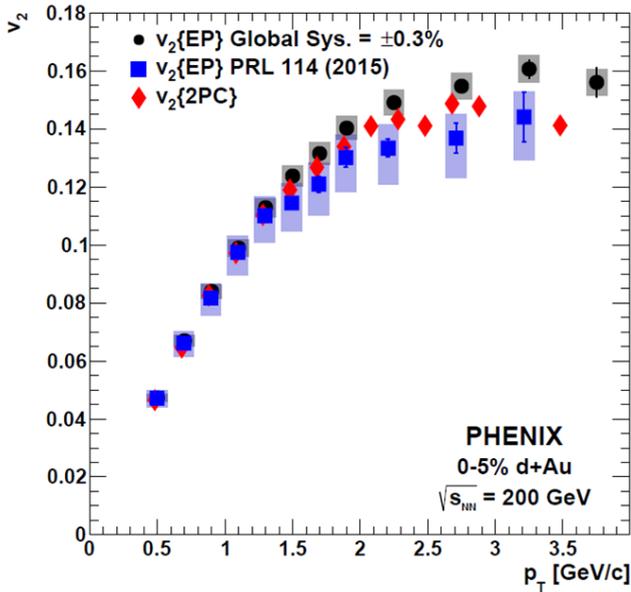


Рис. 8.12. Параметр v_2 для dAu -столкновений при энергии 200 ГэВ в эксперименте на RHIC [C.Aidala et al., PHENIX, arXiv:1708.06983].

Значения параметра анизотропии значительны и сравнимы с v_2 для РbРb-столкновений, причём зависимость от энергии очень слаба (рис. 8.13). Модель партонных взаимодействий AMPT [J.Xu and C.M.Ko, Phys.Rev. C83 (2011) 034904] хорошо описывает данные dAu -столкновений.

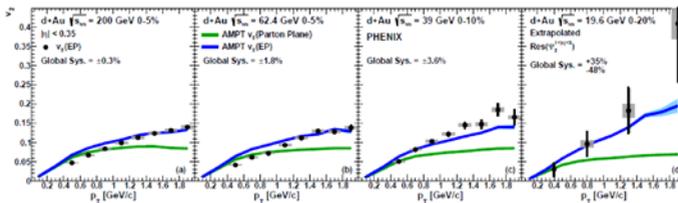


Рис. 8.13. Зависимость $v_2(p_T)$ от энергии для dAu -столкновений в эксперименте PHENIX RHIC и в модели AMPT.

Для столкновения систем ^3He и Au результаты представлены на рис. 8.14.

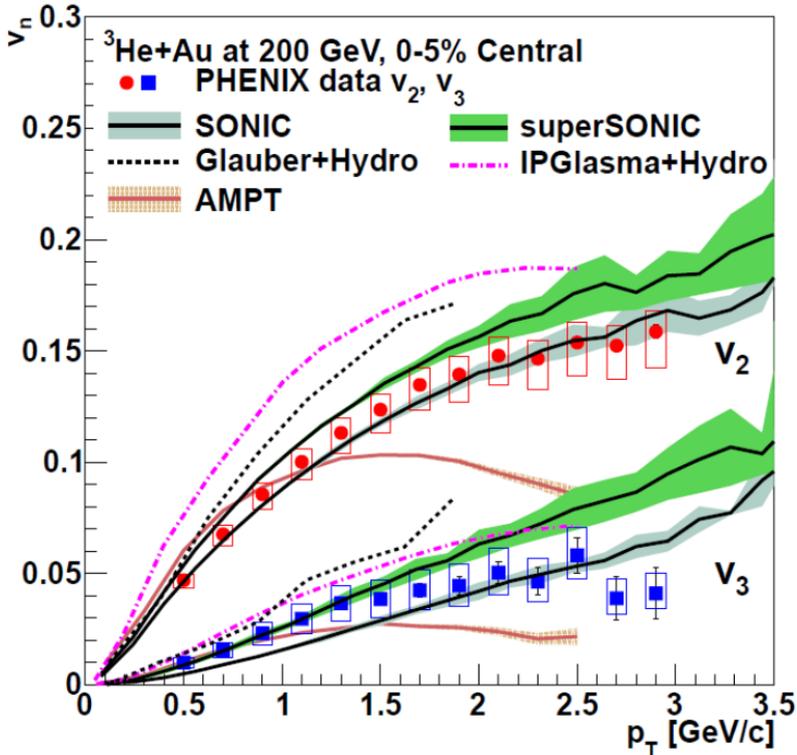


Рис. 8.14. Экспериментальные данные и сравнение с разными моделями для $^3\text{HeAu}$ -столкновений в эксперименте PHENIX [A. Adare et al., Phys.Rev.Lett. 115, n.14 (2015) p/142301, arXiv:1507.06273].

Наилучшее согласие получено с моделью SONIC, использующей Глауберовские начальные условия, вязкую гидродинамику и переход к адронному каскаду при температуре $T = 170$ МэВ. В то же время разрабатываются модели горячих капель, которые возникают при столкновении одного, двух или трёх нуклонов с массивным ядром и образуют мгновенные капельки первичной КГП, дающие анизотропное распределение частиц (рис. 8.15)

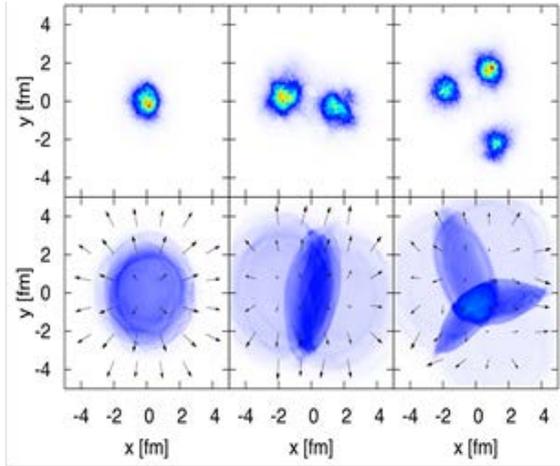


Рис. 8.15. Представление о возникновении горячих капель КГП при столкновении p , d и He в поперечной плоскости с большим ядром (верхняя часть рисунка) и последующее распределение частиц (нижняя часть) [<https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=11749>].

Коллективные эффекты для pPb -столкновений могут быть удовлетворительно описаны без гидродинамики в некоторых моделях, например, в модели взаимодействующих партонов АМРТ (рис. 8.16).

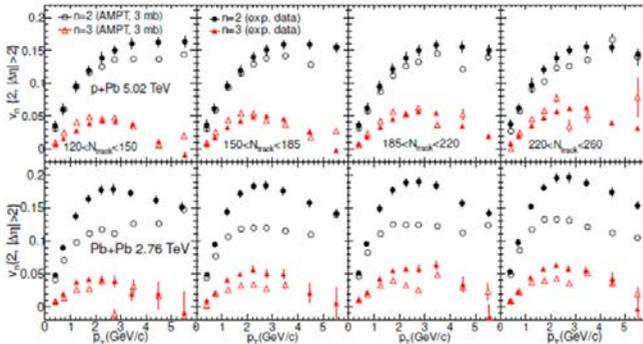


Рис. 8.16. Описание v_2 и v_3 в модели АМРТ в сравнении с данными CMS [B. Schenke, arXiv: 1509.07939].

Обсуждение проблемы коллективных потоков частиц в столкновении малых нуклонных систем смотрите в главе 10.