Глава 4. Коллективный поток и гидродинамика

Гидродинамическая модель, предложенная много лет назад [*Fermi E. Prog. Theor. Phys. 5 (1950) 570; Л.Д.Ландау. Изв. АН СССР, Сер.физ. 17 (1953) 51*], считается одной из наиболее эффективных моделей для описания множественного рождения частиц.

В результате сильного взаимодействия на стадии образования плазмы успевает установиться статистическое равновесие в сгустке материи с высокой плотностью энергии. Такой «файербол» может рассматриваться как релятивистская жидкость с коллективным гидродинамическим потоком. Элементы кварк-глюонной жидкости рассматриваются как равновесные подсистемы [*E.V.Shuryak, Phys.Rep., v61, p.70*]. Затем начинается процесс расширения и остывания материи. Именно эта стадия является предметом гидродинамического описания КГП. Её плотность, давление и температура падают до некоторых критических значений, при которых из элементов кварк-глюонной жидкости начинают формироваться реальные адроны. Расширение в поперечном направлении определяется гидродинамикой и термодинамикой. На стадию объединения кварков и глюонов в адроны гидродинамика не претендует. Эта стадия определяется динамикой сильного взаимодействия (КХД). Т.к. гидродинамический разлёт элементов жидкости непосредственно отражается на адронных распределениях, релятивистская гидродинамика используется для описания экспериментальных распределений частиц.

В принципе, начальные взаимодействия достаточно сильны, чтобы быстро установить локальное термальное равновесие и поддерживать его некоторое время. Это значит, что в течение всей

стадии гидродинамического разлёта в каждом элементе материи КГП имеет место статистическое равновесие. Говорят о так называемом локальном термальном равновесии. Успех применимости гидродинамической модели может дать ясное доказательство достижения локального термального равновесия на ранней стадии столкновения.

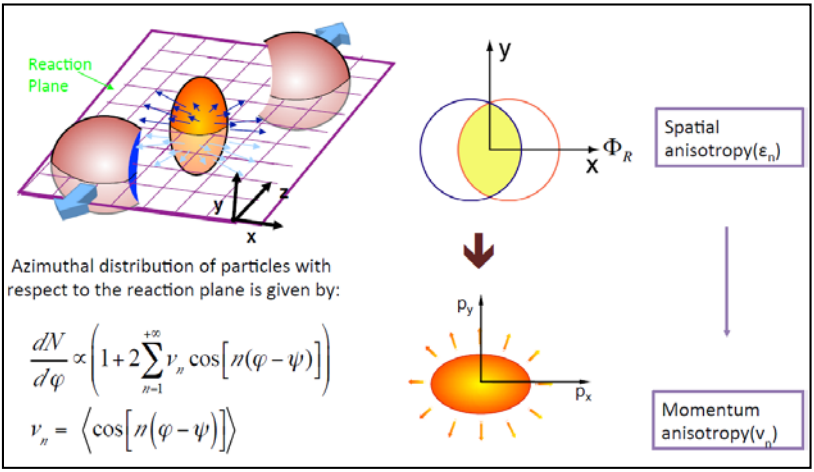
Движение этой жидкости полностью определяется тремя компонентами скорости, давлением p, плотностью энергии ε и плотностью барионов n_B. Уравнения состояния (Equation Of State, EOS) определяются законами сохранения энергии импульса и барионного числа.

Однако сравнение с экспериментом содержит явный произвол, касающийся того, где и когда соответствующие условия начального локального термального равновесия, необходимые для применения гидродинамики, достигаются. Адронные взаимодействия в конечном состоянии (Final State Interaction – FSI) могут изменить картину. Поэтому более реалистичной будет комбинация микроскопических и макроскопических (транспортных) гибридных моделей.

При столкновении двух одинаковых ядер зона их перекрытия имеет форму эллипсоида, т.е. область взаимодействующих нуклонов анизотропная в поперечной плоскости (p_x, p_y) (рис. 4.1). Такая капля жидкости стремится принять сферическую форму. В направлении малой оси эллипсоида давление будет больше, чем в направлении большой оси. Это приведёт к тому, что частицы будут иметь анизотропное распределение относительно плоскости реакции за счёт градиентов давления. При этом вторая компонента Фурье преобразования поперечного импульсного распределения,

называемая эллиптическим потоком, доминирует. Частицы летят как бы общим потоком. Поэтому этот эффект называют коллективным потоком.

Пространственное распределение частиц по азимутальному углу разлагается в ряд Фурье относительно угла плоскости реакции:



$$E\frac{d^3N}{d^3p} = \frac{d^3N}{p_T dp_T dy d\phi} = \frac{d^2N}{p_T dp_T dy}\frac{1}{2\pi}\left[1+\sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos n(\phi-\Phi_R)\right],$$

Рис. 4.1 Иллюстрация перехода от пространственной анизотропии взаимодействующих нуклонов к импульсной анизотропии частиц.

Экспериментально измеренное распределение выглядит на рис. 4.2 как $\cos(2\cdot(\phi - \Psi_{PP}))$ для разных центральностей столкновения с разным значением амплитуды v_2.

Рис.4.2. Данные по азимутальному распределению частиц в столкновении ионов AuAu на RHIC.

Пространственное распределение области перекрытия может иметь не только форму эллипсоида, соответствующую второй гармонике, но и более сложную для других гармоник (рис. 4.3).

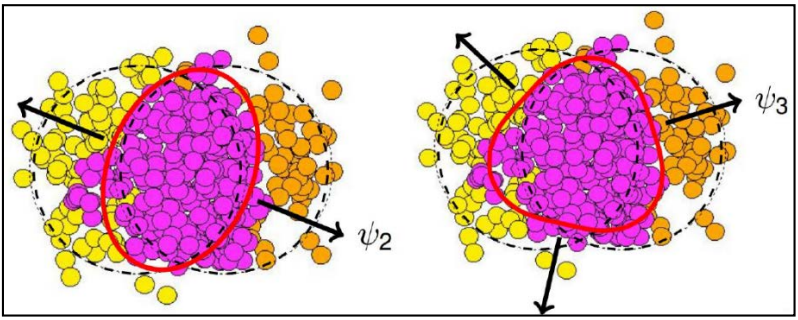


Рис. 4.3 Примеры областей перекрытия для второй и третьей гармоник пространственного распределения области перекрытия и направления наибольшего потока частиц, задающего угол плоскости события.

В этом случае импульсное распределение частиц также будет содержать несколько гармоник с разной амплитудой (рис. 4.4). Причём направление наибольшего потока частиц Ψ_{EP} (угол плоскости события) может не совпадать с углом плоскости реакции Ψ_{RP}, содержащим прицельный параметр между ядрами.

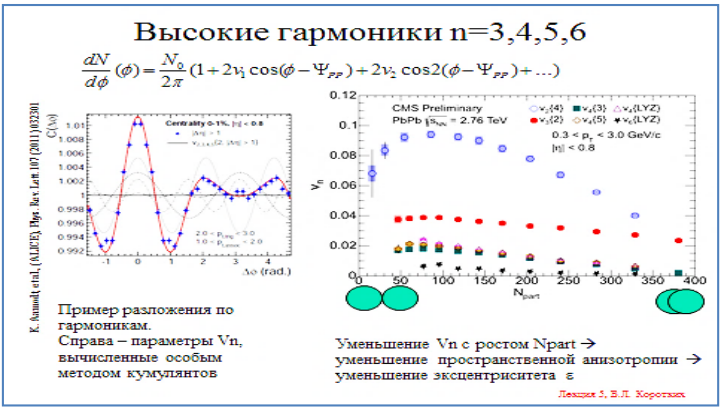


Рис. 4.4. Измеренные гармоники на CMS LHC. Слева – зависимость гармоник от Δφ, где Δφ = (φ – Ψ_{PP}), здесь $\Psi_{PP} = \Psi_{EP}$. Справа – зависимость кумулянтов $v_n\{k\}$ от числа участвующих нуклонов N_{part}. Данные CMS [PoS ICNEP2016 (2016) 358].

Существует несколько метолов определения параметров v_n. Они дают разные значения из-за не одинакового учёта флуктуаций гармоник. Широко используется метод кумулянтов $v_n\{k\}$, учитывающий корреляцию k частиц. Для примера приведём формулы второго и четвёртого кумулянта $v_2\{k\}$ с учётом вклада флуктуаций и значения относительной доли флуктуаций (формулы 4.5):

$$v_2\{2\}^2 = < v^2 > \approx < v >^2 + \sigma_v^2$$

$$v_2\{4\}^2 = (2 < v^2 >^2 - < v^4 >)^{1/2} \approx < v >^2 - \sigma_v^2$$

$$\frac{\sigma_v}{< v >} = \sqrt{\frac{v_2\{2\}^2 - v_2\{4\}^2}{v_2\{2\}^2 - v_2\{4\}^2}}$$

Формулы 4.5. Вклад статистических (и динамических) флуктуаций σ и относительной доли флуктуаций.

Относительный вклад флуктуаций, составляющий 40-60 %, показан на рис. 4.6.

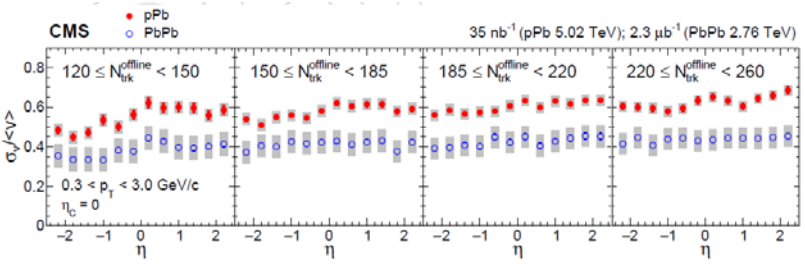


Рис. 4.6. Относительная доля флуктуаций, измеренная для pPb- и PbPb-столкновений для 4-х интервалов по множественности частиц. Сплошные кружки – pPb, полые кружки – PbPb в эксперименте CMS LHC [PoS ICHEP2016 (2016) 358]

Для исключения непотоковых эффектов и статистических флуктуаций используется метод восстановления (unfolding), который даёт истинные значения v_2(EdyE) и v_3(EdyE) из анализа каждого события (Event by Event) (рис. 4.7).

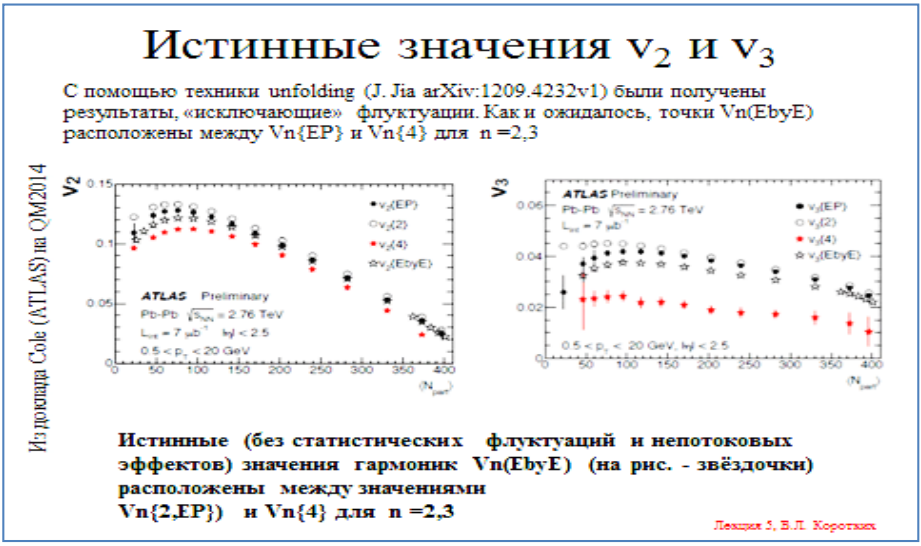


Рис.4.7. Значения параметров v2 и v3, измеренные разными методами, и истинные значения параметров v2(EdyE) и v3(EdyE), полученные методом unfolding. [ATLAS, J. Jia et al., arXiv:1209.4232]

Разработаны гидродинамические модели с учётом эволюции материи в релятивистской гидродинамике с учётом вязкости материи КГП. Одна из них хорошо описывает все гармоники v_n из анализа азимутальной зависимости частиц в эксперименте CMS с расчётами в гидродинамической модели с эволюцией КГП для гармоник n = 1 – 5 до p_T = 3.5 ГэВ/с (рис. 4.8).

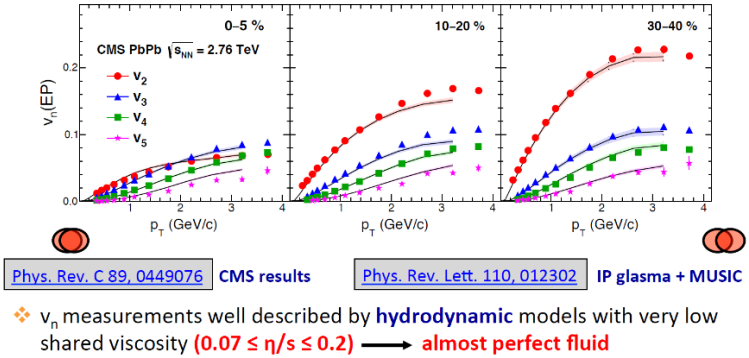
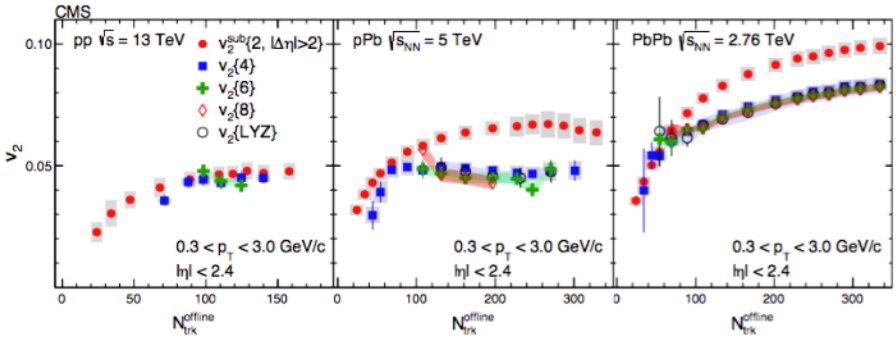


Рис.4.8. Описание p_T-зависимости разных гармоник в эксперименте CMS на LHC в гидродинамической модели с учётом флуктуаций и вязкости КГП. [Report M. Guilbaud, ICNFP_HI_Guilbaud_CMS].

Проявление коллективности (потоковых эффектов) частиц в pPb-столкновениях, наблюдаемое стандартными методами в двухчастичных корреляциях (рис. 4.8), свидетельствуют о коллективном разлёте частиц так же, как в PbPb-соударениях (рис. 4.7).



Наиболее чувствительные к потоковым эффектам характеристики, такие как кумулянты высокого порядка (рис. 4.9),

Рис. 4.9. Кумулянты второго и более высокого порядка в pp, pPb и PbPb столкновениях [CMS., Phys. Rev. Lett. 116, 012301 (2013), arXiv:1502.05382]

учитывающие корреляцию многих частиц, дают близкие результаты в pp , pPb и PbPb в зависимости от множественности

Гидродинамика предсказывает пропорциональность второй гармоники v_2 пространственному эксцентриситету ε_2, т.е. $v_2 = k2 \cdot \varepsilon_2$. Поэтому была изучена зависимость отношения v_2/ε_2 от множественности частиц, поделённой на среднюю площадь A_T области перекрытия двух ядер (рис. 4.10).

Из рисунка видно, что для более низких энергий SPS NA49(17 A ГэВ) на пару нуклонов термодинамическое равновесие не достигается. При энергиях RHIC ($\sqrt{s_{NN}}$ = 200 ГэВ) образованная среда близка к термодинамическому равновесию. С ростом энергии ожидается достижение термодинамического предела.

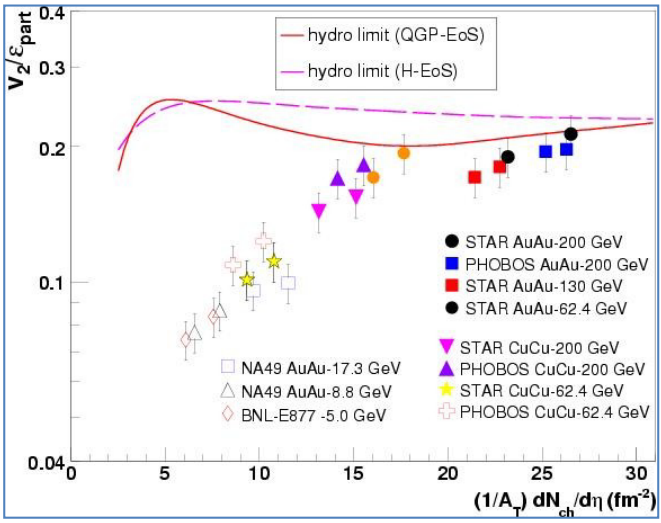


Рис.4.10. Отношение параметра v_2 к эксцентриситету ε_{part} (ε_2) в зависимости от поперечной плотности частиц. Отдельные экспериментальные точки относятся к разным энергиям и центральностям столкновения. Кривые – гидродинамические расчёты.

В работах R.S.Bhalerao и др. была предложена феноменологическая формула для описания этой зависимости *[R.S.Bhalerao et al., Phys.Lett.,B627(2005)49; H.J. Drescher et al.,Phys.Rev.C76(2007)024905]*

$$\left(\frac{v_2}{\varepsilon}\right) = \left(\frac{v_2^{hydro}}{\varepsilon}\right)\frac{1}{(1+K/K_0)},$$

где K = λ/R – параметр Кнудсена (λ – длина свободного пробега партона в среде. R – размер системы). Чем меньше отношение λ/R, тем лучше гидродинамическое описание. Его обратная величина

$$K^{-1} = \frac{\sigma_{gg}\, c_s}{A_\perp}\frac{dN}{dy},$$

Здесь, σ_{gg} – сечение взаимодействия партона со средой КГП, K_0, c_s – фиксированные параметры модели, $A_\perp$ – поперечная площадь перекрытия ядер и dN/dy – множественность частиц в заданном интервале центральности и быстрот. Предельное значение $(v2^{hydro}/\varepsilon)$ для идеальной КГП и сечение σ_{gg} подгоняются под экспериментальные данные. Зная σ_{gg}, можно вычислить вязкость $\eta/s = 0.194/(T^2\cdot\sigma_{gg})$. Оказалось, что эта формула хорошо описывает совокупность всех данных от 7.7 ГэВ до энергий LHC $\sqrt{s_{NN}}$ = 2.76 ТэВ (рис. 4.11).

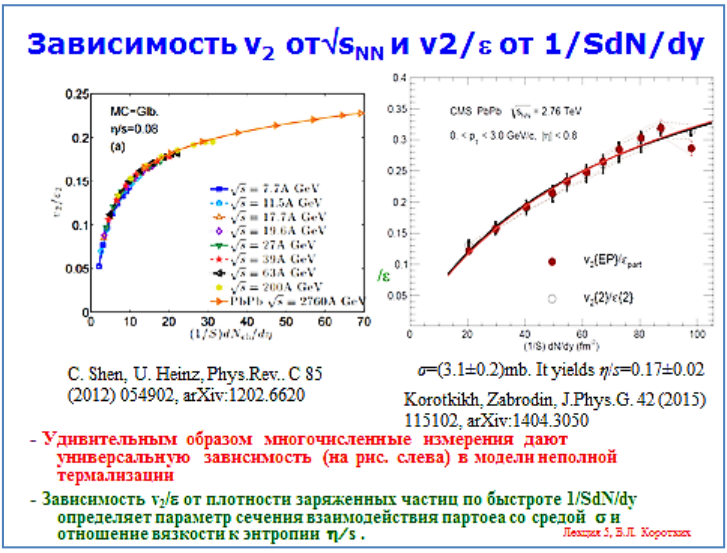


Рис.4.11 Отношение параметра v_2 к эксцентриситету ε_2 для разных энергий (слева) и анализ данных CMS с определением вязкости КГП (справа).

Отношение сдвиговой вязкости к энтропии при энергии LHC η/s было найдено равным 0.17 ± 0.02 в работе *[V.L.Korotkikh, E.E.Zabrodin, J.Phys.G.42(2005)115102].*

Важным исследованием является изучение эллиптического потока v_2 для идентифицированных частиц. Гидродинамическая модель удовлетворительно описывает наблюдаемую разную зависимость для лёгких (пионы, каоны) и тяжёлых (протоны, гипероны) адронов. Причём характерным является пересечение p_T – зависимостей для них при p_T = 2.5 ГэВ/с. Гидродинамическая модель не учитывает кваркового состава и это отличие связано только с массой частиц и отражается в эксперименте и в модели.

В модели HYDJET++, включающей как мягкие (гидродинамика), так и жёсткие (КХД) взаимодействия *[I.Lokhtin, et al., Comp. Phys. Commun.180 (2009) 779, I.Lokhtin, A.Snigirev, Eur. Phys. J. C 46*

(2006) 2011], хорошо воспроизводится p_T – зависимость для лёгких и тяжёлых адронов (рис. 4.12).

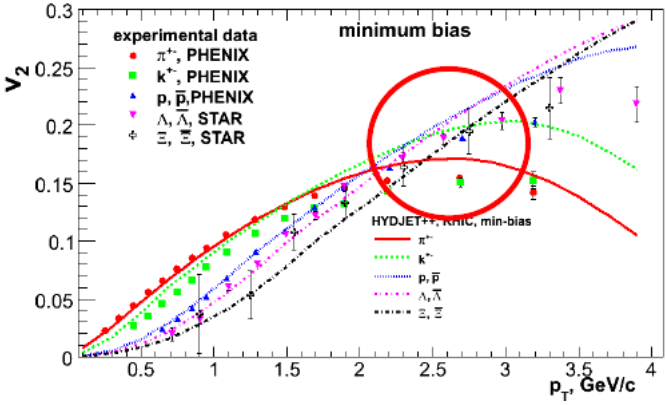


Рис. 4.12. Параметр эллиптического потока v_2 для идентифицированных частиц в экспериментах на RHIC для столкновений AuAu и сравнение с моделью HYDJET++ [G. Eyyubova et al., Phys. Rev. C 80, 064907 (2009)].

Двухкомпонентная модель HYDJET++ позволяет понять, как мягкие и жёсткие взаимодействия дают вклад в коллективный поток. Особенно наглядно это видно для третьей гармоники v_3 (рис. 4.13). Мягкая компонента (гидродинамическая модель) перестаёт описывать данные при p_T больше чем 2 ГэВ/с. Жёсткая компонента от развала струй на адроны не даёт вклада в коллективный поток ($v_3 = 0$), т.к. направления частиц струй не коррелируют с углом плоскости события Ψ_3. Сочетание обоих механизмов даёт спад v_3 при $p_T > 3$ ГэВ/с. Учёт вклада резонансов увеличивает значения гармоники v_3.

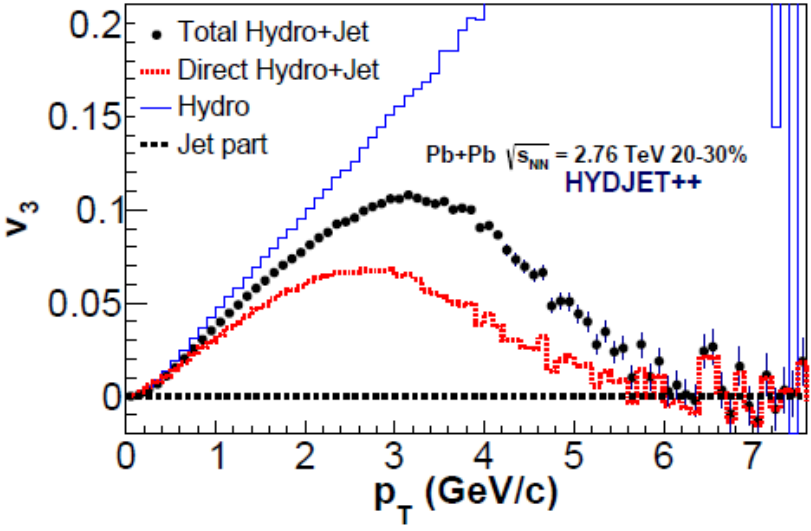


Рис. 4.13. Параметр третьей гармоники в PbPb – в модели HYDJET++. Гидродинамический вклад (сплошная гистограмма вверху), вклад от струй (пунктир внизу около нуля), нижняя гистограмма – сочетание обоих механизмов. Верхняя кривая (чёрные точки) – дополнительный учёт вклада от распадов резонансов. [J.Crkovska, J.Bielcık, L.Bravina et al., PRC,95 (2017),014910].

Получено интересное скейлинговое (совпадение распределений за счет изменения масштаба переменных) поведение величины v_2 / n_q, где n_q – число кварков (для барионов $n_q = 3$ и для мезонов $n_q = 2$), от кинетической энергии K_{ET} частиц.

Рис. 4.14. Результаты анализа данных в эксперименте STAR на RHIC и отношение параметра v_2 к числу кварков n_q для идентифицированных частиц в зависимости от KE_T.

Совпадение зависимостей (правая нижняя секция на рис. 4.14) для всех частиц свидетельствует о том, что в коллективном движении участвуют все частицы, рождённые в КГП.