

Глава 7. Потеря энергии партонами (погашение струй)

Чтобы отказаться от чисто адронного сценария образования частиц, необходимо наблюдать эффект, который зависит напрямую от партонной природы образованной зоны высокой плотности в столкновении тяжёлых ионов.

Такой эффект был открыт на RHIC, и он связан с подавлением импульсного адронного спектра в центральных AuAu-столкновениях в сравнении с импульсным спектром в pp-столкновениях (см. Глава 5). Эффект основан на гипотезе о большой потере энергии партонов, рассеянных с высоким p_T в начальной стадии столкновения в среде с высокой плотностью свободных цветовых зарядов. Этот эффект был предсказан Бьёркеном [*J.D.Bjorken, FERMILAB-PUB-82-059-THY (1982)*] и получил название эффекта погашения (подавления) струй (jet quenching).

Согласно КХД цветовой объект (партон) теряет энергию за счёт радиации глюонов аналогично тормозному излучению в электродинамике. Из-за цветового заряда глюонов потеря энергии пропорциональна квадрату длины L^2 прохождения в цветовой среде и в конечном итоге уменьшению числа частиц от струи.

Наиболее очевидным проявлением потери энергии партонами в среде КГП будет изменение соотношения энергий двух партонных струй в двухструйных событиях в AA-соударениях в сравнении с протон-протонными. Такое сравнение стало возможным на коллайдере LHC, т.к. в сравнении с RHIC возросло сечение рождения струй при более высокой энергии.

Если в среде КГП рождаются два партона, то партон, пролетающий большую толщину среды за счёт сильного взаимодействия, потеряет больше энергии, чем другой партон (рис. 7.1).

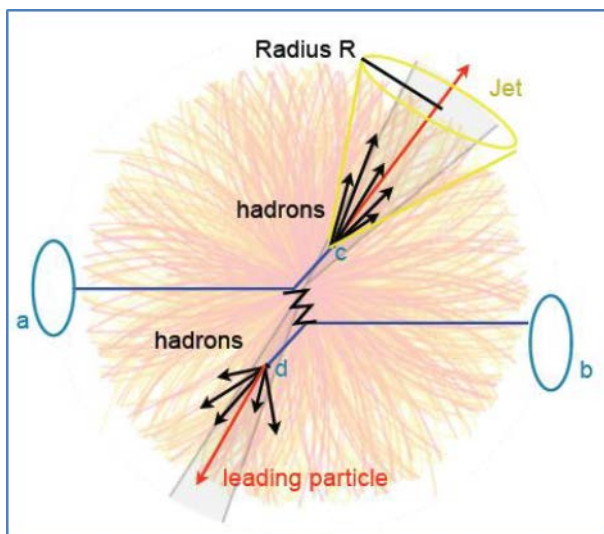


Рис. 7.1.
Образование
двух струй при
столкновении
тяжёлых ионов

Поэтому естественно сравнить энергии (импульсы) двух струй в событиях, где образуются две «back-to-back» (спина к спине) струи. Измеряется безразмерная величина – параметр энергетической асимметрии (дисбаланс) двух струй:

$$A_J = \frac{E_{T1} - E_{T2}}{E_{T1} + E_{T2}} \quad \text{или} \quad A_J = \frac{p_{T1} - p_{T2}}{p_{T1} + p_{T2}}.$$

Если энергии E_{T1} и E_{T2} двух струй одинаковы, то дисбаланс равен нулю. Величина A_J стремится к единице (100%), если одна из двух струй доминирует. Обычно первую струю с более высокой энергией называют лидирующей, вторую сублидирующей. Первое измерение A_J на LHC было доложено на семинаре ЦЕРН 25 ноября 2010 года и опубликовано в работе [G.Aad et al., Phys.Rev.Lett.105 (2010) 252303; arXiv:1011.6182]. Было обнаружено (рис. 7.2), что дисбаланс в двухструйных событиях заметно больше 0.5 и отличается от модельных расчётов, где он

заранее не учитывался (рис. 7.2). Значения A_J особенно отличаются для центральных PbPb-столкновений от pp данных.

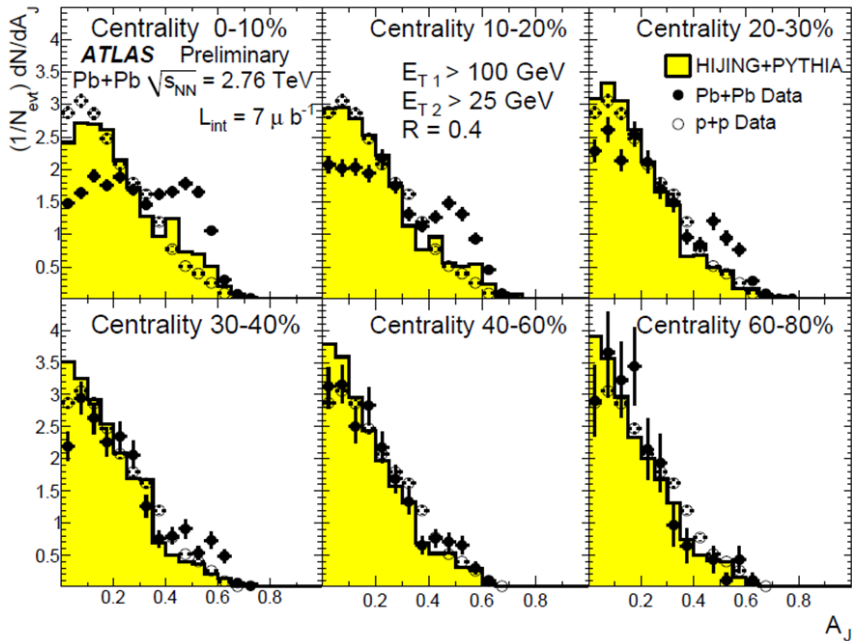


Рис. 7.2. Асимметрия двухструйных событий с поперечной энергией лидирующей частицы $p_T > 100$ ГэВ/с (ATLAS LHC) (заполненные кружки). Сравнение с данными (полые кружки) и модельными (гистограмма) расчётами pp-столкновения при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ генератора PYTHIA, встроенного в MC генератор событий HIJING. Радиус струй R выбран равным 0.4.

Неизвестно, какую пространственную область занимает материя КГП. По крайней мере, она не больше области перекрытия двух ядер, содержащей участвующие нуклоны (приложение 1).

Очевидно, что не все нуклоны в области перекрытия двух ядер (плотная область кружков на рис. 7.3) испытывают взаимодействие с back-to-back партонами. Один из партонов, вылетающий с поверхности области перекрытия, не потеряет свою энергию (рис. 7.3).

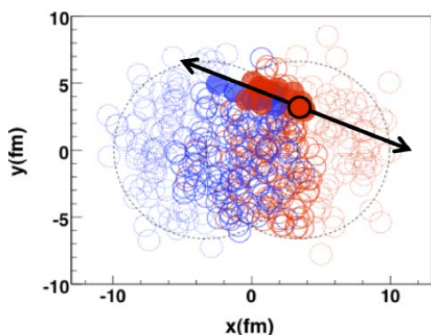


Рис. 7.3. Поперечная плоскость столкновения двух ядер, полученная в Монте-Карло вычислениях модели Глаубера. Плотная область кружков – участвующие нуклоны (participant), полые кружки – нуклоны-спектаторы, тёмные кружки – нуклоны вдоль направления партонов двухструйного события.

Измеряется поток частиц от струи партона и ось струи разными методами (рис. 7.4). Максимальное значение потока частиц берётся за направление струи. При этом важно разделить перекрывающиеся струи, что позволяет сделать метод анти-к_T распределения лучше других. В анализе событий со струями адронов используют так называемый радиус струи, равный $R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$, где $\Delta\phi$ и $\Delta\eta$ – угловые расстояния частиц от оси струи.

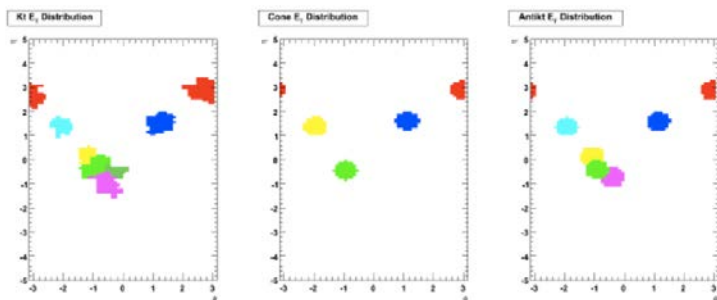


Рис. 7.4. Три метода выделения струй в распределениях частиц в области $(\phi - \eta)$. Метод к_T-распределения, конусный Е_T распределения и анти-к_T распределения для события, содержащего семь струй.

Для двухструйных событий распределения по углу между двумя струями представлены на рис. 7.5. По оси ординат – логарифмическая шкала.

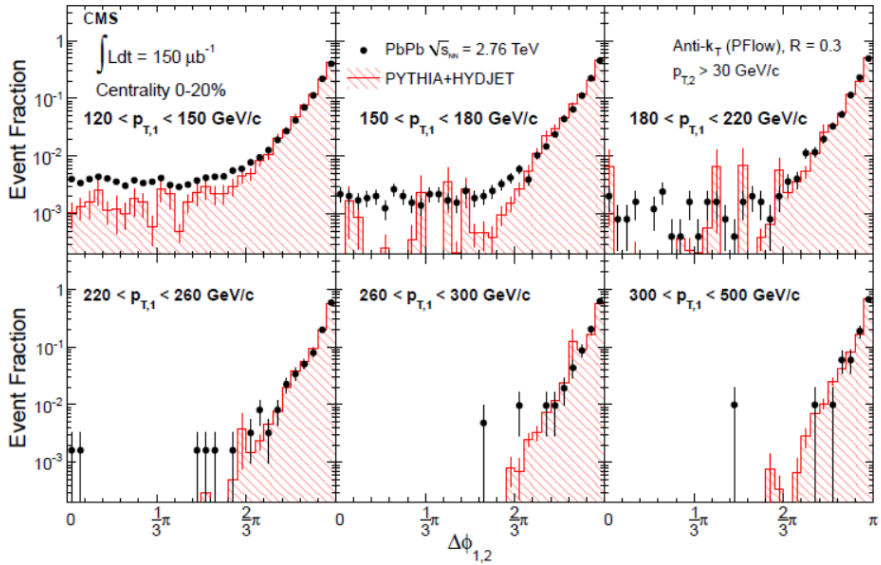


Рис. 7.5. Распределения по углу между струями для разных интервалов импульсов лидирующей струи в PbPb-столкновениях при 2.76 ТэВ. Импульс сублидирующей струи $p_{T2} > 30$ ГэВ/с в эксперименте CMS [S. Chatrchyan et al. Phys.Lett B712:176, 2012]. Отбор событий сделан для центральности 0-20% и при $R = 0.3$. Гистограмма показывает результат генератора событий PYTHIA, встроенного в HYDJET.

Два-три порядка уменьшения вероятности при разности углов от π до $2/3\pi$ означает сильную выстроенность двух струй вдоль оси лидирующей струи. Прохождение партонов с высокими p_T в плотной кварк-глюонной среде не приводит к видимой угловой декорреляции.

Для двухструйных событий, отобранных в этих же интервалах импульса лидирующей струи, распределение

отношения p_{T2}/p_{T1} представлено на рис. 7.6. Из него видно, что дисбаланс присутствует в той или иной мере для всех импульсов лидирующей струи, хотя она тоже может терять энергию. Средние значения распределений p_{T2}/p_{T1} сдвигаются к единице с увеличением p_{T2}/p_{T1} и экспериментальные данные становятся ближе к модельным, в которых заложено хорошее описание (PYTHIA) образования струй в pp -столкновениях.

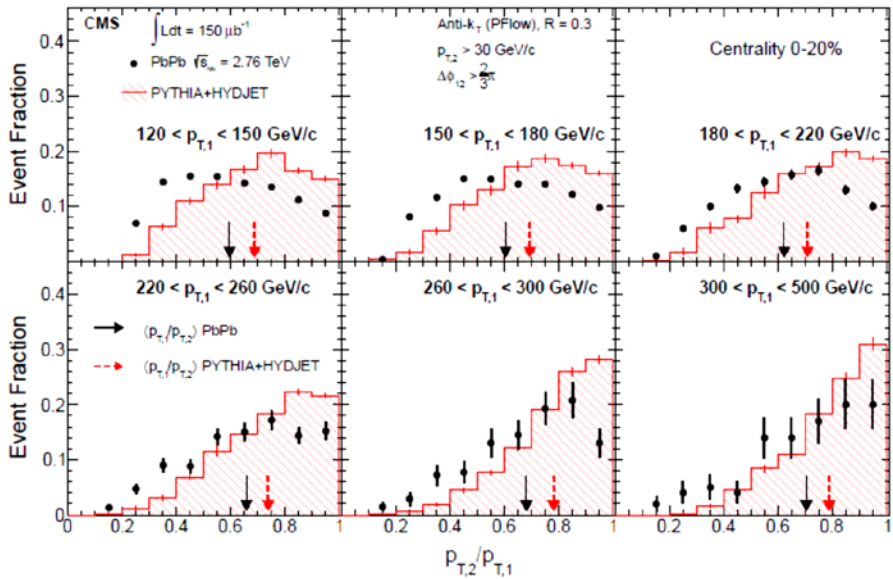


Рис. 7.6. Распределения отношения p_{T2}/p_{T1} для интервалов импульса p_{T1} лидирующей струи. Отбор двухструйных событий выполнен при $p_{T2} > 30$ ГэВ/с, $\Delta\phi_{12} > 2/3\pi$ и для центральности 0-20%. Стрелками указаны средние значения для данных и для модели генератора событий PYTHIA, встроенного в PbPb HYDJET.

Зависимость дисбаланса A_J от центральности столкновения в сравнении с моделью, где погашение струй в среде КХД (модель PYTHIA) не учитывается, представлена на рис. 7.7.

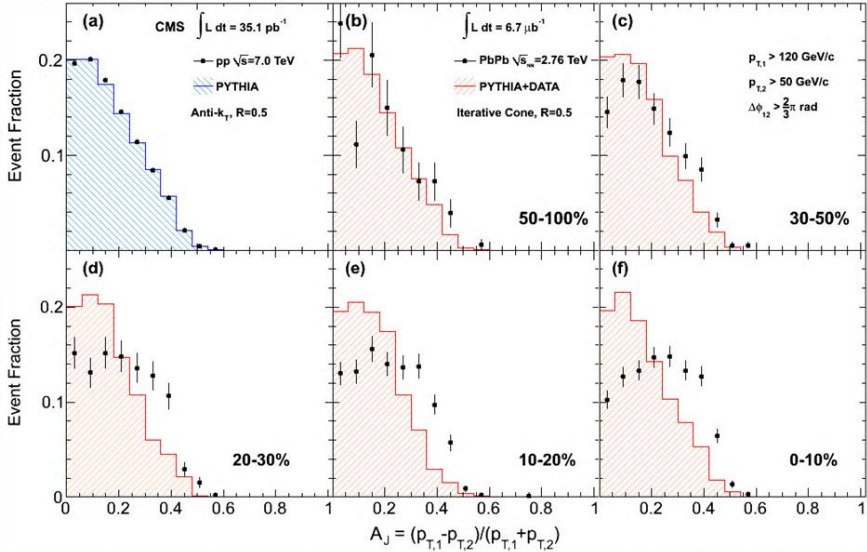


Рис. 7.7. Распределение параметра импульсной асимметрии A_J в эксперименте CMS для PbPb-столкновений при 2.76 ТэВ. Отбор событий сделан для $p_{T1} > 120$ ГэВ/с и $p_{T2} > 50$ ГэВ/с при $R = 0.5$ и $\Delta\phi_{12} > 2/3\pi$. Гистограмма показывает результат генератора событий PYTHIA. Данные pp-столкновения при энергии 7 ТэВ/с приведены в левом верхнем блоке [S.Chatrchyan et al., Phys.Rev.C84, 024906(2011), arXiv:1102.1957]

Дисбаланс существует до самых высоких энергий лидирующей струи ($p_T > 200$ GeV/c).

Для периферических PbPb-столкновений дисбаланс струй имеет место в малой степени так же, как и в pp-столкновениях. Наибольший эффект дисбаланса проявляется для самых центральных 0-10% столкновений.

Измеренная степень подавления выхода адронов с большими поперечными импульсами (глава 5) указывает на образование очень плотной среды, поглощающей кварки. Этот вывод подтверждается измерением подавления выхода струй (партонов). Фактор ядерной модификации для инклюзивного рождения струй $R_{AA}^{\text{jet}}(p_T)$ представлен на рис. 7.8.

Подавление струй увеличивается с увеличением области перекрытия двух ядер и достигает значений $R_{AA} = 0.5$ для центральных столкновений при 0-5%. Подавление инклюзивного выхода струй существует до самых высоких энергий струи ($p_T > 300$ ГэВ/с).

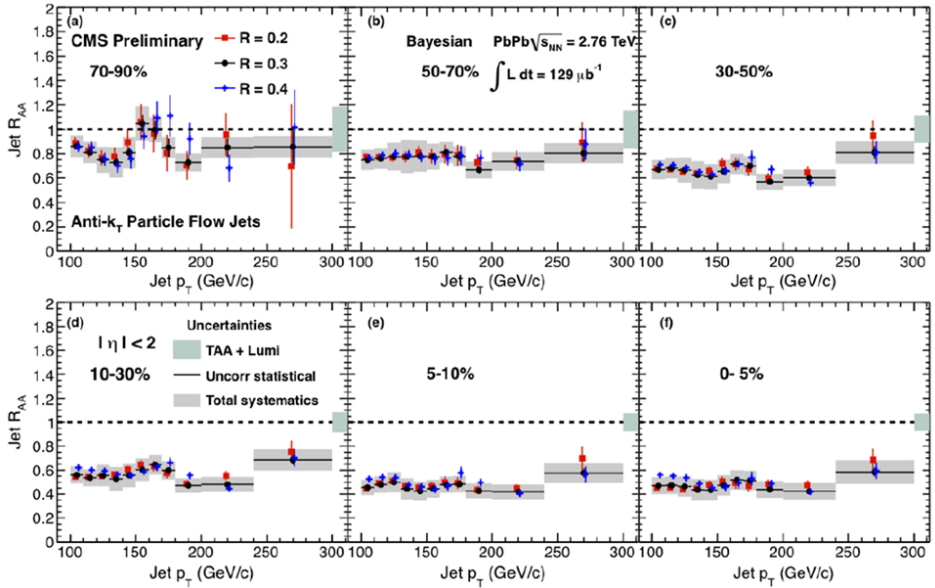


Рис. 7.8. Фактор R_{AA} для струй при различных процентных центральностях. Безразмерный параметр R на верхнем левом рисунке – радиус круга струи в плоскости поперечной к направлению струи.

Фактор подавления заряженных частиц и струй одинаков при больших импульсах (рис. 7.9).

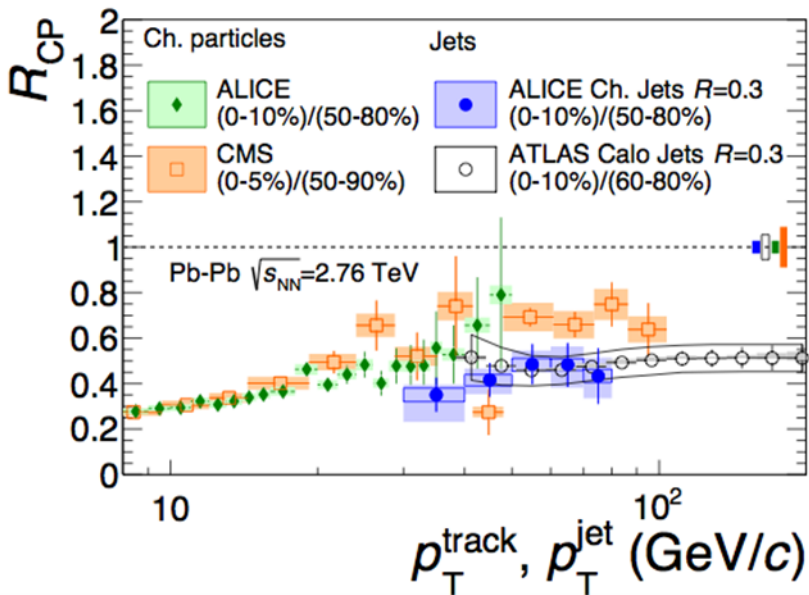


Рис. 7.9. Сравнение подавления частиц и струй в PbPb-столкновении.

Эффект подавления частиц и струй в центральных АА-столкновениях при $p_T > 8$ ГэВ/с – важный сигнал, свидетельствующий о взаимодействии партонов, рождённых в партонной среде с высокой энергетической плотностью (КПП).

В адронной среде сечения взаимодействия адронов слишком малы, чтобы привести к такому подавлению.

Красивый эффект дисбаланса двух струй является скорее качественным экспериментальным результатом. Разность энергий ($E_1 - E_2$), входящая в параметр A_J не содержит информации об энергии ни E_1 , ни E_2 . Потеря энергии может быть в обеих струях. Поэтому пока нет теоретических моделей для описания распределения A_J , т.к. необходимо учесть флуктуации энергий струй.

Более прямым и очевидным методом сравнения теории и эксперимента является описание инклюзивного выхода струй, т.е. фактора ядерной модификации R_{AA}^{jet} . Этой задаче посвящено много разных моделей. Описание теоретических подходов не является целью настоящих лекций. Приведём для полноты информации лишь общую картину результатов разных моделей (рис. 7.10).

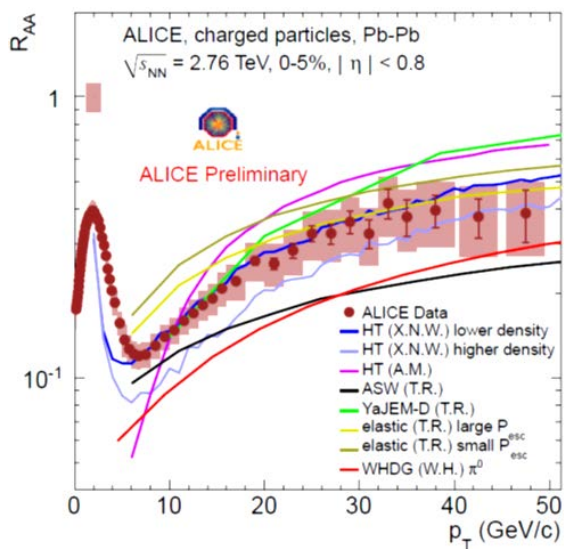


Рис. 7.10. Описание ядерного модифицированного фактора для заряженных частиц в разных моделях (см. также главу 5).

Задача осложняется ещё и тем, что материя среды нестабильна и может меняться при прохождении высокоэнергичного партона через неё. Т.е. образование среды, её свойства взаимосвязаны с рождением струй и влияют друг на друга.

Поэтому интересной и сложной задачей является в рамках одной теоретической модели объяснение как $R_{AA}(p_T)$, так и эллиптического потока $v_2(p_T)$. Такая не очень успешная попытка была сделана в работе [J.Noronha-Hostler et al., arXiv:1602.03788] (рис. 7.11) в гидродинамической модели с вязкостью и с учётом потери энергии партоном $dE/dL \propto LT^3$, где L – длина пробега, T – температура среды.

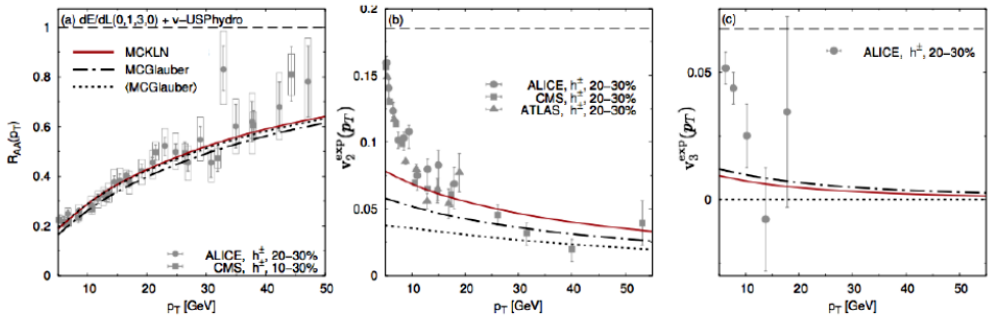


Рис. 7.11. Теоретическое описание в одной модели значений R_{AA} , $v_2(p_T)$ и $v_3(p_T)$ в PbPb-столкновениях в эксперименте ALICE при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ.

Остаётся также вопрос о корреляции параметра v_2 азимутальной анизотропии при малых и больших p_T , обнаруженной в эксперименте CMS на LHC (рис. 7.12).

Признано, что механизм формирования азимутальной эллиптической анизотропии при малых и больших p_T разный, т.к. при больших p_T доминирует механизм образования струй, а при малых p_T гидродинамический разлёт частиц. На рис.7.12 даны значения $v_2(\text{Low-}p_T)$ при $1.0 < p_T < 1.25$ GeV/c по оси абсцисс и $v_2(\text{High-}p_T)$ для трёх интервалов при $14 < p_T < 20$ GeV/c, $20 < p_T < 26$ GeV/c, $26 < p_T < 35$ GeV/c по оси ординат. Видно, что они положительно коррелируют. Причём значения $v_2(\text{Low-}p_T)$ и $v_2(\text{High-}p_T)$ не сильно отличаются по величине

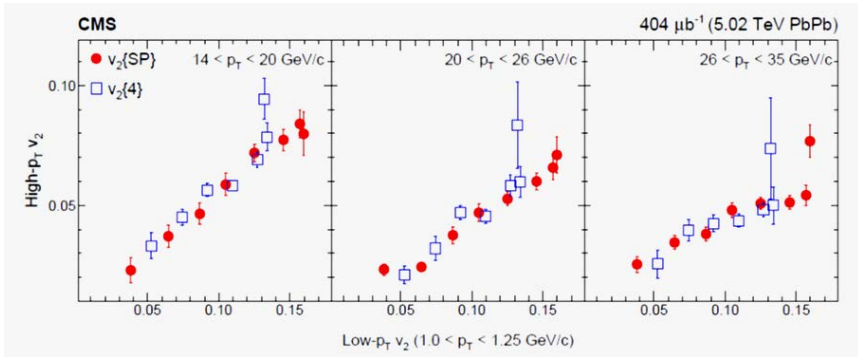


Рис. 7.12. Зависимость параметра v_2 (High- p_T) от v_2 (Low- p_T) для разных центральностей PbPb-столкновения при 5.02 ТэВ [CMS Phys.Lett. B776 (2018) 195, arXiv:1702.00630]. Рост значений $v_2(p_T)$ соответствует переходу от центральных к периферическим соударениям.

Если рост v_2 с уменьшением центральности при малых p_T связан с увеличением эксцентриситета сгустка материи, то не ясно пока почему при рождении струй значение v_2 увеличивается с ростом периферичности столкновения. Не усиливается ли поток частиц из-за взаимодействия партона со средой и её деформацией?

Потеря энергии партона наблюдается как явное усиление энергетического дисбаланса двух струй в центральных PbPb-столкновениях, что является прямым свидетельством подавления партонов при прохождении через плотную среду за счёт сильных взаимодействий.