Глава 6. Тяжёлые ароматы кварков в КГП

В КХД цвет экранируется по аналогии с электромагнитным Дебаевским экранированием. Решётчатая КХД показывает, что выше критической температуры T_c экранирование цвета неполное. Частичное экранирование есть характеристика сильно связанных плазм. Экранирование в КГП может быть протестировано экспериментально измерением интенсивности выхода мезонов с тяжёлыми кварками.

c- и ***b***-кварки могут рождаться парами $q\bar{q}$, которые некоторое время остаются связанными и детектируются как тяжёлые мезоны, называемые кваркониями. Мезоны J/Ψ и Ψ′ состоят из очарованных кварков, а ипсилон-мезоны Υ(k,S) – из боттом кварков. Кварконии хорошо регистрируются на LHC (см. рис. 6.1).

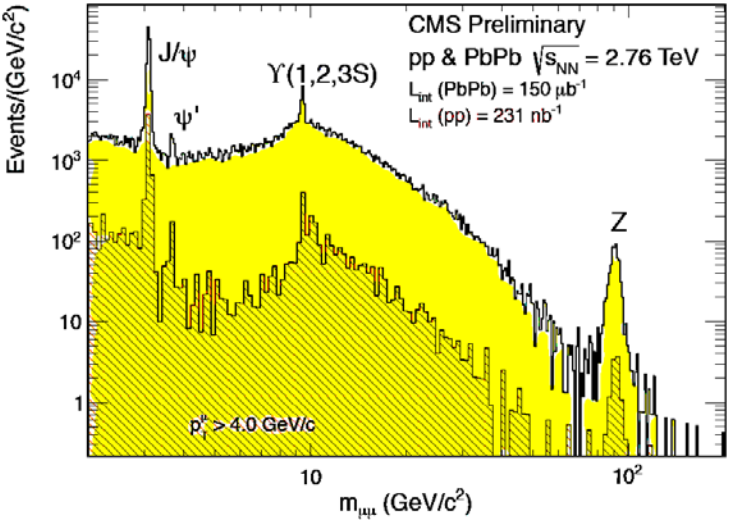

Рис. 6.1 Рождение кваркониев в pp- (заштрихованная область) и в PbPb-столкновениях на LHC.

Малые размеры этих мезонов позволяют им существовать в КГП вследствие экранирования, действующего на расстояниях длины экранирования большего размера. Кварконии имеют различные возбуждённые состояния с разными энергиями связи $q\bar{q}$; более тяжёлые мезоны имеют меньшую энергию связи и сильнее экранируются в КГП. Подавление очарованных кваркониев в ядро-ядерных столкновениях исследуется по сравнению с pp-столкновениями.

Исследования с тяжёлыми кварками в столкновении высокоэнергичных ионов выполнены с образованием адронов с ***s***-кварками (странные частицы), ***c***-кварками (чармонии и D-мезоны) и ***b***-кварками (боттонии и B-мезоны).

6.1 Кварконии с тяжёлыми *c* и *b* кварками

Кварконии весьма необычные резонансы. Они очень тяжёлые и стабильны по отношению к сильным взаимодействиям. Адронные распады кваркониев запрещены. Они распадаются на пару мюонов или с испусканием фотона.

Вычисления КХД на решетках показали, что кварконии J/Ψ и Υ(k,S) существуют как резонансы до $T \approx 1.5\ T_C$. Здесь символ S обозначает радиальное возбуждение пары $c\bar{c}$, k – номер резонанса этой серии. Затем с повышением температуры плазмы кварконии постепенно исчезают и не наблюдаются при $T > 3T_C$. Современные модели, учитывающие энергии связи и массы кваркониев,

предсказывают диссоциацию кваркониев в зависимости от температуры диссоциации в следующим порядке:

$$T_{diss}(\Upsilon') < T_{diss}(\Upsilon(3S)) < T_{diss}(J/\Upsilon) \approx T_{diss}(\Upsilon(2S)) \leq T_C\,(RHIC) < T_{diss}(\Upsilon(1S)).$$

Подавление интенсивности выхода тяжёлых кваркониев $q\bar{q} = c\bar{c}, b\bar{b}$ представлено на рис. 6.2 для основного и возбуждённых состояний в зависимости от их энергии связи.

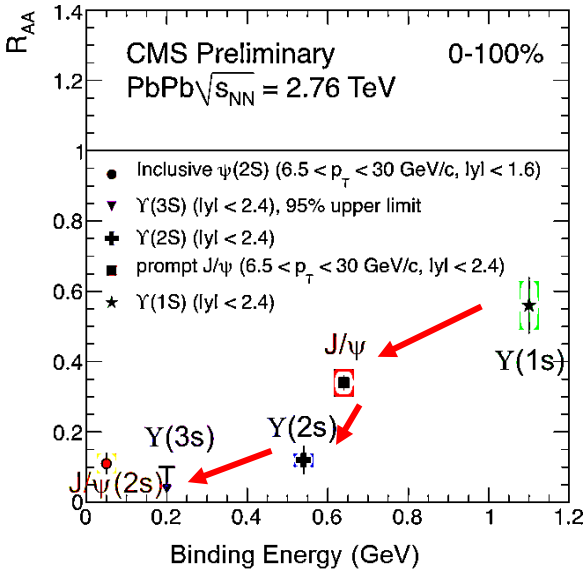

Рис. 6.2. Ядерный модифицированный фактор R_{AA} для J/Ψ и Y(k,S) в эксперименте CMS LHC в PbPb-столкновениях [*CMS, Phys.Rev.Lett. 109 (2012) 222301*].

Разная степень поглощения связана с эффектом цветового экранирования. В 1986 году Т.Матцуи и Н.Сатц *[Phys. Lett. B178, p.416, 1986]* предложили изучать рождение J/Ψ в АА-столкновениях как сигнатуру КГП. Они предсказали поглощение J/Ψ из-за цветового экранирования статического потенциала между

тяжелыми кварками. Этот эффект носит название Дебаевского экранирования, известного в электромагнитной плазме.

Длина экранирования в КГП определяет, когда $q\bar{q}$ система будет расплавлена в КГП. Если размер **r** системы кварк-антикварк больше чем длина экранирования **($r > \lambda_D$)**, то выход кваркония будет подавлен (рис. 6.3), т.к. он расплавляется в плазме.

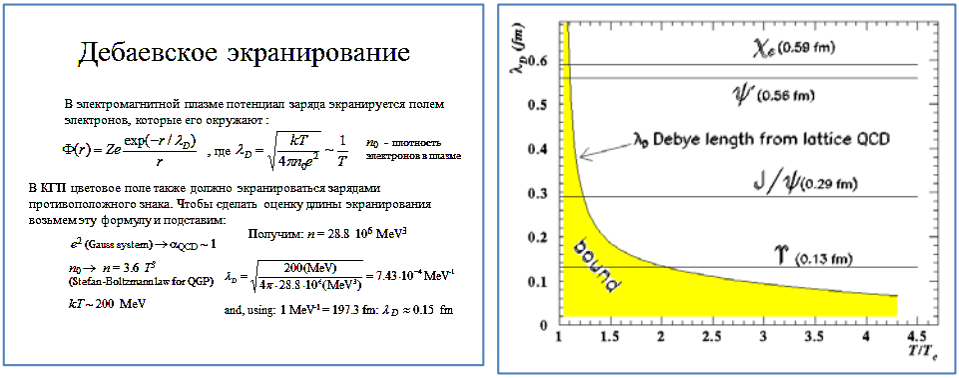

Рис. 6.3. Слева – определение параметров Дебаевского экранирования. Справа – зависимость длины экранирования от температуры КГП. Горизонтальные линии – границы расплавления кваркониев. В скобках указан размер резонансов из расчётов КХД.

Наиболее ярким признаком расплавления кваркониев является результат подавления интенсивности выхода Y(k)-мезонов в PbPb-столкновениях на рис. 6.4. Здесь символ k = 2, 3 соответствует номеру радиального возбуждения пары $c\bar{c}$.

Последовательное подавление возбуждённых состояний ипсилон-мезонов наблюдается на LHC. Это ясный сигнал деконфайнмента для ипсилон-семейства.

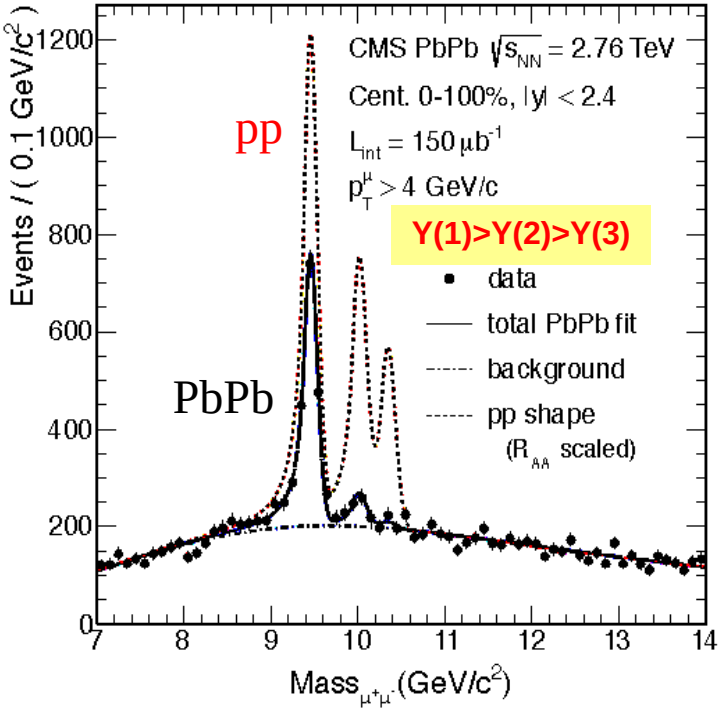

Рис.6.4. Сравнение интенсивности выхода Y(k)-мезонов в PbPb (точки и сплошная кривая) и pp (пунктир) в эксперименте CMS LHC. [CMS, PRL 107 (2011) 052302.]

Соотношения интенсивностей возбуждённых состояний ипсилон показаны в таблице:

$[Y(2S)/Y(1S)]_{PbPb} / [Y(2S)/Y(1S)]_{pp} = 0.21 \pm 0.07 \pm 0.02$

$[Y(3S)/Y(1S)]_{PbPb} / [Y(3S)/Y(1S)]_{pp} = 0.06 \pm 0.06 \pm 0.06$ (< 0.17, 95%C.L.)

$[Y(2S + 3S)/Y(1S)]_{PbPb} / [Y(2S + 3S)/Y(1S)]_{pp} = 0.15 \pm 0.05 \pm 0.$

Вместе с данными RHIC мы можем экспериментально увидеть эффект повышения температуры КГП, если температуры плавления Y(k,S) разные. Интенсивность испускания состояний Y(k,S) будет меняться с энергией коллайдера.

Независимо от улучшения теории последовательное изучение рождения кваркониев в AA-столкновениях остаётся наиболее прямым тестом деконфайнмента. Это также является «термометром» горячего начального состояния, которое в дальнейшем будет прямо сравниваться с расчётами КХД.

6.2 Мезоны с открытым тяжёлым ароматом

Адроны с комбинацией лёгких и тяжёлых кварков называют адронами с открытым тяжёлым ароматом. Кварковый состав адронов со странным и очарованным кварком представлен на рис. 6.5.

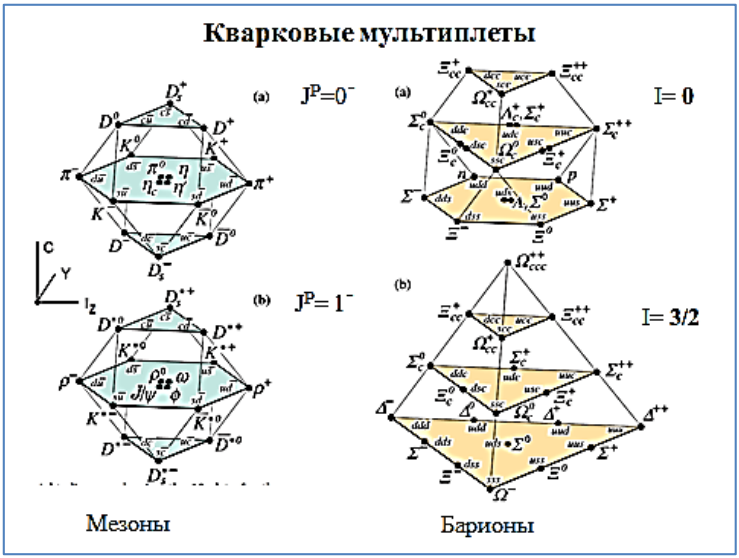

Рис. 6.5. Кварковые мультиплеты.

Распады D- и Λ_c-мезонов с открытом тяжёлым ароматом и J/Ψ, представленные на рис. 6.6, исследовались в экспериментах LHC с полной идентификацией частиц в конечном состоянии.

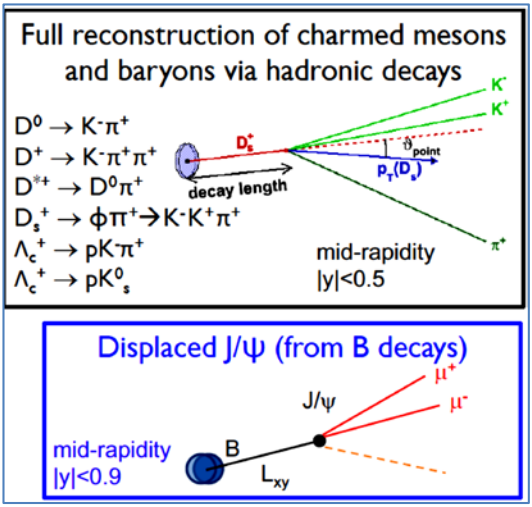

Рис. 6.6. Вверху – схема распадов D- и Λ_c-мезонов. Внизу – образование не мгновенного J/Ψ-мезона от распада B-мезона, содержащего b-кварк.

В ядро-ядерном столкновении было обнаружено сильное подавление D-мезонов для разных центральностей (рис. 6.7) как при 2.76 ТэВ, так и при 5.02 ТэВ.

Этот результат был неожиданным, т.к. теоретические предсказания говорили, что мезоны с тяжёлыми кварками будут подавляться меньше, чем с лёгкими.

Оказалось, что для D- и π-мезонов подавление почти одинаково. Но для не мгновенных J/Ψ мезонов, дающих информацию о поглощении B-мезонов с тяжёлыми кварками, подавление меньше (рис. 6.8).

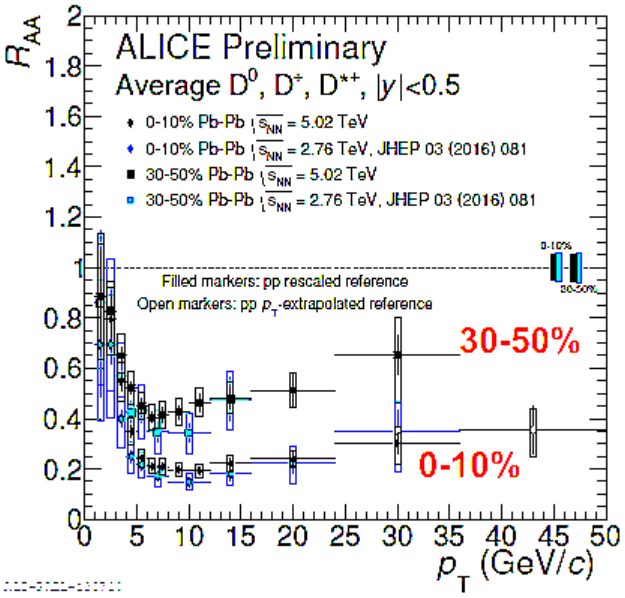

Рис. 6.7. Фактор подавления R_{AA} для усреднённых по D^0-, D^+-, D^{*+} -мезонам, имеющим близкие массы.

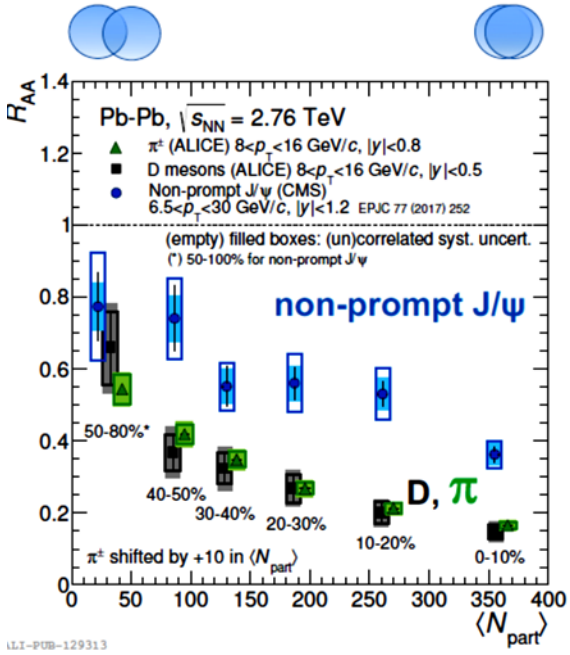

Рис. 6.8. Сравнение подавления мезонов с лёгкими и тяжёлыми кваркам.

Зависимость от масс кварков отражает разную потерю их энергии в кварк-глюонной среде и бóльшую для лёгких кварков, чем для тяжёлых.

Можно ожидать, что потеря энергии ΔE соответствует условиям,

если $R_{AA}(B) > R_{AA}(D) \geq R_{AA}(\pi)$,

то $\Delta E(uds) > \Delta E(c) > \Delta E(b)$.

6.3 Протон-ядро

Эксперименты по столкновению протона с ядром (результаты на рис. 6.9) были поставлены как контрольные. Ожидалось, что в них так же, как в pp-столкновении кварк-глюонная плазма не будет создаваться.

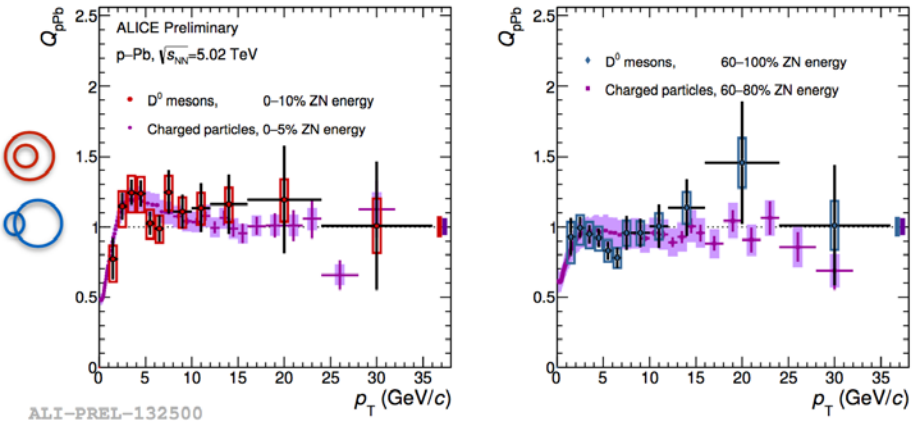

Рис. 6.9. Сравнение p_T-зависимости R_{AA} для заряженных частиц и D_0-мезона при центральных (слева) и периферических (справа) для pPb-столкновений на LHC(ALICE) при $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.02 ТэВ.

Фактор подавления одинаков для заряженных частиц и D_0-мезона и равен единице, кроме самых малых значений p_T. Такой же результат получился для Λ_c-гиперона с тяжёлым ***c***-кварком (рис.6.10).

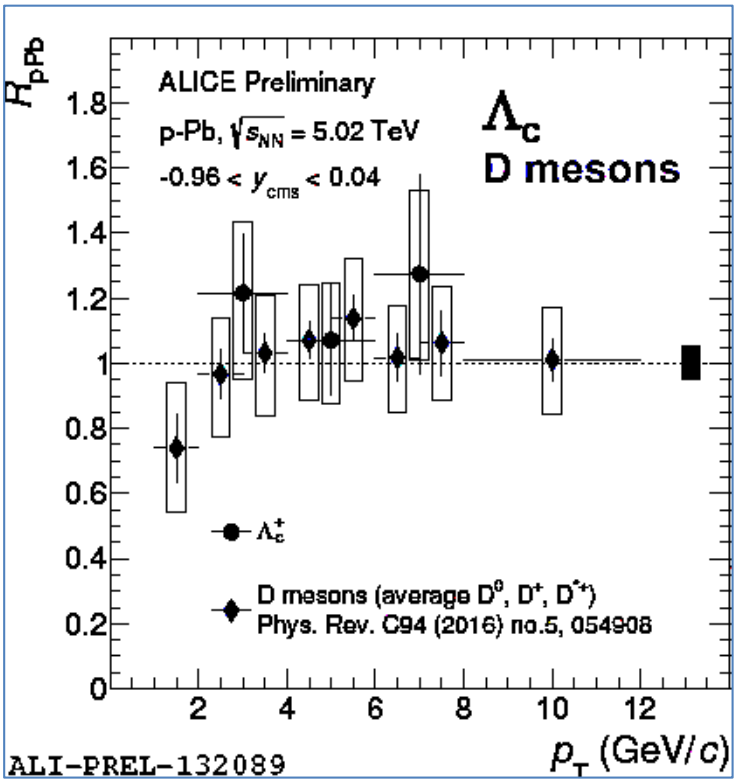

Рис. 6.10. p_T-зависимость R_{pPb} для D-мезона и Λ_c-гиперона от распада D-мезона.

6.4 Рекомбинация J/Psi

Неожиданным оказался результат для фактора подавления R_{AA} для J/Ψ при энергиях LHC. Он увеличился по сравнению с результатом при энергиях RHIC. Особенно сильный эффект был при малых p_T (рис. 6.11 слева) и при больших центральностях столкновения $N_{part} > 150$ (рис. 6.11 справа).

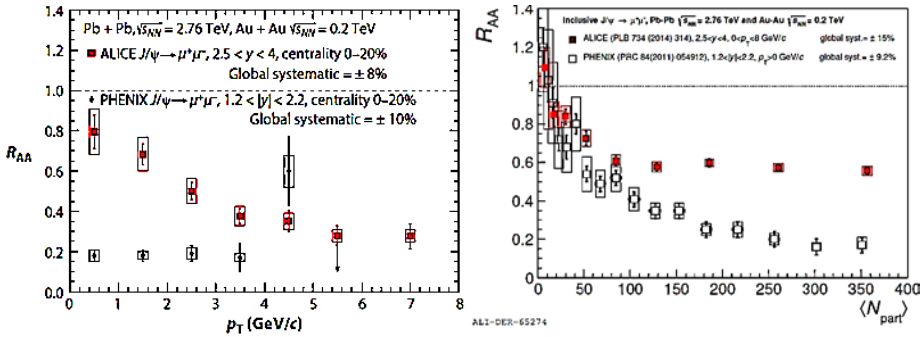

Рис.6.11. p_T-зависимость R_{AA} (слева) и зависимость от N_{part} (справа) для J/ψ частицы на RHIC (PHENIX) при 200 ГэВ и на LHC(ALICE) при 2.76 ТэВ [ALICE, Phys.Lett. B734 (2014) 314].

Оказалось, что такое увеличение интенсивности выхода J/Ψ объясняется, если учесть возможность слипания кварка и антикварка в плотной среде КГП за счёт механизма коалесценции. Это возможно, если действительно в КГП был деконфайнмент.

Большие значения R_{AA} при малых p_T на LHC говорят об усилении вклада J/Ψ за счёт коалесценции кварка и антикварка в мезон J/Ψ. Расплавление и регенерация J/ψ могут объяснить измеренную энергетическую независимость подавления, J/ψ от RHIC к LHC.

6.5 Азимутальная анизотропия мезонов с тяжёлыми кварками

Сильное взаимодействие очарованных кварков при малых p_T со средой и рекомбинация кварков приводят к эллиптическому потоку v_2 на рис. 6.12.

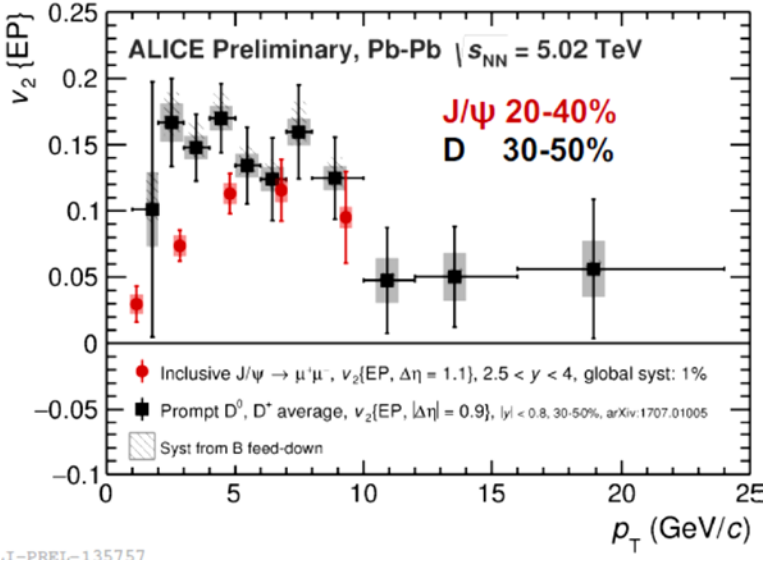

Рис. 6.12. Параметр эллиптического потока для J/Ψ и D-мезонов. [ALICE, Phys.Rev.Lett. 113 (2014) n.23, 232301*].*

Очарованные кварки также принимают участие в коллективном движении частиц.