

ОСОБЕННОСТИ РОЖДЕНИЯ J/ψ В КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЕ

A.B. Ваняшин, B.M. Емельянов

Показано, что в кварк-глюонной плазме подавление образования J/ψ частиц зависит от их поперечного импульса q_{\perp} : в спектре dN/dq_{\perp}^2 доля J/ψ с $q_{\perp} < 1 \text{ ГэВ}/c$ уменьшается в ~ 5 раз. Это приводит к форме спектра, отличной от других механизмов рождения J/ψ .

В настоящее время в ЦЕРН¹ начинается реализация экспериментальных программ по столкновению тяжелых ионов¹. Одной из главных задач этих экспериментов является обнаружение нового состояния адронной материи – кварк-глюонной плазмы (КГП)^{2–4}. В этой статье мы предлагаем сигнал формирования кварк-глюонной плазмы, связанный с динамикой рождения и эволюцией тяжелых кварков в КГП.

Предположим, что в столкновениях тяжелых ионов в некотором объеме при температуре T , большей температуры $T_c = 200 \text{ МэВ}$ фазового перехода "адроны – КГП", образуется среда, состоящая из легких (u, d)-кварков, антикварков и глюонов. Как известно⁴, в такой среде можно выделить несколько характерных масштабов импульсов, и следовательно, расстояний. Если $g = g(T)$ – эффективная константа связи калибровочных полей при температуре T , то на масштабах импульсов $p_E \simeq gT$ происходит дебаевское экранирование хромоэлектрической компоненты, а на масштабах $p_M \simeq g^2 T$ – экранирование хромомагнитной компоненты калибровочных полей. В решеточных калибровочных теориях⁵ экранирование цветного заряда возникает на масштабах корреляционной длины $\xi(T)$.

В среде из легких кварков, антикварков и глюонов с Больцмановской вероятностью рождаются тяжелые (s, c) кварки и антикварки. Далее тяжелый, например, s -кварк способен подхватить легкий кварк (антикварк) и образовать D -мезон. Другая возможность – образование связанного состояния s - и \bar{s} -кварка, т. е. J/ψ -частицы. Однако если корреляционная длина $\xi(T)$ при данной температуре окажется меньше радиуса связанного состояния $r_{J/\psi}(T)$, то вследствие экранирования цветного заряда образование связанного состояния $s\bar{s}$ окажется подавленным⁶. Из вычислений на пространственно-временной решетке⁷ корреляционная длина $\xi(T) \simeq 0,2 \div 0,3 \text{ Фм}$ при температурах $T \gtrsim 250 \text{ МэВ}$. Радиусы J/ψ -частицы при температурах $T = 0$ и $T \simeq T_c \simeq 200 \text{ МэВ}$ оценивались в работе⁶: $r_{J/\psi} \simeq 0,3 \div 0,5 \text{ Фм}$. Таким образом, если температура КГП $T \gtrsim 250 \text{ МэВ}$, то выход J/ψ -частиц вследствие экранировок будет подавленным.

Рассмотрим простейшую модель подавления J/ψ в КГП. В адрон-адронных взаимодействиях, не предполагающих образование КГП, более 50 % J/ψ частиц рождается в результате радиационных распадов радиальных возбуждений $\chi_0(3415)$, $\chi_2(3515)$ и ψ' . В низшем порядке теории возмущений КХД J/ψ рождаются в двухглюонном процессе⁸, изображенном на диаграмме рис. 1. При вычислении этой диаграммы предполагалось, что $\chi_{0,2}$, а следовательно, J/ψ образуется в том случае, если относительный трехмерный импульс s - и \bar{s} -кварков $|q| > 1/\xi(T)$. Температурная зависимость корреляционной длины выбиралась, следуя решеточным вычислениям⁷.

В стандартной методике вычисления⁴ выходов частиц из КГП сначала процесс (рис. 1) рассчитывался в системе покоя элемента КГП, а затем интегрировался по расширению КГП. После ряда аналитических интегрирований получаем

$$\frac{dN^{J/\psi}}{dq_{\perp}^2 dy} = C \int_{T_c}^{T_i} \frac{dT}{T^6 - Y_m} \int_{Y_m}^{Y_m} \frac{dY}{\sqrt{E_{\psi}^2 - M_{\psi}^2}} \int_{E_{\perp}}^{E_{+}} \frac{dEf(E, T) \theta(E^2 - M^2 - \xi^{-2}(T))}{\sqrt{E^2 - M^2} |1 - \exp(E/T)|}, \quad (1)$$

где $f(E, T) = \ln \frac{(e^{E/2T} e^{\sqrt{E^2 - M^2}/2T} - e^{E/T})(e^{E/2T} e^{-\sqrt{E^2 - M^2}/2T} - 1)}{(e^{E/2T} e^{-\sqrt{E^2 - M^2}/2T} - e^{E/T})(e^{E/2T} e^{\sqrt{E^2 - M^2}/2T} - 1)}$.

В выражении (1) T_i – начальная температура КГП, Y_m – максимальная пространственная быстрота рождения J/ψ ($Y_m \approx 3$); E – энергия $\chi_{0,2}$, M – масса $\chi_{0,2}$, M_ψ – масса J/ψ , E_ψ – энергия J/ψ ,

$$E_\psi \approx \frac{1}{2} \sqrt{M_\psi^2 + q_\perp^2} \operatorname{ch} y [(Y - \operatorname{thy})^2 + 2 - \operatorname{th}^2 y],$$

$$E_\pm = \frac{1}{2M_\psi^2} [E(M_\psi^2 + M^2) \pm \sqrt{E_\psi^2 - M_\psi^2} (M^2 - M_\psi^2)],$$

C – численная константа.

На рис. 2 представлены спектры J/ψ -частиц по поперечному импульсу при быстротах $y = 0$, полученные путем численного интегрирования выражения (1). Сплошная линия соответствует КГП без учета экранировок, пунктирная – решеточным экранировкам. Из рисунка видно, что экранирование в КГП приводит к уменьшению доли J/ψ -частиц с малыми ($q_\perp \leq 1$ ГэВ) поперечными импульсами в 5 раз. Как известно, неплазменные (партонные) механизмы рождения J/ψ предсказывают максимум в q_\perp -распределениях при $q_\perp \approx 0$. Для J/ψ -частиц, рожденных из КГП, следует ожидать наличие максимума при $q_\perp \approx 1$ ГэВ. Такое изменение формы распределения по поперечным импульсам трудно приписать поглощению рожденных J/ψ в ядерном веществе, поскольку сечение взаимодействия J/ψ с нуклоном ~ 1 мб, т. е. длина свободного пробега J/ψ составляет ~ 10 Фм при энергиях ~ 200 ГэВ.

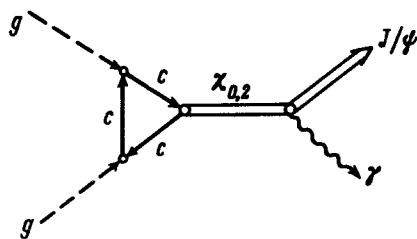


Рис. 1. Диаграмма рождения J/ψ в КГП

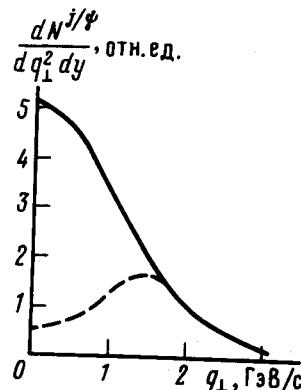


Рис. 2. Распределение по поперечным импульсам J/ψ -частиц, рожденных в КГП (сплошная линия – без учета экранировок, пунктирная – с учетом экранировок в КГП)

Важно отметить, что выражение (1) является резкой функцией от начальной температуры T_i (большинство J/ψ рождаются при температуре $T \approx T_i$). Поэтому предсказание выходов J/ψ -частиц из КГП нечувствительно к модельным предположениям о характере расширения КГП. Однако помимо плазменного, всегда имеет место партонный механизм рождения J/ψ (например, за счет "морских" c и \bar{s} квarksов сталкивающихся ядер). Для разделения этих механизмов следует сделать предположение о характере расширения КГП. При стандартном ⁴ одномерном расширении КГП с сохранением энтропии множественность вторичных заряженных частиц dN_{ch}/dy можно связать с начальной температурой в ядро-ядерном столкновении ¹⁰.

$$\frac{dN_{\text{ch}}}{dy} \approx 12 \left(\frac{T_i}{0,2 \text{ ГэВ}} \right)^2 B^{2/3}, \quad (2)$$

где B – массовое число легкого ядра. Как уже отмечалось, экранирование должно сказываться на выходах J/ψ -частиц при температурах $T_i > 0,25$ ГэВ. В экспериментах ЦЕРН $B = 16$. Поэтому экранировки в КГП могут приводить к изменению спектра J/ψ по попереч-

ным импульсам при множественности $dN_{ch}/dy \gtrsim 100$. В событиях с множественностью $dN_{ch}/dy \gtrsim 100$ в распределениях J/ψ -частиц по поперечному импульсу помимо максимума при $q_{\perp} = 0$ (отвечающему партонному механизму рождения) возможно образование максимума при $q_{\perp} \approx 1$ ГэВ, связанному с испусканием J/ψ из КГП.

Другим экспериментально проверяемым следствием подавления выхода J/ψ из КГП может оказаться изучение поведения сечения образования J/ψ от массового числа ядра-мишени. Нетрудно видеть, что в событиях с образованием КГП сечение рождения J/ψ должно вести себя $\sim A^{\alpha}$ с $\alpha < 1$. Возможно, указание на такое поведение содержится в данных NA3¹¹.

Авторы благодарны Б.А.Долгошину за проявленный интерес и многочисленные обсуждения. Мы признательны И.С.Шапиро, А.И.Бочкиреву, М.И.Горенштейну, А.Н.Калиновскому, Ю.П.Никитину за обсуждения.

Литература

1. CERN Courier, 1987, 27, 4.
2. Polyakov A.M. Phys. Lett., 1978, **72B**, 477.
3. Susskind L. Phys. Rev., 1979, **D20**, 2610.
4. Shuryak E. Phys. Rep., 1980, **61**, 71.
5. Satz H. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1985, **35**, 245.
6. Matsui T., Satz H. Preprint BNL-38344, 1986.
7. Kanaya K., Satz H. Bielefeld Preprint BI-TP 86/16.
8. Reusch H. Zeit. Phys., 1984, **26C**, 105.
9. Brodsky S. et al. Phys. Rev., 1981, **D23**, 2745.
10. Hwa R., Kajantie K. Phys. Rev., 1985, **D32**, 1109.
11. Badier J. et al. Preprint CERN EP/83-86.