

АНОМАЛЬНО МАЛЫЙ ВЫХОД БАРИОНОВ КАК СИГНАЛ ОБ ОБРАЗОВАНИИ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

*С.М.Брайчевский, В.В.Головизнин, Г.М.Зиновьев
А.М.Снигирев*

В рамках модели хромозлектрических трубок показано, что отношение числа излучаемых из плазмы барионов к числу излучаемых π -мезонов подавлено по сравнению с аналогичным отношением в адронных реакциях.

В связи с проведением экспериментов по столкновению тяжелых релятивистских ядер повышенный интерес вызывает изучение процессов, которые могли бы сигнализировать об образовании кварк-глюонной плазмы¹. Одним из таких процессов, казалось, могло бы быть излучение адронов из плазмы, однако современное состояние теории, к сожалению, не позволяет произвести расчет характеристик адронных спектров исходя из первых принципов. Как и в адронных реакциях, при расчетах приходится использовать модельные представления о характере адронизации кварков и глюонов. С одной стороны, это несколько снижает предсказательную силу адронных сигналов по сравнению с фотонными и лептонными, но, с другой стороны, позволяет развить наши представления о свойствах конфайнмента.

В данной работе мы рассмотрим процесс излучения адронов из плазмы в рамках модели хромозлектрических трубок, которая успешно описывает экспериментальные данные по e^+e^- -аннигиляции в адроны². Ранее эта модель уже применялась к плазме в работе³, где было показано, что радиационное давление мезонов мало по сравнению с кварковым. Модель позволяет вычислить и более тонкие характеристики процесса излучения, а именно: соотношение между числом излученных π -мезонов, странных мезонов и барионов.

Сам процесс испарения адронов в модели хромозлектрических трубок выглядит следующим образом (более подробно см. ^{3, 4}). Когда энергичный кварк (антикварк) пересекает поверхность плазмы, между ним и плазмой натягивается хромозлектрическая трубка-струна. По мере движения кварка его энергия трансформируется в энергию цветного поля трубки. С некоторой вероятностью трубка может "порваться" путем рождения кварк-антикварковой пары, в результате чего образуется адронная система, которая покидает плазменный объем.

Поскольку с увеличением массы кварков убывают как их поток изнутри плазменного объема, так и вероятность рождения соответствующей пары, доминирующими являются процессы с участием легчайших, т. е. u - и d -кварков. В результате этого преимущественно происходит испарение π -мезонов. Для образования же других адронов необходимо, чтобы либо массивный кварк пересек поверхность плазмы, либо массивная пара образовалась в поле трубки. Здесь мы обсудим обе эти возможности и приведем только окончательные результаты для оценки числа образующихся при этом адронов.

В первом случае среднее число адронных систем с инвариантной массой $m_{inv} \geq M$, покидающих плазму в единицу времени с единичной площади, равно

$$\begin{aligned} \frac{d^3N}{dSdt} &\approx \frac{\gamma T^5}{(2\pi)^2 k_c^2} \left[3 \frac{M}{T} K_1(M/T) - (M/T)^2 K_1'(M/T) \right] \approx \\ &\approx \frac{\gamma T^5}{(2\pi)^2 k_c^2} \times \begin{cases} 4 + O(M/T), & M \ll T, \\ \sqrt{\frac{\pi M}{2T}} e^{-M/T} \left[\frac{M}{T} + \frac{31}{8} + O(T/M) \right], & M \gg T, \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

где K_1 и K_1' — соответственно модифицированная функция Бесселя и ее производная, T — температура плазмы, $\gamma = 2 \times 2 \times 3 = 12$ — число степеней свободы массивных кварков. Импульс k_c характеризует свойства конфайнмента и является единственным параметром модели ($k_c = 1,45 - 2,78$ ГэВ^{3,4}).

Во втором случае для среднего числа адронных систем получаем

$$\begin{aligned} \frac{d^3N}{dSdt} &\approx \frac{gT^5}{(2\pi)^2 \tilde{k}_c^2} \exp\left(-\frac{M+\mu}{T}\right) \left\{ \left[4 + \frac{M+\mu}{T} + \frac{(M-\mu)^2}{2\mu T} \right] \exp\left[-\frac{(M-\mu)^2}{2\mu T}\right] + \right. \\ &+ \int_0^{(M^2-\mu^2)/2\mu T} \left[3 + \frac{\mu}{T} + \sqrt{y^2 + \frac{M^2}{T^2}} \right] \exp\left[\frac{M}{T} - \sqrt{y^2 + \frac{M^2}{T^2}}\right] dy \left. \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $g = 2\gamma$ — число степеней свободы безмассовых u -, d -кварков, 2μ — масса рождающейся в поле трубки пары.

Важно отметить, что в выражении (2) введено другое обозначение для характерного импульса: \tilde{k}_c вместо k_c , так как его значения различаются в случае рождения массивной и безмассовой пар. По определению³

$$k_c = (\sigma^2/pA)^{1/2},$$

где A — площадь сечения трубки, связанная с константой сильной связи α_s соотношением $A = \pi\alpha_s/2\sigma$, p — вероятность рождения пары в поле трубки. Эта вероятность определяется параметром σ (энергия цветного поля на единицу длины трубки) и массой кварка μ , так что рождение массивных пар экспоненциально подавлено по сравнению с рождением безмассовых пар⁵: $p_\mu/p_0 \sim \exp(-\pi\mu^2/\sigma)$. В некоторых феноменологических моделях отношение вероятностей p_μ/p_0 является свободным параметром, который фиксируется соответствующим экспериментально наблюдаемым соотношением числа адронов в конечном состоянии. В любом случае отношение k_c^2/\tilde{k}_c^2 можно считать малым параметром, определяющим подавление рождения более тяжелых адронов.

Обсудим теперь те качественные следствия из формул (1), (2), которые могут быть полезны при идентификации плазменных событий. Прежде всего, если мы интересуемся рож-

дением достаточно массивных адронных систем ($M \gg T$), то и в первом, и во втором случаях требование $m_{inv} \geq M$ приводит к экспоненциальному подавлению интенсивности излучения таких систем по сравнению с излучением π -мезонов (для которых можно с хорошей точностью полагать $\mu = M = 0$). Кроме того, во втором случае имеет место дополнительное подавление за счет различия параметром k_c и \tilde{k}_c . Это приводит к тому, что излучение странных мезонов происходит преимущественно по первому каналу, и отношение их числа к числу излученных π -мезонов определяется, в основном, экспоненциальным фактором $\exp(-M_s/T)$, где $M_s \approx 500$ МэВ.

Что же касается барионов, то здесь ситуация иная. В модели хромозлектрических трубок ² барионы образуются, когда в трубке рождается массивный объект: пара дикварк-антидикварк. Наличие в плазме в явном виде связанных состояний — дикварков — маловероятно, так как в противном случае мы должны были бы с тем же основанием предположить наличие в плазме и других связанных состояний — например, бесцветных мезонов. Это означает, что в рассматриваемой нами картине барионы могут образовываться только по второму каналу. Если при этом отношение вероятности рождения дикварковой пары к вероятности рождения u -, d -кварковых пар фиксировать по экспериментально наблюдаемому отношению числа барионов к числу π -мезонов в адронных реакциях ²: $k_c^2/\tilde{k}_c^2 \approx \approx (N_{\text{бар}}/N_{\pi})_{\text{эксп}}$, то подавление, связанное с инвариантной массой образующегося адронного состояния, выступает как дополнительный фактор, уменьшающий вероятность такого процесса по сравнению с адронными реакциями. За счет большой массы протона это подавление может быть значительным: при $T \approx 200$ МэВ $\exp(-M_p/T)$ составляет величину порядка $e^{-5} \approx 1/150$. Аномально малый выход барионов, таким образом, мог бы являться одним из сигналов об образовании плазмы.

Литература

1. Proceedings of Quark Matter '87. Zeit. für Phys., 1988, C38, № 1/2.
2. Casher A. et al. Phys. Rev. D, 1979, 20, 179; Gurvich E.G. Phys. Lett. B, 1979, 87, 386; Andersson B. et al. Zeit. für Phys., 1980, C36, 235.
3. Banerjee B. et al. Phys. Lett. B, 1983, 127, 453.
4. Goloviznin V.V. et al. Phys. Lett. B, 1988, 211, 167. ЯФ, 1988, 47, 1375.
5. Schwinger J. Phys. Rev., 1951, 82, 664.

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
11 апреля 1989