

## K/π ОТНОШЕНИЕ КАК СИГНАЛ ОБРАЗОВАНИЯ КВАРК–ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В.М.Емельянов

Показано, что при образовании в ион-ионных соударениях синглетных капель кварк-глюонной плазмы размером  $1 \div 2$  Фм отношение множественностей  $K/\pi \approx 0,05$  для  $dN^\pi/dy \sim 100$ .

В настоящее время в ЦЕРНе шесть международных коллабораций проводят экспериментальные исследования столкновений ядер  $O^{16}$  и  $S^{32}$  (энергия на нуклон  $\sim 200$  ГэВ) с тяжелыми ядрами. Цель этих экспериментов – обнаружить формирование кварк-глюонной плазмы (КГП) <sup>1-3</sup>. Среди наиболее популярных сигналов КГП – особенности дилептонных спектров <sup>4-6</sup> и усиление выхода странных частиц. Идея усиления выхода странных частиц давно обсуждается в литературе <sup>7,8</sup>. Она связана с тем, что в КГП рождение не-странных антикварков подавлено в силу принципа Паули, для рождения же странных антикварков такое подавление отсутствует. Поэтому в событиях с рождением КГП следует ожидать роста отношения множественностей  $K$  и  $\pi$ -мезонов;  $K/\pi \approx 0,2 \div 0,3$  <sup>9</sup>. Рост отношения  $K/\pi$  (например, как функции энергии сталкивающихся частиц) длительное время рассматривался как сигнал формирования КГП. Однако в ряде недавних работ <sup>10</sup> было показано, что значения  $K/\pi \approx 0,2 \div 0,3$  можно получить и в адронном газе, если корректно учесть кинетику образования  $K$  и  $\pi$ -мезонов. Этим обстоятельством в значительной мере объясняется утрата интереса к отношению  $K/\pi$  как сигналу образования КГП.

Под кварк-глюонной плазмой обычно подразумевается идеальный газ кварков, антикварков и глюонов, распространяющихся на расстояния  $\gtrsim 1$  Фм. Однако при температурах газа  $T \sim T_c \approx 200$  МэВ (температуре фазового перехода "адроны-КГП") в нем должны быть существенны нетеоретиковозмущенческие эффекты КХД. К сожалению, нетеоретиковозмущенческий сектор КХД известен в настоящее время плохо. Единственное, что, пожалуй известно с достоверностью – это невылетание цвета. Поэтому резонно предположить, что если в ион-ионных столкновениях происходит деконфайнмент кварков и глюонов и формируется КГП, то образуется КГП в конечном объеме  $V = \frac{4}{3}\pi R^3$  при температуре  $T$ , причем глобальное состояние КГП в объеме  $V$  является синглетом по отношению к преобразованиям из группы  $SU(3)_c$  <sup>11</sup>. Влияние условия синглетности КГП на динамику рождения странных кварков (антикварков) рассматривается в настоящей статье.

Условие синглетности изменяет импульсные распределения кварков, антикварков и глюонов <sup>11</sup>:

$$f_{q(\bar{q})}(k, R, T) = \frac{2k^2}{\pi^2} \left(1 - \frac{1}{2(kR)^2}\right) \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m e^{-k(m+1)/T} e^{-(m+1)^2 [(k^2/4DT^2) + (1/3C)]} \quad (1)$$

$$f_g(k, R, T) = \frac{k^2}{\pi^2} \left(1 - \frac{2}{(kR)^2}\right) \sum_{m=0}^{\infty} e^{-k(m+1)/T} e^{-(m+1)^2 [(k^2/4DT^2) + (1/C)]}, \quad (2)$$

где

$$k = |\mathbf{k}|, \quad C = \frac{32}{9} \pi R^3 T^3 + \frac{20}{3\pi} RT, \quad D = \frac{148}{135} \pi^3 R^3 T^3 - \frac{38}{27} \pi RT.$$

При  $RT \gg 1$  из соотношений (1) и (2) можно получить соответственно ферми- и бозе-распределения для кварков и глюонов. Из соотношений (1), (2) видно, что наиболее чувствительными к наложению условия синглетности являются глюонные функции  $f_g(k, R, T)$ .

Рассмотрим рождение пар странных  $s\bar{s}$ -кварков в КГП. Имеется два канала рождения  $s\bar{s}$ -пар: 1) двухглюонная аннигиляция  $gg \rightarrow s\bar{s}$ ; 2) аннигиляция легких кварков  $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$ ,  $d\bar{d} \rightarrow s\bar{s}$ . Скорость рождения  $s\bar{s}$ -пар (т. е. число  $s\bar{s}$ -пар, рождающихся в единицу времени в единице объема КГП) содержит два слагаемых  $A(R, T) = A_{gg \rightarrow s\bar{s}} + A_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}}$ , где

$$A_{gg \rightarrow s\bar{s}}(R, T) = \frac{4}{\pi^4} \int_{4m_s^2}^{\infty} dS \cdot S \sigma_{gg \rightarrow s\bar{s}} \left[ \int_0^{\infty} dk_1 \int_0^{\infty} dk_2 \theta(4k_1 k_2 - S) f_g(k_1, R, T) f_g(k_2, R, T) \right], \quad (3)$$

$$A_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}}(R, T) = \frac{9}{4\pi^4} \int_{4m_s^2}^{\infty} dS \cdot S \sigma_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}} \left[ \int_0^{\infty} dk_1 \int_0^{\infty} dk_2 \theta(4k_1 k_2 - S) f_q(k_1, R, T) f_{\bar{q}}(k_2, R, T) \right], \quad (4)$$

где  $\sigma_{gg \rightarrow s\bar{s}}$ ,  $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}}$  — сечение процессов  $gg \rightarrow s\bar{s}$ ,  $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ .

На рис. 1 изображена зависимость скоростей рождения  $A_{gg}$ ,  $A_{q\bar{q}}$  от величины  $RT$ . На рис. 1 видно, что в отсутствие условия синглетности КГП (т. е. при  $RT \gg 1$ ) полная скорость рождения  $s\bar{s}$ -пар определяется аннигиляцией глюонов ( $A_{gg}/A_{q\bar{q}} \sim 3 \div 4$ ). Этот результат хоро-

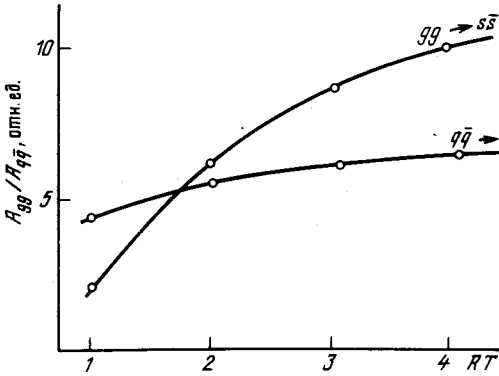


Рис. 1

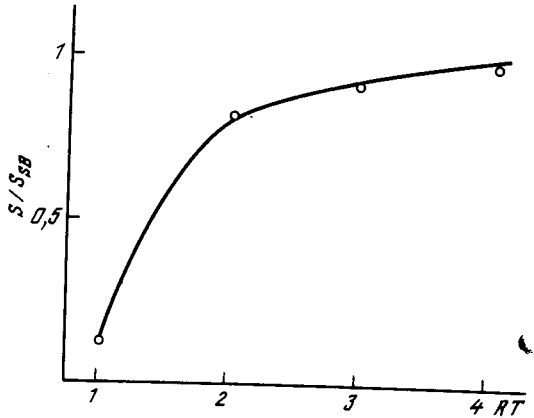


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость скоростей рождения  $s\bar{s}$ -пар от  $RT$

Рис. 2. Поведение плотности энтропии КГП (по отношению к пределу Стефана – Больцмана) от  $RT$

шо известен <sup>9</sup>. Однако при значениях  $RT \approx 1 \div 2$  определяющим каналом рождения  $s\bar{s}$ -пар оказывается аннигиляция легких кварков и антикварков. Причина же заключается в более резкой зависимости от  $RT$  глюонных распределений (2) по сравнению с кварковыми распределениями (1). Суммарная скорость рождения  $s\bar{s}$ -пар в интервале  $1 \lesssim RT \lesssim 2$  растет  $\sim$  в 2 раза. Плотность же энтропии КГП (по отношению к пределу Стефана – Больцмана) с функциями распределения (1) и (2) изображена на рис. 2. Из рис. 2 следует, что плотность энтропии на интервале  $1 \lesssim RT \lesssim 2$  растет  $\sim$  в 8 раз. Поэтому следует ожидать, что отношение  $K/\pi$ , пропорциональное  $(A_{gg} + A_{q\bar{q}})/S$  на интервале  $1 \lesssim RT \lesssim 2$ , будет уменьшаться  $\sim$  в 4 раза. Если в столкновении тяжелых ионов образуется КГП при температурах  $T \sim T_c \approx 0,2$  ГэВ, то значениям  $RT \approx 1 \div 2$  соответствует радиус синглетных капель КГП  $R \sim 1 \div 2$  Фм. Значение  $T$  можно связать <sup>12</sup> с плотностью заряженных частиц (пионов)  $dN^\pi/dy$ . Значениям  $RT \approx 1 \div 2$  соответствуют плотности  $dN^\pi/dy \approx 100 \div 200$ . Таким образом, если в ионных соударениях образуются синглетные капли КГП малых размеров ( $\sim 1 \div 2$  Фм), то в отношении  $K/\pi$  как функции  $dN^\pi/dy$  при значениях  $dN^\pi/dy$  в интервале  $\sim 100 \div 200$  может на-

люждаться минимум, т. е. для таких множественностей  $dN^\pi/du$  выход странных частиц ( $K$ -мезонов) будет подавлен (по сравнению с  $\pi$ -мезонами), причем величина подавления составляет фактор  $\sim 4$ . Если же при  $T \sim T_c$  образуются капли КГП размером  $\gtrsim 2$  Фм, то при  $RT \gtrsim 2$  плотность энтропии (рис. 2) практически не зависит от  $RT$ , а скорость рождения  $s\bar{s}$ -кварков определяется аннигиляцией  $g\bar{g} \rightarrow s\bar{s}$  и является растущей функцией. Т. е. для множественностей  $dN^\pi/du \gtrsim 200$  выход странных частиц усилен. Качественная зависимость отношения  $K/\pi$  от  $dN^\pi/du$  изображена на рис. 3. Изучение зависимости  $(K/\pi)(dN^\pi/du)$  коллаборациями NA34, NA35 в ЦЕРНе было бы весьма желательным с точки зрения определения возможных механизмов формирования КГП в ион-ионных соударениях.

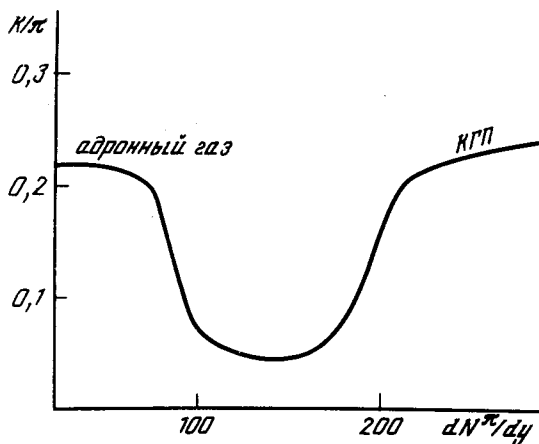


Рис. 3. Зависимость отношения  $K/\pi$  от множественности  $dN^\pi/du$

Автор благодарен Долгошеину Б.А., Ваняшину А.В., Волошину С.А., Никитину Ю.П., Горенштейну М.И. за интерес к работе и обсуждения.

#### Литература

1. Polyakov A.M. Phys. Lett., 1978, 72B, 477.
2. Susskind L. Phys. Rev., 1979, D20, 2610.
3. Shuryak E. Phys. Rep., 1980, 61, 71.
4. Фейнберг Е.Л. Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, 26, 622.
5. Domokos G., Goldman J. Phys. Rev., 1981, D23, 203.
6. Shuryak E. Phys. Rep., 1984, 115, 151.
7. Rafelski J., Müller B. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1006.
8. Biro T., Zimanyi J. Phys. Lett., 1982, B113, 6.
9. Koch P., Müller B., Rafelski J. Phys. Rep., 1986, 142, 167.
10. Matsui T., McLerran L., Svetitsky B. Phys. Rev., 1986, D34, 783; 1986, D34, 2047.
11. Elze H.-T., Greiner W. Phys. Lett., 1986, 131, 385.
12. Hwa R., Kajantie K. Phys. Rev., 1985, D32, 1109.