

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

*А.И.Бочкарев, М.Е.Шапошников*

Сформулированы правила сумм КХД для описания спектра адронной материи при конечных температурах. Их анализ в канале  $\rho$ -мезона свидетельствует о существовании фазового перехода первого рода с исчезновением конфинмента при температуре  $T_c \simeq \simeq 140$  МэВ. Найдена динамическая масса вылетающих кварков при  $T$  близких к  $T_c$ . Показано, что фазовый переход с восстановлением киральной симметрии не может происходить раньше деконфинмента.

Кварк-адронный фазовый переход (ФП) в КХД при конечных температурах и плотностях, по-видимому, является единственным доступным проверке ФП в квантовой теории поля. Это связано с относительной малостью критической температуры  $T_c \sim 100 - 300$  МэВ и критической плотности, которая лишь ненамного превышает ядерную (см. обзоры <sup>1</sup>), а также с возможностью формирования горячих и плотных сгустков адронной материи в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях <sup>2</sup>. Большой интерес представляет исследование характеристик кварк-адронного перехода (его порядка, температуры и т. п.).

В настоящей работе мы предлагаем новый метод исследования адронной материи при  $T \neq 0$ , основанный на обобщении КХД правил сумм <sup>3, 4</sup> на случай конечных температур, который позволяет находить спектр возбуждений в различных адронных каналах с определенными квантовыми числами. Мы покажем, что при  $T_c \simeq 140$  МэВ в адронной среде происходит ФП первого рода, при котором исчезает свойство конфайнмента, причем при  $T$ , близких к  $T_c$  безмассовые кварки приобретают ненулевую динамическую массу  $m_q^T \simeq 250$  МэВ, связанную с существованием кваркового и глюонного конденсатов. Кроме того, анализ правил сумм приводит к заключению, что ФП с восстановлением киральной симметрии <sup>5</sup> не может происходить раньше деконфайнмента.

Рассмотрим для определенности запаздывающую функцию Грина (именно она обладает удобными аналитическими свойствами при  $T \neq 0$ ) коммутатора двух векторных токов  $J_\mu = (\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d)/2$  с квантовыми числами  $\rho$ -мезона:

$$G_{\mu\nu}^R(\omega, \mathbf{p}, T) = i \int d^4x e^{ipx} \Theta(x^0) \ll [J_\mu(x), J_\nu(0)] \gg, \quad (1)$$

где  $p = (\omega, \mathbf{p})$ ,  $\ll \dots \gg$  означает усреднение по ансамблю Гиббса. Функция  $G_{\mu\nu}^R$  аналитична в верхней полуплоскости комплексной переменной  $\omega$  <sup>6</sup> и связана со спектральной плотностью  $\rho(\omega, \mathbf{p}, T)$  стандартным дисперсионным соотношением. Используя свойство асимптотической свободы КХД и применяя к дисперсионному соотношению для  $G_{\mu\nu}^R$  борелевское преобразование <sup>4</sup> по  $\omega^2$  можно получить правило сумм

$$\int_0^\infty \rho(\omega) e^{-\omega^2/M^2} d\omega^2/M^2 = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\infty \frac{d\omega^2}{M^2} \text{th}(\omega/4T) e^{-\omega^2/M^2} + \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\infty \frac{d\omega^2}{M^2} 2n_F(\omega/2T) + \text{N.P.}, \quad (2)$$

где  $n_F(\omega/2T) = (\exp(\omega/2T) + 1)^{-1}$ , N.P. — непертурбативные части гиббсовских средних от локальных операторов, возникающих в разложении Вильсона для коррелятора (1). (Мы положили  $\mathbf{p} = 0$  и взяли в качестве  $\rho$  величину  $\lim_{p \rightarrow 0} \rho_{00}/p^2 \equiv \rho$ ). Зависимость непертурбативных эффектов (конденсатов) от температуры, вообще говоря, не известна. Однако, при  $T \leq m_\pi$  она не существенна, так как в этом случае гиббсовские средние совпадают с вакуумными <sup>1)</sup> (вклады невакуумных состояний экспоненциально подавлены  $\sim e^{-m_\pi/T}$ ). Поэтому при  $T \lesssim m_\pi$  в качестве N.P. можно использовать известные <sup>4</sup> при  $T = 0$  значения конденсатов.

Для определения параметров адронного спектра при  $T \neq 0$  необходимо найти подходящую аппроксимацию для истинной спектральной плотности  $\rho(\omega, T)$ . Вклад резонанса дается обычным выражением  $\rho_{\text{рез}}(\omega, T) = f m^2 \delta(\omega^2 - m^2)$ , а феноменологическую модель непрерывного спектра можно получить из рассмотрения теоретико-возмущенческой спек-

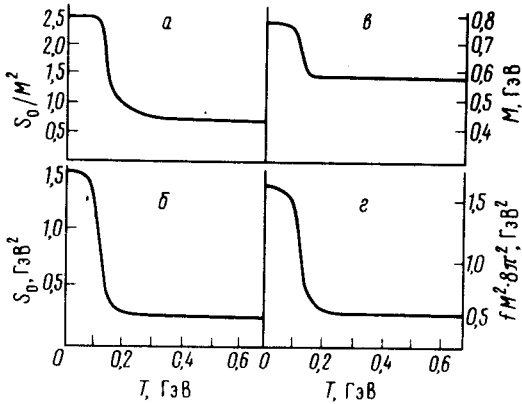
<sup>1)</sup> Фактически, конденсаты начинают меняться при  $T > m_\pi$ . Оценки, основанные на модели векторной доминантности, показывают, что средние  $\ll (\bar{q}\gamma_\mu\lambda^a q) \gg$ ,  $\ll (\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5\lambda^a) \gg$  (именно они дают основной вклад в правила сумм для  $\rho$ -мезона) практически не зависят от  $T$  вплоть до  $T \sim 200$  мэВ.

тральной плотности для массивных кварков при  $T \neq 0$

$$\rho = \Theta(\omega^2 - 4m_q^2) \text{th}(\omega/4T) \rho_0(\omega^2) + \delta(\omega^2) \int_{4m_q^2}^{\infty} du^2 2n_F(u/2T) \rho_0(u^2), \quad (3)$$

$$\rho_0(\omega^2) = \frac{1}{8\pi^2} (1 + 2m_q^2/\omega^2)(1 - 4m_q^2/\omega^2)^{1/2},$$

заменой  $\rho_0(\omega^2) \rightarrow 1/8\pi^2$ ,  $4m_q^2 \rightarrow s_0$ .



Температурная зависимость параметров спектра в канале  $\rho$ -мезона:  $a$  – отношение начала континуума к квадрату массы  $\rho$ -мезона,  $б$  – начало континуума  $S_0$ ,  $в$  – масса  $\rho$ -мезона  $m$ ,  $г$  – вклад  $\rho$ -мезона в спектральную плотность  $fm^2$

Результаты обработки правила сумм (2) приведены на рисунке. Видно, что при  $T_c \approx 140$  МэВ происходит резкое изменение параметров спектра  $f$ ,  $m^2$  и  $s_0$ , свидетельствующее о существовании ФП первого рода в адронной материи. Наиболее интересной особенностью рис.  $a, б$  является резкое и значительное изменение начала непрерывного спектра: параметр  $s_0$  уменьшается в 6 раз и становится меньше массы резонанса. Отсюда следует, что при  $T > T_c$  открывается новый канал с характерным масштабом  $s_0$  ( $140$  МэВ)  $\approx (500$  МэВ) $^2$ . Такое поведение  $s_0$  говорит о переходе системы в фазу деконфайнмента, где помимо составных объектов существуют также цветные частицы (кварки, глюоны). Массу кварков в среде можно оценить из соотношения  $4(m_q^T)^2 = s_0$ , что дает  $m_q^T \approx 250$  МэВ. Интересно отметить, что это значение близко к обычно принимаемым массам составляющих кварков.

Заметно слабее изменяется масса резонанса:  $m(T=0)/m(T \approx 140$  МэВ)  $\approx 1,3$ , однако вклад  $\rho$ -мезона в спектральную плотность существенно уменьшается:  $fm^2(T=140$  МэВ) :  $fm^2(T=0) \approx 0,3$ . Если  $\rho$ -мезон и существует, как резонанс (а он может распасться теперь на составляющие его кварки, так как  $s_0/m^2 \approx 0,7 < 1$ ) то представляет собой довольно рыхлое образование ( $fm^2 \sim |\Psi(0)|^2$ , где  $\Psi(0)$  – значение волновой функции в начале координат).

Рассмотрим теперь вопрос о соотношении температур ФП деконфайнмента и восстановления киральной симметрии. При обработке правила сумм (3) в области резонанса определяющую роль играет конденсат кварковых полей. Если он обращается в нуль при некоторой температуре  $T_F$ , то правила сумм допускают единственное решение  $s_0 = 0, fm^2 = 0$ . В среде, где непрерывный спектр начинается с нуля, а резонансы отсутствуют, должен отсутствовать и конфайнмент. Поэтому, во всяком случае,  $T_c \leq T_F$ . Заметим, что неравенство  $T_c \leq T_F$  было получено в  $^7$  на основе использования решеточной аппроксимации путем численного интегрирования и в  $^8$  с использованием свойств треугольной аномалии при  $T \neq 0$ , где был сделан также вывод о ненулевой массе кварков при  $T > T_c$ .

Итак, на основе исследования правил сумм при конечных температурах мы показали, что при  $T_c \approx 140$  МэВ в адронной материи происходит фазовый переход первого рода, связанный с исчезновением конфайнмента. Фазовый переход с восстановлением киральности

имеет место при больших температурах, чем деконфаинмент, причем динамическая масса кварков при  $T_c < T < T_F$  определяется отличными от нуля конденсатами и составляет  $m_q^T \simeq 250$  МэВ.

Авторы благодарны В.А.Березину, А.Ю.Игнатьеву, А.Л.Катаеву, Н.В.Красникову, В.А.Кузьмину, В.А.Матвееву, В.А.Рубакову, А.Н.Тавхелидзе, И.И.Ткачеву, Ф.В.Ткачеву за интерес к работе и полезные обсуждения.

#### Литература

1. *Jacob M., Satz H.* Quark Matter formation and heavy ion collisions, Proc. Bielefeld Workshop, 1982; *Shuryak E.V.* Phys. Rep., 1980, **61**, 72.
2. *Фейнберг Е.Л.* УФН, 1983, **139**, 3.
3. *Logunov A.A., Soloviev L.D., Tavkhelidze A.B.* Phys. Lett., 1967, **24B**, 181; *Chetyrkin K.G., Krasnikov N.V., Tavkhelidze A.N.* Phys. Lett., 1977, **76B**, 83.
4. *Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I.* Nucl. Phys., 1979, **B147**, 385.
5. *Gross D., Pisarski R., Yaffe L.* Rev. Mod. Phys., 1981, **53**, 42.
6. *Ландау Л.Д.* ЖЭТФ, 1958, **37**, 805.
7. *Kogut J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1140; 1983, **50**, 393.
8. *Красников Н.В.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**, 215.

Институт ядерных исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
23 марта 1984 г.