

О НЕРЕАЛИЗУЕМОСТИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ В АДРОНЫ

С.П. Баранов, Л.В. Фильков

Исследована возможность осуществления фазового перехода кварк-глюонной плазмы в адроны в режиме детонации. Показано, что учет прироста энтропии в ударной волне делает переход такого типа невозможным.

Среди различных вариантов фазовых переходов кварк-глюонной плазмы в адроны наибольшее внимание уделяют в настоящее время переходам детонационного типа /1/, полагая, что они являются основным сценарием фазового перехода.

Напомним общие свойства детонации и ее место среди неравновесных стационарных фазовых переходов /2/. Пусть поверхность, разделяющая две фазы, распространяется в исходной среде с некоторой скоростью v_0 . Условия непрерывности потоков вещества, импульса и энергии на этой поверхности (см. ниже (1) – (3)) приводят к определенным соотношениям между параметрами начального и конечного состояний. Эти соотношения, выраженные в виде зависимости $p_2(V_2)$ для давления и объема конечного состояния при фиксированных начальных p_0, V_0 , называются ударной адиабатой, или, в релятивистском случае, адиабатой Тауба. Типичный пример адиабаты Тауба показан на рис. 1. Различным частям адиабаты соответствуют различные режимы фазовых переходов.

Участку $A'O'$ соответствуют переходы типа медленного горения и дозвуковой конденсации /3/. Отрезку AO – сверхзвуковая конденсация /4/. Область, лежащая выше точки O , отвечает детонации. Наконец, отрезок AA' и область, лежащая правее точки O' , являются нефизическими /2/.

Детонация, в отличие от других упомянутых переходов, требует предварительного сжатия вещества в ударной волне. Фазовый переход начинается лишь в сжатом веществе. Давление и степень сжатия в конечной адронной фазе выше, чем в начальной ($p_2 > p_0, V_2 < V_0$), однако ниже, чем для промежуточного состояния, достигаемого в ударной волне. Детонационный фазовый переход фактически представляет собой два превращения, происходящих одно за другим: переход исходного состояния (p_0, V_0) в сжатое той же фазы (p_1, V_1), а затем переход последнего в конечную фазу (p_2, V_2). Учитывая условия непрерывности потоков вещества, импульса и энергии для каждого из этих двух превращений, получим:

$$v_0 \gamma_0 / V_0 = v_1 \gamma_1 / V_1, \quad (1.1)$$

$$v_1' \gamma_1' / V_1 = v_2 \gamma_2 / V_2; \quad (1.2)$$

$$w_0 v_0^2 \gamma_0^2 + p_0 = w_1 v_1^2 \gamma_1^2 + p_1, \quad (2.1)$$

$$w_1 v_1'^2 \gamma_1'^2 + p_1 = w_2 v_2^2 \gamma_2^2 + p_2; \quad (2.2)$$

$$w_0 v_0 \gamma_0^2 = w_1 v_1 \gamma_1^2, \quad (3.1)$$

$$w_1 v_1' \gamma_1'^2 = w_2 v_2 \gamma_2^2, \quad (3.2)$$

где v_i ($i = 0, 1, 1', 2$) – скорости потока каждой фазы относительно фронта перехода (в системе покоя фронта); $\gamma_i = (1 - v_i^2)^{-1/2}$, V_i – объем; p_i – давление; $w_i = e_i + p_i$ – плотности энтальпии каждой из фаз, измеренные в собственных системах покоя. Из предположения о сохранении потока вещества в детонационном переходе

$$v_0 \gamma_0 / V_0 = v_2 \gamma_2 / V_2 \quad (4)$$

следует равенство скоростей v_1 и v_2 в уравнениях (1) – (3), т.е. равенство скоростей фронтов двух упомянутых превращений. Кроме того, на каждом этапе должно выполняться условие неубывания энтропии:

$$\sigma_0 V_0 \leq \sigma_1 V_1, \quad (5.1)$$

$$\sigma_1 V_1 \leq \sigma_2 V_2. \quad (5.2)$$

Для выполнения конкретных расчетов к системе (1) – (5) необходимо добавить уравнения состояния кварк-глюонной плазмы и адронного газа. Используемые уравнения состояния основаны на распределениях Бозе и Ферми с ненулевыми химическими потенциалами и реальными массами частиц при конечных температурах и на модели мешков. Взаимодействия между кварками и глюонами учитываются в приближении $O(a_s)$, а взаимодействия между адронами – путем включения резонансов. Явный вид этих уравнений состояния приведен в работах /5/.

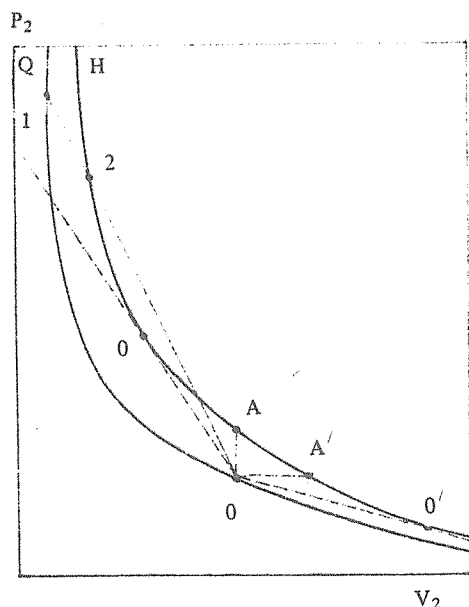


Рис. 1. Адиабата Тауба. Кривая Q – возможные состояния кварк-глюонной фазы в ударной волне, кривая H – возможные состояния адронного газа после фазового перехода. Различным участкам соответствуют: $A 0'$ – дозвуковая конденсация и медленное горение; $A 0$ – сверхзвуковая конденсация; выше 0 – детонация; AA' и правее $0'$ – нефизические области. Сплошная прямая соединяет точки последовательных превращений при произвольной детонации: $0 - 1 - 2$.

Численный анализ системы уравнений (1) – (5) показал, что она не имеет решений. Это говорит о невозможности (в данной модели) переходов детонационного типа. Этот результат можно качественно проиллюстрировать следующими рассуждениями.

Система уравнений (1.2), (2.2), (3.2), (5.2), входящая как подсистема в нашу задачу, совпадает с условиями для фазового перехода типа медленного горения. Переходы этого типа подробно рассматривались в /3/. Наиболее важным для нас из полученных там результатов является то, что скорость v_1 не может быть больше, чем $\sim 0,1$ скорости света. В противном случае скорость адронов v_2 оказалась бы сверхзвуковой. Переход с $v_1 < v_{s1}$, $v_2 > v_{s2}$ (где v_{s1} , v_{s2} – скорости звука в рассматриваемых фазах) соответствует нефизической области правее точки $0'$ на рис. 1 и потому не может быть связан ни с каким реальным режимом перехода.

Для иллюстрации несовместимости системы (1.1), (2.1), (3.1), (5.1) с условием $v_1/c \lesssim 0,1$ удобно воспользоваться получаемыми из них соотношениями

$$\frac{v_0}{c} = \left[\frac{(p_1 - p_0)(e_1 + p_0)}{(e_1 - e_0)(e_0 + p_1)} \right]^{1/2}; \quad \frac{v_1}{c} = \left[\frac{(p_1 - p_0)(e_0 + p_1)}{(e_1 - e_0)(e_1 + p_0)} \right]^{1/2} \quad (6)$$

(e_1 и e_0 — плотности энергии). Отсюда для уравнений состояния ультрарелятивистского газа (которые для кварк-глюонной плазмы хорошо выполняются) следует $v_1 v_0 = c^2/3$. Несовместимость с условием $v_1/c \lesssim 0,1$ очевидна: v_0 получается больше скорости света.

Кроме того, формально решая уравнение (6) относительно p_0 получим, что в этом случае p_0 должно быть ниже наименьшего физически допустимого значения: $p_0 < -B$, где B — постоянная модели мешков.

Отличие от результатов /1/ связано с тем, что авторы этих работ не рассматривали состояние 1, сравнивая лишь энтропии состояний 0 и 2. При этом не учитывался прирост энтропии при переходе в ударной волне от состояния 0 к состоянию 1, который делает невозможным следующий переход из состояния 1 в состояние 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gyulassy M. et al. Nucl. Phys., B237, 477 (1984); Cleymans J., Nukänen E., Sjöholm E. Phys. Rev., D33, 2585 (1986). Чернавская О. Д., Чернавский Д. С. Препринт ИТФ-86-66 Р, Киев, 1986.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика, т. VI, Гидродинамика. М., Наука, 1986.
3. Баранов С. П., Фильков Л. В. Препринт ФИАН № 42, М., 1988.
4. Баранов С. П., Фильков Л. В. Препринт ФИАН № 43, М., 1988.
5. Баранов С. П., Фильков Л. В. Препринт ФИАН № 139, М., 1987; Препринт ФИАН № 138, М., 1987.

Поступила в редакцию 4 марта 1988 г.