Письма в ЖЭТФ, том 28, вып.6, стр. 376 – 378 20 сентября 1978 г.

О ПОВЕДЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ю.С.Гангнус, А.В.Прозоркевич, С.А.Смолянский

Качественно показано, что учет диссипативных эффектов может оказаться существенным при описании ранних стадий эволюции Вселенной и в гидродинамической теории множественного рождения частиц.

При большой плотности и высокой температуре вещества во многих случаях могут оказаться существенными диссипативные эффекты [1 – 3]. В слабонеравновесном состоянии их описание возможно в терминах коэффициентов переноса (КП), вычисление которых в общем случае представляет собой сложную задачу.

Ситуация значительно упрощается в ультрарелятивистском пределе [1,4]. Для этого случая в работах [4] была установлена связь между температурным поведением КП и видом межчастичного взаимодействия в предположении, что последнее является слабым и характеризуется одной константой связи. Было показано, что температурная зависимость КП является монотонной и определяется размерностью константы связи: для теорий с безразмерной константой связи КП растут по закону T^3, для неперенормируемых теорий – убывают с ростом температуры по степенному закону.

Ниже анализируется, к каким изменениям в температурной зависимости КП приводит учет других размерных параметров (массы, второй константы связи). Это позволяет, в частности, установить характер поведения КП нейтринного газа на ранних стадиях эволюции Вселенной. Оказывается также, что в некоторых случаях КП обнаруживают особенности, характерные для систем, в которых возможны фазовые переходы.

Рассмотрим ультрарелятивистскую систему элементарных частиц, взаимодействие в которой является полиномиальным и характеризуется двумя константами связи g_1 и g_2. В системе единиц $c = \hbar = k_B = 1$ введем безразмерные константы $g_i^T = g_i\, T^{n_i}$ $(i = 1,2)$, где целые числа n_i определяются степенью нелинейности теории и статистикой полей, а T – температура системы. Предположим, что $g_i^T \ll 1$. Ограничиваясь вторым порядком теории возмущений в случае квазиоднородного состояния системы в приближении времени релаксации по аналогии с [4] получим, например, выражение для коэффициента вязкости

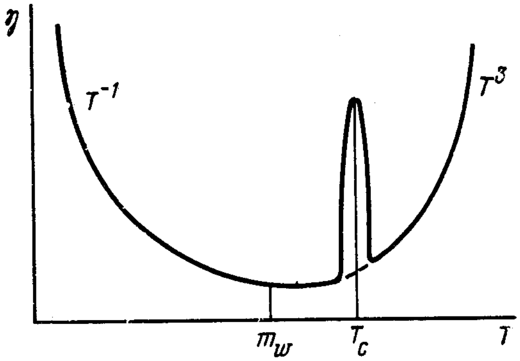
$$\eta = a\,T^3 [\, b_1 g_1^2\, T^{2n_1} + b_2 g_2^2\, T^{2n_2} + 2 g_1 g_2\, T^{n_1 + n_2}\,]^{-1}. \qquad (1)$$

Здесь a и b_i – положительные числа, в чем легко убедиться, выключая одно из взаимодействий (формула (1) приводит тогда к результатам работ [4]). Пусть $n_1 \neq n_2$. Если знаки g_1 и g_2 одинаковы, температурная зависимость вязкости является монотонной. Если же одно взаимодействие имеет характер притяжения, а другое – отталкивания, то коэффициент вязкости $\eta(T)$ будет иметь максимум в некоторой точке T_c, в окрестности которой флуктуации в системе возрастают. Такая ситуация характерна для фазовых переходов второго рода и вполне аналогична нерелятивистскому случаю [5][1].

Иллюстрацией может служить простейшая модель комплексного скалярного поля с самодействием и отрицательным квадратом массы ($0 < \lambda << 1$)

$$L = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi + \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 . \qquad (2)$$

В принятых обозначениях $g_1 = \mu^2$, $g_2 = -\lambda$, $n_1 = -2$, $n_2 = 0$. Из (1) тогда следует $T_c \approx \mu/\sqrt{\lambda}$, что совпадает по порядку величины со значением критической температуры релятивистского фазового перехода в этой модели [6].



Рассмотрим теперь зависимость от температуры вязкости нейтринного газа. Согласно [4, 7], четырехфермионная модель слабого взаимодействия приводит к зависимости $\eta \sim T^{-1}$. С другой стороны, в модели Вайнберга в ультрарелятивистском пределе как следствие безразмерности константы связи имеем $\eta \sim T^3$ [4]. Между этими результатами нет противоречия, поскольку они относятся к разным областям температуры. Если исходить из области $T > m_w$, то при понижении температуры будет возрастать роль массы промежуточного бозона m_w, что приведет к отклонению от закона $\eta \sim T^3$. При дальнейшем понижении температуры наступит момент, когда промежуточный бозон окажется "замороженным", взаимодействие станет контактным фермиевским с новой константой связи $G = \sqrt{2} g^2 / m_w$ и характерной зависимостью сечения от энергии, приводящей к зависимости $\eta \sim T^{-1}$ (рисунок). Картина усложняется, если учесть релятивистский фазовый переход при температуре T_c, выше которой обращается в ноль масса векторного бозона [6]. Поэтому качественное поведение вязкости нейтринного газа имеет вид изображенный на рисунке.

---

[1] Отметим качественный характер полученного результата. Более строгое рассмотрение КП в окрестности T_c нуждается в выходе за рамки теории возмущений.

В работах [3, 8] было доказано предположение о том, что в некоторых космологических моделях учет диссипативных свойств среды может привести к устранению сингулярности [9]. Необходимым условием является достаточно быстрый рост вязкости с температурой $\eta \sim T^a$, $a > 2$ [3]. Как следует из сказанного выше, удовлетворяющая этому условию вязкость $\eta \sim T^3$ может иметь место на адронной стадии эволюции Вселенной либо за счет нейтринной компоненты среды, либо как следствие перенормируемости кварк-глюонного взаимодействия в адронной плазме [10]. Заметим, что большая вязкость среды на ранней стадии эволюции Вселенной указывает и на принципиальную возможность объяснения аномально высокой энтропии на поздних стадиях расширения [11].

Отметим также, что вязкость велика в тех условиях, когда становятся существенными процессы рождения частиц. Это может служить основой феноменологического описания рождения частиц с помощью вязкости [3, 12]. В частности, эта точка зрения может оказаться полезной в гидродинамической теории множественного рождения частиц, которое, возможно, определяется фазовым переходом из кварк-глюонного состояния материи в адронное [10]. В окрестности фазового перехода вязкость становится аномально большой и ее учет может оказаться определяющим.

Авторы благодарны Е.Л.Фейнбергу за обсуждение результатов работы.

Саратовский
государственный университет
им. Н.Г.Чернышевского

Поступила в редакцию
25 июля 1978 г.

Литература

[1] Е.Л.Фейнберг. Труды ФИ АН СССР, **29**, 155, 1965.

[2] Ю.П.Никитин, И.Л.Розенталь. Теория множественных процессов, М., Атомиздат, 1976.

[3] В.А.Белинский, И.М.Халатников. ЖЭТФ, **72**, 3, 1977.

[4] Ю.С.Гангнус, А.В.Прозоркевич, С.А.Смолянский. Письма в ЖЭТФ, **26**, 513, 1977; ТМФ, **35**, 68, 1978.

[5] L.P.Kadanoff. J. Phys. Soc. (Japan), **26**, (Suppl.), 122, 1969; K.Kawasaki. Phys. Rev., **A1**, 1750, 1970; Ann. Phys., **61**, 1, 1970.

[6] Д.А.Киржниц, А.Д.Линде. ЖЭТФ, **67**, 1263, 1974.

[7] S.R. de Groot, W.A. van Leeuwen, P.H.Meltzer. Nuovo cim., **A25**, 229, 1975.

[8] C.L.Murphy. Phys. Rev., **D8**, 4231, 1973.

[9] C.W.Misner. Phys. Rev. Lett., **19**, 533, 1967.

[10] J.C.Collins, M.J.Perry. Phys. Rev. Lett., **34**, 1353, 1975; Э.В.Шуряк. ЖЭТФ, **74**, 408, 1978.

[11] В.А.Белинский, И.М.Халатников. ЖЭТФ, **69**, 401, 1975.

[12] Л.П.Грищук. ЖЭТФ, **67**, 825, 1974.