НЕЙТРИНО В АНИЗОТРОПНЫХ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ РЕШЕНИЯХ

А.Г.Дорошкевич, Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков

Особое поведение слабо взаимодействующих частиц нейтрино в анизотропных и однородных космологических моделях и существенное влияние этих частиц на динамику самих моделей были отмечены в [1,2].

Было высказано предположение, что эволюция естественно делится на стадии: 1) практически полного равновесия всех частиц, включая нейтрино; 2) стадию свободных нейтрино, импульс которых растет в силу "синего смещения", вызванного сжатием по одной из осей.

Мизнер [3,4] полагает, что после периода равновесия наступает стадия, когда влияние нейтрино можно описать с помощью понятия вязкости.

Очевидно, что для этого необходимо, чтобы длина свободного пробега нейтрино была не слишком велика; характерной длиной является ct, где время t отсчитывается от сингулярности. Мизнер приходит к выводу, что вязкость, вызывая нагревание (рост энтропии) вещества, устраняет вторую стадию-свободных нейтрино на сильно анизотропной фазе расширения. Нейтрино по Мизнеру становятся свободными, когда анизотропия расширения уже не велика.

Две точки зрения – Мизнера (М) и наша (Н) – приводят к различным законам изменения с течением времени таких величин, как температура М : $T \sim t^{-1/5}$; Н: $T \sim t^{-5/18}$, энтропия М: $S \sim t^{2/5}$; Н: $S \sim t^{1/6}$ и в особенности энергия одного нейтрино М: $E_1 \sim T \sim t^{-1/5}$; Н: $E_1 \sim t^{1/9}$. Общая плотность энергии нейтрино в обоих случаях пропорциональна плотности энергии сильно взаимодействующих частиц

$$\text{М: } \nu E_1 \sim t^{-3/5} t^{-1/5} \sim t^{-4/5} \sim T^4; \text{Н: } \nu E_1 \sim t^{-11/9} t^{1/9} \sim t^{-10/9} \sim T^4.$$

Везде показатели приведены для наиболее простого случая осесимметричного движения и квадратичного закона зависимости сечения нейтринных процессов от энергии и для того периода, когда вещество, включая нейтрино, еще не влияет на динамику расширения.

Итак, наиболее существенное различие в выводах касается поведения нейтрино: согласно Мизнеру отношение среднего импульса нейтрино, летящих в разных направлениях, и импульса других частиц, остается постоянным. В модели, которая защищается в данной заметке, отношение импульса нейтрино, летящих по одной из осей, к импульсу по другим осям и к импульсу других частиц нарастает до тех пор, пока не произойдет изотропизация расширения. Это различие в выводах заставляет исследовать вопрос подробнее.

Решая уравнение для энергии

$$\frac{d\epsilon}{dt} + \frac{4\epsilon}{3t} = \frac{4\eta}{3t^2} = \frac{4}{9}\frac{\epsilon_\nu r}{t^2} = \frac{4}{9}\frac{k r \epsilon}{t^2},$$

легко показать, что для общей плотности энергии ϵ и времени пробега r справедливо соотношение

$$\epsilon = \epsilon_a \left\{ 1 + \frac{k(2m+3)}{6m} \left[\frac{r}{t} \left(\frac{1 - \frac{k(2m+3)}{6m}\frac{r_0}{t_0}}{1 - \frac{k(2m+3)}{6m}\frac{r}{t}} \right) - \frac{r_0}{t_0} \right] \right\}^{4/(2m+3)}$$

где η – вязкость, $2m$ – показатель в зависимости сечения взаимодействия от энергии $\sigma \sim E^{2m} \sim T^{2m}$, $r = r_0(\epsilon_0/\epsilon)^{(2m+3)/4}$ – время свободного пробега, $k = \epsilon_\nu/\epsilon$ в равновесии[1] (считаем $k = \epsilon_\nu/\epsilon$ =const), индексом "0" обозначены величины в момент "включения" вязкости, ϵ_a – плотность энергии, какой она являлась бы, если бы и после t_0 менялась по адиабатическому закону, $\epsilon_a = \epsilon_0 (t/t_0)^{-4/3}$. Из форму-

---

[1]) Пользуясь понятием вязкости мы должны предполагать, что k не отличается от равновесного. Величина множителя k получается следующим образом. При $T \approx 0{,}5$ *Гэв*, учитывая e, μ, ν_e, ν_μ, γ, π, получим k около 1/4. При $T > 3$ *Гэв* в равновесии имеются e, μ, ν_e, ν_μ барионы, их античастиц, фотоны, скалярные и векторные мезоны. Можно ли все эти частицы считать независимыми при указанной температуре – неизвестно. Если считать независимыми: e, μ, ν_e, ν_μ, γ и октет барионов, то $k = \epsilon_{\nu_\mu \nu_e}/\epsilon$ = 7/81≈1/12. Если считать независимыми кроме упомянутых еще декуплет барионов, октет скалярных мезонов, 9 – векторных мезонов, то k =7/291≈ ≈ 1/40. Истинный ответ требует учета взаимодействия между частицами при этой температуре и соответствующей плотности, что пока неосуществимо.

лы (1) наглядно видно, что режим Мизнера, в котором $\epsilon \gg \epsilon_a$, устанавливается при стремлении к нулю знаменателя в круглых скобках:

$$\frac{r}{t} = \frac{6m}{k\,(2m+3)}.$$

В термодинамическом равновесии $\epsilon_\nu/\epsilon \equiv k$ при различных температурах составляет от $k = 1/4$ до $k = 1/40$. Следовательно, понятие вязкости Мизнеру приходится применять при $r/t = 5$ или даже при $r/t = 50$. Очевидно, что в действительности при такой большой длине пробега формальное применение понятия вязкости незаконно: вязкость описывает первый член разложения точных уравнений по величине r/t. Когда r/t не мало, необходимо решать кинетическое уравнение для слабо взаимодействующих частиц. Однако, сам по себе, отказ от макроскопического описания явления с помощью вязкости еще не означает, что выводы Мизнера неправильны качественно.

Можно искать решение кинетического уравнения, обладающее теми же свойствами, что и решение Мизнера. Такое решение является автомодельным: это значит, что функция распределения нейтрино в пространстве импульса зависит только от безразмерных отношений cp_x/T; cp_y/T; cp_z/T, а температура меняется по степенному закону $T \sim t^{-1/3}$. Такой вид решений совместим со структурой уравнений и позволяет существенно упростить решение уравнений, сводя его к квадратурам.

Прежде чем анализировать эту возможность, заметим следующее: Если параметры анизотропной модели таковы, что время свободного пробега нейтрино становится больше t еще при большой температуре, когда в равновесии имеется много частиц и $k = \epsilon_\nu/\epsilon = 1/20 \div 1/40$, то и без более подробного анализа кинетического уравнения видно, что установится режим, описанных в [1,2].

Действительно, из (1) следует, что при малых k даже к моменту, когда $r/t = 1$, вязкость не меняет заметно величину плотности энергии $\epsilon = \epsilon_a$ режим Мизнера не установился. После этого момента применимо уже приближение "свободных" частиц; отношение импульса нейтрино по одной из осей, по которой идет сжатие, к импульсу по другим осям нарастает в силу синего смещения, и энтропия растет за счет процессов, описанных в [1, 2] применительно к $m = 1$. Итак, при малых k

и реальном $m = 1$ режим Мизнера не возникает. Для всех значений k (и больших и малых) ответ дается решением кинетического уравнения.

Анализ кинетического уравнения был проведен для двух модельных задач: в первой учитывались только процессы одиночного рождения и гибели нейтрино; во второй – процессы парного рождения и гибели; случай рассеяния пока не рассмотрен. Принималось $m = 1$, и показатели $+2/3$, $+2/3$, $-1/3$ в космологическом решении. Подробно анализ будет дан в другой работе. Здесь приведем его результаты. Оказалось, что автомодельное решение (указанное выше), обобщающее вязкий режим Мизнера $T \sim t^{-1/5}$, существует лишь при очень большом, физически нереальном значении безразмерного параметра $k = \epsilon_{\nu eq}/\epsilon_{eq} > 0,98$, характеризующего термодинамические свойства вещества. Здесь $\epsilon_{\nu eq}$ и ϵ_{eq} суть соответственно равновесная плотность всех видов нейтрино и равновесная плотность всех видов частиц (включая нейтрино) в интересующей нас области температур.

В действительности, как уже отмечалось, следует ожидать $\epsilon_{\nu eq}/\epsilon_{eq} < 0,25$. В этих условиях автомодельное решение не существует, а это значит, что не только нельзя пользоваться понятием вязкости, но и нет решения подробного вязкому решению.

Физический вывод заключается в том, что когда в анизотропном космологическом решении начинается отклонение от равновесия слабо взаимодействующих частиц, то вскоре эти частицы становятся свободными, число их уменьшается, а средняя энергия растет так, как это описано в [1,2].

Из изложенного видно, что если ранние стадии расширения действительно описывались моделью Гекмана – Шюкинга [5], то согласно [1,2] сегодня должен существовать направленный поток энергичных нейтрино с $E_\nu \approx 10^4$ *эв* и плотностью $\epsilon_\nu \approx 10^{-12}$ *эрг/см*^{3}, что в принципе может быть проверено наблюдениями.

Авторы благодарны А.Н.Шварцу за помощь.

Институт прикладной математики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
21 мая 1968 г.

Литература

[1] А.Г.Дорошкевич, Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Письма ЖЭТФ, 5, 119, 1967.

[2] А.Г.Дорошкевич, Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. ЖЭТФ, 53, 644, 1967.
[3] C.W.Misner. Phys. Rev. Lett., 19, 533, 1967.
[4] C.W.Misner. Astrophys. J. 148, 431, 1968.
[5] O.Heckmann, E.Schücking, 11 Conseil de physique Solvay, Bruxelles. 1958.