

## НЕЙТРИНО И ГРАВИТОНЫ В АНИЗОТРОПНОЙ МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ

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

Анизотропные космологические решения в настоящее время широко обсуждаются [1] в связи с химическим составом дозвездного вещества [2] и первичным магнитным полем [3]. Эти решения асимптотически приближаются к изотропному решению Фридмана и в этом отношении не противоречат наблюдениям.

Рассмотрение слабо взаимодействующих частиц в составе дозвездного вещества (нейтрино и гравитонов) резко меняет картину анизотропного расширения.

Уменьшение анизотропии может приобретать колебательный характер. Не исключено также значительное увеличение современной средней энергии реликтовых нейтрино и гравитонов по сравнению с изотропной моделью. Эта энергия может превысить современную энергию реликтовых электромагнитных квантов, соответствующую температуре 3°K и может даже сделать возможным обнаружение нейтрино.

Причина особенного поведения слабо взаимодействующих частиц (в дальнейшем для краткости говорим только о нейтрино) заключается в том, что при отсутствии взаимодействия свободно летящие частицы в анизотропно расширяющейся Вселенной преобразуют свой импульс так, что компоненты импульса по различным осям меняются по-разному.

Равновесное сферически симметричное распределение частиц по импульсам превращается в движение преимущественно по одной оси (но поровну в обоих направлениях).

В результате плотность энергии нейтрино падает не столь быстро как в анизотропной модели, заполненной веществом с изотропным давлением (будем называть последнюю модель паскалевской). Замедление падения плотности энергии приводит к более раннему, чем в паскалевской модели, гравитационному влиянию плотности энергии на сам закон расширения (как известно [4], в пределе  $\rho \rightarrow \infty$  наличие материи не влияет на закон деформации).

С другой стороны при анизотропии, сопровождающейся сжатием по одной из осей на ранней стадии, часть нейтрино и антинейтрино получают такую энергию, что снова становится заметной вероятность их необратимого превращения в электроны и позитроны. Это приводит к увеличению энтропии среды. (Формулы см, в конце заметки.) Из-за такого "подогрева" плотность энергии квантов и пар падает медленней, чем в паскалевской модели и по порядку величины та же, что и плотность энергии нейтрино.\*

Начиная с некоторого момента  $\tau$ , плотность энергии уже влияет на расширение. Если к этому моменту  $\epsilon_\nu \gg \epsilon_{\gamma, e\pm}$ , то космологическая модель описывается решением, в котором плотность энергии определяется только нейтрино, движущимися вдоль одной оси. Такое решение приведено в конце заметки. Основное свойство решения — быстрое расширение

в направлении движения нейтрино и медленное в поперечных направлениях. В результате энергия нейтрино по оси быстро падает вследствие красного смещения, и основную роль в плотности энергии начинают играть кванты и пары. Решение быстро изотропизуется. Время изотропизации порядка  $\tau$ . Но распределение импульсов нейтрино остается сильно анизотропным. Без учета влияния других слабо взаимодействующих частиц к настоящему времени в анизотропной модели плотности энергии нейтрино и  $\gamma$ -квантов должны быть одного порядка, но поток нейтрино резко анизотропен и средняя энергия нейтрино много больше энергии  $\gamma$ -квантов.

В специальном случае очень малых  $\alpha$  (см. формулы конца статьи) "подогрев" анизотропными нейтрино несущественен, выход на изотропное решение может носить колебательный характер и к настоящему времени распределение импульсов нейтрино изотропно, энергия их порядка энергии  $\gamma$ -квантов.

Вышеизложенное не учитывало других слабо взаимодействующих частиц (например, гравитонов), которые могут взаимодействовать друг с другом и остальными частицами иначе, чем нейтрино. Эти частицы могут вызвать сильные продолжительные колебания анизотропии, сохранение большого числа энергичных частиц к настоящему времени и другие явления. Возможна также неустойчивость направленного потока нейтрино и других свободных частиц, приводящая к рассеянию.

Полный анализ всех возможных вариантов (в частности, с учетом и магнитного поля) весьма труден и в настоящее время еще не проведен полностью. Вместе с тем уже сейчас ясно, что без учета роли слабо взаимодействующих частиц нельзя рассматривать теорию анизотропной Вселенной и, в частности, вопрос о химическом составе дозвездного вещества.

В заключение приведем некоторые формулы.

Вблизи сингулярности решение не зависит от наличия материи и для однородной плоской анизотропной модели имеет вид [5]:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - t^2 p_1 dx_1^2 - t^2 p_2 dx_2^2 - t^2 p_3 dx_3^2. \quad (1)$$

Обозначим  $\alpha = -\min(p_1; p_2; p_3)$ ;  $0 < \alpha < 1/3$  [4]. Плотность энергии в паскалевской стадии (до отъединения нейтрино) меняется по закону  $\epsilon = kt^{-4/3}$ . В изотропной модели Фридмана нейтрино отъединяются в момент  $t = r - 10^{-1}$  сек [6]. Момент отъединения нейтрино в модели 1 выражается через константу  $\theta = (\kappa k)^{-3/2}$ ,  $t_0 = \theta(r/\theta)^{3/4}$  ( $\kappa$  - гравитационная постоянная Эйнштейна). После отъединения имеет место непаскалевская стадия. Рост энтропии на этой стадии дается формулой

$$S/S_0 = \left\{ 1 + \frac{4\alpha}{1-\alpha} \left[ \left( t/t_0 \right)^{(1-\alpha)/3} - 1 \right] \right\}^{3/4} \quad (2)$$

Для  $t \gg t_0$  отношение плотности энергий нейтрино и  $\gamma$ -квантов и пар есть  $\epsilon_{\nu \pm} / \epsilon_\gamma \approx [4\alpha / (1-\alpha)] + (t_0/t)^{(1-\alpha)/3}$ . Момент  $t_0$  - начала влияния на реше-

ние плотности энергии и конца роста энтропии выражается через константу  $\theta$ :

$$r - \theta \left(\frac{r}{\theta}\right)^{(9/4)[(1-a)(3-a)]} \quad (3)$$

при  $\theta > r$  и просто  $r = \theta$  и роста энтропии нет при  $\theta < r$ . К моменту  $r$  (при немалых  $a$ ,  $a > (t_0/t)^{(1-a)/3}$ ) отношение плотностей:  $(n_\nu/n_\gamma e^\pm) \approx \approx (r/\theta)^{(3/8)[(3+5a)(3-a)]}$  отношение средних энергий частиц

$$\frac{E_\nu}{E_\gamma} \approx \frac{n_\gamma}{n_\nu} \approx \left(\frac{r}{\theta}\right)^{(-3/8)[(3+5a)(3-a)]}.$$

Для  $t > r$   $S(t) \approx S(r)$ ;  $(n_\nu/n_\gamma) \approx (n_\nu/n_\gamma)|_{t=r}$ ;  $(\dot{E}_\nu/E_\gamma) \approx (E_\nu/E_\gamma)|_{t=r}$ . Само космологическое решение с нейтрино, движущимися вдоль оси  $x_3$ :  $T_3^3 = -T_0^0 = \epsilon$ ;  $T_1^1 = T_2^2 = 0$ ; имеет вид:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a_1^2 dx_1^2 - a_2^2 dx_2^2 - a_3^2 dx_3^2;$$

$$a_1 = a_{10} y^{1/2+p}; \quad a_2 = a_{20} y^{1/2-p}; \quad a_3 = a_{30} y^{p^2-1/4} e^y; \quad -1/2 \leq p \leq 1/2;$$

$$t = r_0 \int y^{p^2-1/4} e^y dy; \quad \kappa \epsilon = r_0^{-2} y^{-1/2} e^{-2y}; \quad 0 < y < \infty.$$

Моменту  $r$  соответствует  $y = 1/4 - p^2$ . При  $t \gg r$  энергия нейтрино падает по закону  $\epsilon \approx t^{-2}$ .

Институт прикладной математики  
им. В.А.Стеклова  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
23 ноября 1966 г.

### Литература

- [1] K.S.Thorne, Preprint CST, California, 1966.
- [2] S.W.Hawking, R.J.Tayler, Nature, 209, 1278, 1966.
- [3] Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 48, 986, 1965.
- [4] Е.М.Лифшиц, И.М.Халатников, УФН, 30 (3), 391, 1963.
- [5] E.Schücking, O.Heckmann., 11 Conseil de Physique, Solvay, Bruxelles, 1958.
- [6] Я.Б.Зельдович. УФН, 89, 647, 1966.

\* Если только показатель степени  $y$  времени в зависимости расстояния от времени на той оси, на которой происходит сжатие не специально мал (см. конец заметки). В дальнейшем подразумеваем это ограничение.