

О СВЕРХТЕКУЧЕСТИ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО НЕЙТРИННОГО "МОРЯ"

В.Л. Гинзбург, Г.Ф. Жарков

В космологических моделях, в которых существуют состояния с очень высокой плотностью, роль нейтрино весьма велика, хотя бы с точки зрения образования некоторых химических элементов. Особенно существенно влияние нейтрино в моделях, в которых имеется вырожденное нейтринное "море" [1], а также, видимо, при наличии значительной анизотропии на ранних стадиях эволюции [2].

В изотропной модели (модели Фридмана) на ранних стадиях эволюции полная плотность

$$\rho = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{4,5 \cdot 10^5}{t^2} \text{ г/см}^3$$

(см. [3]), где t — время, отсчитываемое от некоторого начального момента. В то же время плотность полностью вырожденных нейтрино (или антинейтрино)

$$\rho_\nu = \frac{\epsilon_F^4}{8\pi^2 c^5 \hbar^3} \approx 3 \cdot 10^3 [\epsilon_F (\text{Мэв})]^4 \text{ г/см}^3,$$

где ϵ_F — энергия на границе Ферми. Очевидно, $\rho_\nu \lesssim \rho$ и, таким образом,

$$\rho_{\nu \max} = \frac{\epsilon_{F \max}^4}{8\pi^2 c^5 \hbar^3} \sim \frac{3}{32\pi G t^2}, \quad \epsilon_{F \max} \sim \frac{3}{\sqrt{t(\text{сек})}} \text{ Мэв.} \quad (1)$$

Выше мы считали, как обычно, что нейтрино образуют идеальный ферми-газ. Между тем, нейтрино взаимодействуют между собой, что в условиях вырожденного ферми-газа может приводить к явлению сверхтекучести, подобному сверхпроводимости электронов в металле. Характер взаимодействия между нейтрино, как электронными, так и мюонными (мы их различать ниже не будем) еще неизвестен. Не исключено существование "прямого" взаимодействия между нейтрино, описываемого членом типа $\lambda/2 (\psi_\nu^* (\psi_\nu^* \psi_\nu) \psi_\nu)$ в выражении для оператора Гамильтона. Такой же по форме член появится, вероятно, в высших приближениях теории возмущений даже тогда, когда нейтрино непосредственно взаимодействуют лишь с электронами или мюонами. В последнем случае, однако, мы будем иметь дело с явно расходящимися выражениями, что связано с неперенормируемостью теории. Впрочем, даже независимо от происхождения члена типа $\lambda \psi^4$, строгое исследование решений в теории нейтринного поля при учете этого члена еще не осуществлено (см. [4,5]).

В этой связи мы рассмотрели вопрос о возможной сверхтекучести нейтринного "моря" в такой постановке вопроса: используется обычная теория сверхпроводимости Бардина, Купера и Шрифера в формулировке, изложенной в [6], где взаимодействие описывается гамальтонианом $\lambda/2 \int (\psi^* (\psi^* \psi) \psi) dz$. Появление в этом выражении для нейтрино дираковских матриц не учитываем и лишь считаем, что энергия элементарных

возбуждений (нейтрино) имеет вид $\xi = c(p - p_F)$, где p_F — импульс на границе ферми и c — скорость света (в теории сверхпроводимости $\xi = v_F(p - p_F)$). Кроме того легко учесть, что при данном импульсе спин нейтрино может иметь только одно направление. В результате, также как в [6], приходим к такому уравнению для щели Δ в спектре системы (предполагается, что $\lambda < 0$):

$$\frac{\lambda}{32\pi^3 \hbar^3} \int_{-\omega}^{\Lambda} \frac{d^3 p}{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2}} = -1, \quad \xi = c(p - p_F), \quad (2)$$

в то время как для сверхпроводника

$$\frac{\lambda}{16\pi^3 \hbar^3} \int_{-\omega_D}^{\omega_D} \frac{d^3 p}{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2}} = -1, \quad \xi = v_F(p - p_F).$$

В (2) Λ и ω суть пределы интегрирования по энергии. Вопрос о выборе этих пределов не ясен. Если пределы Λ и ω велики, то нейтрино, возможно, слипались бы (при $\lambda < 0$). Так или иначе, нас здесь интересует лишь коллективный эффект, связанный с наличием вырожденного нейтринного "моря". В таком плане если нет слипания, вряд ли имеет смысл использование значений Λ и ω , больших чем энергия Ферми ϵ_F . Фактически для "чистой" сверхтекучести, вероятно, нужно считать, что $\Lambda, \omega \ll \epsilon_F$. И так, для известной ориентировки (а ни на что большее мы не претендуем) будем считать, что взаимодействие между нейтрино отвечает притяжению ($\lambda < 0$) и действует в такой области энергий, что $\Lambda = \omega = \epsilon_F$. Тогда из (2) при $\Delta \ll \epsilon_F$ получаем

$$\Delta = 2\epsilon_F \exp\{-4\pi^2 c^3 \hbar^3 / |\lambda| \epsilon_F^2\}. \quad (3)$$

В теории же сверхпроводимости $\Delta = 2\omega_D \exp\{-\pi^2 v_F^3 \hbar^3 / 2|\lambda| \epsilon_F^2\}$ и таким образом различие для нейтрино, в основном, состоит в очевидной замене v_F на c и, конечно, в другом значении $|\lambda|$. Для сверхпроводников при $\Delta/\omega_D \sim 10^{-2}$ и $v_F \sim 10^8$ см/сек коэффициент $|\lambda| \sim 5 \cdot 10^{-35}$ эрг см³. Для универсального слабого взаимодействия $|\lambda| \sim 10^{-49}$ эрг см³. Если принять такое же значение в (3), то $\ln \Delta/\epsilon_F \sim -10/\epsilon_F^2$ и, например, $\ln \Delta/\epsilon_F \sim -10$ при $\epsilon_F \sim 1$ эрг $\sim 10^6$ Мэв или $\rho \sim 3 \cdot 10^{27}$ г/см³, что соответствует $t \sim 10^{-11}$ сек (см. (1)). Вопрос о таких ранних стадиях, если они осуществляются (это зависит от области применимости используемой космологической модели), представляет, конечно, большой интерес. Если, однако, модель является "горячей", то вырождение будет неполным или даже почти отсутствует (см. [1,3]). Кроме того при $\rho > 10^{14} - 10^{16}$ г/см³ уравнение состояния вещества, строго говоря, совершенно неизвестно. С другой стороны, грубость расчета и экспоненциальный характер зависимости (3), а также неопределенность значения λ для обсуждаемого взаимодействия не позволяют исключить и возможности того, что появление щели существенно уже при $\epsilon_F \sim 1$ Мэв ($\rho \sim 3 \cdot 10^3$, $t \sim 10$ сек). Последние значения отвечают фазе, на которой или вблизи которой могут происходить некоторые ядерные реакции и наличие щели в спектре нейтрино может быть существенно.

Сверхтекучесть нейтрино могла бы, в принципе, представить интерес и для достаточно плотных "сверхзвезд" при рассмотрении их коллапса или антиколлапса*. Подобные объекты, однако, являются еще часто гипотетическими, в то время как обсуждение роли нейтрино в космологии очень актуально. Последнее обстоятельство и побудило нас обратить внимание на возможность проявления коллективных (сверхтекучих) эффектов для нейтринного "моря".

Авторы признательны Д.А.Киржницу за обсуждение вопроса.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
25 января 1967 г.

Литература

- [1] R.V.Wagoner, W.A.Fowler, E.Hoyle. *Astrophys. J.* (в печати), 1967.
- [2] А.Г.Дорошкевич, Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. *Письма ЖЭТФ*, 5, 119, 1967.
- [3] Я.Б.Зельдович. *УФН*, 89, 647, 1966.
- [4] В.Г.Ванс, А.И.Ларкин. *ЖЭТФ*, 40, 282, 1961.
- [5] Y.Nambu, G.Jons-Lasinio. *Phys. Rev.*, 122, 345, 1961.
- [6] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. *Методы квантовой теории поля в статистической физике*. Физматгиз, М., 1962.
- [7] В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц. *ЖЭТФ*. 47, 2006, 1964.

* Ситуация здесь аналогична имеющей место для нейтронных звезд [7]. В "холодной" космологической модели нужно было бы, вероятно, рассматривать также сверхтекучесть нейтронов (при $\rho > 10^{11} \div 10^{12} \text{ г/см}^3$).