

# ОСТЫВАНИЕ НЕЙТРИННОГО КЛАСТЕРА ЗА СЧЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕНКОВСКИХ ПЛАЗМОНОВ

*М. С. Дворников* \*

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н. В. Пушкова, Троицк, Москва, Россия

Изучаются нейтринные кластеры, образующиеся за счет взаимодействия нейтрино с легким скалярным бозоном, которое имеет характер притяжения. Рассмотрен один из механизмов охлаждения кластера, который должен обеспечивать потерю энергии при сжатии нейтринного газа, имеющего место во время образования кластера. В связи с тем, что кластер возникает в ранней Вселенной после электрослабого фазового перехода, предполагается, что нейтринный газ охлаждается за счет излучения черенковских плазмонов. Найден интервал температур, при котором охлаждение кластера происходит быстрее расширения Вселенной, т. е. температура нейтринного газа внутри кластера опустится до температуры реликтовых нейтрино. Кроме того, обнаружено, что температура закалки нейтрино попадает внутрь данного интервала. Таким образом, тепловые флуктуации электрослабой плазмы не влияют на образование кластера.

We study neutrino clusters formed owing to the interaction of neutrinos with a light scalar boson. This interaction is attractive. We consider one of the mechanisms of the cluster cooling, which should provide the energy losses by the neutrino gas during its compression while a cluster is formed. Assuming that a cluster appears in the early Universe after the electroweak phase transition, we suggest that the neutrino gas is cooled owing to the emission of Cherenkov plasmons. We establish the temperature interval where the cluster cooling rate is greater than that of the Universe expansion. Thus, the temperature of the neutrino gas inside the cluster drops to the temperature of relic neutrinos. Moreover, we find that the neutrino decoupling temperature is within this interval. Thus, thermal fluctuations of the electroweak plasma do not affect the cluster formation.

PACS: 41.60.Bq; 14.60.Lm; 98.80.Cq; 71.45.Gm

## ВВЕДЕНИЕ

Загадка происхождения и состава темной материи, которая составляет основную гравитирующую массу нашей Вселенной, является одним из ключевых вопросов современной астрофизики и физики элементарных частиц. Предполагается, что нейтрино, в особенности стерильные, могут

---

\* E-mail: maxdvo@izmiran.ru

давать вклад в распределение темной материи во Вселенной [1]. Темная материя может быть распределена неравномерно по пространству, образуя миникластеры и даже звезды [2]. Также обсуждается возможность образования сгустков или кластеров, состоящих из космических нейтрино [3]. Для удержания нейтринного газа внутри кластера предполагается наличие дополнительного скалярного бозона, взаимодействующего с нейтрино [4]. Как известно [5], подобное взаимодействие имеет характер притяжения.

Интересно отметить, что помимо формирования кластера наличие скалярного бозона приводит к возникновению сверхтекучего конденсата нейтрино. Впервые нейтринная сверхтекучесть была рассмотрена в работе [6]. Обобщение результатов [6] на случай майорановских нейтрино, а также некоторые феноменологические следствия нейтринной сверхтекучести были исследованы в работах [7, 8]. Недавно интерес к сверхтекучести нейтрино возродился [9, 10] в свете изучения проблемы темной материи. Сверхтекучесть внутри нейтринного кластера, описанного в статье [3], была исследована в работе [11].

Тем не менее существует ряд проблем, связанных с описанием нейтринных кластеров, одна из которых затрагивает охлаждение кластера. Допустим, что кластер возник в космической плазме, содержащей нейтринный газ, за счет какой-либо флуктуации. При этом плотность нейтрино в объеме кластера повысится, температура нейтрино также вырастет. Если не обеспечить отвод тепловой энергии из кластера наружу, то, во-первых, сам кластер может разрушиться из-за того, что кинетическая энергия нейтрино будет превышать потенциальную энергию взаимодействия со скалярным полем. Тепловые поправки к распределению частиц внутри кластера подробно вычислены в работе [11], где показано, что ненулевая температура нейтринного газа приводит к увеличению размера кластера. А при некоторой критической температуре кластер разрушается. Во-вторых, при достаточном повышении температуры нейтринный газ перестает быть вырожденным. Условие вырожденности нейтрино существенно при построении модели кластера [3, 11]. Отметим, что уравнение состояния нейтринного газа является важным при образовании кластера (см., например, [12]). В-третьих, если ставить вопрос о нейтринной сверхтекучести внутри кластера [11], то при температуре нейтрино выше температуры фазового перехода вообще произойдет разрушение сверхтекучей фазы.

Таким образом, механизм охлаждения нейтринного кластера крайне необходим. В предположении, что кластер образуется в ранней Вселенной, в работе [11] показано, что температура нейтрино повысится на 3–4 порядка по отношению к окружающему веществу. В связи с этим механизм охлаждения должен быть достаточно эффективным. Охлаждение нейтринного газа за счет излучения скалярных частиц, рассмотренное в статье [3], не является результативным, поскольку время охлаждения кластера превышает возраст Вселенной. В работе [11] предложен

механизм охлаждения, основанный на излучении нейтрино черенковских плазмонов. Несмотря на то, что нейтрино является электронейтральной частицей, излучение плазмонов в веществе допустимо за счет петлевых поправок, приводящих к индуцированному заряду нейтрино [13]. Экзотические ситуации, когда у нейтрино возможен небольшой вакуумный заряд [14], здесь не рассматриваются. Отметим, что излучение черенковских плазмонов в веществе с ненулевой температурой и плотностью возможно даже для безмассовых нейтрино в рамках Стандартной модели.

Обсуждение остывания нейтринного кластера [11] имеет качественный характер. Тем не менее получены достаточно оптимистичные оценки для скорости падения температуры. В данной работе уточняются детали процесса излучения черенковских плазмонов нагретым нейтринным газом внутри кластера. С использованием расчетов в рамках теории поля при конечной температуре в разд. 1 выводится скорость остывания кластера и интервал температур плазмы ранней Вселенной, при которых температура внутри кластера гарантированно падает до значений внешней среды. В разд. 2 полученные результаты сравниваются с оценками из работы [11].

## 1. ОСТЫВАНИЕ КЛАСТЕРА

Предположим, что нейтринный кластер образовался в ранней Вселенной во время, когда масштабный фактор метрики Фрийдмана–Робертсона–Уокера составлял  $a = T_{\text{СМВ}}/T$ , где  $T_{\text{СМВ}} = 2,7$  К — температура Вселенной в настоящее время, а  $T$  — температура в момент формирования кластера. Плотность нейтрино в таком кластере равна  $n_{\text{clust}} = n_{\text{clust}}^{(\text{now})}/a^3$ , где  $n_{\text{clust}}^{(\text{now})}$  — плотность нейтрино в настоящее время, когда  $a = 1$ . Будем считать, что процесс сжатия нейтринного газа адиабатический. В этом случае температура внутри кластера сразу после его формирования равна  $T_{\text{clust}} = T(n_{\text{clust}}/n)^{\gamma-1} > T$ , где  $n = n^{(\text{now})}/a^3$  — плотность газа реликтовых нейтрино при температуре  $T$ ,  $n^{(\text{now})} = 56 \text{ см}^{-3}$  — плотность реликтовых нейтрино в настоящее время [15], а  $\gamma = 5/3$  — показатель адиабаты.

Нейтрино в ранней Вселенной взаимодействует с электрон-позитронной плазмой в рамках Стандартной модели. Будем считать, что избыточная тепловая энергия нейтрино в кластере уносится черенковскими плазмонами. Матричный элемент процесса черенковского излучения  $\nu \rightarrow \nu\gamma$  имеет вид (см., например, [16])

$$\mathcal{M} = \frac{G_F e}{\sqrt{2}} \bar{u}(p) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u(k) \Pi^{\mu\nu}(q) e_\nu(q), \quad (1)$$

где  $\gamma^\mu = (\gamma^0, \boldsymbol{\gamma})$  и  $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$  — матрицы Дирака;  $G_F = 1,17 \times 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$  — постоянная Ферми;  $e$  — элементарный заряд;  $u(k)$  и  $\bar{u}(p)$  — биспиноры, соответствующие начальному и конечному состоя-

ниям нейтрино;  $e^\mu(q)$  — вектор поляризации плазмона;  $\Pi^{\mu\nu}(q)$  — поляризационный тензор;  $q^\mu = p^\mu - k^\mu = (\omega, \mathbf{q})$  — четырехвектор импульса плазмона.

В работе [17] показано, что излучение поперечных плазмонов подавлено. Кроме того, найдено [18], что аксиальный формфактор процесса  $\nu \rightarrow \nu\gamma$  пропорционален химическому потенциалу  $e^+e^-$ -плазмы. В нашем случае излучение плазмонов рассматривается в ранней Вселенной, где можно пренебречь лептонной асимметрией. Таким образом, основной вклад в поляризационный тензор приходится на продольные плазмоны.

Используя результаты работы [19], записываем  $\Pi^{\mu\nu}$  в виде  $\Pi^{\mu\nu} = FP_L^{\mu\nu}$ , где  $P_L^{\mu\nu} = -e^\mu e^\nu$  — проекционный оператор на продольные степени свободы, а

$$e^\mu = \frac{1}{\sqrt{q^2 - \omega^2}} \left( q, \frac{\mathbf{q}\omega}{q} \right) \quad (2)$$

— вектор поляризации продольного плазмона в явном виде. Отметим, что четырехвектор  $e^\mu$  вещественный, поскольку излучение плазмонов допустимо при  $q > \omega$ . Кроме того,  $e^\mu$  в (2) удовлетворяет условию  $e^\mu e_\mu = 1$ .

Продольный формфактор  $F$  найден, например, в работе [19] в приближении высокотемпературной плазмы:

$$F = \frac{3\omega_p^2 c_V}{e^2} \left( \frac{\omega^2}{q^2} - 1 \right) \left[ \frac{\omega}{2q} \ln \frac{\omega + q}{\omega - q} - 1 \right], \quad (3)$$

где  $\omega_p = eT/3$  — плазменная частота;  $c_V = (1/2) + 2 \sin^2 \theta_W = 0,94$  — постоянная векторного взаимодействия нейтрино с электронами;  $\theta_W$  — угол Вайнберга.

Поскольку  $q > \omega$  в формуле (3), у функции  $F$  возникает мнимая часть. Ее можно интерпретировать как появление мнимой части у частоты плазмона  $\omega \rightarrow \omega - i\gamma$ , где  $\gamma$  — декремент затухания, поскольку продольная диэлектрическая проницаемость имеет вид  $\varepsilon_L = 1 - F/(\omega^2 - q^2)$ . Это приводит к неустойчивости черенковского плазмона. Данный эффект аналогичен затуханию Ландау [20].

Можно оценить  $\gamma$  следующим образом:

$$\frac{\gamma}{q} = \frac{n^2 - 1}{n \left[ (n^2 - 3) \ln \frac{n+1}{n-1} + 6n \right]}. \quad (4)$$

Из формулы (4) получаем длину свободного пробега плазмона  $L_\gamma = v_\gamma t = (d\omega/dq)(1/\gamma)$ , где групповая скорость  $d\omega/dq$  определяется множителем  $Z$  за счет перенормировки волновой функции плазмона [21]:

$$\frac{d\omega}{dq} = nZ, \quad Z = \frac{2}{n^2 - 1 + 3\frac{m_\gamma^2}{\omega^2}}. \quad (5)$$

Здесь  $m_\gamma^2 = (e^2 T^2)/6$  — квадрат эффективной массы плазмона за счет тепловых поправок [19]. Будем считать, что электрон-позитронная плазма находится в тепловом равновесии с нейтринным газом внутри кластера. Поэтому в выражении для  $m_\gamma^2$  следует полагать  $T = T_{\text{clust}}$ . Используя соотношения (4) и (5), получаем длину  $L_\gamma$ , нормированную на радиус кластера, в виде

$$\frac{L_\gamma}{R} = \frac{1}{RT_{\text{clust}}} I_\gamma(b, n), \quad I_\gamma(b, n) = \frac{2n \left[ (n^2 - 3) \ln \frac{n+1}{n-1} + 6n \right]}{b(n^2 - 1) \left[ n^2 - 1 + \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}}{b^2} \right]}, \quad (6)$$

где  $b = \omega/T_{\text{clust}}$ .

Усреднение квадрата матричного элемента в формуле (1) по распределениям падающих и испускаемых нейтрино дает вероятность излучения плазмона, обладающего импульсом  $q$  и частотой  $\omega$  в единицу времени

$$\mathcal{P}(q, \omega) = \int \frac{1}{2\omega} \frac{d^3 k}{2E_k(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{2E_p(2\pi)^3} Z |\mathcal{M}|^2 \delta^4(k - p - q) f_k(1 - f_p), \quad (7)$$

где  $f_{k,p} = [\exp(E_{k,p}/T_{\text{clust}}) + 1]^{-1}$  — функции распределения падающих и испускаемых нейтрино. Здесь учтено, что температура нейтрино внутри кластера равна  $T_{\text{clust}}$ . В соотношении (7) учтен перенормировочный множитель  $Z$  в формуле (5). Рассматривая  $\mathcal{P}(q, \omega)$  (7) как функцию плотности вероятности по отношению к переменным  $q$  и  $\omega$ , можно вычислить их средние значения:

$$\langle \omega \rangle = \frac{1}{\mathcal{N}} \int_0^\infty \omega d\omega \int_\omega^\infty dq \mathcal{P}(q, \omega), \quad \langle q \rangle = \frac{1}{\mathcal{N}} \int_0^\infty d\omega \int_\omega^\infty q dq \mathcal{P}(q, \omega), \quad (8)$$

где

$$\mathcal{N} = \int_0^\infty d\omega \int_\omega^\infty dq \mathcal{P}(q, \omega) \quad (9)$$

представляет собой нормировочный множитель. Исходя из соотношений (1)–(3), (5) и (7)–(9) получаем усредненный показатель преломления  $\langle n \rangle = 3,64$  и усредненное значение параметра  $\langle b \rangle = 0,45$ .

Теперь рассчитаем скорость излучения энергии нейтринным газом с температурой  $T_{\text{clust}}$ , т. е. светимость нейтринного газа. Для этого предположим, что энергия уносится плазмоном, имеющим частоту  $\omega$  и коэффициент преломления  $n$ . Аналогично формуле (7) получаем выражение для светимости:

$$\dot{E} = \int \frac{1}{2\omega} \frac{d^3 k}{2E_k(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{2E_p(2\pi)^3} Z \omega |\mathcal{M}|^2 \delta^4(k - p - q) f_k(1 - f_p). \quad (10)$$

На основе формул (2) и (3) представим выражение (10) в виде  $\dot{E} = KT_{\text{clust}}^6 I_E(b, n)$ , где

$$I_E(b, n) = -\frac{b^2}{n^5 \left( n^2 - 1 + \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}}{b^2} \right)} \left( 1 - \frac{1}{n^2} \right) \left[ \frac{1}{2n} \ln \frac{n+1}{n-1} - 1 \right]^2 \times$$

$$\times \int_{(n-1)/2}^{\infty} \frac{dx}{(\exp[b(x+1)] + 1)(\exp[-bx] + 1)} \times$$

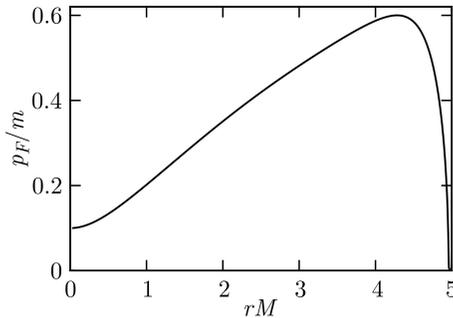
$$\times (n^6 - 4n^4 x^2 - 4n^4 x - 3n^4 + 8n^2 x^2 + 8n^2 x + 3n^2 - 4x^2 - 4x - 1) \quad (11)$$

и

$$K = \frac{\alpha_{\text{em}} G_F^2 c_V^2}{2^7 3^2 \pi^4} = 7,7 \cdot 10^{-18} \text{ ГэВ}^{-4}. \quad (12)$$

Здесь  $\alpha_{\text{em}} = 7,3 \cdot 10^{-3}$  — постоянная тонкой структуры. В нижнем пределе интеграла в (11) учтен тот факт, что черенковское излучение возможно при  $n > 1$ .

В качестве примера нейтринного кластера рассмотрим один из вариантов, описанный в работе [11] (см. также рисунок). Данный кластер соответствует  $\chi = M/(gm) = 0,1$ ,  $p_F(0) = 0,1m$  и  $\mu = 0,1m$ , где  $M$  — масса скалярной частицы,  $m$  — масса нейтрино,  $g$  — константа связи юкавского взаимодействия между нейтрино и скалярным полем,  $\mu$  — химический потенциал нейтринного газа,  $p_F(0)$  — импульс Ферми в центре кластера. Кривая, показанная на рисунке, получается в результате численного решения нелинейного дифференциального уравнения, выведенного в работе [11]. Данное решение однозначно соответствует перечисленным выше параметрам. На рисунке видно, что радиус кластера в настоящее



Импульс Ферми внутри нейтринного кластера как функция расстояния до центра кластера. Данная зависимость получена на основе численного решения нелинейного дифференциального уравнения, выведенного в работах [3, 11]. Распределение соответствует следующим параметрам системы:  $\chi = 0,1$ ,  $p_F(0) = 0,1m$  и  $\mu = 0,1m$

время равен  $R_0 \approx 5M^{-1}$ . Следовательно, в момент образования кластера его радиус составлял  $R = aR_0 = T_{\text{СМВ}}R_0/T$ .

Значение функции  $I_\gamma(b, n)$  в формуле (6) при  $b = \langle b \rangle$  и  $n = \langle n \rangle$  составляет  $I_\gamma(\langle b \rangle, \langle n \rangle) = 2,9$ . Если принять  $m = 0,1$  эВ [22],  $g = 10^{-2}$  и  $\chi = 0,1$  (см. рисунок), получаем  $M = 10^{-4}$  эВ. Отметим, что существование скалярных бозонов, взаимодействующих с нейтрино и имеющих подобные массы, не противоречит современным экспериментальным ограничениям [23]. Следовательно, находим, что длина свободного пробега плазмона составляет  $\langle L_\gamma \rangle / R = 0,58(MT)/(T_{\text{СМВ}}T_{\text{clust}})$ .

Из рисунка следует, что максимальный импульс Ферми в кластере составляет  $p_F^{(\text{max})} = 0,6m = 6 \cdot 10^{-2}$  эВ. Таким образом, максимальная плотность нейтрино в настоящее время равна  $n_{\text{clust}}^{(\text{now})} = (p_F^{(\text{max})})^3 / 3\pi^2 = 9,5 \cdot 10^6$  см $^{-3}$ . Здесь предполагаем, что нейтринный газ вырожденный. Следовательно, температура нейтринного газа в кластере в момент его образования равна  $T_{\text{clust}} = 3,1 \cdot 10^3 T$ , поскольку  $n_{\text{clust}}/n = n_{\text{clust}}^{(\text{now})}/n^{(\text{now})} = 1,7 \cdot 10^5$ . Таким образом, находим  $\langle L_\gamma \rangle / R = 8 \cdot 10^{-5}$ . Это означает, что остывание кластера происходит из тонкого слоя вблизи его поверхности.

Значение функции  $I_E(b, n)$  в формуле (11) при  $b = \langle b \rangle$  и  $n = \langle n \rangle$  составляет  $I_E(\langle b \rangle, \langle n \rangle) = 0,14$ . Поскольку выше было найдено, что длина свободного пробега плазмона очень короткая ( $\langle L_\gamma \rangle \ll R$ ), предположим в качестве упрощения, что кластер остывает слой за слоем. Это означает следующее: когда температура первого тонкого слоя падает до уровня внешней среды ( $T_{\text{clust}} \rightarrow T$ ), начинает остывать второй слой и т. д. Таким образом, для расчета общего времени охлаждения необходимо произвести замену  $\dot{E} \rightarrow \dot{E} \langle L_\gamma \rangle / R = 8,6 \cdot 10^{-23} T_{\text{clust}}^6$  ГэВ $^{-4}$ , где использовано соотношение (12).

При

$$\frac{T_{\text{clust}}}{\dot{E}} < H^{-1} \quad (13)$$

скорость остывания кластера выше, чем скорость расширения Вселенной, при условии, что начальная температура кластера составляет  $T_{\text{clust}}$ . В формуле (13)  $H = T^2/M_{\text{Pl}}^*$  — параметр Хаббла,  $M_{\text{Pl}}^* = M_{\text{Pl}}/1,66\sqrt{g_*}$ ,  $M_{\text{Pl}} = 1,2 \cdot 10^{19}$  ГэВ — планковская масса,  $g_*$  — эффективное число релятивистских степеней свободы. Примем, что кластер образуется после электрослабого фазового перехода, т. е.  $T < T_{\text{EWPT}} = 100$  ГэВ, поскольку предполагается, что нейтрино обладают определенными массами. Используя приведенную выше оценку для  $\dot{E}$ , находим диапазон температур

$$18g_*^{1/6} \text{ кэВ} < T < 100 \text{ ГэВ}, \quad (14)$$

который гарантирует успешное охлаждение кластера от  $T_{\text{clust}}$  до  $T$ . В последующие моменты эволюции кластера он находится в термодинамическом равновесии с окружающей плазмой, и по мере расширения Вселенной его температура достигает температуры фона реликтовых ней-

трино [15]  $T_{C\text{ЛВ}} = 1,95$  К к настоящему времени. Отметим, что при описании нейтринной сверхтекучести внутри кластера в работе [11] предполагалось, что нейтринный газ имеет температуру 1,95 К.

Матричный элемент в формуле (1) подразумевает справедливость модели Ферми, которая неприменима непосредственно после электрослабого фазового перехода, при  $T \lesssim 100$  ГэВ. Однако эта модель оправдывает себя вблизи нижней границы температурного интервала в формуле (14)  $T \gtrsim 26$  кэВ. Здесь учтено, что значение  $g_*$  варьируется от  $g_* \approx 90$  при  $T \approx 100$  ГэВ до  $g_* \approx 10$  при  $T \lesssim 1$  МэВ [15]. Температура закалки первичных нейтрино равна  $T_\nu \approx 2-3$  МэВ [15]. Таким образом, если кластер формируется в достаточно узком температурном интервале  $26 \text{ кэВ} < T < T_\nu$ , то он не только эффективно охлаждается за счет излучения черенковских плазмонов, но и не разрушается под воздействием тепловых флуктуаций первичной электрослабой плазмы.

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ

Подробно рассмотрено охлаждение нейтринного кластера за счет излучения черенковских плазмонов нейтринным газом с ненулевой температурой. Данный процесс имеет место для ультрарелятивистских нейтрино, взаимодействующих с электрон-позитронной плазмой в рамках Стандартной модели. В свою очередь, нейтринный кластер образуется из-за взаимодействия нейтрино с гипотетическим легким скалярным бозоном, которое имеет характер притяжения. Образование кластера описано в работах [3, 11]. Кроме того, в [11] представлены результаты изучения нейтринной сверхтекучести внутри подобного кластера и качественно описан механизм охлаждения кластера.

Уточнены детали механизма охлаждения, предложенного в работе [11]. В частности, на основании квантовой теории поля при конечной температуре более тщательно выведена скорость остывания кластера. В работе [11] использована формула для потери энергии на излучение плазмонов, полученная в [24]. В итоге диапазон температур в ранней Вселенной, при котором гарантированно происходит остывание нейтрино, получился несколько более широким по сравнению с результатами настоящей работы. Для более наглядного сравнения мы используем параметры скалярного поля  $g = 10^{-2}$  и  $M = 10^{-4}$  эВ, соответствующие данным из работы [11].

Тем не менее полученная нижняя граница температурного интервала  $\sim 26$  кэВ не только гарантирует справедливость применения модели Ферми для описания излучения плазмонов, но и захватывает температуру закалки первичных нейтрино. Таким образом, нейтринный кластер, при условии его образования в ранней Вселенной, не разрушается из-за теплового движения плазмы. В результате получаем, что предложенный механизм охлаждения нейтринного кластера вполне может быть реализован после возникновения кластера.

Механизм охлаждения кластера, предложенный в данной работе, не является единственно применимым. Остывание кластера также возможно за счет рассеяния нейтрино на нуклонах, которые уже должны быть представлены в первичной плазме при достаточно низких температурах. Аналогичный механизм в плотном замагниченном веществе был описан в работе [25].

Существует расхождение [26] между наблюдаемыми данными и предсказаниями распространенности  ${}^7\text{Li}$ , который образовался в результате первичного нуклеосинтеза. Влияние нейтрино на первичный нуклеосинтез изучалось, например, в работе [27]. Диапазон температур образования кластера  $26 \text{ кэВ} < T < 2\text{--}3 \text{ МэВ}$ , предсказываемый в этой работе, пересекается с температурами, при которых происходил первичный нуклеосинтез  $50 \text{ кэВ} < T < 1 \text{ МэВ}$  [15]. Таким образом, формирование кластеров могло происходить в то же время, что и нуклеосинтез. Если в ранней Вселенной происходило множественное образование нейтринных кластеров, то эффективное число релятивистских степеней свободы, связанных с нейтрино, будет уменьшаться. Возможно, данный процесс скажется на распространениях легких элементов, таких как  ${}^7\text{Li}$ . Однако этот вопрос требует дополнительного исследования, выходящего за рамки данной работы.

**Благодарности.** Автор приносит благодарность В.Б.Семикозу за многочисленные полезные обсуждения результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горбунов Д. С. Стерильные нейтрино и их роль в физике частиц и космологии // УФН. 2014. Т. 184. С. 545–554.
2. Visinelli L. Bosc Stars and Oscillatons: A Review // Intern. J. Mod. Phys. D. 2021. V. 30. P. 2130006; arXiv:2109.05481.
3. Smirnov A. Yu., Xu X.-J. Neutrino Bound States and Bound Systems // J. High Energy Phys. 2022. V. 08. P. 170; arXiv:2201.00939.
4. Stephenson G. J., Jr., Goldman J. T., McKellar B. H. J. Neutrino Bound States and Bound Systems // Intern. J. Mod. Phys. A. 1998. V. 13. P. 2765–2790; hep-ph/9603392.
5. Пескин М. Е., Шрёдер Д. В. Введение в квантовую теорию поля. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
6. Kapusta J. I. Neutrino Superfluidity // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 251801; hep-th/0407164.
7. Bhatt J. R., Sarkar U. Majorana Neutrino Superfluidity and Stability of Neutrino Dark Energy // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 045016; arxiv:0805.2482.
8. Azam M., Bhatt J. R., Sarkar U. Experimental Signatures of Cosmological Neutrino Condensation // Phys. Lett. B. 2011. V. 697. P. 7–10; arXiv:1008.5214.
9. Addazi A., Capozziello S., Gan Q., Marciàno A. Dark Energy and Neutrino Superfluids // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 37. P. 101102; arXiv:2208.03591.
10. Garani R., Tytgat M. H. G., Vandecasteele J. Condensed Dark Matter with a Yukawa Interaction // Phys. Rev. D. 2022. V. 106. P. 116003; arXiv:2207.06928.

11. *Dvornikov M.* Superfluidity in Neutrino Clusters // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2024. V. 51. P. 075201; arxiv:2310.04806.
12. *Kondratyev V.N.* Thermal Explosion of Nano-Droplets of Noble Gas Atoms // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. V. 129. P. 012020.
13. *Ораевский В. Н., Семикоз В. Б., Смородинский Я. А.* Электродинамика нейтрино в среде // *ЭЧАЯ.* 1994. Т. 25. С. 312–376.
14. *Studenikin A.* New Bounds on Neutrino Electric Millicharge from Limits on Neutrino Magnetic Moment // *Europhys. Lett.* 2014. V. 107. P. 39901; arXiv:1302.1168.
15. *Горбунов Д. С., Рубаков В. А.* Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва. ЛКИ, 2008.
16. *Ораевский В. Н., Семикоз В. Б., Смородинский Я. А.* Поляризационные потери и индуцированный электрический заряд нейтрино в плазме // *Письма в ЖЭТФ.* 1986. Т. 43. С. 549–551.
17. *Sahu S.* Cherenkov Radiation of Longitudinal Photons by Neutrinos // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 56. P. 1688–1691; hep-ph/9612375.
18. *Braaten E., Segel D.* Neutrino Energy Loss from the Plasma Process at All Temperatures and Densities // *Phys. Rev. D.* 1993. V. 48. P. 1478–1491; hep-ph/9302213.
19. *Le Bellac M.* *Thermal Field Theory.* Cambridge Univ. Press, 1996.
20. *Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П.* *Физическая кинетика.* М.: Физматлит, 2002.
21. *Braaten E.* Emissivity of a Hot Plasma from Photon and Plasmon Decay // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66. P. 1655–1658.
22. *Aker M. et al. (The KATRIN Collab.).* Direct Neutrino-Mass Measurement with Sub-Electronvolt Sensitivity // *Nature Phys.* 2022. V. 18. P. 160–166; arXiv:2105.08533.
23. *Berryman J.M., De Gouvêa A., Kelly K.J., Zhang Y.* Lepton-Number-Charged Scalars and Neutrino Beamstrahlung // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 97. P. 075030; arXiv:1802.00009.
24. *D’Olivo J.C., Nieves J.F., Pal P.B.* Cherenkov Radiation by Massless Neutrinos // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 365. P. 178–184; hep-ph/9509415.
25. *Kondratyev V.N., Dzhioev A.A., Vdovin A.I., Cherubini S., Baldo M.* Energy Exchange in Neutrino Nuclear Scattering // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100. P. 045802.
26. *Olive K.A., Steigman G., Walker T.P.* Primordial Nucleosynthesis: Theory and Observations // *Phys. Rep.* 2000. V. 333. P. 389–407; astro-ph/9905320.
27. *Serpico P.D., Esposito S., Iocco F., Mangano G., Miele G., Pisanti O.* Nuclear Reaction Network for Primordial Nucleosynthesis: A Detailed Analysis of Rates, Uncertainties and Light Nuclei Yields // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2004. V. 12. P. 010; astro-ph/0408076.