

ЭФФЕКТ НЕЙТРИНОСФЕРЫ В СПЕКТРАХ И ПОРЯДОК МАСС НЕЙТРИНО

В. Н. Кондратьев *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Рассмотрена динамика нейтрино в горячем и плотном намагниченном веществе, соответствующем взрыву сверхновых. Показано, что учет флуктуаций при взаимодействии нейтрино с веществом приводит к уравнению Фоккера–Планка для динамики функции распределения в фазовом пространстве. Дополнительная к эффекту переноса компонента кинетического уравнения определяется страглингом в столкновениях нейтрино в намагниченном нуклонном газе, обусловленных гамов-теллеровским взаимодействием нейтрального тока. При учете эффекта флуктуаций сохраняется переключение режимов ускорения и торможения нейтрино, но для средней энергии. Показано, что высокоэнергетическая компонента потока электронных антинейтрино дополнительно усиливается из-за эффекта осцилляций нейтрино. Такое повышение высокоэнергетической части спектра особенно заметно в случае обратного порядка масс и благоприятно для регистрации земными детекторами. Обсуждаются возможности детектирования нейтрино сверхновых обсерваториями KM3NeT и Baikal-GVD.

The neutrino dynamics in hot and dense magnetized matter corresponding to a supernova explosion is considered. It is shown that accounting for fluctuations during interaction of neutrinos with matter leads to the Fokker–Planck equation for the dynamics of the phase space distribution function. The component of the kinetic equation additional to the transfer effect is determined by straggling in neutrino collisions with a magnetized nucleon gas caused by the neutral current Gamow–Teller interaction. When accounting for the effect of fluctuations, the switching of acceleration and deceleration modes of neutrino dynamics remains for average energy. The effect of fluctuations leads to an additional increase in the hardness of the neutrino spectra. It is shown that the high-energy component of the electron antineutrino flux is enhanced in addition due to the effect of neutrino oscillation. Such an increase in the high-energy component of the spectrum is especially noticeable in the case of the inverted mass ordering and makes the signal more registrable by ground-based detectors. The possibilities of detecting supernova neutrinos by KM3NeT and Baikal-GVD observatories are discussed.

PACS: 07.85.–m; 26.30.+k; 95.85.Pw; 98.58.M

* E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Мощные всплески потоков нейтрино образуются в результате взрывов сверхновых (СН) II типа. В соответствии с преобразованием основной части (99%) гравитационной энергии в энергию нейтрино механизм нейтринного разогрева рассматривается как основной сценарий взрыва СН [1].

Современное моделирование взрыва СН [2, 3] и анализ процессов нуклеосинтеза [4–7] показывают, что взрыву могут способствовать многомерные эффекты, например конвекция и неустойчивость звездной плазмы. Действительно, стимулированная конвекция, которая приводит к магниторотационной неустойчивости [2] и/или динамопроцессам [3], может значительно усилить магнитную индукцию при чрезвычайно больших напряженностях поля, достигающих десятков тератесла (ТТл). Такие большие поля направлены перпендикулярно градиенту температуры или вдоль поверхности нейтриносферы, несут хаотический тороидальный характер и возникают на короткое время формирования ударной волны. Соответствующее магнитное давление нагнетает энергию во внешнюю оболочку звезды и может рассматриваться как заметный механизм формирования ударной волны для сценария быстрого взрыва. Формирование специфических струй свечения СН градиентами намагниченности предполагает величины поля, превышающие 10 ТТл в центре магниторотационной неустойчивости (см. работы [5, 6] и ссылки в них). Магнитары — ультранамагниченные компактные астрофизические объекты, связанные с остатками СН (см. [8, 9] и ссылки в них), — свидетельствуют о магнитных взрывах СН.

Поскольку нейтрино и/или магнитное давление способны вносить существенный вклад в механизм взрывов СН, анализ динамики нейтрино в намагниченном веществе СН представляет важную проблему. Поток нейтрино также несет информацию о процессах в центральной области взрыва. Кроме того, возможное магнитное влияние на спектры нейтрино имеет решающее значение для интерпретации r - и нейтринных процессов [10], на которые также может влиять магнитное поле [4–7]. Наличие магнитного поля влияет на нейтрино-ядерные реакции [11] и приводит к заметному энергообмену при рассеянии нейтрино на нуклонах [12, 13].

В данной работе изучаются дополнительные каналы нейтрино-ядерных реакций, возникающие в намагниченной звездной плазме СН II типа. Особое внимание уделяется фазе коллапса центрального остова при магниторотационном и/или динамоактивном взрыве СН. При таком режиме СН магнитная индукция сильно возрастает. Мы показываем, что новые каналы реакции заметно влияют на энергию нейтрино. В частности, рассмотрены рассеяние нейтрино на нуклонах в намагниченном горячем звездном веществе вблизи нейтриносферы и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино. Дополнительное повышение жесткости спектра электронных антинейтрино возникает из-за смешивания аро-

матов по сценарию Михеева–Смирнова–Вольфштайна (МСВ). Проанализированы перспективы наблюдения рассматриваемых явлений с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов (KM3NeT, Baikal-GVD).

1. ДИНАМИКА НЕЙТРИНО ПРИ СЛАБОЙ СВЯЗИ С НАМАГНИЧЕННЫМ ВЕЩЕСТВОМ

Вблизи нейтриносферы вещество звезды соответствует умеренной плотности $n \sim 0,1-10 \text{ Тг/см}^3$ и температуре $T \sim 5-10 \text{ МэВ}$. Как показано в работах [14–16], рассеяния нейтрино на электронах и ядрах, обусловленные заряженным током, сильно подавлены из-за принципа Паули, так как энергия Ферми для электронов E_F^e значительно превышает температуру. Движение нейтрино вблизи нейтриносферы определяется рассеянием на нуклонах за счет нейтральной компоненты тока с длиной свободного пробега $l_f \approx 100 \text{ м}$.

Для описания динамики нейтрино мы используем довольно общее кинетическое уравнение движения для точной флуктуирующей функции распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, l)$ в фазовом пространстве

$$\frac{d\hat{f}}{dl} = \frac{\partial \hat{f}}{\partial l} + \mathbf{z} \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial \hat{\mathbf{p}}}{\partial l} \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{p}} = 0, \quad (1)$$

где $l = ct$ — расстояние, пройденное нейтрино со скоростью света c за время t ; $\partial \mathbf{r}$ и $\partial \mathbf{p}$ представляют собой частные производные по пространственным координатам, r и импульсу; $\mathbf{p} = \mathbf{z}E/c$, при этом единичный вектор \mathbf{z} определяет направление импульса нейтрино с энергией E . Здесь мы учли, что, поскольку нейтрино СН обладают типичными энергиями в диапазоне мегаэлектронвольт, что намного превышает экспериментальный предел массы покоя для активных частиц (менее 1 эВ), они распространяются, по существу, со скоростью света c . Ниже полагаем $c = 1$, следовательно, $E = p$. Производная по импульсу в уравнении (1), $\partial \mathbf{p}/\partial l$, учитывает обмен энергией и импульсом при столкновениях нейтрино с частицами окружающей среды [12, 13].

Мы рассматриваем передачу энергии как флуктуирующую величину, приводящую к флуктуациям энергии нейтрино. Соответственно, величины кинетического уравнения (1) представим в виде $\hat{p} = p + \delta p$, $\hat{f} = f + \delta f$, предполагая малыми флуктуирующие составляющие энергии δp и функции распределения δf . Тогда, используя соотношение $\delta f = -(f - \bar{f}) = (-\partial f / \partial p) \delta p$, получаем уравнение Фоккера–Планка для средних значений p и $f(\mathbf{p}, l)$:

$$\frac{\partial f}{\partial l} = -\frac{\partial p}{\partial l} \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{1}{2} \frac{\overline{\partial \delta p^2}}{\partial l} \frac{\partial^2 f}{\partial p^2}, \quad (2)$$

где $\overline{\quad}$ обозначает усреднение по столкновениям. Кинетические коэффициенты в уравнении (2) определяются изменением энергии нейтри-

но при рассеянии на намагниченных нуклонах $\nu + N \rightarrow \nu' + N'$. Как было отмечено Кондратьевым и др. [12, 13], взаимодействие поля H со спиновыми магнитными моментами расщепляет спин вверх и спин вниз энергетические уровни нуклонов (или с моментами, направленными вдоль и противоположно направлению магнитного поля) на величину $\Delta = |g_\alpha| \mu_N H \equiv |g_\alpha| \omega_L$, где μ_N обозначает ядерный магнетон, $\omega_L = \mu_N H$ — частота Лармора, а g_α представляет нуклонный g -фактор. Следовательно, при рассеянии за счет составляющих нейтрального тока взаимодействия Гамова–Теллера (GT0) на нуклонах, занимающих уровни спин вверх и вниз, нейтрино претерпевает эндо- и экзозенергетические переходы соответственно [12, 13]. Эти механизмы обусловлены оператором перехода GT0 (GT0 = σ_{t0}) с передачей спина и четности $J^\pi = 1^+$, что вызывает переворот спина во время эффективного процесса рассеяния. В случае многократного рассеяния обмен энергией можно количественно интерпретировать с помощью сечений передачи энергии и страглинга. Эти значения определяются как

$$S_n^i = \int dp (-p)^n \left(\frac{d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i}{dp} \right), \quad (3)$$

где $d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i/dp$ обозначает дифференциальное сечение при столкновении нейтрино с i -й ядерной частицей и изменением энергии dp . При эффективном GT0 рассеянии нейтрино в намагниченном нуклонном газе с температурой T сечения передачи энергии и страглинга имеют вид [12, 13]

$$S_1 \approx \sigma_{GT0} \Delta^2 \left(\frac{2}{p} - \frac{1}{2T} \right) \approx p \left(1 - \frac{p}{4T} \right) \left(\frac{\Delta}{\text{МэВ}} \right)^2 \cdot 2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2, \quad (4)$$

$$S_2 \approx \sigma_{GT0} \Delta^2 \approx p^2 \left(\frac{\Delta}{\text{МэВ}} \right)^2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2. \quad (5)$$

Здесь для сечения нейтрино-нуклонного рассеяния использовано выражение $\sigma_{GT0} \approx 10^{-40} \text{ см}^2 (p/37 \text{ МэВ})^2$ [1]. Тогда для коэффициентов переноса и диффузии в энергетическом пространстве получаем

$$\frac{\partial p}{\partial l} = \sum_i N_i S_{1i} \approx p \left(1 - \frac{p}{4T} \right) / l_t, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \overline{p^2}}{\partial l} = \sum_i N_i S_{2i} \approx \frac{p^2}{4l_t}, \quad (7)$$

где $l_t^{-1} = 2 \sum_i \sigma_{GT0}^i N_i \delta_{E_i}^2$ — средняя длина передачи энергии, $N_i = n_i/m_i$ обозначает количественную плотность i -й ядерной частицы (N — нуклон) с массой m_i и вкладом n_i в общую массовую плотность n . Как упомянуто выше, намагниченный газ нуклонов дает преобладающий вклад в энергообмен нейтрино–вещество в области нейтриносферы. Тогда, учи-

тывая уравнения (4) и (5), получим длину передачи энергии $l_t \approx 100$ м $(3 \text{ МэВ}/\Delta_{\text{ав}})^2 (10 \text{ Тг} \cdot \text{см}^{-3})/n$ с усредненным значением расщепления $\Delta_{\text{ав}}^2 = \sum_i N_i \Delta_i^2 / N$.

При взрыве СН основной поток нейтрино формируется при быстром охлаждении протонейтринной звезды в первые секунды процесса. Плотности центральной области этих компактных объектов превышают плотность атомного ядра $n \sim 200 \text{ Тг}/\text{см}^3$ и уменьшаются до $10^{-3} \text{ Тг}/\text{см}^3$ на границе внешней оболочки. Во внутренних частях большая плотность обеспечивает диффузное движение нейтрино. Электронное нейтрино и антинейтрино в ядре СН интенсивно взаимодействуют со звездным веществом до вылета в нейтриносферу. Тогда начальные условия для уравнения (2) заданы тепловым распределением, а энергетическое распределение соответствует спектру Максвелла–Больцмана

$$W(p) = \frac{27p^2}{2\langle p \rangle^3} \exp\left(-\frac{3p}{\langle p \rangle}\right), \quad (8)$$

где $\langle p \rangle$ — средняя энергия. Предполагая распределение, соответствующее спектру Максвелла–Больцмана в процессе эволюции, из уравнений (2), (6) и (7) получаем $\partial\langle p \rangle/\partial l = \langle p \rangle/l_{tp} (1 - (20\langle p \rangle)/(81T))$, где $l_{tp} = 4l_t/27$. Тогда на расстоянии l от поверхности протонейтринной звезды среднюю энергию $\langle p \rangle$ запишем в виде

$$\langle p \rangle_l = e_l \langle p \rangle_0 \left(1 + (e_l - 1) \frac{20\langle p \rangle_0}{81T}\right)^{-1}, \quad (9)$$

где начальное значение обозначено $\langle p \rangle_0$ и $e_l = \exp\{l/l_{tp}\}$.

Нейтрино, соответствующие тяжелым лептонам, энергетически менее связаны со звездной плазмой, когда полная непрозрачность в основном определяется рассеянием нейтрино на нуклонах. Таким образом, тяжелолептонные нейтрино отщепляются из теплового равновесия в энергетической сфере, которая находится

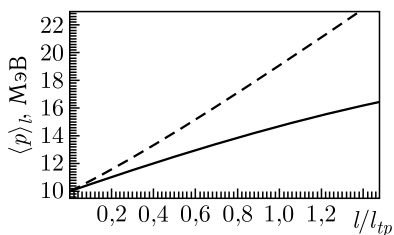


Рис. 1. Средняя энергия нейтрино $\langle p \rangle_l$ в зависимости от относительной длины пробега l/l_{tp} при начальной величине $\langle p \rangle_0 = 10$ МэВ и температурах $T = 5$ МэВ (сплошная линия) и 10 МэВ (штриховая)

значительно глубже внутри зарождающейся протонейтринной звезды, чем транспортная сфера, находящаяся рядом с нейтриносферой, где происходит переход от диффузии к свободному потоку. Соответственно, в режиме слаборассеивающей атмосферы тяжелолептонные нейтрино все еще часто сталкиваются с нейтронами и протонами, где их динамика управляется уравнением (2).

Как видно из рис. 1, для реалистичных условий — при начальной величине $\langle p \rangle_0 = 10$ МэВ и темпера-

турах $T = 5$ и 10 МэВ — средняя энергия нейтрино $\langle p \rangle_l$ увеличивается с ростом длины пробега l . Так как для нейтрино ароматов μ и τ подобный режим начинается глубже при больших температуре и плотности, их ускорение будет более эффективным.

Как видно из (4)–(7), (9), интенсивность передачи энергии характеризуется длиной, уменьшающейся с увеличением магнитного поля как $l_t \sim H^{-2}$. Для электронных нейтрино уже при $H \sim 1$ ТГл отношение $l/l_{tp} \sim 1$ приводит к увеличению средней энергии спектра нейтрино на несколько мегаэлектронвольт при $T = 5$ и 10 МэВ (см. рис. 1). В случае тяжелолептонной компоненты эффект ускорения более существен, так как путь в намагниченной области длиннее. Следовательно, возможный сценарий взрыва СН, ведущий к образованию магнитаров (ультранамгниченных нейтронных звезд, см. [8, 9] и ссылки в них), характеризуется более жестким энергетическим спектром нейтрино, особенно тяжелолептонных.

2. НАБЛЮДЕНИЯ НЕЙТРИНО ЧЕРЕНКОВСКИМИ ДЕТЕКТОРАМИ

При различных спектрах нейтрино для разных ароматов спектр на Земле изменится по сравнению с потоком от нейтриносферы из-за эффекта осцилляций. Около 30 лет исследований осцилляций ароматов подтвердили концепцию Стандартной модели, описывающую три собственных ароматных состояния нейтрино (ν_e , ν_μ и ν_τ) как суперпозицию трех массовых состояний: ν_1 , ν_2 и ν_3 . Точный порядок масс нейтрино еще не установлен. Он может быть либо $m_1 < m_2 < m_3$ («нормальный порядок», НП), либо $m_3 < m_1 < m_2$ («обратный порядок», ОП). Вопрос о том, как упорядочены массы нейтрино, является ключевым для понимания физики осцилляций нейтрино.

Смешивание нейтрино описывается матрицей Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты, которая обычно параметризуется с помощью трех углов смешивания θ_{12} , θ_{13} и θ_{23} и фазы δ_{CP} , нарушающей CP-инвариантность [17–19]. Глобальная подгонка данных по осцилляциям нейтрино указывает на предпочтительный НП масс с достоверностью меньше 3σ (см. [17] и ссылки в ней). Однако недавние результаты дополнительно уменьшают достоверность НП и отмечают возможное преимущество ОП (см. [18] и ссылки в ней). Детектирование нейтрино СН предоставляет уникальную возможность наблюдения резонансных осцилляций нейтрино для перемешивания легкой и тяжелой компонент в одном эксперименте. Подобное резонансное смешивание ароматов в соответствии со сценарием МСВ происходит при плотностях 1 – 10 кг/см³ для тяжелой и 10 – 100 г/см³ для легкой пар (см. [17–19] и ссылки в них). В этих областях звезды нейтринный газ является невырожденным.

Так как электронные антинейтрино $\bar{\nu}_e$ доминируют при детектировании (см. ниже), запишем их спектр после осцилляций в веществе СН

в упрощенном виде (см. [19] и ссылки в ней) как

$$\Phi_{\bar{\nu}_e}^E = g\Phi_{\bar{\nu}_e}^0 + (1 - g)\Phi_{\nu_x}^0, \quad (10)$$

где индекс 0 обозначает исходные спектры или $\Phi_i^0 \approx L_i(p, t)/4\pi d^2$ со светимостью нейтрино $L(t)$ и расстоянием до источника d , а x соответствует ароматам μ или τ . В уравнении (10) величина g обозначает вероятность сохранения исходного аромата, определяется параметрами смешивания: $g \approx 0,55$ для НП и $g \approx 0$ для ОП (см., например, [19] и ссылки в ней). Такое изменение, обусловленное эффектом МСВ, приводит к потоку электронных антинейтрино на Земле $\Phi_{\bar{\nu}_e}^E$, состоящему как из $\Phi_{\bar{\nu}_e}^0$, так и из $\Phi_{\nu_x}^0$ для НП. В то время как для ОП поток $\Phi_{\bar{\nu}_e}^E$ полностью происходит от потока $\Phi_{\nu_x}^0$ для ν_μ или ν_τ , оба из которых имеют одинаковый спектр.

Для понимания чувствительности измерений также к параметрам взрыва СН рассмотрим упрощенный всплеск нейтрино с одинаковыми до осцилляций интегральными потоками ν_e и $\nu_x = \nu_\mu + \nu_\tau$, с распределением Максвелла–Больцмана при средних энергиях $\langle p_e \rangle = 10$ МэВ и $\langle p_x \rangle = 15$ МэВ в соответствии с моделированием взрыва.

Возможность регистрации всплесков нейтрино СН с помощью крупномасштабных подводных черенковских нейтринных телескопов КМЗНеТ [20], Baikal-GVD [21] рассматривалась в работах [14–16] (см. и ссылки в них). Кратко напомним, что для низкоэнергетических (~ 10 МэВ) нейтрино СН сигнал возникает в основном за счет обратного бета-распада (ОБР) электронных антинейтрино на свободных протонах $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ с порогом реакции $E_{\text{th}} = 1,8$ МэВ. На его долю приходится ~ 88 – 93% частоты обнаружения нейтрино с помощью цифровых оптических модулей. При этом частота обнаружения сигнальных событий нейтрино СН, $r_{\text{SN}}(t)$, может быть записана как

$$r_{\text{SN}}(t) \approx n_p \Phi_{\bar{\nu}_e}^i(t) \int dp W_i(p) \sigma^{\text{обп}}(p) V_{\text{eff}}(E_e) \quad (11)$$

с индексом $i \in \{0, \text{НП}, \text{ОП}\}$, отвечающим происхождению потока антинейтрино с соответствующей средней энергией. Здесь n_p — пространственная плотность протонов в воде, $\sigma^{\text{обп}}(\varepsilon) \sim \varepsilon^2$ — сечение ОБР, $W(\varepsilon)$ представляет энергетический спектр из уравнения (8), а эффективный объем регистрации $V_{\text{eff}} \approx E_e^{3/2}$ с $E_e = p - E_{\text{th}}$ [14–16] и пороговой энергией E_{th} , в данном случае ОБР, определяющей нижний предел интегрирования, что обеспечивается исчезающим сечением при меньших энергиях. На рис. 2, а видно, что частота сигналов (нормированная на величину при $\langle p \rangle = 7$ МэВ — $r_{\text{SN}7}$) растет с увеличением средней энергии нейтрино $\langle p \rangle$, особенно при больших значениях E_{th} .

На рис. 2, б представлена зависимость от пороговой энергии E_{th} относительной скорости счета нейтрино СН в детекторе — $r_{\text{SN}}(E_{\text{th}})/r_0$, нормированной на $r_0 = r_{\text{SN}}(E_{\text{th}} = 1,8 \text{ МэВ})$ для $\Phi_{\bar{\nu}_e}^0$. Относительная эффективность детектирования уменьшается с ростом порога регистрации

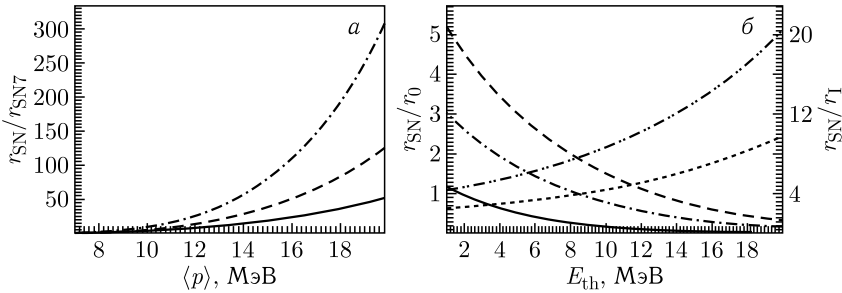


Рис. 2. а) Относительный период регистрации антинейтрино в детекторе $r_{\text{SN}}/r_{\text{SN7}}$ в зависимости от средней $\langle E_\nu \rangle = \langle p \rangle$ энергии для пороговых энергий $E_{\text{th}} = 1,8, 6$ и 10 МэВ (сплошная, штриховая и штрихпунктирная линии соответственно). б) Левая ось — зависимость от пороговой энергии E_{th} относительного периода счета r_{SN}/r_0 числа событий в детекторе. Сплошная линия соответствует начальному спектру антинейтрино после нейтриносферы — r_I/r_0 , а штриховая и штрихпунктирная линии показывают сценарии осцилляций с ОП и НП масс. Правая ось — коэффициент усиления скорости регистрации r_{SN}/r_I для НП (штриховая с короткими штрихами) и ОП (штрихпунктирная с двумя точками) масс (см. текст)

E_{th} . Смешивание ароматов при сценарии МСВ приводит к значительному увеличению скорости счета по сравнению с $r_I = r_{\text{SN}}(E_{\text{th}})$ для $\Phi_{\nu_e}^0$, особенно для ОП масс. Такое повышение возможности регистрации связано с усилением жесткости спектра из-за эффекта осцилляций нейтрино.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы изучили потоки нейтрино в намагниченных оболочках протонейтронных звезд, которые возникают при взрывах сверхновых. В частности, рассмотрено, как намагниченность ядра влияет на энергетические спектры нейтрино. Показано, что намагничивание ядер приводит к появлению новых каналов реакций, вызванных нейтральным током. Это включает дополнительные механизмы в динамике нейтрино при слабой связи с веществом. Учет флуктуаций в нейтрино-ядерных столкновениях приводит к уравнению Фоккера–Планка для эволюции нейтрино. Коэффициент передачи энергии для быстрых нейтрино меняется от положительных значений к отрицательным при увеличении энергии столкновения, а компонента диффузии растет как p^2 . Для реалистичных свойств вещества для средней энергии этот переход между ускорением и замедлением происходит, когда энергия нейтрино примерно в 4 раза превышает температуру газа. Результирующее изменение динамических свойств не зависит от величины расщепления Δ в магнитных полях, следовательно, от геометрии намагниченности. Интенсивности ускорения и/или замедления определяются произведением величины расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{STO} в нуклонном газе. При учете флуктуаций для нейтрино-ядерных

столкновений это свойство выполняется для средней по спектру энергии. При реальных свойствах звездной материи такие эффекты рассеяния нейтрино на ядрах приводят к увеличению жесткости энергетических спектров нейтрино. Поскольку электронные нейтрино отщепляются от термодинамического равновесия с веществом в нейтриносфере и затем испытывают несколько (в среднем единичных) эффективных столкновений, соответствующий эффект ускорения относительно невелик. За пределами энергетической сферы динамика тяжелых лептонных нейтрино в основном определяется столкновениями с нуклонами. В рассеивающей атмосфере эти столкновения происходят достаточно часто, чтобы поддерживать пространственную диффузию тяжелых лептонных нейтрино. Соответственно, значительная длина пути l в намагниченной области звезды приводит к существенному ускоряющему эффекту для тяжелой лептонной компоненты. Отметим, что такая сильная намагниченность также может возникать при слиянии нейтронных звезд, в коре магнитаров и при столкновениях тяжелых ионов.

Спектры нейтрино тоже меняются при прохождении оболочек SN из-за осцилляций нейтрино. Особенно эффект МСВ значительно перемешивает различные ароматы, что существенно зависит от порядка масс. При обратном порядке масс усиление жесткости спектра электронных антинейтрино ожидается наиболее сильным, что значительно увеличит скорость счета в черенковских детекторах, особенно при более жестком спектре тяжелолептонных нейтрино [22].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Branch D., Wheeler J. C.* Supernova Explosions. Berlin; Heidelberg: Springer, 2017.
2. *Guilet J., Müller E.* Numerical Simulations of the Magnetorotational Instability in Protoneutron Stars: I. Influence of Buoyancy // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2015. V. 450. P. 2153–2171.
3. *Mösta P. et al.* A Large-Scale Dynamo and Magnetoturbulence in Rapidly Rotating Core-Collapse Supernovae // *Nature.* 2015. V. 528. P. 376–379.
4. *Kondratyev V. N.* Zeeman Energy in Nucleosynthesis at Strong Magnetization in Supernovae // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2018. V. 480. P. 5380.
5. *Кондратьев В. Н., Коровина Ю. В.* Синтез химических элементов в динамо-активных сверхновых // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 102. С. 155;
Kondratyev V. N., Korovina Yu. V. Synthesis of Chemical Elements in Dynamo Active Supernovae // *JETP Lett.* 2015. V. 102. P. 131.
6. *Кондратьев В. Н.* Нуклеосинтез при сильном намагничивании и проблема титана // *ЭЧАЯ.* 2019. Т. 50. С. 577–581;
Kondratyev V. N. Nucleosynthesis at Strong Magnetization and the Titanium Problem // *Phys. Part. Nucl.* 2019. V. 50. P. 576.
7. *Kondratyev V. N.* R-Process with Magnetized Nuclei at Dynamo-Explosive Supernovae and Neutron Star Mergers // *Universe.* 2021. V. 7. P. 487.
8. *Кондратьев В. Н., Коровина Ю. В.* Универсальная статистика мягких повторяющихся гамма(МПГ)-всплесков // *ЭЧАЯ.* 2018. Т. 49. С. 183;

- Kondratyev V.N., Korovina Yu. V.* Universal Statistics of Soft Gamma-Ray Repeating (SGR) Bursts // *Phys. Part. Nucl.* 2018. V. 49. P. 105.
9. *Кондратьев В. Н.* Магнитоэмиссия магнитаров // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. С. 617; *Kondratyev V.N.* Magnetoemission of Magnetars // *Phys. Part. Nucl.* 2019. V. 50. P. 613.
 10. *Prasanna T., Coleman M. S., Raives M. J., Thompson T. A.* The Early Evolution of Magnetar Rotation: I. Slowly Rotating “Normal” Magnetars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2022. V. 517. P. 3008–3023.
 11. *Sieverding A., Langanke K., Martinez-Pinedo G., Bollig R., Janka H. T., Heger A.* The ν -Process with Fully Time-Dependent Supernova Neutrino Emission Spectra // *Astrophys. J.* 2019. V. 876. P. 151.
 12. *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. Art. No. 045802.
 13. *Кондратьев В. Н., Джиоев А. А., Вдовин А. И., Кэрубини С., Балдо М.* Магнитные и тепловые эффекты при рассеянии нейтрино в горячем и плотном ядерном веществе // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. С. 1167–1173.
 14. *Кондратьев В. Н., Торехан Д., Кэрубини С.* Эффект ядерного неупругого рассеяния в спектрах нейтрино в режиме слабой связи с веществом // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54. С. 751; *Kondratyev V.N., Torekhan D., Cherubini S.* Nuclear Inelastic Scattering Effect in Spectra of Neutrinos at Regime of Weak Coupling with Matter // *Phys. Part. Nucl.* 2023. V. 54. P. 600.
 15. *Kondratyev V.N.* Magnetorotational Supernova Neutrino Emission Spectra and Prospects for Observations by Large-Size Underwater Telescopes // *Phys. At. Nucl.* 2023. V. 86. P. 1083–1089.
 16. *Кондратьев В. Н., Хорькова Н. Г., Кэрубини С.* Эффект динамо в спектрах нейтрино сверхновых и перспективы наблюдений крупноразмерными телескопами // *Письма в ЭЧАЯ.* 2023. Т. 20, № 3(248). С. 475–484; *Kondratyev V.N., Khor'kova N. G., Cherubini S.* Supernova Dynamo Effect in Neutrino Spectra and Perspective of Observations by Large Volume Telescopes // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2023. V. 20. P. 466.
 17. *de Salas P. F., Forero D. V., Gariazzo S., Martinez-Miravé P., Mena O., Ternes C. A., ... Valle J. W. F.* 2020 Global Reassessment of the Neutrino Oscillation Picture // *J. High Energy Phys.* 2021. V. 2021. P. 1–36.
 18. *Chauhan G., Dev P. B., Dubovik I., Dziejewicz B., Fliieger W., Grzanka K., ... Zięba S.* Phenomenology of Lepton Masses and Mixing with Discrete Flavor Symmetries // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2024. V. 158. Art. No. 104126.
 19. *Lai K. C., Leung C. J., Lin G. L.* Testing MSW Effect in Supernova Explosion with Neutrino Event Rates // *Phys. Rev. D.* 2023. V. 107. Art. No. 043017.
 20. *Adrian-Martinez S., Ageron M., Aharonian F., Aiello S., Albert A., Ameli F., Anagnostis E., Andre M., Androulakis G., Anghinolfi M. et al.* Letter of Intent for KM3NeT 2.0 // *J. Phys. G.* 2016. V. 43. Art. No. 084001.
 21. *Avorin A. D., Avorin A. V., Aynutdinov V. M., Bannash R., Belolaptikov I. A., Brudanin V. B., Budnev N. M., Doroshenko A. A., Domogatsky G. V., Dvornický R., Dyachok A. N.* Baikal-GVD // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2017. V. 136. Art. No. 04007.
 22. *Kondratyev V.N.* Neutrinos of Magnetorotational Supernovae // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2024. Art. No. 2441024; <https://doi.org/10.1142/S0218301324410246>.