

ЭФФЕКТ ДИНАМО В СПЕКТРАХ НЕЙТРИНО СВЕРХНОВЫХ И ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДЕНИЙ КРУПНОРАЗМЕРНЫМИ ТЕЛЕСКОПАМИ

В. Н. Кондратьев^{а,б, 1}, Н. Г. Хорькова^в, С. Кэрубини^г

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

^в Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва

^г Университет Катании, Италия

Исследованы потоки нейтрино вблизи поверхности протонейтронной звезды в сверхновых II типа. Для динамо активных сверхновых показано, что эффективные столкновения нейтрино в намагниченном нуклонном газе, обусловленные гамов-теллеровской компонентой нейтрального тока, приводят к ускорению нейтрино. Подобное усиление жесткости энергетического спектра благоприятно для наблюдений нейтрино сверхновых с использованием нейтринных телескопов. Обсуждаются возможности детектирования нейтрино сверхновых обсерваториями больших объемов: KM3NeT и Baikal-GVD. Продемонстрировано, что использование методики k -кратных совпадений детекторов при обработке данных позволяет повысить верхние пределы расстояния для порога наблюдения в \sqrt{k} раз.

Neutrino fluxes near the surface of a protoneutron star in type II supernovae are studied. For dynamo active supernovae it is shown that effective neutrino collisions in a magnetized nucleon gas caused by the neutral current Gamow–Teller component lead to neutrino acceleration. Such an increase in a hardness of the energy spectrum is favorable for observations of supernova neutrinos using neutrino telescopes. The possibilities of detecting supernova neutrinos by large-volume observatories: KM3NeT and Baikal-GVD, are discussed. It is demonstrated that the use of the k -fold coincidence technique in data processing makes it possible to increase upper limits of the distance thresholds for observations by a factor of \sqrt{k} .

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

ВВЕДЕНИЕ

Взрывы (вспышки) сверхновых (СН) представляют собой одно из самых мощных и ярких явлений во Вселенной, выглядят как резкий (в 10^8 – 10^{10} раз) рост светимости звезды, предположительно порождают высокоэнергетические космические лучи, тяжелые нуклиды, например, химические элементы e -, s -, p -, r -процессов, обновляют другие ядерные компоненты и т. д. Соответственно, механизм передачи энергии

¹E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

всему веществу предсверхновой (предСН — звезды-предшественника, изначально связанному гравитационными силами), вызывающий взрыв и сильное свечение, является одной из основных проблем СН.

Одним из первых механизмов взрыва СН с коллапсирующим ядром был нейтринный механизм, предложенный С. Колгейтом и Р. Уайтом в 1966 г. [1], в соответствии с передачей основной части (99%) гравитационной энергии связи в энергию нейтрино. В таком сценарии взрыва, стимулированного нейтринным потоком, остановившаяся ударная волна может восстановиться из-за разогрева вещества электронными нейтрино и антинейтрино, излучаемыми охлаждающейся протонейтронной звездой [1–3].

Кроме того, современные моделирования взрыва СН [4, 5] и анализ процессов нуклеосинтеза [6–9] показывают, что способствовать возникновению взрыва могут многомерные эффекты, такие как конвекция и неустойчивость плазмы. Действительно, принудительная конвекция, вызывающая магниторотационную неустойчивость [4] (МРН) и/или динамо-процессы [5], может привести к огромному усилению магнитной индукции с чрезвычайно большой напряженностью поля до десятков тератесла (ТТл). Соответствующее магнитное давление накачивает энергию в вещество звезды и может рассматриваться как преобладающий механизм формирования ударной волны для сценария быстро протекающего взрыва. Поскольку нейтрино или магнитное давление способны вносить значительный вклад в механизм взрывов СН, анализ динамики нейтрино в веществе СН с учетом магнитных эффектов представляет собой 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 ν - и нейтринных процессов, на которые также может влиять магнитное поле [6–9]. Присутствие магнитного поля приводит к заметному обмену энергией и при рассеянии нейтрино на нуклонах [10–12].

Целью этой работы является исследование дополнительных каналов нейтринно-ядерных реакций, возникающих в намагниченной среде СН. Показано, что такие каналы изменяют энергию нейтрино. В частности, мы рассматриваем рассеяние нейтрино на нуклонах в намагниченном горячем веществе вблизи нейтриносферы и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино. Проанализированы перспективы наблюдения эффектов с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов: KM3NeT, Baikal-GVD.

1. МАГНИТНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРИНО ПРИ СЛАБОЙ СВЯЗИ С ВЕЩЕСТВОМ

При взрыве СН основной поток нейтрино формируется при быстром охлаждении протонейтронной звезды в первые секунды процесса. Плотности центральной области этих компактных объектов превышают плотность атомного ядра $n \sim 200 \text{ Тг/см}^3$ и уменьшаются до 10^{-3} Тг/см^3 на границе внешней оболочки. Во внутренних частях большая плотность обеспечивает диффузное движение нейтрино. Электронное нейтрино и антинейтрино в ядре СН взаимодействуют со звездным веществом посредством реакций поглощения и испускания из-за заряженного тока, которые вносят значительный вклад в их непрозрачность и приводят к интенсивному обмену энергией при взаимодействии. Энергетические спектры нейтрино, вылетающих из вещества

такой протонейтронной звезды в область нейтриносферы, при умеренной плотности $n \sim 1 \text{ Тг/см}^3$, слабой связи и переходе к квазисвободному движению можно параметризовать следующим уравнением:

$$W(E_\nu, T) \sim E_\nu^a \exp\{-(1 + \alpha)E_\nu/E_{\text{ав}}\}, \quad (1)$$

где $E_{\text{ав}}$ — средняя энергия; α — параметр, описывающий величину спектрально-го заземления; значение $\alpha = 2$ соответствует спектру Максвелла–Больцмана, а $\alpha = 2,30$ — распределению Ферми–Дирака с нулевым химическим потенциалом. При отсутствии дополнительных полей (например, магнитного) вблизи и за пределами поверхности протонейтронной звезды в области нейтриносферы невозможно поддерживать как химическое равновесие между нейтрино и звездным веществом, так и диффузию. Однако заметный обмен энергией между нейтрино и сильно намагниченным веществом звезды может повлиять на спектры нейтрино.

Нейтрино, соответствующие тяжелым лептонам, энергетически менее связаны со звездной плазмой, в основном из-за таких реакций, как образование пар, тормозное излучение при рассеянии на нуклонах, электронах и аннигиляция нейтрино–антинейтрино. Однако полная непрозрачность в основном определяется рассеянием нейтрино на нуклонах. Таким образом, тяжелолептонные нейтрино отщепляются из теплового равновесия в энергетической сфере, которая находится значительно глубже внутри зарождающейся протонейтронной звезды, чем транспортная сфера, находящаяся рядом с нейтриносферой, где происходит переход от диффузии к свободному потоку. Соответственно, в режиме слабой рассеивающей атмосферы тяжелолептонные нейтрино все еще часто сталкиваются с нейтронами и протонами.

Вещество вблизи области нейтриносферы соответствует переходу от диффузного к квазисвободному движению, умеренной плотности $n \sim 0,1\text{--}10 \text{ Тг/см}^3$ и температуре $T \sim 5\text{--}10 \text{ МэВ}$. При таких условиях и реалистичных значениях параметра бета-равновесия, т. е. $Y_e \sim 0,2$, энергии Ферми для нуклонов E_F^N и электронов E_F^e малы и велики по сравнению с температурой соответственно [12, 13]. Следовательно, нуклоны с $E_F^N \ll T$ представляют собой невырожденный газ, а электронный газ с $E_F^e \gg T$ сильно вырожден. Как следствие, рассеяние нейтрино на нуклонах за счет нейтральной компоненты тока является доминирующим в обмене энергией с веществом и его можно рассматривать как независимый процесс с соответствующей длиной свободного пробега $l_f \approx 100 \text{ м, см}$. [12].

1.1. Энергообмен нейтрино при движении в горячем намагниченном веществе. Изменение энергии нейтрино при рассеянии на намагниченных нуклонах $\nu + N \rightarrow \nu' + N'$ было рассмотрено Кондратьевым и др. в [10–12]. Напомним, что взаимодействие поля H со спиновыми магнитными моментами разделяет энергетические уровни нуклонов спин вверх и спин вниз (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, $\omega_L = \mu_N H$ — частоту Лармора, а g_α представляет собой 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 экзоэнергетические переходы соответственно [10–12]. Эти механизмы обусловлены оператором перехода GT0 ($\text{GT0} = \sigma t_0$) с передачей спина и четности $J^\pi = 1^+$, что вызывает переворот спи-

на во время эффективного процесса рассеяния. За одно эффективное столкновение нейтрино теряет или приобретает энергию Δ .

В случае многократного рассеяния обмен энергией можно количественно получить с помощью сечения передачи энергии. Это значение определяется как

$$S_1^i = - \int d\epsilon \epsilon \left(\frac{d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i}{d\epsilon} \right), \quad (2)$$

где $d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i/d\epsilon$ обозначает дифференциальное сечение при столкновении нейтрино с i -й ядерной частицей и изменением энергии ϵ . При эффективном GTO рассеянии нейтрино в намагниченном нуклонном газе с температурой T сечение передачи энергии имеет вид [10, 11]

$$S_1 \approx \sigma_{\text{GTO}} \Delta^2 ((2/E_\nu) - (1/2T)) \approx E_\nu (1 - E_\nu/4T) (\Delta/\text{МэВ})^2 2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2. \quad (3)$$

Здесь использовано соотношение $\sigma_{\text{GTO}} \approx (E_\nu/37 \text{ МэВ})^2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2$ для соответствующего сечения рассеяния нейтрино на нуклонах, см. [3].

Сечение передачи энергии S_1 изображено на рис. 1 как функция энергии налетающих нейтрино E_ν для различных температур вещества T . Положительно определенные величины сечения передачи энергии S_1 соответствуют экзоэнергетическому рассеянию, приводящему к ускорению нейтрино, а отрицательные значения S_1 для

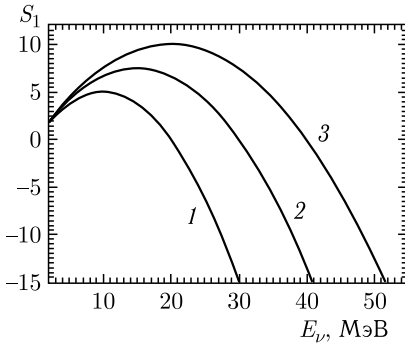


Рис. 1. Зависимость от начальной энергии нейтрино E_ν сечения передачи энергии S_1 в единицах $2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2 \cdot \Delta^2/\text{МэВ}$. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют температурам $T = 5, 7,5$ и 10 МэВ

холодного вещества указывают на эндоэнергетические столкновения, или торможение нейтрино. В дальнейшем положительно и отрицательно определенные величины сечения передачи энергии S_1 называем сечениями ускорения и торможения соответственно. Как видно из рис. 1, условия для экзоэнергетической динамики отвечают относительно небольшой энергии налетающих нейтрино E_ν . Переход в динамических свойствах нейтрино от эндо- к экзоэнергетическим происходит при соотношении $E_\nu \approx 4T$ и не зависит от величины расщепления Δ и, следовательно, от геометрии магнитной индукции [8]. С ростом температуры область экзоэнергетических процессов увеличивается, а максимум сечения ускорения растет как T . При относительно больших энергиях налетающих нейтрино $E_\nu > 4T$ сечение торможения увеличивается пропорционально E_ν^2 .

Соотношения заполнения верхнего и нижних нуклонных уровней и фазового объема нейтрино в выходном канале (т. е. $\exp\{\Delta/T\} \theta(E_\nu - \Delta)(E_\nu - \Delta)^2/(E_\nu + \Delta)^2$, со ступенчатой функцией $\theta(x)$) определяют преимущество между соответствующими экзо- и эндоэнергетическими режимами при однократном столкновении. Когда это отношение больше 1, количество эндоэнергетических столкновений меньше, чем экзоэнергетических, и наоборот. Тогда условие $T = \Delta/(2 \ln\{(E_\nu + \Delta)/\theta(E_\nu - \Delta)(E_\nu - \Delta)\})$ определяет смену предпочтительных режимов ускорения и торможения для нейтринной динамики в намагниченном нуклонном газе. В случае, когда начальная энергия

нейтрино E_ν и температура вещества T значительно превышают величину расщепления уровней Δ , это условие упрощается к виду $E_\nu \approx 4T$. Такое же соотношение начальной энергии нейтрино E_ν и температуры газа нуклонов T для переключения динамических режимов получается в случае множественных эффективных столкновений, рассмотренных в уравнении (3) и при его обсуждении.

1.2. Эффект энергообмена в энергетических спектрах нейтрино. Используя уравнение (3), для интенсивности передачи энергии на длине l получаем

$$\frac{\partial E_\nu}{\partial l} = \sum_i N_i S_i \approx E_\nu \left(1 - \frac{E_\nu}{4T} \right) / l_t, \quad (4)$$

где средняя длина передачи энергии $l_t^{-1} = 2 \sum_i \sigma_{GT0}^i N_i \delta_{E_i}^2$. Здесь $N_i = n_i/m_i$ обозначает количественную плотность i -й ядерной частицы (N — нуклон) с массой m_i и вкладом n_i в общую массовую плотность n . Как обосновано в п. 1.1, намагниченный газ нуклонов дает преобладающий вклад в энергообмен нейтрино–вещество в области нейтриносферы. Тогда, учитывая уравнение (3), длину передачи энергии получим как $l_t \approx 100 \text{ м} (3 \text{ МэВ}/\Delta_{\text{ав}})^2 (10 \text{ Тг} \cdot \text{см}^{-3})/n$, с усредненным значением расщепления $\Delta_{\text{ав}}^2 = \sum_i N_i \Delta_i^2 / N$. Изменение энергетического спектра, уравнение (1), на длине l дается заменой E_ν решением уравнения (4), т. е. $E_\nu \rightarrow e_l E_\nu (e_l + (1 - e_l) E_\nu / 4T)^{-1}$ с $e_l = \exp\{l/l_t\}$.

На рис. 2 показан эффект энергообмена в энергетических спектрах нейтрино в процессе эволюции в окрестности нейтриносферной области. Распределение Максвелла–Больцмана, соответствующее $\alpha = 2$ и $E_{\text{ав}} = 10$ и 15 МэВ в уравнении (1), принято в качестве начального. Видно, что эффект передачи энергии в намагниченном нуклонном газе приводит к увеличению энергии нейтрино в максимуме распределения.

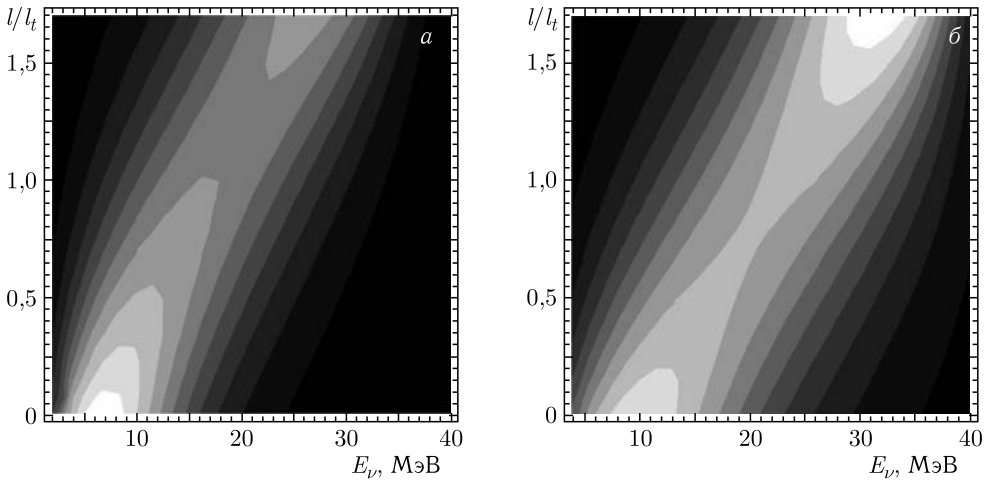


Рис. 2. Энергетические спектры нейтрино в зависимости от длины пробега l для $\alpha = 2$, $T = 10$ МэВ и $E_{\text{ав}} = 10$ МэВ (а) и $E_{\text{ав}} = 15$ МэВ (б)

Когда путь нейтрино l приближается к средней длине передачи энергии l_t , мы получаем разброс в распределении $W(E)$ с увеличением энергии в точке максимума почти линейно с ростом e_l . Такое ускорение особенно эффективно при более высоких температурах газа.

2. ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЙ НЕЙТРИНО ЧЕРЕНКОВСКИМИ ДЕТЕКТОРАМИ ПРИ УСИЛЕНИИ ЖЕСТКОСТИ СПЕКТРА

Сильно изменяющиеся во времени переходные потоки нейтрино могут быть обнаружены [12, 14, 15] с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов: KM3NeT [17], Baikal-GVD [18]. Соответствующий сигнал можно выделить из детектирования фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) черенковского излучения от энергичных электронов и позитронов, возникающих при рассеянии нейтрино на ядерных частицах. Для низкоэнергетических (~ 10 МэВ) нейтрино СН сигнал возникает, в основном, за счет обратного бета-распада электронных антинейтрино на свободных протонах ($\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$) [19]. На его долю приходится $\sim 88\text{--}93\%$ частоты обнаружения нейтрино. Этому каналу благоприятствует его относительно большое сечение и тот факт, что энергия падающего нейтрино эффективно передается исходящему позитрону, повышая вероятность обнаружения. Взаимодействие нейтрино с ядрами кислорода, вызванное заряженным током, $\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + {}^{16}\text{F}$, $\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^+ + {}^{16}\text{N}$. Они вносят от 2 до 8% в частоту обнаружения, в зависимости от предСН. Упругое рассеяние на электронах ($\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$) возможно для всех ароматов нейтрино и вносит вклад на уровне $\sim 3\text{--}5\%$.

Рассеяние на ядерных частицах нейтрино с энергией ниже 100 МэВ приводит к образованию заряженных лептонов (e^+ или e^-), с длиной пробега до нескольких десятков сантиметров ($\approx 0,5$ см на 1 МэВ энергии электрона/позитрона от падающего нейтрино [20]). При этом сопутствующее черенковское излучение образует круговой конус с половиной угла $\varphi \approx 40^\circ$. Число фотонов пропорционально энергии заряженного лептона (или нейтрино) $N \approx N_{10}E_{10}$, где $N_{10} \approx 1600$ — число фотонов при контрольной энергии 10 МэВ и $E_{10} = E/10$ МэВ. Учитывая, что $N_t \approx 3$ фотонов включают сигнал в трубке ФЭУ, черенковский источник возможно зарегистрировать вплоть до расстояния $R \approx (E_{10}N_{10}/(N_t 2q))^{1/2} r_t/2$, где r_t — радиус трубки ФЭУ, $q = 1 - \cos \varphi$. Тогда эффективный объем, отнесенный к ФЭУ, $V_{\text{eff}} = r_t^3 (E_{10} N_{10}/N_t)^{3/2} \pi / (3(2q)^{1/2})$. Заметим, что эффективный объем близок к полученной величине, если источники черенковского излучения рассматривать как точечные и изотропные [15, 16].

Предполагая сферически-однородное излучение нейтрино СН, получаем для потока нейтрино на Земле $\Phi(t) \approx L(t)/4\pi d^2$ со светимостью нейтрино $L(t)$ и расстоянием до источника d . Резкое увеличение пространственно-однородного потока нейтрино $\Phi(t)$ связано с фазой коллапса СН, которая происходит в течение половины секунды [21], определяющей время наблюдения. Скорость обнаружения сигнальных событий нейтрино СН, $r_{\text{SN}}(t)$, может быть записана как

$$r_{\text{SN}}(t) \approx \Phi(t) \sum_i n_i \langle \sigma^i V_{\text{eff}} \rangle \quad (5)$$

с суммированием по индексу $i \in \{p, e^-, {}^{16}\text{O}\}$, включающим наиболее важные компоненты мишени (воды), производящие энергичные заряженные частицы (т. е. $e^{+/-}$), для тяжелолептонных нейтрино подобные эффективные столкновения возможны только с электронами, n_i — количественная плотность частиц мишеней и $\langle \sigma^i V_{\text{eff}} \rangle = \int dE_\nu W(E_\nu) \sigma^i(E_\nu) V_{\text{eff}}(E_\nu) \sim \langle E_\nu^{7/2} \rangle$. Здесь $\sigma^i(\varepsilon)$ — сечение взаимодействия для данной компоненты мишени i , а $W(\varepsilon)$ дает энергетический спектр из уравнения (1).

Аналитический анализ регистрации изменяющихся во времени событий проведем в рамках пуассоновских потоков. Регистрация потока нейтрино СН сопровождается фоновым потоком. С каждым из них связана случайная величина (с. в.) X_i , $i = 1, 2$, — число сработавших детекторов (число обнаруженных частиц-фотонов). Эти с. в. распределены по закону Пуассона с параметрами a_1 и a_2 соответственно. Так как потоки независимы, то с. в. X_1 и X_2 также независимы и их сумма $X = X_1 + X_2$ распределена по закону Пуассона с параметром $a = a_1 + a_2$. При этом отношение вероятностей срабатывания k детекторов дается формулой $(P(X_1 + X_2 = k))/(P(X_1 = k)) = (1 + a_2/a_1)^k e^{-a_2}$.

В момент времени t для временного интервала δt математическое ожидание числа сработавших детекторов от потока нейтрино СН $p_{\text{SN}} = r_{\text{SN}}(t) \delta t$. Это значение есть параметр a_2 пуассоновского потока нейтрино СН. Аналогичным образом в качестве параметра фонового потока принимается значение $a_1 = r_B \delta t$. При наложении двух потоков отношение вероятностей обнаружения частиц дается соотношением

$$\frac{P(X_1 + X_2 = k)}{P(X_1 = k)} = \left(1 + \frac{r_{\text{SN}}}{r_B}\right)^k e^{-p_{\text{SN}}} \approx 1 + k \frac{r_{\text{SN}}}{r_B}. \quad (6)$$

Применение приближенной формулы возможно при малых значениях p_{SN} и r_{SN}/r_B .

На рис. 3 показано ожидаемое отношение количества сигнальных событий к фону для множественных совпадений k детекторов как функция расстояния до источника в случае параметров детектора КМЗНеТ. Для однократного сигнала уравнение (5)

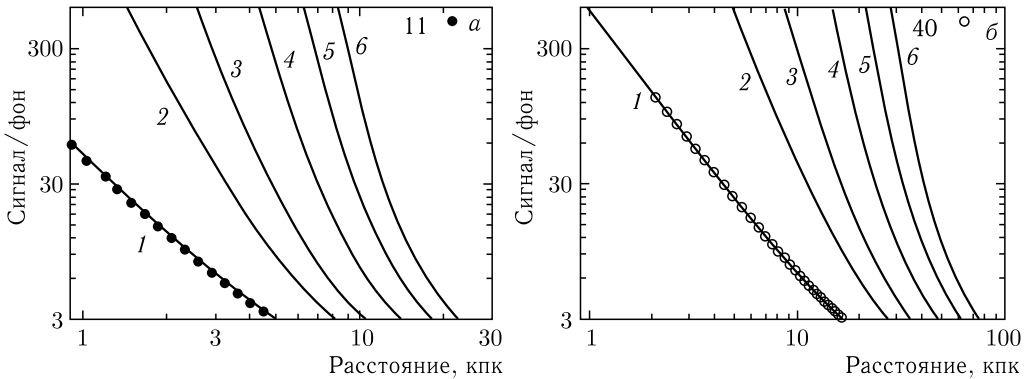


Рис. 3. Отношение комбинированного сигнала нейтрино к фону в зависимости от расстояния до СН при массах предСН $11M_\odot$ (а) и $40M_\odot$ (б) и для k -кратных совпадений: кривые 1, 2, 3, 4, 5 и 6 соответствуют кратностям 1, 2, 3, 5, 8 и 12. Кружки показывают результаты моделирования методом Монте-Карло [14] для однократных событий

воспроизводит результаты моделирований методом Монте-Карло [14], соответствуя $\sim 1/d^2$ зависимости скорости счета, см. [15, 16]. Число событий растет с увеличением массы для рассмотренных предСН из-за больших светимости L и средней энергии нейтрино, см. уравнение (5).

Для k -кратных совпадений детекторов отношение сигнал/фон значительно увеличивается. В случае малых величин p_{SN} это отношение не зависит от интервала δt . Очевидно, что k -кратное совпадение усиливает в k раз чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино СН, см. уравнение (6) и рис. 3. Соответственно, верхние пределы расстояния для порога наблюдения слабого потока нейтрино СН увеличиваются с ростом k . Чувствительность детектирования для k -кратных совпадений с уровнем достоверности 90% распространяется до расстояний $d_k = d_1 \sqrt{3/(4^{1/k} - 1)}$. Здесь d_1 указывает соответствующее максимальное расстояние для одиночного сигнала. Для больших кратностей совпадений $k \gg 1$ получаем упрощенное приближение $d_k \approx 1,5 d_1 \sqrt{k}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели потоки нейтрино в сильнонамагниченных оболочках протонейтронных звезд, возникающих при взрыве СН, и, в частности, эффект в энергетических спектрах нейтрино. Показано, что ядерное намагничивание приводит к появлению новых каналов реакции, индуцированных нейтральным током, что вызывает дополнительные заметные механизмы в динамике нейтрино, слабо связанные с веществом. Тогда сечение передачи энергии для быстрых нейтрино меняется с положительных значений на отрицательные с увеличением энергии. Для реалистичных свойств вещества это переключение режимов ускорения и торможения происходит, когда энергия нейтрино превышает примерно в четыре раза температуру газа. Полученное изменение динамических свойств не зависит от величины расщепления Δ в магнитных полях и нечувствительно к геометрии намагничивания. Соответствующие скорости ускорения и/или торможения определяются произведением величины расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GTO} в нуклонном газе. При реалистичных свойствах звездного материала такие эффекты ядерного рассеяния нейтрино приводят к увеличению жесткости энергетических спектров нейтрино. Поскольку электронные нейтрино отделяются от вещества в нейтриносфере и после этого испытывают несколько (в среднем единичное) эффективных столкновений, соответствующий эффект ускорения относительно невелик. За пределами энергетической сферы динамика тяжелолептонных нейтрино в основном определяется столкновениями с нуклонами. В рассеивающей атмосфере (вплоть до нейтриносферы) эти столкновения достаточно часты, чтобы поддерживать пространственную диффузию тяжелолептонных нейтрино. Соответственно, большой пройденный путь l в намагниченной области звезды приводит к значительному эффекту ускорения в случае тяжелолептонной компоненты. Заметим, что такая сильная намагниченность также возникает при слияниях нейтронных звезд, в коре магнитаров и столкновениях тяжелых ионов.

Усиление жесткости энергетического спектра нейтрино благоприятно для наблюдений нейтрино СН с использованием нейтринных телескопов большого объема. В этом случае поток нейтрино СН проявляется как увеличение скорости счета детекторов

на начальном этапе взрыва. При повышении энергии нейтрино E_ν число сигнальных событий регистрации растёт как $E_\nu^{7/2}$, см. уравнение (5) и обсуждение там. Соответственно, число срабатывающих детекторов пропорционально произведению плотности потока $\Phi(t)$ и $\langle E_\nu^{7/2} \rangle$. Предсказания (5) воспроизводят результаты моделирований методом Монте-Карло [14]. Чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино СН можно повысить в k раз, используя k -кратное совпадение детекторов при обработке данных. При этом при $k \gg 1$ верхние пределы расстояния для порога наблюдения d_k слабого потока нейтрино СН повышаются как $d_k \approx 1,5d_1\sqrt{k}$ по сравнению с d_1 — одиночным сигналом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Colgate S. A., White R. H. The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions // *Astrophys. J.* 1966. V. 143. P. 626.
2. Bethe H. A., Wilson H. A. Revival of a Stalled Supernova Shock by Neutrino Heating // *Astrophys. J.* 1985. V. 295. P. 14.
3. Janka H.-T., Melson T., Summa T. Physics of Core-Collapse Supernovae in Three Dimensions: A Sneak Preview // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2016. V. 66. P. 341–375.
4. Guilet J., Müller E. Numerical Simulations of the Magnetorotational Instability in Protoneutron Stars. I. Influence of Buoyancy // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2015. V. 450. P. 2153–2171.
5. Mösta P. et al. A Large-Scale Dynamo and Magnetoturbulence in Rapidly Rotating Core-Collapse Supernovae // *Nature.* 2015. V. 528. P. 376–379.
6. Kondratyev V. N. Explosive Nucleosynthesis at Strong Magnetic Field // *Eur. Phys. J. A.* 2014. V. 50. P. 7.
7. Kondratyev V. N. Zeeman Splitting in Structure and Composition of Ultramagnetized Spherical Nuclei // *Phys. Lett. B.* 2018. V. 782. P. 167.
8. 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.
9. Kondratyev V. N. R-Process with Magnetized Nuclei at Dynamo-Explosive Supernovae and Neutron Star Mergers // *Universe.* 2021. V. 7. P. 487.
10. Kondratyev V. N. et al. Energy Exchange in Neutrino Nuclear Scattering // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100. 045802.
11. Кондратьев В. Н. и др. Магнитные и тепловые эффекты при рассеянии нейтрино в горячем и плотном ядерном веществе // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. С. 1167–1173;
Kondratyev V. N. et al. Magnetic and Thermal Effects in Neutrino Scattering in Hot and Dense Nuclear Matter // *Bull. RAS. Phys.* 2020. V. 84. P. 962–967.
12. Kondratyev V. N., Lobanovskaya T. D., Torekhan D. B. Effect of Protoneutron Star Magnetized Envelops in Neutrino Energy Spectra // *Particles.* 2022. V. 5. P. 128.
13. Mao G.-J., Kondratyev V. N., Iwamoto A., Li Z.-X., Wu X.-Z., Greiner W., Mikhailov I. N. Neutron Star Composition in Strong Magnetic Fields // *Chin. Phys. Lett.* 2003. V. 20. P. 1238.
14. Aiello S. et al. Implementation and First Results of the KM3NeT Real-Time Core-Collapse Supernova Neutrino Search // *Eur. Phys. J. C.* 2022. V. 82. P. 317.
15. Кондратьев В. Н., Хорькова Н. Г., Кэрубини С. Спектры нейтрино сверхновых и наблюдения с помощью крупномасштабных телескопов // *ЯФ.* 2023. Т. 86, №1. С. 172;

- Kondratyev V. N., Khor'kova N. G., Cherubini S.* Supernova Neutrino Spectra & Observations by Large Volume Telescopes // *Phys. At. Nucl.* 2022. V. 85. P. 924.
16. *Кондратьев В. Н., Кэрубини С.* Спектры нейтрино магниторотационных сверхновых и наблюдения с помощью телескопов большого объема // *Астрон. журн.* 2023. Т. 100, № 2. С. 166;
Kondratyev V. N., Cherubini S. Magnetorotational Supernova Neutrino Spectra & Observations by Large Volume Telescopes // *Astron. Rep.* 2023. V. 67. P. 144.
17. *Adrian-Martinez S. et al.* Letter of Intent for KM3NeT 2.0 // *J. Phys. G.* 2016. V. 43. 084001.
18. *Avrori A. D. et al.* Baikal-GVD // *Eur. Phys. J. WoC.* 2017. V. 136. 04007.
19. *Scholberg K.* Supernova Neutrino Detection // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2012. V. 62. P. 81.
20. *Abbasi R. et al.* Shedding Light on the Galaxy Luminosity Function // *Astron. Astrophys.* 2011. V. 535. P. A109; Erratum // *Astron. Astrophys.* 2014. V. 563. P. C1.
21. The Garching Core-Collapse Supernova Research. Available online: <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/ccsnarchive/> (accessed on 7 July 2022).

Получено 27 октября 2022 г.