

СПЕКТРЫ НЕЙТРИНО СВЕРХНОВЫХ И НАБЛЮДЕНИЯ
С ПОМОЩЬЮ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ТЕЛЕСКОПОВ© 2023 г. В. Н. Кондратьев^{1), 2)*}, Н. Г. Хорькова³⁾, С. Кэрубини⁴⁾

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.; после доработки 28.09.2022 г.; принята к публикации 29.09.2022 г.

Рассмотрены энергетические спектры нейтрино сверхновых II типа при различных механизмах взрыва. 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.

DOI: 10.31857/S0044002723010300, EDN: REKFFE

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые типа II (СН) представляют одно из самых энергичных событий, являющиеся, предположительно, источниками космических лучей высокой энергии, областями синтеза тяжелых нуклидов, например, атомных ядер e^- , s^- , p^- , r^- процессов, обновления других ядерных компонентов и т.д. Соответственно, механизмы взрыва СН представляют собой важный вопрос, который все еще обсуждается. В частности, механизм передачи энергии всему веществу звезды предшественника (предсверхновой, изначально связанному гравитационными силами) является одной из основных проблем СН. Поток нейтрино и/или магнитное давление, предположительно, вносят ключевой вклад в формирование соответствующей взрывной ударной волны в дополнение к отскоку в активной зоне и тепловому давлению.

В окрестности нейтрино сферы сильная конвекция [1] и/или магниторотационная неустойчивость [2] могут вызвать турбулентные динамо процессы, приводящие к усилению магнитной индукции до десятков тератесла (ТТл). Соответственно, быстрые взрывы СН могут быть связаны с магнитным давлением, привносящим значительную энергию в вещество наружных слоев звезды и приводящим к преобладающему механизму образования ударной

волны. Другой возможный механизм взрыва связан с оживлением остановившейся ударной волны, благодаря нагреву при взаимодействии с выбросом нейтрино и антинейтрино, испускаемыми остывающей протонейтронной звездой [3–5]. Поглощение нейтрино на нуклонах приводит к повышению температуры и давления вещества внутри ударной волны, которое начинает расширяться, толкая вперед распространение волны. Эффективность такого механизма замедленного взрыва СН зависит от светимости нейтрино и жесткости их спектров [4, 5].

Поскольку нейтрино или магнитное давление способны вносить значительный вклад в механизм взрывов сверхновых, анализ динамики нейтрино в веществе сверхновых с учетом магнитных эффектов представляет собой важную проблему. Кроме того, возможное магнитное влияние на спектры нейтрино имеет решающее значение для интерпретации r^- - и нейтринных процессов, на которые также может влиять магнитное поле [6–9]. Как показано недавно [10, 11], обмен энергией при нейтрино-ядерном рассеянии может быть заметно усилен за счет магнитной индукции. В следующем разделе мы рассмотрим сечения передачи энергии при движении нейтрино вблизи нейтриносферы. Как показано в разд. 3, такой подход дает четкое представление о влиянии неупругого рассеяния на спектры нейтрино. Возможности наблюдения рассматриваемых эффектов с помощью нейтринных телескопов большого объема анализируются в разд. 4. Выводы приведены в разд. 5.

¹⁾Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

³⁾Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия.

⁴⁾Факультет физики и астрономии “Эttore Майорана”, Университет Катании, Италия.

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

2. РЕЖИМЫ ДИНАМИКИ НЕЙТРИНО ВНЕ И ВНУТРИ НЕЙТРИНО СФЕРЫ НАМАГНИЧЕННЫХ СВЕРХНОВЫХ

Нейтрино сфера соответствует области прото-нейтронной звезды, где пространственное движение нейтрино изменяется от диффузного к квазисвободному. Электронно-ароматные нейтрино и антинейтрино в ядре сверхновой 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 прото-нейтронной звезды в область слабой связи или нейтрино сферы можно параметризовать следующим уравнением:

$$W(E_\nu, T) = E_\nu^2 \int d\Omega f(r, p, l) \sim \quad (1) \\ \sim E_\nu^\alpha \exp\{-(1 + \alpha) E_\nu / E_{av}\},$$

где функция распределения в фазовом пространстве $f(r, p, l)$ проинтегрирована по Ω , где Ω обозначает телесный угол вектора импульса, E_{av} — средняя энергия, а α — параметр, описывающий величину спектрального 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 прото-нейтронной звезды в области нейтрино сферы 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 прото-нейтронной звезды, чем транспортная сфера, находящаяся рядом с нейтрино сферой, 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 нейтрино сферы соответствует умеренной плотности $n \sim 0.1\text{--}10 \text{ Тг/см}^3$

($1 \text{ Тг} = 10^{12} \text{ г}$) и температуре $T \sim 5\text{--}10 \text{ МэВ}$. Поскольку эта область также соответствует точке бифуркации, мы предполагаем значительные флуктуации температуры T и плотности n в сочетании с сильной конвекцией. 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 [12–14]. Следовательно, нуклонные компоненты с $E_F^N \ll T$ представляют собой невырожденный газ, в то время как электронный газ с $E_F^e \gg T$ сильно вырожден. Как следствие, сечение рассеяния нейтрино на электронах сильно подавлено из-за принципа Паули. Такой эффект блокировки также приводит к фактическому прекращению заряженной компоненты тока в нейтрино-нуклонном рассеянии. Намагничивание приводит к эффективному увеличению энергии Ферми и дальнейшему уменьшению соответствующего процесса рассеяния. Таким образом, соответствующая длина свободного пробега (mfp) возрастает до километра при рассматриваемых плотностях. Поэтому в дальнейшем мы пренебрегаем процессами рождения и аннигиляции нейтрино вблизи нейтрино сферы.

Напротив, рассеяние нейтрино на нуклонах за счет нейтральной компоненты тока можно рассматривать как независимый процесс с соответствующим $mfp_l = (N_N \sigma_{GT0})^{-1} \approx 100 \text{ м}$. Здесь $N_i = n_i / m_i$ представляет собой количественную плотность i -й ядерной частицы (N обозначает нуклон) с массой m_i и вкладом n_i в общую массовую плотность n , $\sigma_{GT0} \approx 10^{-40} \text{ см}^2 (E_\nu / 37 \text{ МэВ})^2$ представляет собой соответствующее сечение [6].

2.1. Обмен энергией при рассеянии нейтрино на намагниченных нуклонах

Обмен энергией в горячем намагниченном веществе при рассеянии $\nu + N \rightarrow \nu' + N'$ рассматривался в [10, 11]. Напомним, что уровни энергии нуклонов со спиновыми магнитными моментами, направленными вдоль (спин вверх) и противоположно (спин вниз) направлению магнитного поля, расщепляются на величину $\Delta = |g_\alpha| \mu_N H \equiv |g_\alpha| \omega_L$ из-за взаимодействия с полем H . Здесь μ_N обозначает ядерный магнетон, $\omega_L = \mu_N H$ представляет частоту Лармора, а g_α — g -фактор нуклона. Следовательно, при рассеянии за счет компоненты нейтрального тока взаимодействия Гамов—Теллера (GT0) на нуклонах, занимающих уровни со спином вверх и вниз, нейтрино претерпевает эндо- и экзо-энергетические переходы соответственно [10, 11]. Такие режимы возникают из-за оператора перехода GT0 ($GT0 = \sigma t_0$) с передачей спина и четности $J^\pi = 1^+$, приводящего к перевороту спина при

эффективном процессе рассеяния. За единичное эффективное столкновение нейтрино теряет или набирает энергию Δ .

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

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

где $d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i / d\epsilon$ обозначает дифференциальное сечение при столкновении нейтрино с i -ой ядерной частицей и изменением энергии ϵ . При эффективном GT0 рассеяния нейтрино в намагниченном нуклонном газе с температурой T сечение передачи энергии имеет вид [10, 11]

$$S_1 \approx \sigma_{GT0} \Delta (2\delta_E - \delta_T / 2). \quad (3)$$

Здесь $\delta_T = \Delta / T$, $\delta_E = \Delta / E_\nu$. Зависимость этой величины от энергии налетающего нейтрино E_ν определяется температурой T , а произведение расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} в нуклонном газе определяет соответствующую интенсивность энергообмена.

Рисунок 1 иллюстрирует сечение передачи энергии S_1 в единицах $\Delta \sigma_{GT0}$, т.е. произведения сечения рассеяния σ_{GT0} и расщепления уровней Δ . Видно переключение динамики нейтрино между эндо- и экзоэнергетическими режимами. Для горячего нуклонного газа положительные значения сечения передачи энергии S_1 приводят к ускорению нейтрино или экзоэнергетическому рассеянию, а отрицательные величины S_1 для холодного вещества указывают на торможение нейтрино, т.е. эндоэнергетические столкновения. Такой переход от режима остановки к режиму разгона происходит при условиях $E_\nu \approx 4T$. Уменьшение вклада GT0-переходов с верхележащего уровня на нижележащий уровень из-за подавления тепловой заселенности верхнего расщепленного энергетического уровня нуклона, очевидно, является физической причиной такого перехода. Условие этого изменения от одного режима к другому хорошо описывается соотношением, приведенным выше, и не зависит от величины расщепления Δ и, следовательно, от геометрии магнитной индукции [9].

Соотношение заполнения соответствующих верхнего и нижних нуклонных уровней и фазового объема нейтрино в выходном канале (т.е. $\exp\{\delta_T\}(1 - \delta_E)^2 \theta(1 - \delta_E) / (1 + \delta_E)^2$, со ступенчатой функцией $\theta(x)$) определяет преимущество между соответствующими экзо- и эндоэнергетическими режимами при однократном столкновении. Когда это отношение больше одного, количество эндоэнергетических столкновений меньше, чем экзоэнергетических, и наоборот. Следовательно,

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 расщепление 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 также в случае множественных эффективных столкновений, рассмотренных в уравнениях (2) и (3) и их обсуждении.

3. ЭФФЕКТ ЭНЕРГООБМЕНА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ НЕЙТРИНО

Используя уравнение (3), для интенсивности передачи энергии на длине l получаем

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

где средняя длина передачи энергии $l_t^{-1} = 2 \sum_i \sigma_{GT0}^i N_i \delta_{E_i}^2$. Как обосновано в разд. 2.1, намагниченный газ нуклонов дает преобладающий вклад в энергообмен нейтрино-вещество в области нейтрино-сферы. Тогда, учитывая уравнение (3), длину передачи энергии получим как $l_t \approx 100 \text{ м} (3 \text{ МэВ} / \Delta_{av})^2 (10 \text{ Тг см}^{-3}) / n$, с усредненным значением расщепления $\Delta_{av}^2 = \sum_i N_i \Delta_i^2 / N$. Энергетический спектр нейтрино при длине пробега l дается уравнением (1) с 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 $E_{av} = 10 \text{ МэВ}$ в уравнении (1), принято в качестве начального. Видно, что эффект передачи энергии в намагниченном нуклонном газе приводит к увеличению энергии нейтрино в максимуме распределения. 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.

3.1. Эффекты флуктуаций в энергетических спектрах

Значительные флуктуации вблизи нейтрино сферы и точки бифуркации вызывают большие

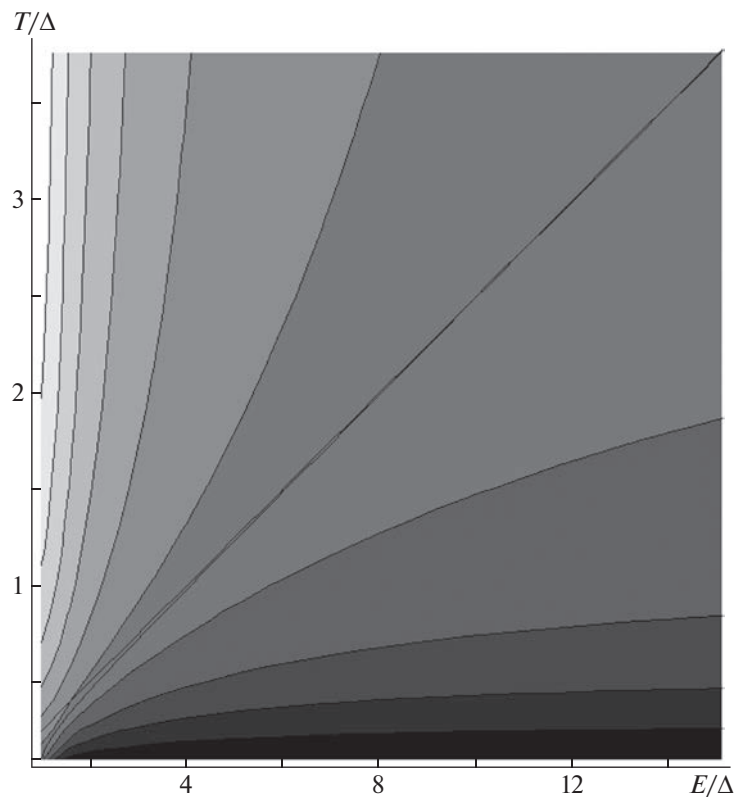


Рис. 1. Сечение передачи энергии S_1 в единицах $\Delta\sigma_{\text{ГТО}}$, т.е. произведения сечения рассеяния $\sigma_{\text{ГТО}}$ и расщепления уровней Δ . Контурное изображение безразмерной величины $S_1/\Delta\sigma_{\text{ГТО}}$ представлено как функция начальной энергии нейтрино и температуры и изменяется от -1 (темная область в правом нижнем углу) к положительной величине сечения (светлая область в левом верхнем углу). Сплошная диагональная прямая линия обозначает границу раздела между режимами ускорения и торможения, соответствующую соотношению $E_\nu = 4T$ между энергией нейтрино E_ν и температурой T .

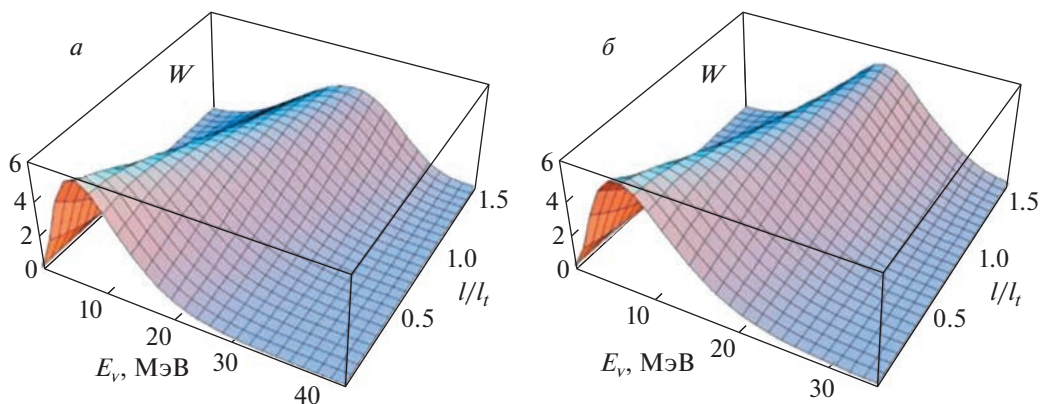


Рис. 2. Спектры энергии нейтрино в зависимости от длины пробега l для $\alpha = 2$, $E_{av} = 10$ МэВ, $T = 10$ МэВ (а) и усредненной по интервалу $T = 5-10$ МэВ (б).

флуктуации свойств соответствующего звездного материала. Усредним результаты изменения энергетических спектров по флуктуациям. Для температуры T мы предполагаем равномерное распределение в диапазоне от 5 до 10 МэВ независимо от флуктуаций плотности. Как видно на рис. 2б, максимум распределения $W(E)$ смещен в

сторону больших энергий, приближаясь к области 10–20 МэВ. Свойства такого усредненного распределения энергии напоминают результаты для температуры $T = 10$ МэВ, обеспечивающие, таким образом, эффективность механизма ускорения при более высоких температурах.

4. УСИЛЕНИЕ ЖЕСТКОСТИ СПЕКТРА И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БОЛЬШИХ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРИНО

Сильно изменяющиеся переходные потоки частиц нейтрино могут быть обнаружены [12, 15] с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов: KM3NeT [16], Baikal-GVD [17]. 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 (ОБР) электронных антинейтрино на свободных протонах ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) [18]. 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. Кроме того, электроны и позитроны рождаются при взаимодействии нейтрино с ядрами кислорода, вызванном 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 предшественника. Упругое рассеяние на электронах ($\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$), которое возможно для всех ароматов нейтрино, вносит вклад на уровне $\sim 3\text{--}5\%$.

Взаимодействие нейтрино с энергией ниже 100 МэВ приводит к образованию заряженного лептона (e^+ или e^-), с длиной пробега до нескольких десятков сантиметров (≈ 0.5 см на 1 МэВ энергии электрона/позитрона, падающего нейтрино [19]). Поскольку эта длина невелика по сравнению с типичным расстоянием разделения между ФЭУ, соответствующие источники черенковского излучения можно рассматривать как точечные и изотропные. При этом число фотонов черенковского излучения 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 фотоумножителя, черенковский источник возможно зарегистрировать вплоть до расстояния $R \approx (E_{10}N_{10}/N_t)^{1/2}r_t/2$, где r_t — радиус трубки фотоумножителя. Соответственно, эффективный объем, отнесенный к фотоумножителю, $V_{\text{ef}} \approx \approx r_t^3(E_{10}N_{10}/N_t)^{3/2}\pi/6$.

Предполагая сферически однородное излучение нейтрино, получаем для потока нейтрино на Земле $\Phi(t) = L(t)/4\pi d^2$ 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 [20], определяющей время наблюдения. Скорость обнаружения сигнальных событий нейтрино СН, $r_{\text{SN}}(t)$, может быть записана как

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

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

$$\begin{aligned} \langle \sigma^i V_{\text{ef}} \rangle &= \\ &= \int dE_\nu W(E_\nu) \sigma^i(E_\nu) V_{\text{ef}}(E_\nu) \sim \langle E_\nu^{7/2} \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\sigma^i(\varepsilon)$ — сечение взаимодействия для данной компоненты мишени i , а $W(\varepsilon)$ дает энергетический спектр из уравнения (1).

В момент времени t для временного интервала δt вероятность срабатывания детектора от потока нейтрино СН $p_{\text{SN}} = r_{\text{SN}}(t)\delta t$. На рис. 3 показано ожидаемое количество сигнальных событий на один ФЭУ как функция расстояния до источника для KM3NeT и Baikal-GVD. Уравнение (5) воспроизводит результаты Монте-Карло-моделирования [15], показывая $\sim 1/d^2$ зависимость сигнала. Число событий растет с увеличением массы для трех рассмотренных предшественников СН из-за больших светимости L и средней энергии нейтрино, см. уравнения (5) и (6).

Общая частота обнаружения $r = r_{\text{SN}} + r_B$ включает частоту фоновых событий r_B . Множественные совпадения k детекторов соответствуют вероятности, заданной законом Пуассона $p^k/k!e^{-p}$. В этом случае отношение сигнал/фон задается как $(1 + r_{\text{SN}}/r_B)^k \exp\{-p_{\text{SN}}\} \approx (1 + kr_{\text{SN}}/r_B)$. Для 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. Когда условие $(kr_{\text{SN}}/r_B) \approx 1$ соответствует значению k , приближающемуся к десяти, тогда для $d \sim 10$ кпк требуется превышение десятков или сотен тысяч в пересчете на общее количество детекторов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели передачу энергии при рассеянии нейтрино на нуклонах в сильных магнитных полях, предположительно, возникающих в сверхновых, и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино. Показано, что ядерное

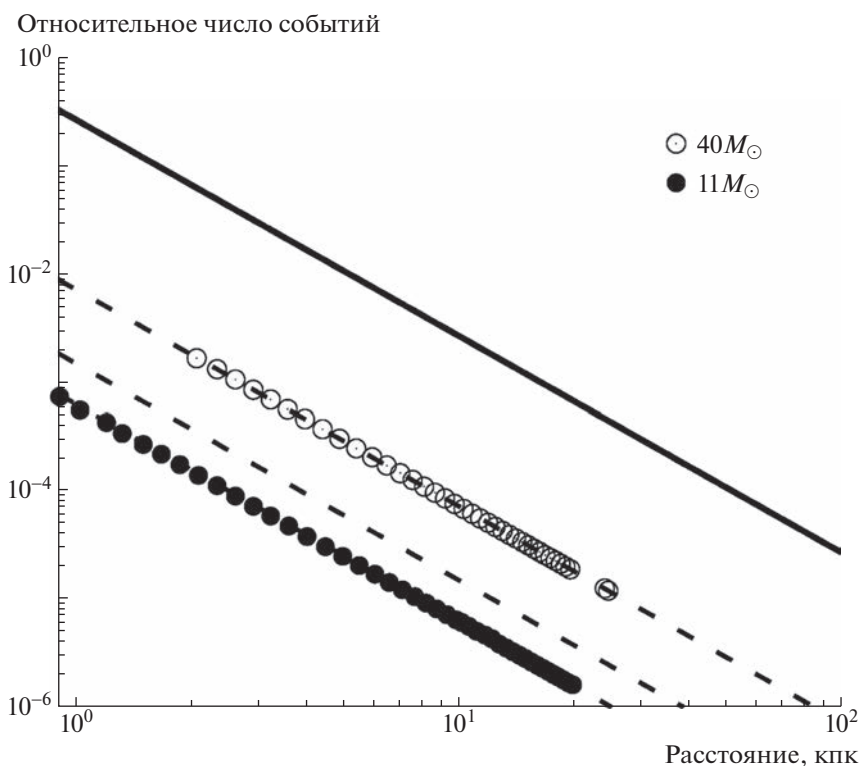


Рис. 3. Ожидаемое количество сигнальных событий, отнесенное к одному ФЭУ, как функция расстояния до источника за интервал времени $\delta t = 0.1$ с в максимуме кривой блеска нейтрино L . Результаты уравнения (5) представлены сплошной (для Baikal-GVD при массе звезды предшественника $40M_{\odot}$) и штриховыми (для KM3NeT при трех звездах-предшественниках с массами 11, 27 и $40M_{\odot}$) линиями. Круги показывают результаты Монте-Карло-моделирования [15].

намагничивание приводит к появлению новых каналов реакции, индуцированных нейтральным током, что создает дополнительные заметные механизмы рассеяния в динамике нейтрино, слабо связанным с веществом. Показано, что сечение передачи энергии в динамике нейтрино изменяется от положительных значений на отрицательные с увеличением энергии столкновения. Для намагниченного невырожденного нуклонного газа такое переключение режимов ускорения и торможения происходит, когда энергия нейтрино превышает примерно в четыре раза температуру газа, в то время как ларморовская частота для нуклонов достаточно мала. Такое изменение динамических свойств происходит из-за принципа детального баланса и разницы в объеме фазового пространства для нейтрино в начальном и конечном каналах при рассеянии на нуклонах со спином вверх и спином вниз и не зависит от величины расщепления Δ в магнитных полях. Следовательно, такое свойство нечувствительно к геометрии намагничивания. Соответствующие скорости ускорения и/или торможения определяются произведением расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} 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, значительный пройденный путь l в намагниченной области звезды приводит к значительному эффекту ускорения в случае тяжелолептонной компоненты.

Усиление жесткости энергетического спектра нейтрино благоприятно для наблюдений нейтрино сверхновых с использованием нейтринных телескопов большого объема. В этом случае поток нейтрино сверхновых проявляется как увеличение скорости счета детекторов на начальном этапе взрыва. При повышении энергии нейтрино E_{ν} число сигнальных событий регистрации растет как $E_{\nu}^{7/2}$, см. уравнения (6) и обсуждение там. Соответственно, число срабатывающих детекторов пропорционально произведению плотности

потока $\Phi(t)$ и $\langle E_\nu^{7/2} \rangle$. Предсказания уравнений (5) и (6) воспроизводят результаты Монте-Карло-моделирования [15]. Чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино сверхновых можно повысить в k раз, используя k -кратное совпадение детекторов при обработке данных. Наконец, заметим, что такая сильная намагниченность также возникает при слияниях нейтронных звезд, в коре магнитаров и столкновениях тяжелых ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Mösta, C. D. Ott, D. Radice, L. F. Roberts, E. Schnetter, and R. Haas, *Nature* **528**, 376 (2015).
2. J. Guilet and E. Müller, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **450**, 21532171 (2015).
3. S. A. Colgate and R. H. White, *Astrophys. J.* **143**, 626 (1966).
4. H. A. Bethe and H. A. Wilson, *Astrophys. J.* **295**, 14 (1985).
5. H.-T. Janka, T. Melson, and T. Summa, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66**, 341 (2016).
6. V. N. Kondratyev, *Eur. Phys. J. A* **50**, 7 (2014).
7. V. N. Kondratyev, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **480**, 5380 (2018).
8. В. Н. Кондратьев, Ю. В. Коровина, Письма в ЖЭТФ **102**, 155 (2015) [V. N. Kondratyev and Yu. V. Korovina, *JETP Lett.* **102**, 131 (2015)].
9. V. N. Kondratyev, *Universe* **7**, 487 (2021).
10. V. N. Kondratyev, A. A. Dzhioev, A. I. Vdovin, S. Cherubini, and M. Baldo, *Phys. Rev. C* **100**, 045802 (2019).
11. В. Н. Кондратьев, А. А. Джиоев, А. И. Вдовин, С. Кэрубини, М. Балдо, Изв. РАН. Сер. физ. **84**, 1167 (2020) [V. N. Kondratyev, A. A. Dzhioev, A. I. Vdovin, S. Cherubini, and M. Baldo, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **84**, 962 (2020)].
12. V. N. Kondratyev, T. D. Lobanovskaya, and D. B. Torekhan, *Particles* **5**, 128 (2022).
13. А. Ю. Игнатовский, Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрон. журн.* **99**, 211 (2022).
14. G.-J. Mao, V. N. Kondratyev, A. Iwamoto, Z.-X. Li, X.-Z. Wu, W. Greiner, and I. N. Mikhlov, *Chin. Phys. Lett.* **20**, 1238 (2003).
15. S. Aiello *et al.* (KM3NeT Collab.), *Eur. Phys. J. C* **82**, 317 (2022).
16. S. Adrián-Martínez, M. Ageron, F. Aharonian, S. Aiello, A. Albert, F. Ameli, E. Anassontzis, M. Andre, G. Androurakis, M. Anghinolfi, G. Anton, M. Ardid, T. Avgitas, G. Barbarino, E. Barbarito, B. Baret, *et al.*, *J. Phys. G* **43**, 084001 (2016).
17. A. D. Avrorin, A. V. Avrorin, V. M. Aynutdinov, R. Bannash, I. A. Belolaptikov, V. B. Brudanin, N. M. Budnev, I. A. Danilchenko, S. V. Demidov, G. V. Domogatsky, A. A. Doroshenko, R. Dvornicky, A. N. Dyachok, Zh.-A. M. Dzhilkibaev, L. Fajt, S. V. Fialkovsky, *et al.*, *EPJ Web Conf.* **136**, 04007 (2017).
18. K. Scholberg, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62**, 81 (2012).
19. R. Abbasi, Y. Abdou, T. Abu-Zayyad, M. Ackermann, J. Adams, J. A. Aguilar, M. Ahlers, M. M. Allen, D. Altmann, K. Andeen, J. Auffenberg, X. Bai, M. Baker, S. W. Barwick, V. Baum, R. Bay, *et al.*, *Astron. Astrophys.* **535**, A109 (2011); *Astron. Astrophys.* **563**, C1 (Erratum) (2014).
20. The Garching Core-Collapse Supernova Research, Available online: <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/ccsnarchive/> (accessed on 7 July 2022).

SUPERNOVA NEUTRINO SPECTRA & OBSERVATIONS BY LARGE VOLUME TELESCOPES

V. N. Kondratyev^{1),2)}, N. G. Khor'kova³⁾, S. Cherubini⁴⁾

¹⁾ Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

²⁾ Dubna State University, Dubna, Russia

³⁾ Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

⁴⁾ Department of Physics and Astronomy "Ettore Majorana", University of Catania, Italy

The energy spectra of neutrinos of type II supernovae under various explosion mechanisms are considered. For dynamo active supernovae, it is shown that effective neutrino collisions in magnetized nucleon gas caused by the Gamow–Teller component of the neutral current lead to neutrino acceleration. Such an increase in the hardness of the neutrino energy spectrum is favorable for observations of supernova neutrinos using neutrino telescopes. The possibilities of detecting neutrinos of supernovae by large-volume observatories (KM3NeT and Baikal-GVD) are discussed.