УДК 539.1

Спектры нейтрино магниторотационных сверхновых в зависимости от порядка масс

©2025 В.Н. Кондратьев[1,2,] , А.А.Саймуха [1,2]*

[1] Лаборатория Теоретической Физики имени Н.Н.Боголюбова, ОИЯИ, Дубна, Россия

[2] Государственный университет «Дубна», ул. Университетская, 19, Дубна, Российская Федерация

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

Рассмотрены эффекты намагниченности и осцилляций в динамике нейтрино, излучаемых протонейтронной звездой при взрыве сверхновой. Показано, что ядерное рассеяние, обусловленное взаимодействием нейтрального тока Гамова-Теллера, вблизи нейтриносферы приводит к ускорению нейтрино, особенно для тяжелыолептонных компонент. Жесткость спектра электронных антинейтрино заметно усиливается из-за эффекта осцилляций во внешних слоях звезд. Такое увеличение высокоэнергетической составляющей спектра особенно значительно для обратного порядка масс и благоприятно для наземного обнаружения нейтрино сверхновых. Изучены возможности подводных черенковских детекторов − KM3NeT и Baikal-GVD − для наблюдения нейтрино сверхновых и выявления порядка масс.

Ключевые слова: ядерная астрофизика: сверхновые: нейтрино

PACs: 07.85.-m, 26.30.+k, 95.85.Pw, 98.58.M

Magnetorotational supernova neutrino spectra *vs* mass ordering

©2025 V. N. Kondratyev [1,2,*] *, A. A. Saimuha* [1,2]

[1] Bogolubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

[2] Dubna State University, University str., 19, Dubna, Russian Federation

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

Magnetic and oscillation effects in dynamics of neutrino emitted from protoneutron star at supernova explosion are considered. Nuclear scattering due to the neutral current Gamow-Teller interaction in vicinity of the neutrino sphere is shown to result in acceleration of neutrinos, especially, for heavy leptonic components. The hardness of the electron antineutrino spectrum increases significantly due to the oscillations in outer layers of stars. Such an enhancement of the high-energy spectrum component is particularly pronounced for the inverted mass ordering and favorable for ground-based detection of supernova neutrinos. The possibilities of Cherenkov underwater detectors − KM3NeT and Baikal-GVD − for observation of supernova neutrinos and reveling the mass ordering are discussed.

Keywords: nuclear astrophysics: supernovae: neutrinos

PACs: 07.85.-m, 26.30.+k, 95.85.Pw, 98.58.M

ВВЕДЕНИЕ

Всплески нейтрино сверхновых (СН-ых) позволяют исследовать внутреннюю область соответствующих объектов и дают возможность извлекать различные свойства нейтрино, например, осцилляции, порядок масс, магнитный момент и т.д. Нейтрино и/или динамо- механизмы взрыва рассматриваются в качестве основных кандидатов для сценария СН-ых, см. например, [1] и ссылки там.

Так как большая часть (99%) гравитационной энергии преобразуется в энергию нейтрино, нейтринный механизм нагрева рассматривается как основной сценарий задержанного взрыва СН-ых; см. [1,2] и ссылки там. Огромная транзиентная магнитная индукция, достигающая десятков тератесла (1 ТТл = 10^{16} Гс), возникает в результате магниторотационных [3] и/или динамо [4] процессов. Наблюдения специфических джетов в свечении СН-ых, мягких гамма повторителей и аномальных рентгеновских пульсаров, связанных с магнитарами (см. [5] и ссылки там), некоторых особенностей продуктов нуклеосинтеза [6–8] указывают на магнитоиндуцированные мгновенные взрывы СН-ых.

Поскольку нейтрино и/или магнитное давление способны вносить существенный вклад в механизм взрывов СН-ых, анализ динамики нейтрино в намагниченном веществе СН-ых предствляет важную проблему. В данной работе рассматриваются эффекты нейтрино-ядерного рассеяния у поверхности протонейтронных звезд, возникающих при взрыве СН-ых II типа. Показано, что каналы реакций за счет нейтрального тока приводят к увеличению энергии нейтрино. Дополнительное повышение жесткости спектра электронных антинейтрино возникает из-за смешивания ароматов по сценарию Михеева-Смирнова-Вольфштайна (МСВ). Проанализированы перспективы наблюдения рассматриваемых явлений с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов (KM3NeT, Baikal-GVD).

1. ДИНАМИКА НЕЙТРИНО ВБЛИЗИ НЕЙТРИНО СФЕРЫ

Вещество звезды вблизи области нейтрино сферы соответствует переходу от диффузного к квазисвободному потоку нейтрино при умеренной плотности of $n \sim 0.1 - 10$ Тг/см^3 , соответствующей импульсу Ферми momentum $p_F \approx 40$ МэВ/c (n/Тг см$^{-3}$)$^{1/3}$, $c -$ скоростьи света $T \approx$ 5-10 МэВ. Соответствующая температура $T \approx 5 - 10$ МэВ значительно превышает энергию и Ферми для нуклонов $E_F^N = p_F^2$ /2Mn ~ 1 МэВ и значительно меньше, чем для электронов $E_F^e = p_F\, c \sim 40$ МэВ реалистичнных значениях параметра бета−равновесия, т.е.

Ye≈ 0.2 [1, 6–8]. Следовательно, нуклоны с $E_F^N \ll T$ представляют собой невырожденный газ, а электронный газ с $E_F^e \gg T$ сильно вырожден. Более того, большое значение E_F^e подразумевает подавление нейтрино-нуклонного взаимодействия из-за зарядового тока, приводящего к сохранению числа нейтрино на пройденной длине l и соотношению $\frac{d\hat{f}}{dl} = 0$ для функции распределения в фазовом пространстве $\hat{f}$(**r**,**p**, l). Поскольку диапазон МэВ типичных энергий нейтрино СН-ых намного превышает экспериментальный предел массы покоя для активных частиц < 1 эВ, для определения скорости нейтрино мы используем скорость света c, а для расстояния l, пройденного нейтрино за время t − равенство $l = ct$. Следовательно, очень общее кинетическое уравнение движения для точной флуктуирующей функции распределения $\hat{f}$(**r**,**p**, l). в фазовом пространстве можно записать в виде

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial l} = -\boldsymbol{z}\frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial \hat{\mathbf{p}}}{\partial l}\frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{p}} \ , \qquad (1)$$

где ∂**r** и ∂**p** представляют собой частные производные по пространственным координатам, r и импульсу, **p** = **z** E/c, при этом единичный вектор **z** определяет направление импульса нейтрино с энергией E. Ниже полагаем c=1 и, следовательно, $E=p$. Производная импульса по длине пробега l в Ур. (1) − ∂**p**/∂l − учитывает обмен энергией и импульсом при столкновениях нейтрино с частицами окружающей среды.

Мы рассматриваем передачу энергии как флуктуирующую величину, приводящую к флуктуациям энергии нейтрино. Соответственно, величины кинетического Ур. (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 $\delta f = -\left(f - \hat{f}\right) = -\frac{\partial f}{\partial p}\delta p$, получаем уравнение Фоккера-Планка для средних значений p и f(***p*** ,l):

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

где $\overline{...}$ обозначает усреднение по столкновениям. Кинетические коэффициенты в Ур.(2) определяются изменением энергии при нейтрино-ядерном рассеянии $\nu + A \rightarrow \nu' + A'$. Сечения передачи энергии S_{1i} и страглинга S_{2i} позволяют количественно интерпретировать обмен энергией для многократного рассеяния. Эти величины определяются, исходя из дифференциального сечения $\mathrm{d}\sigma^i_{\nu\to\nu'}/\mathrm{d}p$ при столкновении нейтрино с i-ой ядерной частицей и изменением энергии dp, как

$$S_{\mathrm{n}i} = \int \mathrm{d}p\ (-p)^n\ (d\sigma^i_{\nu\to\nu'}/\mathrm{d}p) \qquad (3)$$

При Как было отмечено Кондратьевым и др. [9, 10] при энергиях столкновений p в 10ки МэВ рассеяние за счет составляющих нейтрального тока взаимодействия гамов-теллера (GT0 = σt_0) на атомных ядрах происходит с передачей спина и четности $J^\pi = 1^+$, а энергия нейтрино изменяется на величину Δ расстояния между уровнями. Например, для рассеяния нейтрино на нагретых изотопах железа ^{56}Fe – одного из наиболее распространенных ядер в веществе мантии сверхновых – набольший вклад в сечение дают зарядово-нейтральные гамов-теллеровские переходы $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ и $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ с энергиями переходов $\Delta \approx 10$ и 4 МэВ, соответственно. Магнитное поле приводит к расщеплению ядерных уровней [6–8]. Соответственно, в намагниченном нуклоном газе также происходит передача энергии $\Delta = |g_\alpha| \mu_N H \equiv |g_\alpha| \omega_L$, где μ_N обозначает ядерный магнетон, $\omega_L = \mu_N H$ представляет частоту Лармора, а g_α – нуклонный g-фактор. Учитывая вклады определенных пар уровней с разницей энергии Δ, для сечения передачи энергии S_1 и страглинга S_2 из Ур.(3) получаем, см. [9, 10] и ссылки там,

$$S_{1i} \approx \sigma^i_{GT_0} \Delta_i^2 \, ((2/p) - (1/2T)) \qquad (4)$$

$$S_{2i} \approx \sigma^i_{GT_0} \Delta_i^2 \qquad (5)$$

Здесь $\sigma^i_{GT_0}$ – сечение нейтрино-ядерного рассеяния. Для нуклонов – $i = N$ – $\sigma^N_{GT_0} \approx 10^{-40}$ см^2 (p/37 МэВ)^2, см. [1,2]. Тогда для коэффициентов переноса и диффузии в энергетическом пространстве, см. Ур.(2), получаем

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

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

где средняя длина передачи энергии $l_t^{-1} = 2\sum_i \sigma^i_{GT_0} N_i (\frac{\Delta_i}{p})^2$. 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. Из Ур. (6,7) видно, что энергетическая зависимость коэффициентов в уравнении Фоккера-Планка определяется только температурой вещества и не зависит от геометрии намагниченности, см. [11], и атомных ядер. Как обосновано в разд. 1 атомные ядра и намагниченный газ нуклонов дает преобладающий вклад в энергообмен нейтрино-вещество в области нейтрино-сферы. Тогда, учитывая значения сечение нейтрино-ядерного рассеяния см. Ур. (4,5) и обсуждение к ним, длину передачи энергии получим как $l_t \approx 1$ км (1 МэВ/Δ_{av})^2 (10 Тг см$^{-3}$)/n , с усредненным значением расщепления $\Delta_{av}^2 = \sum_i N_i \Delta_i^2 / N$.

При взрыве СН-ых основной поток нейтрино формируется при быстром охлаждаются протонейтринной звезды в первые секунды процесса. Плотности центральной области этих

компактных объектов превышают плотность атомного ядра $n \sim 200$ Тг/см^3 и уменьшается 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-ой интенсивно взаимодействуют со звездным веществом до вылета в нейтрино сферу. Тогда, тепловое распределение представляет начальные условия для Ур.(2). Рассмотрим энергетический спектр, соответствующий закону Максвелла-Больцмана

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

где $\langle p\rangle$ – средняя энергия. Используя распределение Максвелла-Больцмана в процессе эволюции, из Ур-й (2,6,7) получаем $\frac{\partial\langle p\rangle}{\partial l} = \frac{\langle p\rangle}{l_{tp}}\left(1 - \frac{20\langle p\rangle}{81T}\right)$, где l_{tp}=$4l_t/27$. Тогда на расстоянии l от поверхности протонейтринной звезды средняя энергия $\langle p\rangle$ запишется в виде

$$\langle p\rangle_l = \langle p\rangle_0\ \ (e_l + (1 - e_l)\ \ 20\langle p\rangle_0/81T)^{-1}\ , \qquad (9)$$

где начальное значение обозначено $\langle p\rangle_0$ и e_l= $\exp\{-l\,/\,l_{tp}\}$. Как видно на Рис.1 учет диффузионной компоненты в уравнении движения Ур.(2) приводит к заметному усилению ускорения нейтрино. При этом стационарный режим эволюции с постоянной средней энергией формируется быстрее, когда присутствует диффузия.

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 значительно глубже внутри зарождающейся протонейтронной 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, где их динамика управляется Ур.(2).

2. ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО ЗА ПРЕДЕЛАМИ НЕЙТРИНО СФЕРЫ.

При различных спектрах нейтрино для разных ароматов спектр на Земле изменится по сравнению с потоком от нейтрино сферы, из-за эффекта осцилляций. Исследования осцилляций ароматов за недавнее тридцатилетие подтвердили концепцию стандартной модели, предполающую три собственных ароматных состояния нейтрино: ν_e, ν_μ и ν_τ, как суперпозицию трёх массовых состояний: ν_1, ν_2 и ν_3. Точный порядок масс нейтрино ещё 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 (ПМНС), которая обычно параметризуется в терминах трех углов смешивания θ_{12}, θ_{13} и θ_{23} и фазы δ_{CP}, нарушающей CP инвариантность.

Так как электронные антинейтрино $\bar{\nu}_e$ доминируют при детектировании (см. разд. 3), запишем их спектр после осцилляций в веществе СН-ой в упрощенном виде, см. [12,13] и ссылки там, как

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

где индекс 0 обозначает исходные спектры или $\Phi_i^0 \approx L_i(t)/4\pi d^2$ со светимостью нейтрино $L(t)$ и расстоянием до источника d, а x соответствует ароматам μ или τ. В Ур.(10) величина g обозначает вероятность сохранения исходного армата, определяемая параметрами смешивания: $g \approx 0.55$ для НП и $g \approx 0$ для ОП, см., например, [12, 13] и ссылки там. Такое изменение, обусловленное эффектом МСВ, приводит к потокам 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 так же к параметрам взрыва СН-ых 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 симуляциями взрыва. В этом случае учет МСВ сценария для динамики нейтрино приводит к спектрам на Земле, представленным на Рис. 2а. Уменьшение параметра смешивания g – вероятности сохранения исходного армата – приводит к заметному усилению жесткости спектра электронных антинейтрино.

3. НАБЛЮДЕНИЯ НИЙТРИНО ЧЕРЕНКОВСКИМИ ДЕТЕКТОРАМИ.

Потенциал использования крупномасштабных подводных черенковских нейтринных телескопов − KM3NeT [14], Baikal-GVD [15] − для регистрации всплесков нейтрино СН-ых рассматривалась ранее, см. [10,16,17] и ссылки там. Напомним, что основным источником сигнала для нейтрино СН-ых относительно низких энергий − ~10 МэВ − является обратный бета-распад (обр) электронных антинейтрино на свободных протонах, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ с порогом реакции – $E_{th} \approx 1.8$ МэВ. Его вклад составляет ~88−93% частоты обнаружения нейтрино с помощью цифровых оптических модулей (ЦОМ). Тогда, для моноэнергетического потока нейтрино энергии p скорость счета сигнальных событий −

$r(p) \approx n_p\, \sigma^{обр}(p)\, V_{\rm ef}(E_e)$ − определяется эффективным объемом регистрации $V_{\rm ef} \sim E_e^{3/2}$ с $E_e = p - E_{th}$ [10, 17] и пороговой энергией $E_{\rm th}$, в данном случае обр, определяющей нижний предел, обеспеченный исчезающим сечением − $\sigma^{обр}(p) \sim p\, E_e$ − при малых энергиях p. Здесь n_p − пространственная плотность протонов в воде. Соответственно, дифференциальный по энергии p вклад в сигнальные события регистрации нейтрино СН-ых, $r_{\rm SN}(p,t)$, отвечающий происхождению потока антинейтрино $i \in \{0, \text{НП}, \text{ОП}\}$, дан следующим выражением

$$r_{\rm SN}(p, t) \approx \Phi^{i}_{\bar{\nu}_e}(t)\, {\rm W}_i(p)\, r(p), \qquad (11)$$

где ${\rm W}_i(p)$ представляет энергетический спектр из Ур.(8) с учетом эффекта осцилляций Ур.(10). Как проиллюстрировано на Рис. 2а и б основной вклад в сигнальные события регистрации нейтрино СН-ых, $r_{\rm SN}(p,\ t)$, соответствует области энергий, значительно превышающих энергию максимума спектра. Интегрируя $r_{\rm SN}(p,t)$ по энергии получаем полную скорость счета всплеска нейтрино СН-ых

$$R_{\rm SN}(t) \approx \int {\rm d}p\, r_{\rm SN}(p, t)\ . \qquad (12)$$

На Рис. 3 представлена зависимость от пороговой энергии $E_{\rm th}$ относительной скорости счета нейтрино СН-ых в детекторе − $R_{\rm SN}(E_{\rm th})/R_0$, нормированной на $R_0 = R_{\rm SN}(E_{\rm th} = 1.8$ МэВ) для $\Phi^{0}_{\bar{\nu}_e}$. Относительная эффективность детектирования уменьшается с ростом порога регистрации $E_{\rm th}$. Смешивание ароматов при МСВ сценарии приводит к значительному увеличению скорости счета по сравнению с $R_{\rm I}$=$R_{\rm SN}(E_{\rm th})$ для $\Phi^{0}_{\bar{\nu}_e}$, особенно, для ОП масс. Такое повышение возможности регистрации связано с усилением жесткости спектра из-за эффекта осцилляций нейтрино.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Динамика нейтрино в горячем и плотном намагниченном веществе, соответствующем взрыву сверхновых, рассмотрена с учетом флуктуаций при взаимодействии нейтрино с веществом. Получено уравнение Фоккера-Планка для эволюции функции распределения нейтрино в фазовом пространстве. Дополнительная к эффекту переноса компонента кинетического уравнения определяется страглингом в нейтрино-ядерных столкновениях, обусловленных гамов-теллеровским взаимодействием нейтрального тока. Эффект флуктуаций приводит к дополнительному усилению жесткости спектров нейтрино.

Спектры нейтрино так же изменяются при прохождении оболочек СН-ых из-за осцилляций нейтрино. Особенно, эффект Михеева-Смирнова-Вольфштайна (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. Чувствительность к порядку масс в наблюдениях всплесков нейтрино СН-ых с помощью черенковских подводных телескопов растет с увеличением разницы в жесткости энергетических спектров для различных ароматов нейтрино. Заметим, что подобное соотношение жесткости спектров электронных и тяжелолептонных нейтрино проявляется и в предсверновый период эволюции массивных звезд, см. [18] и ссылки там.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Branch, D.; Wheeler, J. C. Supernova Explosions Springer Berlin, Heidelberg, Germany, 2017*
2. *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. 341-75.
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. *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. *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]
6. *Kondratyev V.N.* Explosive nucleosynthesis at strong magnetic field // Eur. Phys. J. A 2014. V. 50, P. 7
7. *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]
8. *Kondratyev V.N.* R-process with magnetized nuclei at dynamo-explosive supernovae and neutron star mergers // Universe 2021. V. 370, P. 501
9. *Kondratyev V.N., et al*. Energy exchange in neutrino nuclear scattering // Phys. Rev. C 2019. V. 100, 045802.
10. *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., and 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]

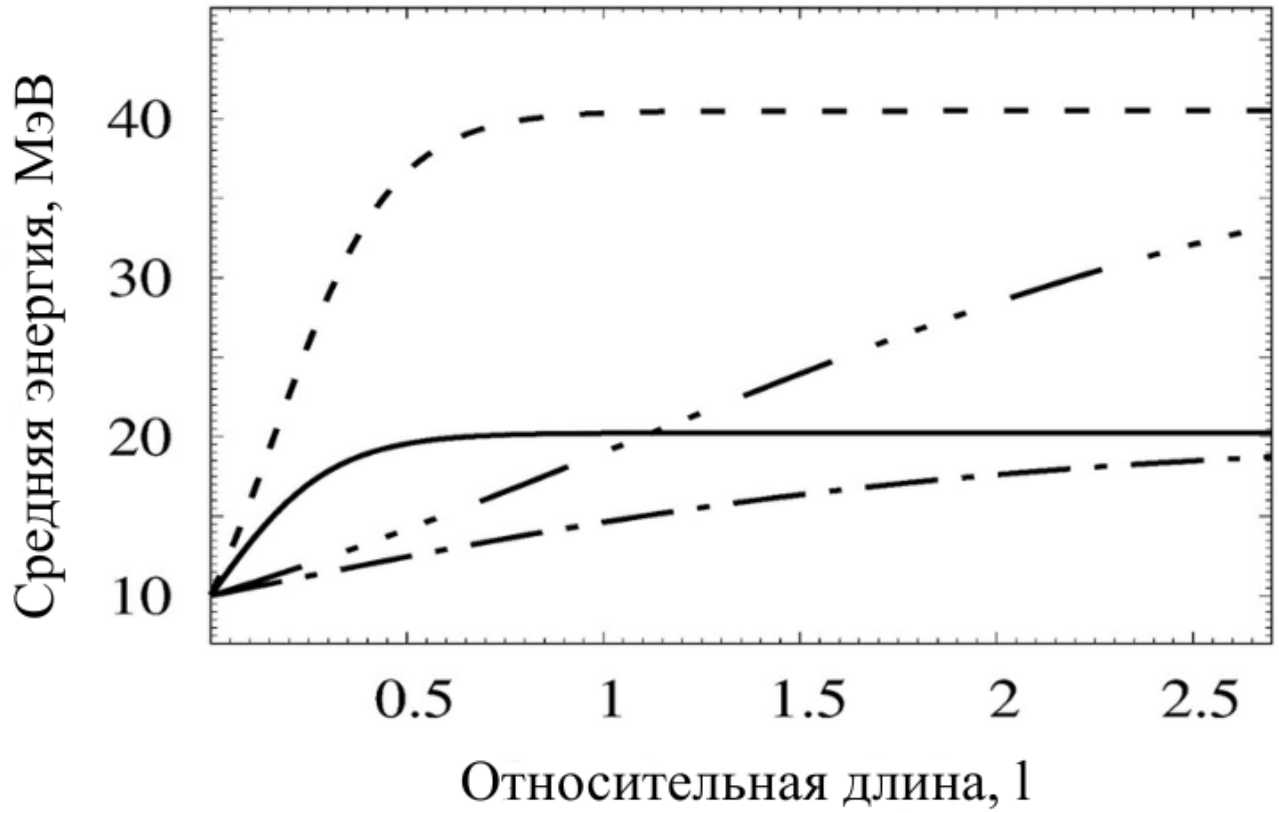
11. *Кондратьев В.Н., Коровина Ю.В.* Синтез химических элементов в динамо активных сверхновых // Письма в ЖЭТФ 2015. Т. 102. С. 155; [*Kondratyev V.N., Korovina Yu.V.* Synthesis of chemical elements in dynamo active supernovae, // JETP Letters 2015, V. 102, P. 131.]
12. *Kondratyev, V.N.* Neutrinos of magnetorotational supernovae // Int. J. Mod. Phys. E, 2024. V. 33, 2441024
13. *Кондратьев В.Н.* Эффект нейтрино сферы в спектрах и порядок масс нейтрино. ЭЧАЯ 2025. Т. 56 С. 763-772 [*Kondratyev V.N.* Neutrino Sphere Effect in Spectra and Neutrino Mass Ordering// Phys. Part. Nucl. 2025. V. 56, P. 466-71]
14. *Adrian-Martinez S., et al*. Letter of intent for KM3NeT 2.0 // J. Phys. G 2016. V. 43, 084001
15. *Avrori, A.D.; et al.* Baikal-GVD // EPJ WoC. 2017. V. 136, 04007
16. *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
17. *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
18. *Dzhioev A.A., Yudin A.V., Dunina-Barkovskaya N.V., Vdovin A.I.* Pre-Supernova (Anti)Neutrino Emission Due to Weak-Interaction Reactions with Hot Nuclei. Particles 2025. V. 8, P. 84

Рисунки

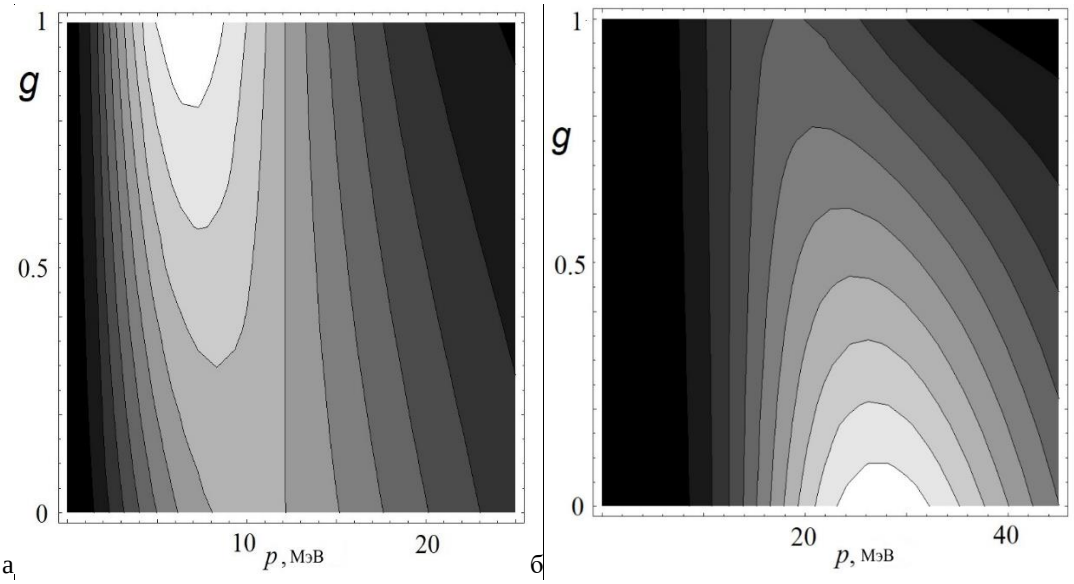
Рис. 1. Зависимость средней энергии нейтрино $\langle p \rangle_l$ от относительной длины пробега l / l_{tp} при начальном значении $\langle p \rangle_0 = 10$ МэВ и температурах $T = 5$ МэВ — сплошная и штрихпунктирная линии, и $T = 10$ МэВ — пунктирная и штрих-трёхпунктирная линии. Влияние эффекта переноса энергии показано штрихпунктирной и штрих-трёхпунктирной линиями, тогда как сплошная и пунктирная линии соответствуют результатам с учётом диффузионного члена для распределения Максвелла – Больцмана.

Рис. 2. Энергетическая зависимость потока нейтрино — а (слева) и скорости счёта (см. Ур. (11)) — б (справа) в зависимости от значения параметра смешивания ароматов g при средних энергиях тяжёлолептонных $\langle p \rangle_{\text{h}} = 15$ МэВ и электронных $\langle p \rangle_{\text{e}} = 10$ МэВ компонент нейтрино. Границы серых областей соответствуют изолиниям постоянных величин (в произвольных единицах) с равномерным шагом в интервале от 0 до 0.08 для спектра и до 1300 для сигнальных событий.

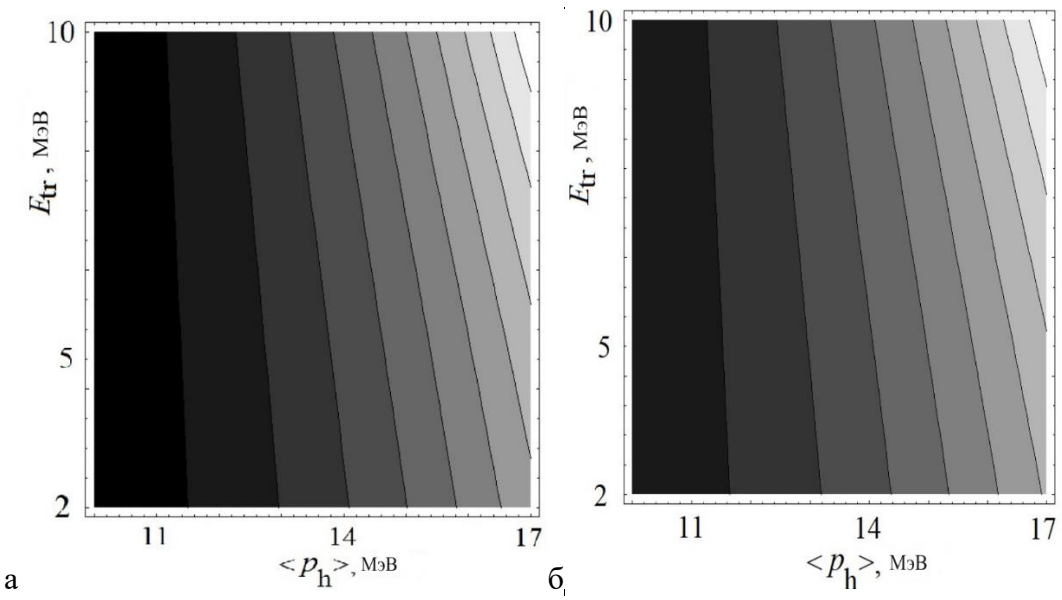
Рис. 3. Зависимость относительной скорости счёта (см. Ур. (12)) от пороговой энергии при средних энергиях нейтрино электронного аромата $\langle p \rangle_{\text{e}} = 10$ МэВ и тяжёлолептонной компоненты $\langle p \rangle_{\text{h}}$, изменяющейся от 10 до 17 МэВ: а (слева) — нормальный порядок (НП), б (справа) — обратный порядок (ОП) масс. Контуры представляют изолинии постоянного значения $R_{\text{SN}}(E_{\text{th}})/R_0$ (см. текст) с равномерным шагом в интервале от 1 до 5 (а) и 10.5 (б) для НП и ОП масс, соответственно.



Кондратьев и др. **Рис. 1.**



Кондратьев и др. **Рис. 2.**



а б

Кондратьев и др. **Рис. 3.**