

ИЗМЕРЕНИЕ МАСС МЮОННЫХ И τ -НЕЙТРИНО ПРИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРИНО ОТ КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД С ПОМОЩЬЮ УГЛЕВОДОРОДНЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

О.Г.Ряжская, В.Г.Рясный

*Институт ядерных исследований РАН
117312 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 января 1993 г.

Регистрация нейтринного излучения от гравитационного коллапса звезды низкофоновыми подземными сцинтилляционными детекторами даст возможность, помимо уточнения предела на массу ν_e , измерить методом времени пролета массы ν_μ и/или ν_τ либо установить пределы на их значения на уровне 50–100 эВ.

В предыдущей статье ¹ мы рассмотрели возможность выделения реакций возбуждения углерода:

$$\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \nu - 15,11 \text{ МэВ}, \quad (1)$$

$$\nu = \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$$

идущих на фоне νe -рассеяния и обратного β -распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ - 1,8 \text{ МэВ}, \quad (2)$$

при регистрации нейтрино от коллапсирующей звезды подземными низкофоновыми сцинтилляционными детекторами большого объема на основе углеводородных сцинтилляторов. Реакции (2) дают большую часть (80–90%) эффекта в детекторах этого типа. Часть этих взаимодействий может быть идентифицирована по сопутствующему радиационному захвату нейтронов водородом:

$$n + p \rightarrow d + \gamma + 2,2 \text{ МэВ}, \quad \tau \simeq 185 \text{ мкс}, \quad (3)$$

что дает возможность разделить массив событий на группы " ν_e " и " $\nu_{\mu,\tau}$ ". Сравнение этих групп событий позволяет выделить реакции (1), 90–95% которых вызвана $\nu_{\mu,\tau}\bar{\nu}_{\mu,\tau}$.

Реализация описанного в ¹ метода разделения требует низкой частоты имитации событий, а также высокой эффективности регистрации γ -квантов как с энергией 15 МэВ, излучаемых при снятии возбуждения углерода, так и 2,2 МэВ – от радиационного захвата нейтронов (3). Кроме того, масса детектора должна быть достаточной для получения хорошей статистики взаимодействий. Такими характеристиками обладают установки на основе уайт-спирита: Артемовский сцинтилляционный детектор (АСД, ²), установленный в соляной шахте в Донбассе; Liquid Scintillation Detector (LSD, ³) в туннеле под Монбланом и Large Volume Detector (LVD, ⁴) в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия),

В таблице приведены оценки ожидаемого эффекта в АСД, LSD и LVD. Здесь для расчета количества взаимодействий (1) мы использовали сечение ⁵, подтвержденное экспериментально ⁶. Предполагалось, что спектры нейтрино имеют вид ⁷:

$$\varphi(E_\nu) = \frac{C\epsilon^2}{1 + \exp(\epsilon)} \exp(-\alpha\epsilon^2), \quad (4)$$

где $C = \text{const}$ и определяется энергией нейтринного потока, которую мы принимали равной 10^{53} эрг для $\bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ и $1,1 \cdot 10^{53}$ эрг – для ν_e ; $\epsilon = E_\nu / (kT)$ ($kT(\nu_e) = 3,5$ МэВ; $kT(\bar{\nu}_e) = 4,5$ МэВ и $kT(\nu_\mu, \tau, \bar{\nu}_\mu, \tau) = 8$ МэВ); $\alpha(\nu_e) = 0,01$; $\alpha(\bar{\nu}_e) = 0,02$ и $\alpha(\nu_\mu, \tau, \bar{\nu}_\mu, \tau) = 0$. Спектры мюонных и τ -нейтрино, таким образом, имеют ферми-дираковскую форму с нулевым химпотенциалом.

Количество взаимодействий нейтрино, регистрируемое в сцинтилляционных установках при коллапсе звезды на расстоянии $D = 10$ кпс. χ – параметр отбора взаимодействий (1) (см. текст)

Детектор	Масса, тонн	Количество взаимодействий			χ диапазон 11–18 МэВ
		$\bar{\nu}_e p$	νe^-	$\nu^{12}C$	
АСД	105	57	2,1	9,5	2,4
LSD	90	45	1,8	5,2	0,6
проект	1840	924	36,3	102	0,6
LVD действ.	368	185	7,3	20	0,6

Бруенн и Хакстон ⁸ рассчитали форму спектра $\nu_\mu, \tau, \bar{\nu}_\mu, \tau$ на начальной стадии коллапса с учетом неупругого рассеяния нейтрино на ядрах вещества звезды, идущего через нейтральные токи. Результат можно аппроксимировать выражением:

$$\varphi(E_\nu) = \frac{C\epsilon^2}{1 + \exp(\epsilon - \mu)}; \quad kT = 6 \text{ МэВ}; \quad \mu = 2,85, \quad (5)$$

то есть учет неупругих взаимодействий смягчает спектр нейтрино, по крайней мере, на стадии существования ударной волны. Если использовать спектр (5), то данные в последних двух колонках таблицы должны быть уменьшены примерно на треть.

Итак, для отбора реакций возбуждения углерода через нейтральные токи события, зарегистрированные в амплитудном диапазоне 11–18 МэВ, разбиваются на 2 группы по признаку наличия или отсутствия сопутствующих реакций (3).

В результате в $\bar{\nu}_e$ -группу войдут только импульсы от реакций (2), а в $\nu_{\mu,\tau}$ -группе останется смесь событий (1) и (2). Соотношение импульсов χ от разных реакций в $\nu_{\mu,\tau}$ -группе будет зависеть от эффективности регистрации нейтронов и γ -квантов с энергией 15,1 МэВ.

Если нейтрино имеют массу покоя и существует иерархия масс, средние задержки в приходе импульсов для двух групп событий будут различными. Разница в моментах прихода двух нейтрино с разными массами и энергиями, излученных одновременно на расстоянии D от детектора, составляет:

$$\Delta t = \frac{D}{2c} \left[\left(\frac{m_1}{E_1} \right)^2 - \left(\frac{m_2}{E_2} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где m выражено в эВ. Будем считать для простоты, что существует 2 типа нейтрино с различными массами, и заменим индекс 1 на τ , а 2 – на e . Усредняя по энергетическим спектрам, получим:

$$\overline{\Delta t} = \frac{D}{2c} \left[\left(\frac{m_\tau}{kT_\tau} \right)^2 \frac{I_{0\tau}}{I_{2\tau}} - \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^2 \frac{I_{0e}}{I_{2e}} \right], \quad (7)$$

где $I_{li} = \int_{E_{min}/(kT_i)}^{E_{max}/(kT_i)} \epsilon^{l-2} \varphi_i(\epsilon) d\epsilon$; E_{min} и E_{max} – минимальная и максимальная энергии участвующих в реакции нейтрино, равные, соответственно, 15, 11 МэВ и ∞ для $\nu_{\mu,\tau}, \bar{\nu}_{\mu,\tau}$; (11+1,8) и (18+1,8) МэВ – для $\bar{\nu}_e$. Индекс i связан с типом нейтрино, индекс l – с показателем степени ϵ под интегралом.

Если временной ход светимости почти идентичен для $\bar{\nu}_e$ и $\nu_{\mu,\tau}, \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ (это подтверждается результатами моделирования гравитационного коллапса звезды), то соотношение (7) остается справедливым и для задержки между центрами тяжести пачек событий с энергиями около 15 МэВ, вызванных различными типами нейтрино. Можно показать, что задержка смешанной пачки, состоящей из N_τ взаимодействий (1) и N_e – (2), относительно $\bar{\nu}_e$ -группы событий составит:

$$\overline{\Delta t_m} = \frac{N_\tau}{N_e + N_\tau} \overline{\Delta t} = \frac{\chi}{1 + \chi} \overline{\Delta t}; \quad \chi = \frac{N_\tau}{N_e}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) получаем выражение для определения m_τ :

$$\frac{m_\tau}{kT_\tau} = \left[1,94 \frac{1 + \chi}{\chi} \left(\frac{10 \text{кпс}}{D} \right) \overline{\Delta t_m} + \left(\frac{m_e}{kT_e} \right)^2 \frac{I_{0e}}{I_{2e}} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{I_{2\tau}}{I_{0\tau}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

где массы выражены в эВ, kT – в МэВ, $\overline{\Delta t_m}$ – в с, а D – в кпс.

Минимальная измеримая данным методом масса нейтрино зависит от точности определения задержки $\overline{\Delta t_m}$. Считая, что временное распределение импульсов равномерно внутри пачки нейтринных событий, получим для $(\overline{\Delta t_m})_{min}$:

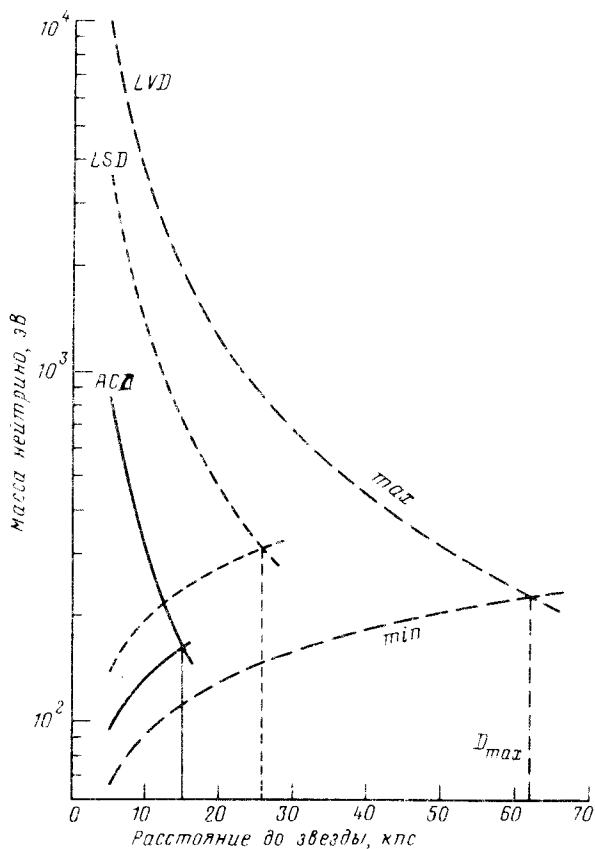
$$(\overline{\Delta t_m})_{min} \approx \delta \left[\frac{N_1^2 + N_2^2}{N_1^2 N_2^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

где δ – длительность пачки, N_1 и N_2 – число импульсов в $\bar{\nu}_e$ - и $\nu_{\mu,\tau}$ -группах событий.

Если m_τ достаточно велико, то пачка событий "расплывается" и теряется в фоне. Уширение для $\nu_{\mu,\tau}$ -группы целиком определяется задержкой прихода $\nu_{\mu,\tau}, \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ с энергиями 15,1 МэВ. Если считать условием детектирования нейтрино превышение количества нейтринных взаимодействий над числом фоновых импульсов в течение длительности пачки, то $(m_\tau)_{max}$ определится из:

$$(m_\tau)_{max} = 21,1 \left(\frac{N_2}{n_b} \cdot \frac{10 \text{кпс}}{D} \right)^{\frac{1}{2}} \text{эВ}, \quad (11)$$

где n_b – скорость счета фона (с^{-1}).



Зависимость максимальной и минимальной детектируемой массы нейтрино от расстояния до коллапсирующей звезды. Вертикальные линии показывают максимальные расстояния применения описываемого метода для различных установок

Зависимости $(m_\tau)_{min}$ и $(m_\tau)_{max}$ от D приведены на рисунке для случая $kT_\tau = 8 \text{МэВ}$ и $\mu = 0$. При расчете использованы данные таблицы и значения $\delta = 20 \text{с}$, $m_e = 10 \text{эВ}$. Если $m_e \leq 10 \text{эВ}$, что соответствует современному пределу на массу ν_e ^{9,10}, значение $(m_\tau)_{min}$ слабо зависит от m_e .

Оценки $(m_\tau)_{min}$ и $(\mu_\tau)_{max}$ для LVD следует, по-видимому, рассматривать как консервативные, так как при достаточно высокой статистике взаимодействий (1) и (2) сравнение амплитудных и временных распределений в двух группах событий приведет к более точному определению масс ν_μ и/или ν_τ . Интересно, что для больших масс нейтрино, когда уширение пачки импульсов значительно превышает длительность нейтринной вспышки, по времени прихода импульса можно определить энергию $\nu_{\mu,\tau}$.

Значение D , при котором $(m_\tau)_{min} = (m_\tau)_{max}$, можно рассматривать как предельную дальность применения данного метода, D_{max} . Для АСД, LSD, LVD и первой башни LVD (368 тонн сцинтиллятора) D_{max} равно 16, 26, 62 и 51 кпс, соответственно (см. рис.). Таким образом, уже первая башня LVD имеет возможность измерить m_τ для коллапса звезды в любом месте Галактики. Для установки LVD с проектной массой такая возможность сохраняется и при гравитационном коллапсе в Магеллановых облаках. D_{max} для АСД и LSD соответствует наблюдению 87% и 98% звезда Галактики¹¹.

Таким образом, можно ожидать, что регистрация нейтринного излучения от гравитационного коллапса звезды низкофоновыми подземными сцинтилляционными детекторами даст возможность методом времени пролета измерить массы ν_μ и/или ν_τ , либо установить пределы на их значения на уровне 50–100 эВ.

Авторы признательны С.П.Михееву и А.Ю.Смирнову за обсуждение данной работы.

-
1. О.Г.Ряжская, В.Г.Ряжный, Письма в ЖЭТФ, **56**, 433 (1992).
 2. В.И.Береснев и др., ПТО, **16**, 48 (1981); V.I.Beresnev et al., Proc. 16 ICRC, **10**, 293 (1979).
 3. G.Badino et al., Nuovo Cim., C **7**, 573 (1984).
 4. C.Alberini et al., Nuovo Cim., C9, 237 (1986).
 5. M.Fukugita, Y.Kobayama, and K.Kubodera Phys. Lett. B, **212**, 139 (1988).
 6. B.Bodman et al., Phys. Lett. B, **167**, 321 (1991).
 7. Л.К.Надежин, И.В.Отрошенко, Астрон. журнал **57**, 78 (1980).
 8. S.W.Bruen, W.C.Haxton, Astrophys. J., **376**, 678 (1991).
 9. J.F.Wilkerson et al., Neutrino'90, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **19**, 215 (1991).
 10. M.Fritshi et al., Neutrino'90, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **19**, 205 (1991).
 11. J.N.Bahcall and Tsvi Piran, Astrophys. J. Lett., **267**, L77 (1983).