

## РАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД НЕЙТРАЛЬНОГО ЛЕПТОНА — МЕХАНИЗМ СРЫВА ОБОЛОЧЕК СВЕРХНОВЫХ?

Г.Т.Зацепин, А.Ю.Смирнов

Рождение в ядре сверхновой нейтрального лептона  $L^0$  с массой порядка нескольких Мэв и его радиационный распад  $L^0 \rightarrow L^{0'}\gamma$  в оболочке может приводить к срыву последней.  $L^0$  может быть идентифицирован с  $\tau$ -нейтрино,  $L^{0'}$  — с  $\nu_e$  или  $\nu_\mu$ .

**1. Механизм.** Существуют трудности в объяснении срыва оболочек сверхновых (см., например, [1, 2] и ссылки в них). Они обусловлены в первую очередь недостаточно эффективным переносом энергии и импульса из коллапсирующего ядра оболочку, хотя полная энергия коллапса, выделяемая в форме нейтрино ( $W_0 \sim 5 \cdot 10^{53}$  эрг) на много превышает энергию срыва ( $\lesssim 10^{52}$  эрг). В связи с этим обсудим следующий возможный механизм.

На поздних стадиях эволюции массивных звезд ( $M \gtrsim 8M_\odot$ ) в результате фоторасщепления ядер и нейтронизации вещества происходит коллапс Fe — Ni-ядра звезды. Радиус ядра (с массой  $\sim 1,4 M_\odot$ ) изменяется от  $10^8$  до  $10^6$  см, увеличиваются его плотность и температура, ядро становится непрозрачным для нейтрино, причем на границе области непрозрачности  $T_H \sim 5 \cdot 10^{10}$  К. Предположим: а) существует нейтральный лептон  $L^0$  с массой порядка нескольких Мэв ( $m_L \lesssim 3kT \approx 15$  Мэв), так что на описанной выше стадии эволюции станет возможной генерация  $L^0$  в ядре ( $e^+e^- \rightarrow \bar{L}^0 L^0$ ; плазмон  $\rightarrow \bar{L}^0 L^0$  и т.д.). б) Лептоны  $L^0$  выходя из ядра испытывают во внутренних слоях оболочки радиационный распад  $L^0 \rightarrow L^{0'}\gamma$  ( $L^{0'}$  — более легкий, возможно безмассовый лептон.) Практически мгновенное поглощение распадных  $\gamma$ -квантов и является механизмом эффективного выделения в оболочке энергии коллапса и переноса импульса. Полная энергия, уносимая из ядра  $L^0$ -лептонами,  $W(L^0)$ , зависит от  $m_L$ , и в случае  $m_L \ll 3kT$  возможно приближительное равенство  $W(L^0) \approx W(\nu_e) \approx W(\nu_\mu) \approx \dots$  [1, 2]. Т.е. энергия, выделяемая в оболочке, равна:  $W(\gamma) \lesssim W_0/2n$ , где  $W_0 \approx 5 \cdot 10^{53}$ ,  $n$  — число типов нейтрино, фактор 2 учитывает, что в  $\gamma$ -квант переходит в среднем половина энергии  $L^0$ . Для  $n = 3$  и  $m_L = (1 \div 2)$  Мэв  $W(\gamma) \approx 8 \cdot 10^{52}$  эрг — значительно больше энергии срыва.

**2. Допустимо ли существование такого  $L^0$ ?** Из условия, что  $L^0$ , выходящие из ядра со средней энергией  $\sim 10$  Мэв распадаются во внутренних слоях оболочки, т.е.  $l_{\text{расп}} \approx 10^8$  см получим для времени жизни ( $\tau$ ):

$$\frac{\tau}{m_L \text{ (в Мэв)}} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ сек.} \quad (1)$$

Существование  $L^\circ$  с такими параметрами ( $m_L \sim$  нсек  $\cdot$  МэВ) не запрещается космологическими [3 – 5] и астрофизическими [6] ограничениями, в частности, поток  $\gamma$ -излучения от распадов  $L^\circ$  будет практически полностью поглощен во внешних слоях оболочки и вклад в изотропный  $\gamma$ -фон во Вселенной будет пренебрежимо малым ( $\sim 10^{-12}$  см<sup>3</sup>  $\cdot$  сек  $\times$  стерад<sup>-1</sup>).  $L^\circ \rightarrow \bar{L}^\circ \gamma$  – распад описывается вершиной, имеющей вид взаимодействия фотона с недиагональным магнитным моментом ( $f$ ) пары  $L^\circ L^\circ'$  [7, 8] амплитуда распада  $A \approx ef/2 m_e \bar{u}_L k_\nu \sigma^{\mu\nu} u_L \epsilon_\mu$ , где  $f$  в магнетонах Бора,  $m_e$  – масса электрона,  $\epsilon^\mu$  и  $k^\nu$  – вектор поляризации и 4-импульс фотона соответственно). Вычисляя вероятность распада ( $\Gamma \sim f^2 m_L^3$ ) и подставляя ее в (1), получим условие

$$f m_L^2 (\text{МэВ}) = 7 \cdot 10^{-8}. \quad (2)$$

Таким образом все дополнительные взаимодействия, являющиеся следствием существования распада  $L^\circ \rightarrow L^\circ' \gamma$  будут пропорциональны  $f^2 \approx 5 \cdot 10^{-15} m_L^{-4}$ . Отношение вероятности радиационного рождения пары  $L^\circ L^\circ'$  – ( $\sigma_{LL}$ ) к соответствующей вероятности рождения  $e^+e^-$  в произвольном процессе:

$$\frac{\sigma_{LL}}{\sigma_{e^+e^-}} \sim \frac{f^2}{4m_e^2} S \quad (3)$$

здесь  $S$  – квадрат полной энергии пары в СЦИ. Для  $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \bar{L}^\circ L^\circ'$  и  $S \sim (5 \text{ МэВ})^2$ , например,  $\sigma_{LL} / \sigma_{e^+e^-} \approx 10^{-7} m_L^{-4}$  (в МэВ) – на много ниже экспериментально наблюдаемых значений. При таких  $S$  более вероятным будет процесс  $e^+e^- \rightarrow \bar{L}^\circ L^\circ'$ , обусловленный слабыми нейтральными токами. Существование вершины  $\bar{L}^\circ L^\circ' \gamma$  предполагает также рассеяние  $L^\circ$  и  $L^\circ'$  на заряженных частицах за счет обмена фотоном:  $L^\circ e \rightarrow L^\circ' e$ ,  $L^\circ p \rightarrow L^\circ' p$  и т.д. Сечения этих процессов ( $\sigma_{ЭМ}$ ) изменяются с энергией логарифмически и могут превышать сечения слабых взаимодействий ( $\sigma_{Н.Т.}$ ) при малых  $S$ . Для рассеяния на электроне с  $S \sim (20 \text{ МэВ})^2$  получаем  $\sigma_{ЭМ} \approx 10^{-40} \text{ см}^2 / m_L^4$  (в МэВ) и  $\sigma_{ЭМ} > \sigma_{Н.Т.}$  при  $m_L \lesssim 2 \text{ МэВ}$ . Для рассеяния  $L^\circ$  с  $E \sim 10 \text{ МэВ}$  на покоящемся протоне  $\sigma_{ЭМ} \sim 10^{-40} \text{ см}^2 / m_L^4$  (в МэВ) и  $\sigma_{ЭМ} > \sigma_{Н.Т.}$  при  $m_L \lesssim 1,5 \text{ МэВ}$ . Отсюда следует в частности, что дополнительная непрозрачность ядра сверхновой для  $L^\circ$  из-за электромагнитного рассеяния на  $e$  и  $p$  не возникнет при  $m_L \gtrsim 2 \text{ МэВ}$ .

Можно ли описать столь быстрый распад  $L^\circ \rightarrow L^\circ' \gamma$  (1) в калибровочных теориях? Наибольшие вероятности таких распадов предсказываются в схемах с  $RL$  (или  $LR$ ) переходом [7,8]:  $L^\circ_R \rightarrow W^+ M^- \rightarrow L^\circ'_L$  (здесь правая компонента  $L^\circ$  переходит в левую  $L^\circ'$ ;  $M^-$  – новый тяжелый лептон). В схеме  $SU_2 \times U_1$  с дублетами  $(L^\circ', \cos \alpha M^- + \dots)_L$ ,  $(L^\circ, M)_R$  получаем  $f = G_F 2 m_e 2 m_M / \sqrt{2} \pi^2$  и из (2)  $m_M \cos \alpha \approx 40 \text{ ГэВ} / m_L^2$  (в МэВ)

3. Можно ли  $L^\circ$  и  $L^\circ'$  идентифицировать с известными типами нейтрино?

По величине массы  $m_L \gtrsim 2 \text{ МэВ}$  в качестве  $L^\circ$  допускается только  $\tau$ -нейтрино.  $L^\circ'$  можно отождествить с  $\nu_e$  или  $\nu_\mu$ : дополнительные

вклады реакций  $\nu_e e \rightarrow L^0 e$  или  $\nu_\mu e \rightarrow L^0 e$  в процессы рассеяния  $\bar{\nu}_e e$  [9] и  $\nu_\mu e$  [10] соответственно не будут противоречить экспериментальным данным при  $m_L > 3$  мэВ.

Авторы признательны Г.В.Домогацкому и Ю.С.Копысову за обсуждение этой работы.

Институт ядерных исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
25 июля 1978 г.

### Литература

- [1] G.V.Domogatsky, V.S.Imshennik, D.K.Nadyozhin. Proc. of "Neutrino-77" Moscow, "Nauka", 1, 85, 1978.
  - [2] D.N.Schramm. Proc. of Neutrino-77, Moscow, "Nauka", 1, 131, 1978.
  - [3] М.И.Высотский, А.Д.Долгов, Я.Б.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, 26, 200, 1977.
  - [4] B.W.Lee, S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 39, 165, 1977.
  - [5] D.A'Dicus et al. Phys. Rev. Lett., 39, 169, 1977.
  - [6] R.Cowsik. Phys. Rev. Lett., 39, 784, 1977.
  - [7] J.E.Kim. Phys. Rev., D14, 3000, 1976.
  - [8] T.Goldman, G.I.Stephenson. Phys. Rev., D 16, 2256, 1977.
  - [9] F.Reines, H.S.Gurr, H.W.Sobel. Phys. Rev. Lett., 36, 315, 1976.
  - [10] J.Blietschau et al. Phys. Lett., 73B, 232, 1978.
-