

НЕЙТРИННЫЙ МЕХАНИЗМ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ УГЛЕРОДА, ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ ЗВЕЗД И ВСПЫШКИ СВЕРХНОВЫХ

*С.С.Герштейн, Л.Н.Иванова, В.С.Имшенник, М.Ю.Хлопов,
В.М.Чечеткин*

Учет нейтринного переноса энергии при взрывах углеродных ядер звезд ведет для плотностей $3 \cdot 10^9 < \rho_c < 8,4 \cdot 10^9$ г/см³ к разлету с кинетической энергией до 10^{51} эрг (Сверхновая II типа), а для $\rho_c > 8,4 \cdot 10^9$ г/см³ к образованию нейтронных звезд с $M \approx 1,4 M_{\odot}$ и сбросу оболочки, характерному для Сверхновых I типа.

Теория поздних стадий эволюции звезд приводит к выводу, что во всех звездах главной последовательности с массами $(4 \div 10) M_{\odot}$ пос-

ле выгорания гелия в центре образуются одинаковые сильно вырожденные ядра с массой $M = 1,4M_{\odot}$, в которых при значениях центральной плотности $\rho_c = 3 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ и температуре $T_c = 3 \cdot 10^8 \text{ К}$ начинается взрывное горение углерода [1]¹⁾. Гидродинамическая теория термоядерного взрыва с указанными параметрами показала, что происходит полный разлет звезды с довольно небольшой по сравнению с наблюдаемыми энергиями вспышек Сверхновых кинетической энергией $< 10^{50} \text{ эрг}$ [4]. Взрыв развивается в пульсационном режиме, причем выделение термоядерной энергии горения углерода в значительной степени компенсируется нейтринными потерями. В нейтринных потерях энергии доминируют процессы захвата электронов ядрами группы железа, являющимися продуктами горения углерода. Таким образом, хотя этот взрыв может быть моделью вспышки Сверхновой, его кинетическая энергия недостаточно велика, и в нем не возникает правителем связанного остатка в виде нейтринной звезды — пульсара.

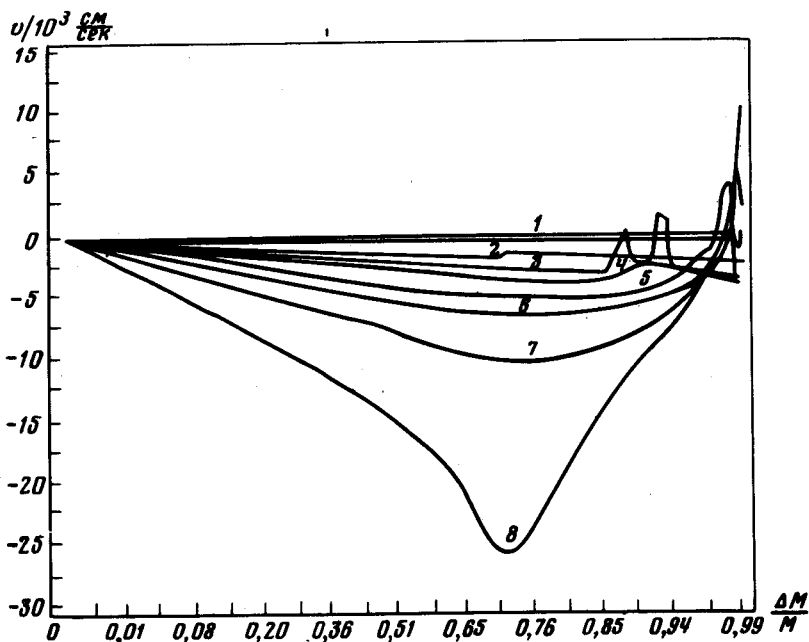
В работе [5] было высказано предположение, что большую роль в развитии взрыва может играть нейтронный перенос энергии из центральных, уже сгоревших, областей звезды во внешние несгоревшие слои. Главным механизмом такого переноса оказалось ν -рассеяние нейтрино на релятивистских вырожденных электронах внешних слоев (в условиях малой непрозрачности). Нейтринный перенос обеспечивает поджигание новых слоев углерода и распространение горения от центра звезды к ее поверхности. Мы включили такой перенос в само согласованную программу расчета [4, 8] термоядерного взрыва углеродного ядра звезды²⁾.

Для параметров расчета [4] ($\rho_c = 3 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$) нейтринный перенос энергии не приводит к заметному изменению результатов, поскольку энергия нейтринного излучения невелика. Однако согласно теории эволюции величина ρ_c может возрасти в несколько раз [7] (с некоторым уменьшением температуры $T_c = 1 \cdot 10^8 \text{ К}$), если, например, эволюция звезды происходит в составе тесной двойной системы, где имеется обмен массами между компаньонами. Поэтому естественно рассматривать взрыв углеродного ядра звезды с повышенной плотностью $3 \cdot 10^9 < \rho_c < 3 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$. (При $\rho_c > 3 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ углеродное ядро звезды коллапсирует за счет захвата электронов ядрами самого углерода). В указанной области, очевидно, и должен наступить переход от полного разлета к коллапсу, инициированному термоядер-

1) Менее массивные звезды превращаются в белые карлики, а более массивные достигают конечной стадии образования центрального железного ядра [1] и коллапсируют в нейтронные звезды (не исключая также возможности рождения черных дыр [2]). Вспышки Сверхновых в последнем случае не получают объяснения [3].

2) Заметим, что нейтринный механизм переноса обеспечивает дефлаграционный режим горения, который при подходящих условиях переходит в детонацию. Таким образом становится излишней гипотеза о детонационном режиме горения без дефлакации (см., например, [6]).

ным горением углерода. Для детонационного режима этот переход наступал при $\rho_c = 2 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ [6]; в наших расчетах, не использующих гипотезу детонационного горения (без учета нейтринного прогрева), этот предел оказался гораздо ниже: $\rho_c = 5 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ [8]. При $\rho_c = 5 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ происходил коллапс железного ядра, образовавшегося из сгоревшего целиком углерода, без какого либо сброса оболочки.



Профили скорости v в зависимости от доли массы ядра звезды $\Delta M/M$ ($T = 1,4 M_{\odot}$) для различных последовательных моментов времени 1 — 8

В данной статье мы представляем некоторые результаты расчетов термоядерного взрыва углеродного ядра звезды с учетом нейтринного прогрева внешних слоев благодаря νe -рассеянию. Вариант с очень большой центральной плотностью $\rho_c = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ и $T_c = 3 \cdot 10^8 \text{ К}$ коллапсировал. Тем не менее, нейтринный прогрев вызвал в самых внешних слоях образование сильной детонационной волны и кратковременное расширение внешней поверхности ядра звезды. При этом расширении была произведена работа над наружной оболочкой $\sim 2 \cdot 10^{49} \text{ эрг}$, вполне достаточная для сброса такой оболочки. Почти такая же работа была получена для других коллапсирующих вариантов: (а) $\rho_c = 8,4 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, $T_c = 1 \cdot 10^8 \text{ К}$; (б) $\rho_c = 8,4 \cdot 10^9$, $T_c = 3 \cdot 10^8 \text{ К}$. На рисунке для варианта (а) показаны профили скорости в различные моменты времени. Видно, как развивается коллапс центральных областей с характерным расположением максимума отрицательной скорости при $\Delta M = 1 M_{\odot}$. Положительные скорости имеются для ряда последних моментов времени в небольшой доле массы. (В отсутствие нейтринного прогрева [8] положительные скорости нигде не возникали).

Для варианта $\rho_c = 8,4 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ и $T_c = 3 \cdot 10^8 \text{ К}$ результаты оказались весьма чувствительны к деталям учета нейтринных потерь (небольшое за-

вышение потерь приводило к коллапсу, а занижение — к полному разлету). Это связано с тем, что вблизи значения $\rho_c = 8,4 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ находится граница между коллапсирующими и разлетающимися ядрами звезд. Таким образом, соответствующая граничная плотность возросла при учете нейтринного прогрева почти вдвое (ср. [8]).

На основе сделанных расчетов можно высказать рабочую гипотезу о механизме вспышек Сверхновых. Углеродные вырожденные ядра, которые к моменту взрыва имеют достаточно низкие центральные плотности $3 \cdot 10^9 < \rho_c < 8 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, взрываются как Сверхновые II типа с большой вариацией энергии $10^{50} - 10^{51} \text{ эрг}$ и свойств наружных, вообще говоря, протяженных оболочек. Наиболее мощные из них возможно входят в состав тесных двойных систем. (При $\rho_c = 5 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ расчет дал для энергии разлета величину $1,7 \cdot 10^{51} \text{ эрг}$).

Углеродные ядра с высокой плотностью $\rho_c > 8 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ почти определенно являются компаньонами тесных двойных систем. Они, вероятно, лишены протяженных оболочек и наверняка испытывают коллапс с выделением энергии $\sim 2 \cdot 10^{49} \text{ эрг}$ в наружную оболочку. Такая энергия заведомо достаточна для сброса оболочки (энергия связи которых на один — два порядка меньше). В результате получаются нейтронные звезды с массой $M \approx 1,4 M_\odot$. Такое значение массы хорошо согласуется с диапазоном масс нейтронных звезд $(1,2 - 1,8) M_\odot$, определенным по наблюдениям в двойных системах [9].

После образования нейтронной звезды в этом случае может начаться процесс медленного выделения энергии в окружающее пространство [10]. При этом кинетическая энергия выброшенной оболочки может возрасти на порядок. Такой процесс двухэтапного выброса оболочки можно поставить в соответствие Сверхновым I типа (по характеру кривых блеска и спектральных особенностей). Отметим, что вторая стадия процесса аналогична медленному выделению энергии у сколлапсировавших железных ядер [2].

Авторы искренне благодарны за помощь в проведении расчетов Л.Г.Каминскому и В.Н.Фоломешкину, за полезные обсуждения Я.Б.Зельдовичу, А.А.Логонову и Д.К.Надежину и за помощь в оформлении работы М.П.Хлоповой.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
15 июня 1977 г.

Литература

- [1] Z.Barkat. Ann. Rev. Astron. Ap., 13, 45, 1975.
- [2] Д.К.Надежин. Препринты ИПМ АН СССР, № 98, № 106, 1975; № 26, 1976.
- [3] V.M.Chechetkin, V.S.Imshennik, L.M.Ivanova, D.K.Nadyozhin. Supernovae, ed D.N.Schramm, p. 159, 1977.
- [4] Л.Н.Иванова, В.С.Имшенник, В.М.Чечеткин. Астрон. ж., 54, № 2, № 3, 1977.
- [5] С.С.Герштейн, В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, В.Н.Фоломешкин, М.Ю.Хлопов, В.М.Чечеткин, Р.А.Эрамжан. ЖЭТФ, 69, 1473, 1975.

- [6] S.W.Brueen. *Astrophys. J. Suppl.*, 24, 283, 1972.
- [7] E.V.Ergma, A.V.Tutukov. *Acta Astron.*, 26, 69, 1976.
- [8] Л.Н.Иванова, В.С.Имшенник, В.М.Чечеткин. *Астрон. ж.*, 54, № 5, 1977.
- [9] S.A.Rappaport, P.C.Joss. *Texas Symposium, Boston, USA*, 1976.
- [10] Д.К.Надежин, В.П.Утробин. *Препринты ИПМ АН СССР*, № 122, 1975; № 85, 1976.
-