

УДК 524.352-44

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ АККРЕЦИИ ВЕЩЕСТВА ОБОЛОЧКИ НА КОМПАКТНЫЙ ОСТАТОК СВЕРХНОВОЙ

© 2019 г. А. А. Филина^{1,2*}, И. А. Аникин^{3,2**}, А. А. Баранов^{4,2***}, В. М. Чечеткин^{3,1,2****}

¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

²Институт автоматизации и проектирования РАН, Москва, Россия

³Московский инженерно-физический институт,
Национальный исследовательский ядерный институт, Москва, Россия

⁴Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29.11.2017 г.; принята в печать 25.12.2017 г.

Цель предлагаемой работы — изучение аккреции вещества на компактный гравитирующий остаток (нейтронная звезда) центральной части разлетающейся оболочки сверхновой второго типа. Для получения структуры вещества в окрестности нейтронной звезды были проведены расчеты взрыва с энергетикой SN II. Энергия разлетающейся оболочки и параметры предсверхновой соответствуют известным значениям для SN 1987A. В работе продемонстрировано, что в результате такой аккреции у поверхности компактного остатка образуется слой достаточно плотного и горячего газа для протекания реакций нуклеосинтеза. Таким образом, одним из результатов нашей работы является демонстрация возможности протекания г и gbc-процесса или взрывного нуклеосинтеза в компактной оболочке нейтронной звезды. Вторым результатом — эффект получения линий излучения нестабильных элементов, образовавшихся в центральной части оболочки нейтронной звезды.

DOI: 10.1134/S0004629919010043

1. ВВЕДЕНИЕ

Вспышка сверхновой SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке занимает важное место в истории астрономических наблюдений. Вспышка была зафиксирована 24 февраля 1987 г. обсерваториями Южного полушария. В силу относительной близости события и развитости доступного на тот момент инструментария, вспышка сверхновой SN 1987A предоставила значительный объем наблюдательных данных во всех областях электромагнитного спектра [1].

Сверхновая SN 1987A наблюдалась в оптическом диапазоне лабораториями в Южном полушарии. Среди них стоит отметить СТЮ в Чили [2] и Южноафриканскую обсерваторию [3]. На полученных ими спектрах видны характерные провалы, соответствующие линиям поглощения водорода, что определяет SN 1987A как сверхновую второго типа.

Уже в первые недели после взрыва SN 1987A было замечено, что излучение сверхновой подпи-

тывается радиоактивным распадом ^{56}Co , являющегося продуктом распада ^{58}Ni , который образуется в центральных внутренних областях звезды в процессе взрыва [4]. Тот факт, что излучение ^{56}Co было зарегистрировано так рано, говорит о сильном перемешивании вещества за счет конвекции. Это также можно объяснить несимметричностью взрыва или полным разрушением звезды [5, 6].

Предшественником (предсверхновой) SN 1987A являлся голубой сверхгигант Sk-69 202 [7] с массой $M = 16\text{--}22 M_{\odot}$, история наблюдений за которым приведена в работе [8]. До получения сигнала в оптической части спектра на установках Kamiokande II [9], IMB [10] были зарегистрированы нейтринные сигналы. Нейтринный всплеск интерпретируется как свидетельство гравитационного коллапса ядра массивной звезды и образования компактного остатка: нейтронной звезды или черной дыры. Тем не менее на сегодняшний день никаких наблюдений, указывающих на существование компактного остатка, нет [11, 12].

Проблема существования компактного остатка от взрыва SN 1987A актуальна до сих пор. В частности, в работе [13] были описаны возможные ситуации, при которых компактный остаток существует, но его излучение невозможно детектировать

*E-mail: anastasia.a.filina@gmail.com

**E-mail: ivan.a.anikin@gmail.com

***E-mail: a.hc.baranov@gmail.com

****E-mail: chechetv@gmail.com

с учетом ограничений доступных нам инструментов. Первая такая возможность заключается в том, что после взрыва SN 1987A (сферически симметричного или с нарушением симметрии) практически вся оболочка сверхновой покидает окрестности компактного остатка. Это предположение для сферически симметричного случая оказалось неверно — соответствующий расчет приведен в работе [14]. Также указывается на возможность существования облака непрозрачной пыли, которое экранирует излучение компактного остатка. Это предположение по общему убеждению также неверно. Значительный интерес представляет случай несимметричного взрыва SN 1987A. Вопрос о структуре аккреционного диска в такой постановке задачи (а также и о самом его существовании) остается открытым.

Взрыв сверхновой 1987A относится к SN II; для этого типа сверхновых известно два механизма, позволяющих получить достаточную энергетику. Первый вариант — магнитно-ротационный механизм взрыва [15], второй — нейтринный механизм взрыва [16]. Второй вариант предполагает развитие крупномасштабной конвекции в центральной области протонейтронной звезды, что ведет к быстрому переносу высокоэнергичных нейтрино к отраженной ударной волне, образовавшейся при коллапсе ядра звезды. Современные модели взрыва SN 1987A идейно следуют нейтринному механизму взрыва и уточняют его. Для SN 1987A существует несколько 3D моделей, описывающих механизм взрыва сверхновой [17–19] и разлет оболочки (с сопутствующим анализом ее излучения) [20]. Именно поэтому данный расчет будет посвящен не разлетающейся газовой оболочке сверхновой, а веществу, которое из-за влияния гравитации нейтронной звезды, предположительно образовавшейся в результате взрыва сверхновой SN 1987A, остается в окрестности компактного остатка (возможность существования такой оболочки — компактной оболочки — было подтверждено в работе [14]). Наш интерес к компактной оболочке прежде всего связан с возможностью протекания реакций нуклеосинтеза в узком слое у самой поверхности нейтронной звезды. В данной работе будет проведен расчет структуры компактной оболочки и ее эволюции во времени. По этим данным мы оценим возможность нуклеосинтеза радиоактивных элементов в ней в состоянии ядерного равновесия и рассчитаем состав оболочки в результате взрывного нуклеосинтеза. Так же будет рассчитана оптическая толщина компактной оболочки для возможного излучения образовавшихся радиоактивных элементов. Параметры задачи подбирались таким образом, чтобы основные характеристики остатка соответствовали наблюдаемым величинам SN 1987A.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В первой части работы будет проведено моделирование сброса массивной оболочки звезды при взрыве сверхновой второго типа с образование компактного остатка — нейтронной звезды. Это подготовительная часть работы, необходимая для получения структуры газовой оболочки после взрыва сверхновой, которая нужна для всех последующих вычислений. Как уже говорилось, при взрыве сверхновой с данными параметрами в окрестности образовавшейся нейтронной звезды остается значительная масса газа, называемая компактной оболочкой. Во второй части работы будет рассчитана аккреция вещества из компактной оболочки на нейтронную звезду, разлетающаяся оболочка сверхновой в дальнейшем считается грубо. В третьей части работы будут проведены оценки возможности протекания реакций нуклеосинтеза в компактной оболочке. Также будет оценена возможность наблюдения излучения радиоактивных элементов, образовавшихся в ходе нуклеосинтеза.

Перейдем теперь к постановке задачи. Вследствие гравитационного коллапса центральной части звезды образуется ударная волна, проходящая через оболочку и ведущая к ее сбросу. Точный механизм ударной волны, процесс гравитационного коллапса и образования компактного объекта не рассматривались в данной работе, так как предполагалось, что на момент начала моделирования объект уже сформировался. Таким образом, все дальнейшие расчеты гидродинамики проводились с учетом источника гравитации, помещенного в начало координат и соответствующего образовавшейся в ходе коллапса протонейтронной звезде. Для моделирования структуры газовой оболочки после взрыва сверхновой применялся подход, аналогичный использовавшемуся в работе [14].

Рассмотрим математическую формулировку задачи. Уравнения газовой динамики в лагранжевых переменных для сферически симметричного случая выглядят следующим образом:

$$\frac{dr}{dt} = v \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -4vr^2 \frac{\partial P}{\partial m} - \frac{GM_c}{r^2} \quad (2)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + P \frac{d(1/\rho)}{dt} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial r^3}{\partial m} = \frac{3}{4\pi\rho} \quad (4)$$

Здесь r , m , t — радиальная, массовая и временная координаты соответственно, M_c — масса центрального гравитирующего объекта (эффекты

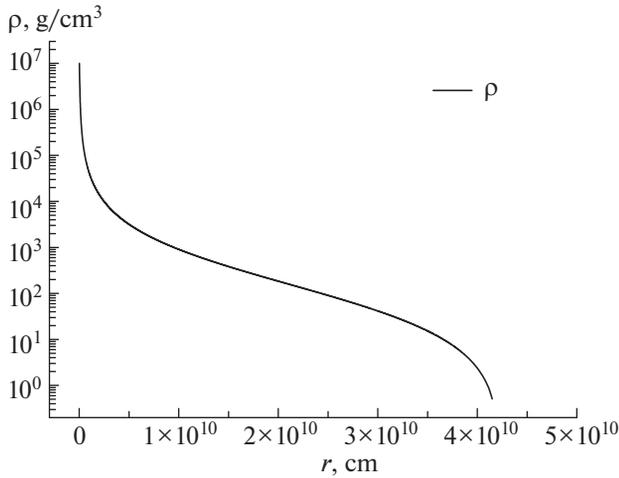


Рис. 1. Профиль плотности в начальный момент времени.

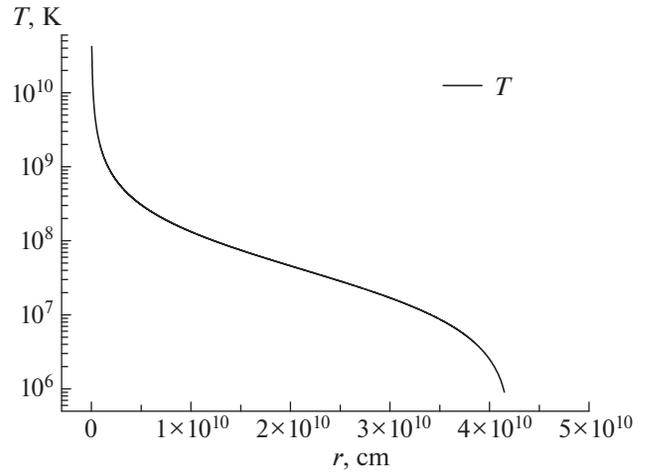


Рис. 2. Профиль температуры в начальный момент времени.

ОТО не учитываются — рассматривается ньютоновская теория), G — гравитационная постоянная, v — радиальная компонента скорости, P — давление, ρ — плотность, ε — удельная внутренняя энергия. Масса компактного остатка предполагалась равной массе $M_c = 1.35 M_\odot$. К этой системе добавлялось уравнение состояния идеального газа с адиабатическим индексом $\gamma = 5/3$:

$$P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon. \quad (5)$$

Границам расчетной области при решении этих уравнений соответствуют поверхность образовавшейся нейтронной звезды (левая граница, 10^6 см) и внешняя граница разлетающейся газовой оболочки (правая граница, значение определяется далее). При решении системы уравнений (1–4) использовались следующие граничные условия. На левой границе ставилось условие непротекания на протяжении всего времени счета. На правой границе использовалось историческое граничное условие на протяжении всего времени счета.

Начальное распределение плотности оболочки рассчитывалось исходя из решения уравнения гидростатического равновесия

$$\frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{GM_c}{4\pi r^4} \quad (6)$$

и уравнения политропы

$$P = K\rho^\gamma = K\rho^{1+\frac{1}{n}}, \quad (7)$$

где $n = \frac{1}{\gamma-1}$ — показатель политропы, K — константа. Масса предсверхновой бралась равной $M_{\text{full}} = 16 M_\odot$, плотность на левой границе $\rho_c = 10^7$ г/см³, координата правой границы однозначно определяется этими двумя параметрами.

Рождение ударной волны, ведущей к сбросу оболочки, моделировалось увеличением энергии

(кинетической или внутренней) в узком сферическом слое 1.0×10^6 см $< r < 3.5 \times 10^8$ см. Величина начального возмущения подбиралась таким образом, чтобы энергия разлетающейся газовой оболочки соответствовала типичной энергетике сверхновой 10^{51} эрг. На рис. 1 и 2 изображены начальные распределения плотности и температуры.

Для решения системы уравнений (1–4) использовалась разностная схема Крест [21]. Она имеет второй порядок точности по времени и координате, а также устойчива при выполнении критерия Куранта на шаг по времени.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ГИДРОДИНАМИКИ

На рис. 3 изображены профили скорости в различные моменты времени. Профили скорости на больших временах практически совпадают. На рис. 4 представлен график зависимости массы газа (скорость которого меньше второй космической — компактная оболочка) от времени. Видно, что как и в работе [14] масса компактной оболочки начиная с определенного времени становится постоянной, она равна $M_{\text{acc}} = 2.2 M_\odot$. Масса компактной оболочки значительно превосходит массу нейтронной звезды. Этот результат получается в результате моделирования взрыва вложением энергии в узкий слой в начале координат (поршень), что еще раз показывает физическую несостоятельность модели взрыва с использованием поршня. Большая масса компактной оболочки не влияет на эффекты, которые мы изучаем в этой работе.

На рис. 5 изображен график радиуса компактной оболочки в зависимости от времени. Движение правой границы всей газовой оболочки звезды показано на рис. 6. Из рис. 5 и 6 видно, что

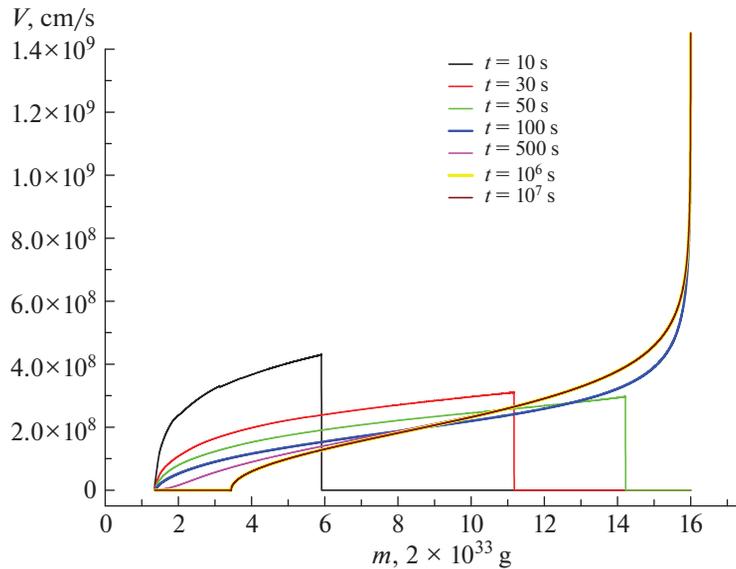


Рис. 3. Распределение скорости в оболочке сверхновой в различные моменты времени.

газ в компактной оболочке сначала расширяется с уменьшающейся скоростью, затем начинает сжиматься, в то время как остальной газ после взрыва сверхновой движется свободно. В дальнейшем будем интересоваться только компактной оболочкой, а эволюцию разлетающейся оболочки будем считать грубо.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА НУКЛЕОСИНТЕЗА

Расчеты взрывного нуклеосинтеза играют ключевую роль для установления связи между гидродинамическими моделями и наблюдательными данными. Решение задачи расчета нуклеосинтеза

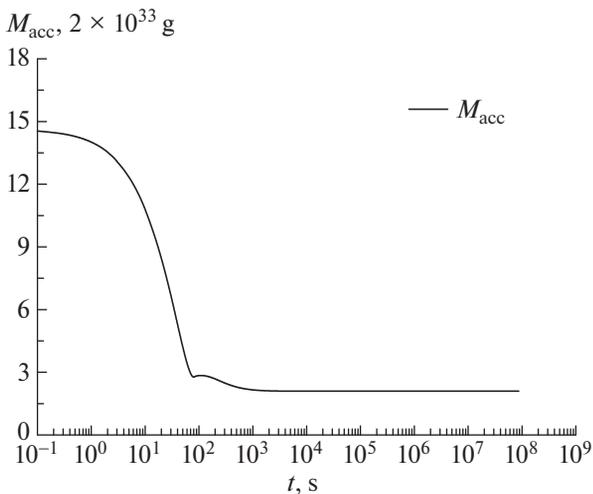


Рис. 4. График зависимости массы компактной оболочки от времени.

подробно описано в нашей предыдущей работе [22]. Детальный расчет нуклеосинтеза в разлетающейся оболочке приведен в работах [23, 24]. Расчет нуклеосинтеза проводится для цепочки ядерных реакций, включающей все возможные превращения за счет протонов и альфа-частиц для тридцати основных нуклидов от гелия до никеля ^{56}Ni . Данное количество нуклидов является достаточным для подобных расчетов. Также в расчете учитывались реакции с тяжелыми ионами и фотодиссоциация. Элементы тяжелее никеля не рассматривались, так как после железного пика обратные реакции идут намного быстрее, чем прямые. Наблюдаемая мощность инфракрасного излучения хорошо согласуется с массой ^{56}Ni , рассчитанной в работах [23, 24]. ^{56}Ni дает радиационный всплеск в момент, когда разлетающаяся оболочка становится оптически тонкой. Другие изотопы никеля имеют значительно меньший выход [22]. Начальный химический состав оболочки был выбран следующим образом:

$$Y(\text{p}) = 0.5$$

$$Y(^4\text{He}) = 0.4853$$

$$Y(^{13}\text{N}) = 7.5 \times 10^{-2}$$

$$Y(^{16}\text{O}) = 5.1 \times 10^{-3}$$

$$Y(^{20}\text{Ne}) = 1.8 \times 10^{-3}$$

$$Y(^{54}\text{Fe}) = 3 \times 10^{-4}$$

В результате протекания реакций взрывного нуклеосинтеза обилия тяжелых элементов, образовавшихся в оболочке примерно через 3 года после взрыва, равны:

$$Y(^{46}\text{Ti}) = 3.6 \times 10^{-14}$$

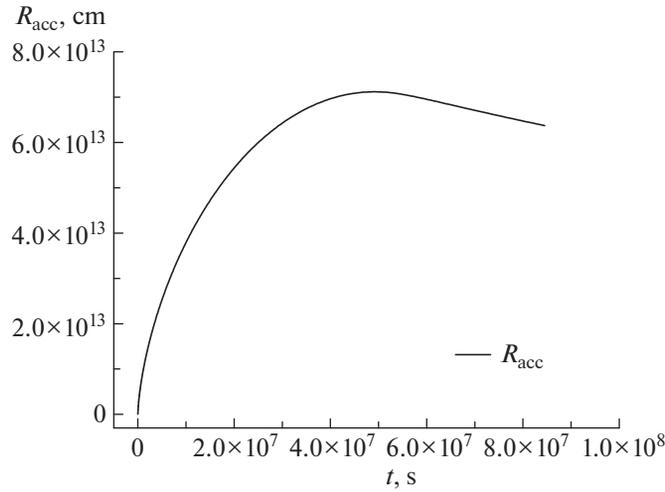


Рис. 5. График зависимости размера компактной оболочки от времени.

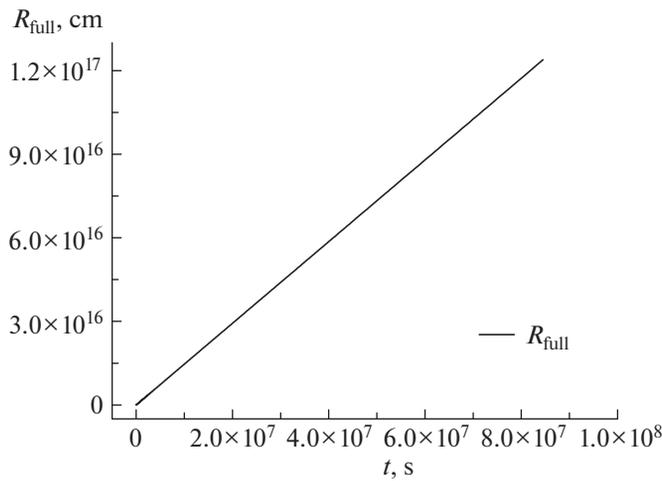


Рис. 6. График зависимости размера всей оболочки сверхновой от времени.

- $Y(^{50}\text{Cr}) = 3.5 \times 10^{-8}$
- $Y(^{51}\text{Mn}) = 9.5 \times 10^{-11}$
- $Y(^{52}\text{Fe}) = 2.2 \times 10^{-11}$
- $Y(^{54}\text{Fe}) = 8.0 \times 10^{-4}$
- $Y(^{55}\text{Co}) = 1.2 \times 10^{-5}$
- $Y(^{56}\text{Ni}) = 7.8 \times 10^{-7}$

масса в а.е.м., $N_A = 6.02 \times 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро.

5. ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Итоговый выход никеля при нуклеосинтезе составил $0.075M_{\odot}$. Начальный и конечный состав (в конце указаны только тяжелые элементы) оболочки записан через обилия соответствующих элементов:

$$Y_i = \frac{n_i}{\rho N_A} = \frac{X_i}{A_i}, \quad (8)$$

где ρ и Y_i — плотность и обилие атома i -го сорта, X_i и A_i — его массовая доля и атомная

Как было показано выше, если на нейтронную звезду падает вещество, богатое водородом и гелием, в центральной части компактной оболочки будет идти взрывной нуклеосинтез с образованием тяжелых элементов. Но также существует и другая возможность образования тяжелых элементов. В работах [25] и [26] показано, что при высоких температурах и плотностях в состоянии равновесия возможно существование, например, ^{62}Cr . При таких условиях центральная часть компактной оболочки состоит, в основном, из свободных нейтронов, что делает возможным образование тяжелых элементов по механизмам r - и gbc -процессов [27].

В наших расчетах удалось разрешить область около нейтронной звезды до плотности порядка 10^2-10^3 г/см³ и температуры порядка 10^9 К. Расчеты, проведенные в работе [25], показывают, что при таких параметрах вещество в состоянии равновесия, в основном, состоит из нейтронов и протонов. С повышением плотности (в нашем случае — при приближении к нейтронной звезде) в составе вещества появляется гелий-4, а при дальнейшем повышении плотности появляются изотопы элементов группы железа с недостатком нейтронов. В условиях нашего расчета шаг по координате не позволяет получить хорошее разрешение плотности и температуры вблизи начала координат, поэтому мы лишь гипотетически учитываем эту возможность.

В данной задаче будем интересоваться излучением, обусловленным распадом следующих ядер: ⁵⁶Ni, ⁵⁶Co. Энергии гамма-квантов E_γ , излученных за счет перехода между возбужденными состояниями атомных ядер [28]:

1) для ⁵⁶Ni → ⁵⁶Co: $E_\gamma = 1.57$ МэВ, $T_{\frac{1}{2}} = 6.1$ день

2) для ⁵⁶Co → ⁵⁶Fe: $E_{\gamma 1} = 1.24$ МэВ, $E_{\gamma 2} = 0.85$ МэВ, $T_{\frac{1}{2}} = 77$ дней

Ослабление гамма-квантов в среде происходит за счет следующих процессов: фотоэффект, фотоядерные реакции и ядерный фотоэффект, Комптон-эффект, рождение гамма-квантом электрон-позитронной пары в кулоновском поле ядра. Влияние эффекта на ослабление излучения будем оценивать по его сечению.

Фотоэффект. Явление фотоэффекта можно не учитывать в области, близкой к поверхности нейтронной звезды, так как при температуре $T \geq 10^9$ К все вещество полностью ионизировано. В менее нагретых областях, где часть электронов находится в связанном состоянии, воспользуемся формулой сечения фотоионизации n -го энергетического уровня водородоподобного атома [29]:

$$\sigma_{\text{Ф}} = 2.8 \times 10^{29} \frac{Z^4}{\nu_\gamma^3 n^5} \text{ см}^2, \quad (9)$$

где Z — заряд водородоподобного атома, ν_γ — частота налетающего гамма-кванта. По этой формуле видно, что сечение фотоэффекта для элементов с небольшим Z на порядок меньше томсоновского сечения при таких энергиях. Например, наибольшее сечение фотоэффекта для фотонов, излученных ⁵⁶Ni, равно $\sigma_{\text{Ф}} = 1.21 \times 10^{-26}$ см².

Фотоядерные реакции. Фотоядерные реакции и ядерный фотоэффект имеют пороговое значение энергии налетающего фотона, равное энергии связи последнего нейтрона, протона или нуклона в

ядре. Например, для взаимодействия с легкими частицами ($A < 40$) и образования в ходе этой реакции нейтрона энергия налетающего фотона должна быть в районе 10–19 МэВ и 4–6 МэВ для реакции с тяжелыми частицами [30]. Таким образом, эти эффекты не дают вклада в поглощение излучения с такой энергией.

Комптон-эффект. Сечение Комптон-эффекта для свободных электронов вычисляется по формуле Клейна-Нишины:

$$\sigma_K = 2\pi r_e^2 \left(\frac{1+k}{k^2} \times \left(\frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{\ln(1+2k)}{k} \right) + \frac{1+3k}{(1+2k)^2} + \frac{\ln(1+2k)}{2k} \right), \quad (10)$$

$$k = \frac{h\nu}{m_e c^2}, \quad (11)$$

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}, \quad (12)$$

где r_e — классический радиус электрона, m_e — масса электрона, c — скорость света. Для фотонов с данной энергией сечение Комптон-эффекта порядка 10^{-25} см², то есть порядка томсоновского сечения.

Рождение пар. Реакция рождения пар имеет пороговое значение энергии $E_\gamma = h\nu > 2m_e c^2$. Сечение этой реакции для большой по сравнению с энергией покоя электрона энергии фотона вычисляется по формуле [31]:

$$\sigma_{\text{П}} = \frac{28}{9} Z^2 \alpha r_e^2 \times \left(\ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{109}{42} \right) \text{ при } E_\gamma \gg m_e c^2, \quad (13)$$

где Z — заряд ядра, в поле которого происходит реакция, $\alpha = \frac{1}{137}$ — постоянная тонкой структуры. В остальных случаях можно применить оценочную формулу [32]

$$\sigma_{\text{П}} \sim Z^2 \alpha r_e^2 \left(\ln \frac{E_\gamma}{2m_e c^2} \right)^{1+4 \frac{m_e c^2}{E_\gamma}}. \quad (14)$$

Вычисленные по этим формулам для разных изотопов наибольшие сечения равны:

$$^{56}\text{Ni}: \sigma_{\text{П}} = 6.5 \times 10^{-26} \text{ см}^2,$$

$$^{56}\text{Co}: \sigma_{\text{П}} = 5.2 \times 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Таким образом, наибольший вклад в ослабление гамма-излучения вносят Комптон-эффект и эффект рождения пар с сечением взаимодействия порядка 10^{-25} см².

6. ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА И ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА

Следующим шагом для решения поставленной задачи является расчет длины свободного пробега и оптической толщины компактной оболочки. Ожидается, что в некоторый момент времени разлетающаяся оболочка станет прозрачна для излучения вышеуказанных элементов (что и происходит во всех расчетах, посвященных разлетающейся оболочке), тогда как компактная оболочка все еще будет непрозрачна. Это следует из приведенных выше результатов расчета гидродинамики (рис. 5 и 6): разлетающаяся оболочка со временем расширяется, что приводит к падению плотности и, как следствие, уменьшению оптической толщины; в компактной оболочке, начиная с некоторого времени, идет обратный процесс. Это значит, что компактная оболочка из-за большой оптической толщины даже для гамма-излучения будет остывать долго, что говорит о различных характерных временах для процессов гидродинамики и теплопроводности, поэтому процесс переноса тепла в данной постановке задачи можно не учитывать. Прозрачность разлетающейся оболочки говорит о том, что излучение компактной оболочки можно наблюдать (как будет показано ниже, компактная оболочка также конвективно неустойчива, что делает возможным перемешивание вещества в ней и выход радиоактивных элементов на поверхность возможным).

Формулы для вычисления длины свободного пробега и оптической толщины:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n}, \quad (15)$$

$$\tau = \int_{r1}^{r2} \sigma n(r) dr, \quad (16)$$

где λ — длина свободного пробега, τ — оптическая толщина слоя вещества с границами $r1$ и $r2$, σ — сечение реакции, $n(r)$ — локальная концентрация рассеивающих частиц.

Сечение, которое стоит в этих формулах, есть суммарное сечение всех процессов. Комптоновское рассеяние проходит на свободных электронах, которых в Z раз больше, чем ядер, поэтому при больших Z можно учитывать только Комpton-эффект.

Концентрацию атомов i -го сорта восстанавливаем по рассчитанным обилиям. Тогда концентрация электронов в ячейке может быть выражена следующим образом:

$$n_e = \sum_i n_i Z_i = \rho N_A \sum_i \frac{Z_i}{A_i} X_i. \quad (17)$$

В этой формуле Z_i — заряд ядра атома i -го сорта в единицах элементарного заряда. Для всех элементов, кроме водорода, отношение $\frac{Z_i}{A_i}$ примерно равно 0.5, а сумма всех массовых долей равна 1:

$$n_e = \frac{1}{2} \rho N_A. \quad (18)$$

7. АНАЛИЗ ПРОЗРАЧНОСТИ

Сначала были проведены грубые оценки. Для оценки оптической толщины интегрирование можно заменить произведением величины σn на толщину слоя, в котором поглощается излучение. Концентрацию электронов, на которых происходит рассеяние излучения, вычисляем по средней плотности вещества в компактной оболочке:

$$\langle \rho \rangle = \frac{3M_{\text{acc}}}{4\pi(R_r^3 - R_l^3)}, \quad (19)$$

где индексы r и l соответствуют правой и левой границам компактной оболочки. Тогда выражение для оптической толщины запишется в виде:

$$\tau = \frac{1}{2} N_A \sigma \frac{3M_{\text{acc}}}{4\pi(R_r^3(t) - R_l^3(t))} \times \times (R_r(t) - R_l(t)) \approx \frac{1}{2} N_A \sigma \frac{3M_{\text{acc}}}{4\pi R_r^2(t)}, \quad (20)$$

при $R_r \gg R_l$. Здесь было использовано выражение (18) для концентрации электронов.

Грубые оценки прозрачности компактной оболочки действительно указывают, что она остается непрозрачной на протяжении всего времени счета. На самом деле задача является более сложной из-за того, что плотность газа имеет некоторый градиент. Чтобы учесть неравномерное распределение газа, был вычислен интеграл (15). Полученная зависимость оптической толщины от времени изображена на рис. 7.

8. СТРУКТУРА ОБОЛОЧКИ У ПОВЕРХНОСТИ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Рассмотрим структуру оболочки у поверхности нейтронной звезды. По структуре оболочки можно будет косвенно оценить возможность протекания реакций нуклеосинтеза в ней, а также, пользуясь результатами работы [25], определить ее состав. На рис. 8 изображено распределение температуры в падающем на звезду газе на момент времени, соответствующий примерно 3 годам после взрыва. На рис. 9 изображен профиль плотности в компактной оболочке на тот же момент времени. Видно, что на временах $t \sim 8.7 \times 10^7$ с температура компактной оболочки все еще достаточно высока ($T \sim 10^9$ К).

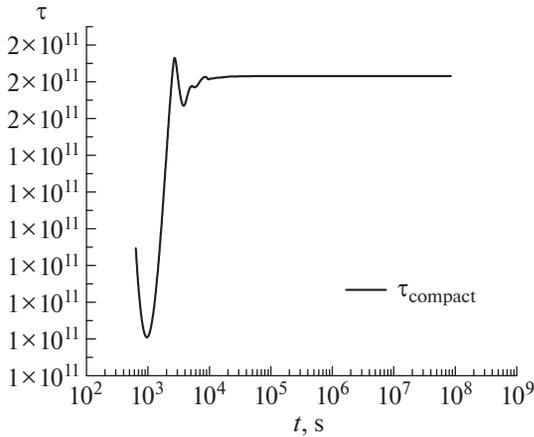


Рис. 7. Графики зависимости оптической толщины компактной оболочки от времени для энергии гамма-кванта 1.57 МэВ.

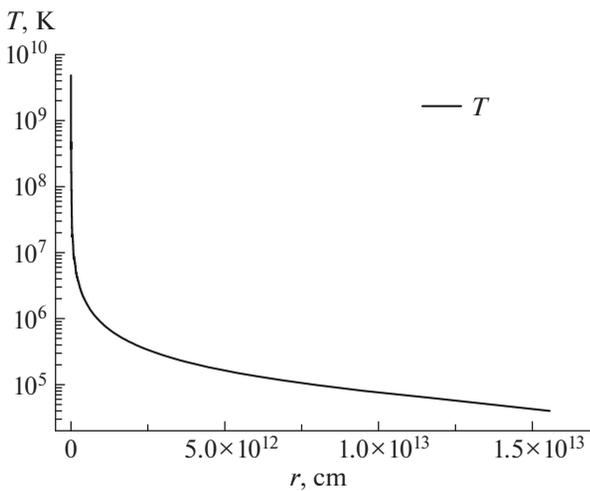


Рис. 8. График распределения температуры в падающем на нейтронную звезду газе примерно через 3 года после взрыва.

Для получения значения плотности у самой поверхности нейтронной звезды понадобятся дополнительные оценки, так как координаты (лагранжевые), используемые в расчете, не позволяют получить хорошее разрешение при малых значениях r . Так как вещество у поверхности звезды на конец расчета уже остановилось, то профиль плотности в этом слое можно восстановить через уравнение гидростатического равновесия:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{GM}{r^2}\rho$$

В качестве уравнения состояния возьмем адиабатическое уравнение состояния:

$$P = K\rho^\gamma, \quad \gamma = 4/3$$

Выбор уравнения состояния обусловлен постоянством энтропии в ячейке: газ у поверхности ней-

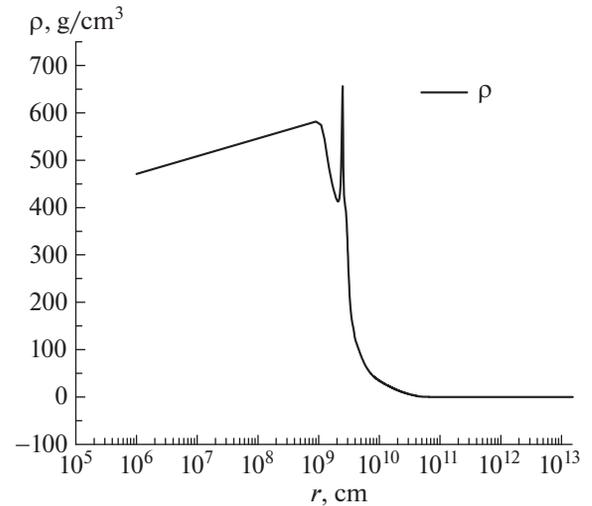


Рис. 9. Профиль плотности газа в компактной оболочке примерно через 3 года после взрыва.

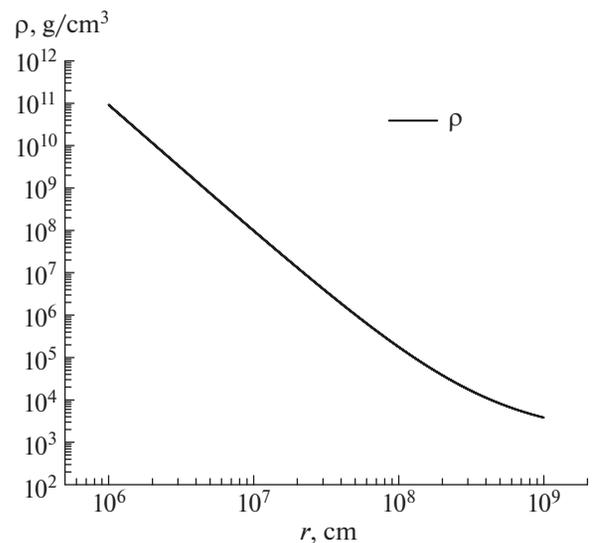


Рис. 10. Профили плотности у поверхности нейтронной звезды.

тронной звезды конвективно неустойчив, и образовавшаяся конвекция выравнивает энтропию.

Используя этот подход, восстановим профиль плотности в первой разностной ячейке, то есть в промежутке от $r = 10^6$ см до $r = 10^9$ см. Плотность и давление на правой границе возьмем равными плотности во второй разностной ячейке $\rho = 600$ г/см³, $P = 6 \times 10^{19}$ дин. Для таких значений плотности и давления имеем значение константы в уравнении адиабаты, равное $K = 10^{16}$. Профиль плотности, восстановленный, как описано выше, изображен на рис. 10. Видно, что плотность у поверхности нейтронной звезды достигает значения

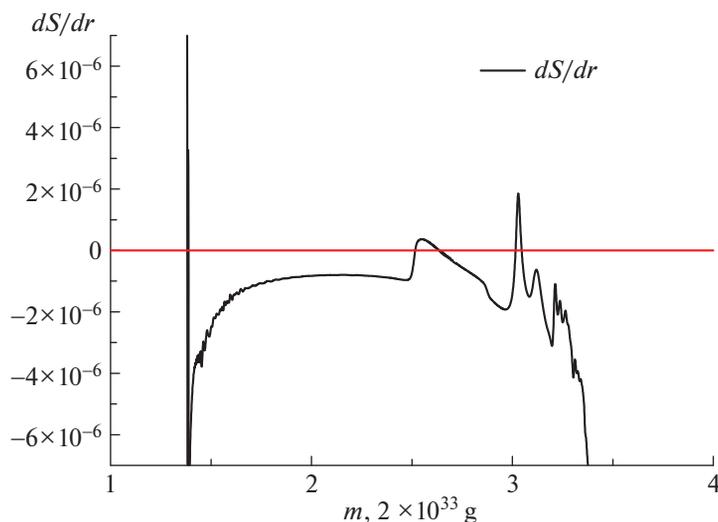


Рис. 11. Профиль производной безразмерной энтропии по координате примерно через 3 года после взрыва.

$\rho = 10^{11}$ г/см³. При таких значениях плотности и температуры вещество оболочки состоит, в основном, из ⁵⁶Сг и нейтронов [25].

9. НАПРАВЛЕНИЯ ДАЛЬНЕЙШЕЙ РАБОТЫ

В данной работе мы рассчитали структуру компактной газовой оболочки после взрыва сверхновой в предположении сферической симметрии. Далее планируется решить подобную задачу, но в 2D геометрии, в которой можно будет учесть роль вращения нейтронной звезды и возможный дисковый характер аккреции. Также в такой постановке задачи удастся прямо получить перемешивание вещества за счет конвекции.

Конвекция может играть важную роль в выходе вещества из аккрецирующей оболочки. На рис. 11 представлено распределение производной безразмерной энтропии по координате в компактной оболочке. Как видно из рисунка, в газе есть большая область с отрицательным дифференциалом энтропии, что по критерию Шварцшильда $\frac{dS}{dr} < 0$ [31] делает возможным образование крупномасштабной конвекции. Таким образом, горячее радиоактивное вещество поднимается в менее плотные слои аккрецирующей оболочки, откуда гамма-излучение может выйти практически без потерь.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показывают расчеты взрыва сверхновой с параметрами, соответствующими SN 1987A, и в предположении образования компактного остатка (нейтронной звезды), часть разлетающейся оболочки не покидает окрестность нейтронной звезды

(компактная оболочка) и участвует в аккреции. При этом у поверхности нейтронной звезды образуется плотный горячий слой газа, в котором возможны реакции нуклеосинтеза с образованием β -нестабильных ядер (⁵⁶Ni, ⁵⁶Co). Возможность γ - и γ bc-процессов в оболочке нейтронной звезды была оценена по температуре и плотности газа у поверхности нейтронной звезды, они остаются достаточно высокими на протяжении всего времени счета ($T \sim 10^9$ К). Компактная оболочка остается непрозрачной на протяжении всего времени счета.

Стоит подчеркнуть, что полученные численные значения носят оценочный характер и служат для качественного подтверждения нашей гипотезы. В дальнейшем эта задача будет решена более точно: в 2D геометрии с учетом вращения компактного остатка.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 16-11-10339.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. С. Имшенник и Д. К. Надежин, Успехи физ. наук **156**, 561 (1988).
2. V. M. Blanco, B. Gregory, M. Hamuy, S. R. Heathcote, *et al.*, *Astrophys. J.* **320**, 589 (1987).
3. J. W. Menzies, R. M. Catchpole, G. van Vuuren, H. Winkler, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **227**, 39 (1987).
4. T. Shigeyama, K. Nomoto, M. Hashimoto, and D. Sugimoto, *Nature* **328**, 320 (1987).
5. V. M. Chechetkin, S. S. Gershtein, V. S. Imshennik, L. N. Ivanova, and M. Iu. Khlopov, *Astrophys. and Space Sci.* **67**, 61 (1980).

6. V. M. Chechetkin, A. A. Denisov, A. V. Koldoba, Yu. A. Poveschenko, Yu. P. Popov, Proc. IAU Colloq. **101**, 27 (1988).
7. N. R. Walborn, B. M. Lasker, V. G. Laidler, Y.-H. Chu, Astrophys. J. **321**, L41 (1987).
8. W. D. Arnett, J. N. Bahcall, R. P. Krishner, and S. E. Stanford, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. **27**, 629 (1989).
9. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1490 (1987).
10. R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, D. Casper, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1494 (1987).
11. M. Matsuura, E. Dwek, M. J. Barlow, B. Babler, *et al.*, Astrophys. J. **800**, 50 (2015).
12. C. S. Kochanek, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **473**, 1633 (2017).
13. G. J. M. Graves, P. M. Challis, R. A. Chevalier, A. Crofts, *et al.*, Astrophys. J. **629**, 944 (2005).
14. А. А. Баранов и В. М. Чечеткин, Астрон. журн. **88**, 570 (2011).
15. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрон. журн. **47**, 813 (1970).
16. И. В. Байков, В. М. Суслин, В. М. Чечеткин, В. Бычков и Л. Стенфло, Астрон. журн. **84**, 308 (2006).
17. A. Gawryszczak, J. Guzman, T. Plewa, and K. Kifonidis, Astron. and Astrophys. **521**, A38 (2010).
18. K. Kjaer, B. Leibundgut, C. Fransson, A. Jerkstrand, and J. Spyromilio, Astron. and Astrophys. **517**, A51 (2010).
19. H.-Th. Janka, F. Hanke, L. Hudepohl, A. Marek, B. Muller, and M. Obergaulinger, Progress of Theoretical and Experimental Physics **2012**, id.01A309 (2012).
20. A. Wongwathanarat, E. Miller, and H.-Th. Janka, Astron. and Astrophys. **577**, A(48) (2015).
21. Н. Н. Калиткин, *Численные методы* (М.: Наука, 1978).
22. М. В. Попов, А. А. Филина, А. А. Баранов, P. Chardonnet, and V. M. Chechetkin, Astrophys. J. **783**, 43 (2014).
23. S. E. Woosley, P. A. Pinto, and T. A. Weaver, Proc. Astron. Soc. Austral. **7**, 355 (1988).
24. M. Hashimoto, K. Nomoto, and T. Shigeyama, Astron. and Astrophys. **196**, 141 (1988).
25. В. М. Чечеткин, Астрон. журн. **46**, 202 (1969).
26. В. М. Чечеткин, Астрон. журн. **46**, 206 (1969).
27. I. V. Panov D. A. Ptitsyn, V. M. Chechetkin, Astronomy Letters **21**, 209 (1995).
28. Б. С. Дзелепов и Л. К. Пекер, *Схемы распадов радиоактивных ядер с $A < 100$* (М.: Наука: 1966).
29. H. A. Kramers, Phil. Mag. and J. of Sci. **46**, 836 (1923).
30. D. Salehi, D. Sardari, and M. Salehi Jozani, Chin. Phys. **37** (2013).
31. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц и Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория* (М.: Наука, 1979).
32. Г. С. Бисноватый-Коган, *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989).