



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 71 за 2017 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

**Филина А.А., Аникин И.А.,
Баранов А.А., Чечеткин В.М.**

**Гамма-излучение при
аккреции вещества
оболочки на компактный
остаток сверхновой**

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Гамма-излучение при аккреции вещества оболочки на компактный остаток сверхновой / А.А.Филина [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2017. № 71. 15 с. doi:[10.20948/prepr-2017-71](https://doi.org/10.20948/prepr-2017-71)
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2017-71>

**Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В.Келдыша
Российской академии наук**

А.А.Филина, И.А.Аникин, А.А.Баранов, В.М.Чечеткин

**Гамма-излучение
при аккреции вещества оболочки
на компактный остаток сверхновой**

Москва — 2017

Филина А.А., Аникин И.А., Баранов А.А., Чечеткин В.М.

Гамма-излучение при аккреции вещества оболочки на компактный остаток сверхновой

Было проведено численное моделирование сброса массивной оболочки звезды при взрыве сверхновой II типа с образованием компактного остатка. Были проведены оценки характерного времени, когда оболочка становится прозрачной и центральные области остатка сверхновой становятся видимыми в гамма-диапазоне. Параметры сверхновой подбирались таким образом, чтобы основные характеристики взрыва соответствовали наблюдаемым значениям сверхновой 1987А.

Ключевые слова: сверхновые, SN 1987А

Anastasia Alekseevna Filina, Ivan Aleksandrovich Anikin, Andrey Alekseevich Baranov, Valery Mikhailovich Chechetkin

Gamma-radiation from the accretion of supernova envelope on compact remnant

The numerical simulation of massive envelope of a star during supernova type II explosion with the compact object was done. The characteristic time when the envelope becomes transparent and the supernova remnant can be observed in gamma rays was estimated. The parameters of the supernova were chosen to correspond to observable characteristics of SN 1987A.

Key words: supernovae, SN 1987A

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

Оглавление

| | |
|---|----|
| Введение | 3 |
| Постановка задачи | 3 |
| Результаты расчета гидродинамики | 6 |
| Поглощение излучения | 8 |
| Длина свободного пробега и оптическая толщина | 10 |
| Анализ прозрачности | 11 |
| Направления дальнейшей работы | 13 |
| Заключение | 14 |

Введение

Сверхновая SN 1987A является самой яркой с момента открытия SN 1604 (Kepler), а также первым подобным явлением, наблюдаемым во всех областях электромагнитного спектра [1]. Предсверхновой SN 1987A является голубой сверхгигант Sk-69 202 [2] с массой $M = 16 - 22 M_{\odot}$, результат наблюдения за которым приведен в работе [3].

На установках Kamiokande II [4], IMB [5] были зарегистрированы нейтринные события от взрыва SN 1987A. Считалось, что нейтринный всплеск говорит о гравитационном коллапсе ядра массивной звезды и образовании компактного остатка на месте взрыва: нейтронной звезды или черной дыры. Тем не менее, на сегодняшний день никаких наблюдений, указывающих на существование компактного остатка, нет [6, 7].

Сверхновая SN 1987A наблюдалась в оптическом диапазоне лабораториями в южном полушарии. Среди них стоит отметить СТЮ в Чили [8] и Южноафриканскую Обсерваторию [9]. На полученных ими спектрах видны характерные провалы, соответствующие линиям поглощения водорода, что определяет SN 1987A как сверхновую второго типа.

К концу первого месяца после взрыва SN 1987A было замечено, что излучение сверхновой подпитывается радиоактивным распадом $^{56}_{27}\text{Co}$, образующегося в центральной области взрыва [10]. Тот факт, что излучение $^{56}_{27}\text{Co}$ было зарегистрировано так рано, говорит о сильном перемешивании вещества за счет конвекции. Это также можно объяснить несимметричностью взрыва или полным разрушением звезды [11, 12]. На поздних временах спектр меняет свой характер с непрерывного на линейчатый, что позволяет судить о составе разлетающейся оболочки. Линии, соответствующие излучению радиоактивных элементов, непосредственно не наблюдались.

Проблема существования компактного остатка от взрыва SN 1987A актуальна до сих пор. Модели, предлагающие возможность наличия компактного остатка при отсутствии излучения, приведены в работе [13].

В данной работе проведены оценки возможности нуклеосинтеза радиоактивных элементов в оболочке сверхновой и в области, находящейся в окрестности компактного остатка. Параметры задачи подбирались таким образом, чтобы основные характеристики остатка соответствовали наблюдаемым величинам SN 1987A. Были проведены расчеты характерного времени просветления разлетающейся оболочки, начиная с которого становится возможным наблюдение излучения от радиоактивных элементов, образовавшихся в центральной части сверхновой.

Постановка задачи

В данной работе проводилось численное моделирование разлетающейся оболочки сверхновой в предположении, что в центральной части звезды образовался компактный остаток – черная дыра или нейтронная звезда.

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 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 $M_{full} = 16 M_\odot$, 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 $1,0 \cdot 10^6 \text{ см} < r < 3,5 \cdot 10^8 \text{ см}$. 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” [15]. Она имеет второй порядок точности по времени и координате, а также устойчива при выполнении критерия Куранта на шаг по времени.

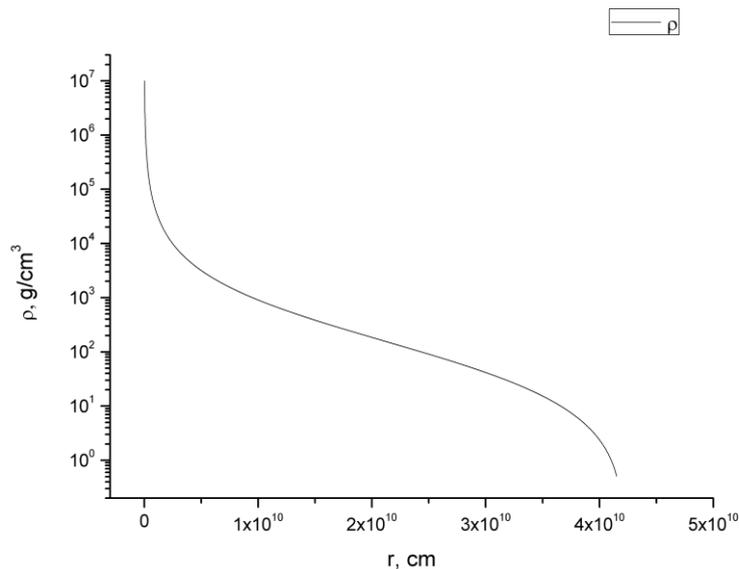


Рис. 1. Профиль плотности в начальный момент времени

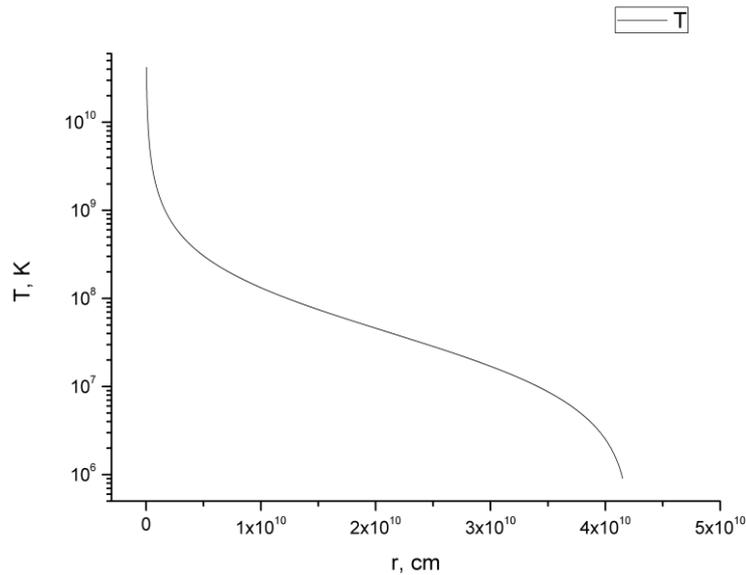


Рис. 2. Профиль температуры в начальный момент времени

Результаты расчета гидродинамики

На рис. 3 изображены профили скорости в различные моменты времени. Профили скорости на больших временах практически совпадают.

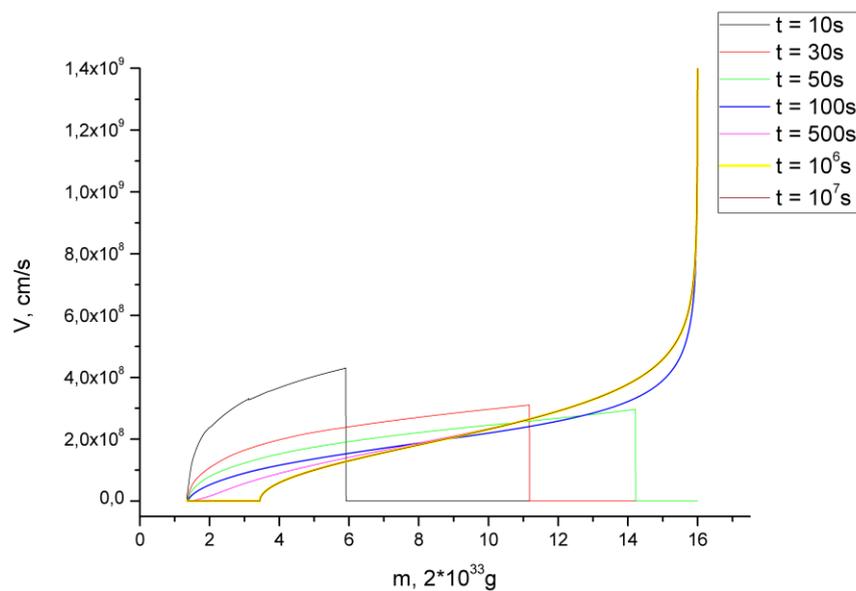


Рис. 3. Распределение скорости в оболочке сверхновой в различные моменты времени

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 $M_{acc} = 2.2 M_{\odot}$.

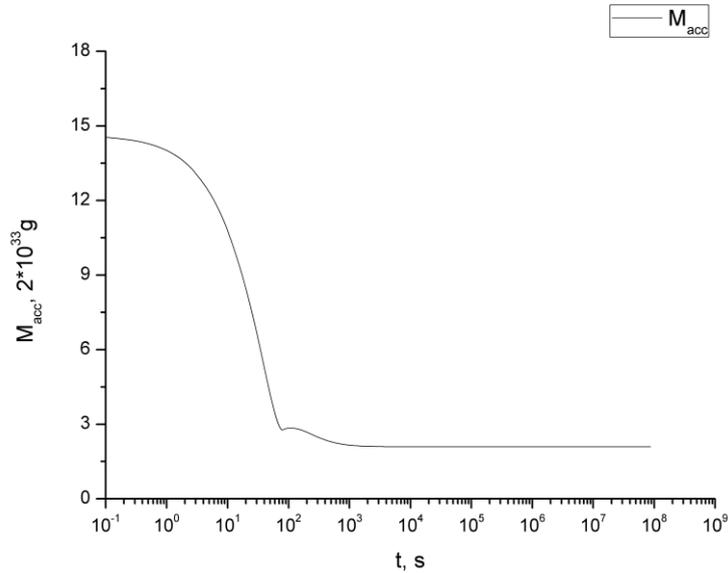


Рис. 4. График зависимости массы компактной оболочки от времени

На рис. 5 изображен график радиуса компактной оболочки в зависимости от времени. Движение правой границы всей газовой оболочки звезды показано на рис. 6. Из рисунков 5 и 6 видно, что газ в компактной оболочке сначала расширяется с уменьшающейся скоростью, затем начинает сжиматься, в то время как остальной газ после взрыва сверхновой движется свободно.

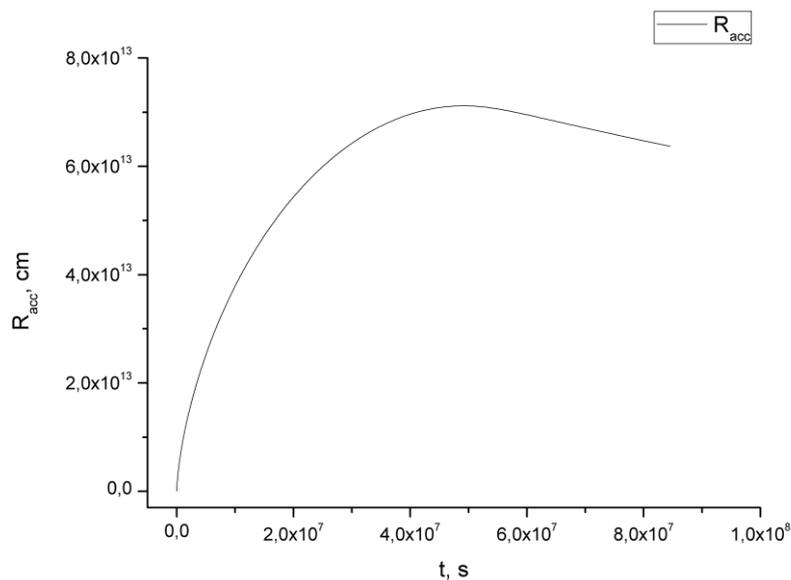


Рис. 5. График зависимости размера компактной оболочки от времени

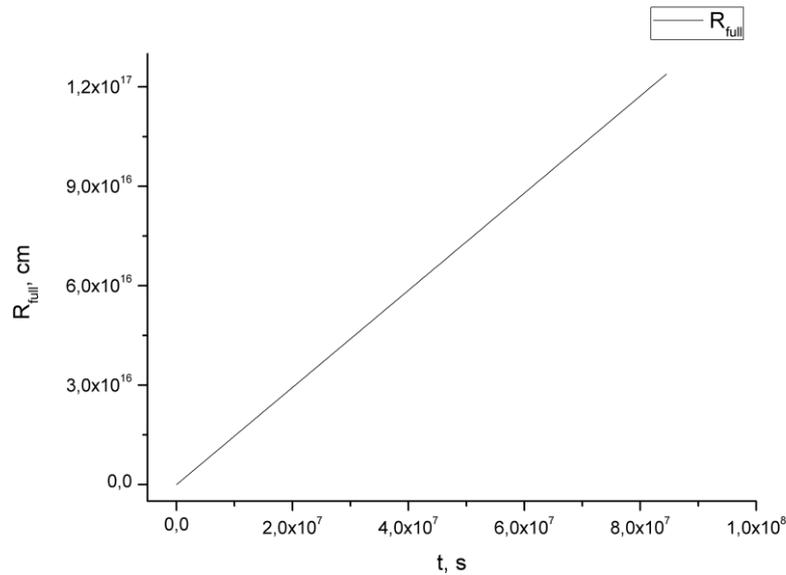


Рис. 6. График зависимости размера всей оболочки сверхновой от времени

Поглощение излучения

В данной задаче рассматривалось излучение нейтронной звезды, обусловленное распадом следующих ядер: ${}^{56}_{28}\text{Ni}$, ${}^{56}_{27}\text{Co}$, ${}^{46}_{22}\text{Ti}$. Энергии гамма-квантов E_γ , излученных за счет перехода между возбужденными состояниями атомных ядер [16]:

- 1) для ${}^{56}_{28}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}_{27}\text{Co}$ $E_\gamma = 1.57$ МэВ, $T_{\frac{1}{2}} = 6.1$ день,
- 2) для ${}^{56}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{56}_{26}\text{Fe}$ $E_{\gamma 1} = 1.24$ МэВ, $E_{\gamma 2} = 0.85$ МэВ, $T_{\frac{1}{2}} = 77$ дней,
- 3) для ${}^{46}_{21}\text{Sc} \rightarrow {}^{46}_{22}\text{Ti}$ $E_{\gamma 1} = 1.12$ МэВ, $E_{\gamma 2} = 0.89$ МэВ, $T_{\frac{1}{2}} = 83.9$ 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 $T \geq 10^9\text{K}$ все вещество полностью ионизировано. В менее нагретых областях, где часть электронов находится в связанном состоянии, воспользуемся формулой сечения фотонизации n -го энергетического уровня водородоподобного атома [17]:

$$\sigma_{\phi} = 2.8 * 10^{29} \frac{Z^4}{\nu_{\gamma}^3 n^5} \text{ см}^2, \quad (8)$$

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 ${}_{28}^{56}\text{Ni}$, равно $\sigma_{\phi} = 1.21 * 10^{-26} \text{ см}^2$.

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 $10 \div 19$ МэВ и $4 \div 6$ МэВ для реакции с тяжелыми частицами [18]. 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:

$$\sigma_{\kappa} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+k}{k^2} * \left(\frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{\ln(1+2k)}{k} \right) + \frac{1+3k}{(1+2k)^2} + \frac{\ln(1+2k)}{2k} \right\}, \quad (9)$$

$$k = \frac{h\nu}{m_e c^2}, \quad (10)$$

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} - \text{классический радиус электрона}, \quad (11)$$

m_e – масса электрона, c – скорость света.

Для фотонов с данной энергией сечение Комптон-эффекта порядка 10^{-25} см^2 , 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 [19]:

$$\sigma_{\pi} = \frac{28}{9} Z^2 \alpha r_e^2 \left(\ln \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2} - \frac{109}{42} \right) \text{ при } E_{\gamma} \gg m_e c^2, \quad (12)$$

где Z – заряд ядра, в поле которого происходит реакция, $\alpha = \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры. В остальных случаях можно применить оценочную формулу [20]:

$$\sigma_{\pi} \sim Z^2 \alpha r_e^2 \left(\ln \frac{E_{\gamma}}{2m_e c^2} \right)^{1+4 \frac{m_e c^2}{E_{\gamma}}} \quad (13)$$

Вычисленные по этим формулам для разных изотопов наибольшие сечения равны:

$${}_{28}^{56}\text{Ni} : \quad \sigma_{\pi} = 6.5 * 10^{-26} \text{см}^2,$$

$${}_{27}^{56}\text{Co} : \quad \sigma_{\pi} = 5.2 * 10^{-27} \text{см}^2,$$

$${}_{22}^{46}\text{Ti} : \quad \sigma_{\pi} = 3.1 * 10^{-28} \text{см}^2.$$

Таким образом, наибольший вклад в ослабление гамма-излучения вносят Комптон-эффект и эффект рождения пар. Сечение взаимодействия порядка 10^{-25}см^2 .

Длина свободного пробега и оптическая толщина

Следующим шагом для решения поставленной задачи является расчет длины свободного пробега и оптической толщины. Формулы для вычисления этих величин:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma n}, \quad (14)$$

$$\tau = \int_{r1}^{r2} \sigma n(r) dr, \quad (15)$$

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 Комптон-эффект.

Концентрацию атомов i -го сорта восстанавливаем по рассчитанным обилиям [21]:

$$Y_i = \frac{n_i}{\rho N_A} = \frac{X_i}{A_i}, \quad (16)$$

где ρ и Y_i – плотность и обилие атома i -го сорта, X_i и A_i – его массовая доля и атомная масса в а.е.м., $N_A = 6,02 * 10^{23} \text{моль}^{-1}$ – число Авогадро. 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 Z_i/A_i примерно равно 0.5, а сумма всех массовых долей равна 1.

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

Анализ прозрачности

Будем интересоваться, прежде всего, возможной прозрачностью той части оболочки, которая после взрыва сверхновой разлетается и далее не участвует в аккреции (эта область газа далее называется просто оболочка или разлетающаяся оболочка, $M_{free} = 12.45 M_{\odot}$). В данной постановке задачи мы не рассматриваем прозрачность компактной оболочки ($M_{acc} = 2.2 M_{\odot}$) по причине невозможности детального расчета ее падения.

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 разлетающейся оболочке:

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

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

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

при $R_r \gg R_l$. Здесь было использовано выражение (18) для концентрации электронов. На рис. 7 изображен график зависимости оптической толщины газа, вычисленной по формуле (20), от времени.

Интересным результатом является то, что полученная таким образом оценка времени, через которое оболочка становится прозрачной, составляет несколько лет, то есть через это время можно было бы наблюдать излучение центральных частей остатка.

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 также изображена на рис. 7.

Косвенно оценить возможность нуклеосинтеза радиоактивных элементов можно по температуре газа у поверхности нейтронной звезды. На рис. 8 изображено распределение температуры в падающем на звезду газе в момент времени, когда газовая оболочка с массой становится прозрачной для излучения. Видно, что на временах, когда газ с массой M_{free} становится прозрачным для излучения, $t \sim 7 * 10^7$ с, температура компактной оболочки все еще достаточно высока.

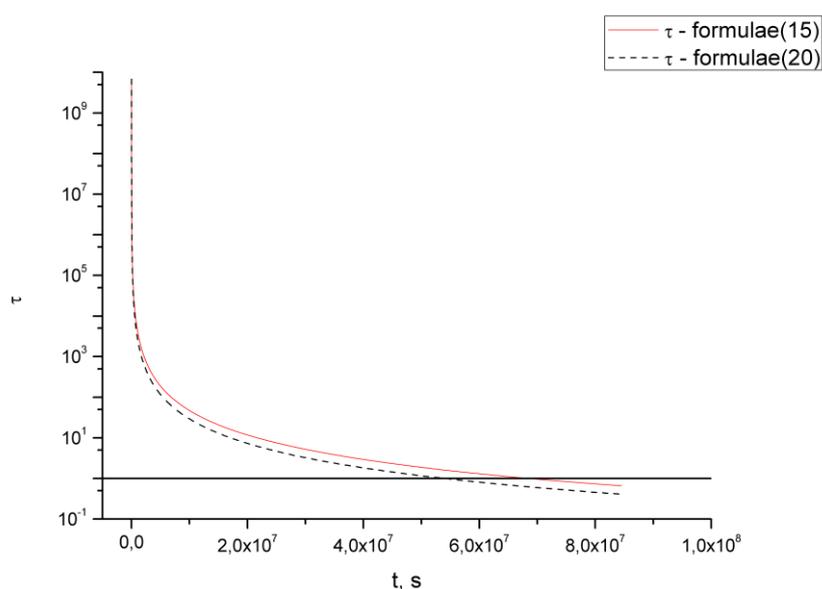


Рис. 7. Графики зависимости оптической толщины оболочки от времени для энергии гамма-кванта $E_\gamma = 1.57$ МэВ. Пунктиром изображена оценка оптической толщины, красным цветом показан результат расчета

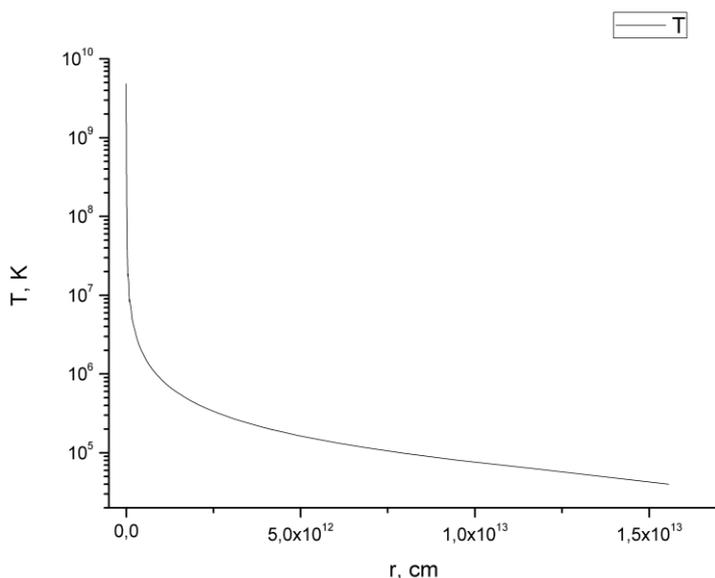


Рис. 8. График распределения температуры в падающем на звезду газе в момент просветления оболочки

Направления дальнейшей работы

В данной работе мы рассчитали структуру 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.

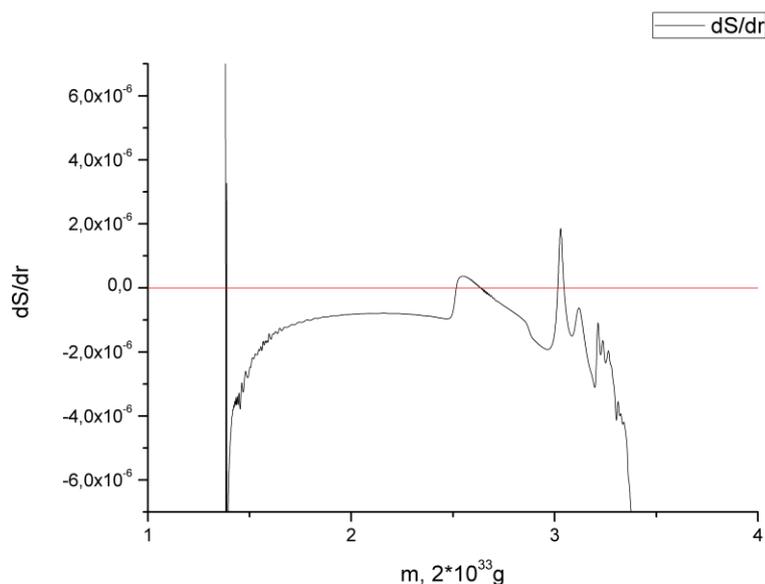


Рис. 9. Профиль производной безразмерной энтропии по координате в момент просветления оболочки

Конвекция может играть важную роль в выходе вещества из аккрецирующей оболочки. На рис. 9 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 $dS/dr < 0$ [20], 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.

Заключение

Представленные выше результаты расчета подтверждают наши первоначальные предположения. После взрыва сверхновой с параметрами, соответствующими SN 1987A, с образованием компактного остатка (нейтронной звезды) часть разлетающейся оболочки не покидает окрестность нейтронной звезды (компактная оболочка) и участвует в аккреции. В предположении о сферической симметрии аккреции было показано, что у поверхности нейтронной звезды образуется плотный горячий слой газа, в котором возможны реакции нуклеосинтеза с образованием β -нестабильных ядер ($^{56}_{28}\text{Ni}$, $^{56}_{27}\text{Co}$, $^{46}_{22}\text{Ti}$). Было получено, что разлетающаяся оболочка ($M_{free} = 12.45 M_{\odot}$) становится прозрачной для гамма-излучения от вышеуказанных ядер на временах $t \sim 7 * 10^7$ с. Возможность образования тяжелых элементов была оценена по температуре газа у поверхности нейтронной звезды, она остается достаточно высокой на протяжении всего времени счета ($T \sim 10^9$ K).

Еще раз 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.

Список литературы

1. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, *Сверхновая 1987A в Большом Магеллановом Облаке: наблюдения и теория*, Успехи Физических Наук **156 №4**, 561 (1988)
2. N. R. Walborn, B. M. Lasker, et al., *Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, *Astrophys. J.* **321**, L41 (1987).
3. W. D. Arnett, J. N. Bahcall, R. P. Krishner, S. E. Stanford, *Supernova 1987A*, *Annu. Rev. Astronom. Astrophys.* **27**, 629 (1989).

4. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, Y. Oyama, *Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1490 (1987).
5. R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, et al., *Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, Phys. Rev. Lett. **58**, 462 (1987).
6. M. Matsuura, E. Dwek, et al., *A Stubbornly Large Mass of Cold Dust in the Ejecta of Supernova 1987A*, Astrophys. J., **800**, 50 (2015).
7. C. S. Kochanek, *Cas A and the Crab Were Not Stellar Binaries At Death*, eprint arXiv:1701.03109 (2017).
8. V. M. Blanco, B. Gregory, M. Hamuy, et al., *Supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud - Initial observations at Cerro Tololo*, Astrophys. J. **320**, 589 (1987).
9. J. W. Menzies, R. M. Catchpole, G. van Vuuren, et al., *Spectroscopic and photometric observations of SN 1987a - The first 50 day*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **227**, 39 (1987).
10. M. Hashimoto, K. Nomoto, T. Shigeyama, D. Sugimoto, *Light-curve models for supernova SN1987A in the Large Magellanic Cloud*, Nature **328**, 320 (1987).
11. V. M. Chechetkin, S. S. Gershtein, V. S. Imshennik, et. al., *Types I and II supernovae and the neutrino mechanism of thermonuclear explosion of degenerate carbon-oxygen stellar cores*, Astrophys. And Space Sci. **67**, 61 (1980).
12. V. M. Chechetkin, A. A. Denisov, A. V. Koldoba, et. al., *Asymmetrical Ejection of Matter in a Thermonuclear Model of a Supernova Explosion*, Proc. IAU Colloq. **101**, 27 (1988).
13. G. J. M. Graves, P. M. Challis, R. A. Chevalier, et al., *Limits from the Hubble Space Telescope on a Point Source in SN 1987A*, Astrophys. J. **629**, 944 (2005).
14. А. А. Баранов, В. М. Чечеткин, *Существует ли компактный остаток после взрыва сверхновой SN1987A?* Астроном. Журнал, **88**, 570 (2011).
15. Н. Н. Калиткин, *Численные методы* (М.: Наука, 1978).

16. Б. С. Джелепов, Л. К. Пекер, *Схемы распадов радиоактивных ядер с $A < 100$* (М.: Наука: 1966).
17. Kenneth R. Lang, *Astrophysical Formulae* (Springer – Verlag, 1980).
18. D. Salehi, D Sardari, M. Salehi Jozani, *Study of characteristics for heavy water photoneutron source in boron neutron capture therapy*, Chin. Phys. **37** (2013).
19. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Релятивистская квантовая теория* (М.: Наука, 1979).
20. Г. С. Бисноватый-Коган, *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989).
21. M. V. Popov, A. A. Filina, A. A. Baranov, P. Chardonnet, & V. M. Chechetkin *Aspherical Nucleosynthesis in a Core-collapse Supernova with $25 M_{\odot}$ Standard Progenitor*, 2014, ApJ, 783, 43