

УДК 524.7

Б. Гнатик¹, О. Петрук², І. Тележинський¹

¹Науково-дослідна лабораторія «Астрономічна обсерваторія»
Київського національного університету імені Тараса Шевченка
04053 Київ-53, вул. Обсерваторна 3

²Інститут прикладних проблем механіки і математики НАН України
79053 Львів, вул. Наукова, 3-б

Перехід залишків Наднових з адіабатичної до радіаційної стадії еволюції. Аналітичний опис

Наведено наближений аналітичний опис переходу залишків Наднових з адіабатичної до радіаційної стадії еволюції. Усупереч традиційним уявленням цей процес виявився доволі тривалим і сумірним з тривалістю адіабатичної стадії. Розраховуються характеристики теплового рентгенівського випромінювання залишків Наднових.

ПЕРЕХОД ОСТАТКОВ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ ИЗ АДИАБАТИЧЕСКОЙ К РАДИАЦИОННОЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ, Гнатык Б., Петрук О., Тележинский И. — Приведено приближенное аналитическое описание перехода остатков Сверхновых с адиабатической к радиационной стадии эволюции. Вопреки традиционным представлениям этот процесс оказался довольно длительным и соразмерным с длительностью адиабатической стадии. Рассчитаны характеристики теплового рентгеновского излучения остатков Сверхновых.

TRANSITION OF SUPERNOVA REMNANTS FROM ADIABATIC TO RADIATIVE STAGE OF EVOLUTION. ANALYTICAL APPROACH, by Hnatyk B., Petruk O., Telezhinsky I. — Transition of Supernova remnants (SNR) from adiabatic to radiative stage of evolution, which is traditionally considered as short-term, is, in fact, a process of enough long duration, comparable to the adiabatic stage duration. An approximate analytical description of SNR evolution during this transition stage is developed and some characteristics of thermal X-ray radiation of SNR are calculated.

ВСТУП

В еволюції залишків Наднових зір (ЗН) загальноприйнятим стало виділення чотирьох головних стадій: вільного розлітання речовини, викинутої вибухом, адіабатичної стадії руху породженої викинутою речовиною ударної хвилі в міжзоряному чи навколосоряному середовищі (МЗС чи НЗС), радіаційної стадії з формуванням холодної щільної оболонки, підштовхуваної

гарячим газом (стадія «снігочистки»), та стадії збереження моменту оболонки аж до дисипації ЗН в МЗС [10, 14, 20]. Перехід між стадіями зумовлюється зміною основних гідродинамічних характеристик течії плазми в ЗН. Так, стадія вільного розлітання переходить в адіабатичну стадію у міру сповільнення викинутої речовини зорі внаслідок «згрібання» речовини міжзоряного середовища та формування в ньому сильної адіабатичної (з малими втратами на випромінювання) ударної хвилі, в якій запасається основна енергія вибуху. У міру поширення сильної ударної хвилі в МЗС температура за її фронтом зменшується, і на ділянці збільшення радіаційних втрат відбувається швидка перебудова течії плазми в ЗН: в околі фронту газ швидко охолоджується і формує щільну холодну тонку оболонку, рух якої підтримується тиском гарячого газу всередині оболонки. При подальшому русі оболонка згрібає у практично ізотермічному режимі газ МЗС (що аналітично описується моделлю снігочистки при розгляді оболонки як тонкого шару), і, сповільнившись до звукових швидкостей у МЗС, розпадається на фрагменти, залишивши після себе каверну з рештками гарячого газу.

Повний опис еволюції ЗН можна здійснити лише за допомогою чисельного моделювання. При цьому еволюцію одновимірних моделей ЗН в однорідному середовищі на адіабатичній стадії з високою точністю можна описати аналітично (розв'язки Седова для точкового вибуху [18]). Врахування процесів висвічування на радіаційній стадії суттєво ускладнює чисельні розрахунки [4–8, 12], тоді як аналітичний опис можливий лише в наближенні тонкого шару [1–3, 13–16, 21]. Більше того, звичайно в аналітичних описах еволюції ЗН перехід між адіабатичною та радіаційною стадіями вважається миттєвим, оскільки прийнятної моделі перехідної стадії немає. Тут ми розробляємо таку модель, і на її основі даємо повний аналітичний опис перехідної стадії еволюції ЗН — від розв'язків Седова для адіабатичної стадії до наближення тонкого шару у момент завершення формування холодної оболонки. Опис включає як рух породженої оболонкою ударної хвилі, так і гідродинамічні параметри течії всередині оболонки та гарячого газу. З допомогою запропонованої методики розраховано характеристики теплового рентгенівського свічення ЗН на перехідній стадії.

ГІДРОДИНАМІЧНА МОДЕЛЬ ПЕРЕХІДНОЇ СТАДІЇ

Характеристики течії на кінець адіабатичної стадії. Гідродинамічні характеристики адіабатичних ЗН в однорідному середовищі чи у середовищі із степеневим розподілом густини описуються розв'язками Седова задачі про точковий вибух [18]. Наближений аналітичний метод опису адіабатичної стадії в середовищі із великомасштабним градієнтом густини розроблено нами в роботі [9]. Він ґрунтується на секторному наближенні та на одночасному використанні лагранжевих і ейлерових змінних для опису течії плазми. Нижче ми використаємо його для опису перехідної стадії, причому як початкові дані використаємо параметри течії в кінці адіабатичної стадії. В даній роботі обмежимося однорідним розподілом густини в МЗС ($\rho_{ISM} = \rho_0 = \text{const}$). Згідно із розв'язками Седова [18] на момент часу t радіус R та швидкість D ударної хвилі, породженої спалахом Наднової з енергією E в МЗС з густиною ρ_0 , задаються виразами

$$R(t) = \left(\frac{E}{\alpha_A \rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (1)$$

$$D(t) = \frac{2}{5} \left(\frac{E}{\alpha_A \rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5}, \quad (2)$$

де α_A — автомодельна постійна. Для поля швидкостей, тиску, густини і температури газу всередині ЗН на основі апроксимації [9] зв'язку між ейлеровою та лагранжевою координатами $r(a, t)$ і a ($0 \leq r(a, t) \leq R$, $0 \leq a \leq R$) отримаємо такі вирази:

$$v(a, t) = \frac{\partial r(a, t)}{\partial t}, \quad (3)$$

$$P(a, t) = P(R, t) \left[\frac{\rho_0(a)}{\rho_0(R)} \right]^{1-\gamma} \left[\frac{D(a)}{D(R)} \right]^2 \left[\frac{\rho(a, t)}{\rho(R, t)} \right]^\gamma, \quad (4)$$

$$\rho(a, t) = \rho_0(a) \left(\frac{a}{r(a, t)} \right)^2 \left(\frac{\partial r(a, t)}{\partial a} \right)^{-1}, \quad (5)$$

$$T(a, t) = \frac{\mu P(a, t)}{R_g \rho(a, t)}. \quad (6)$$

Формули (1)—(6) описують еволюцію адіабатичного ЗН до деякого моменту часу t_{tr} , починаючи з якого суттєвою стає перебудова характеру течії внаслідок втрат на випромінювання.

Зародження та динаміка тонкої оболонки на перехідній стадії. Чисельні розрахунки [4, 6] та аналітичні оцінки [17] показують, що відхилення від автомодельності починаються у прифронтовій зоні у момент часу t_{tr} , коли час $t_c = E(T_s, \rho_s) / \Lambda(T_s, \rho_s)$ висвічування елемента газу з внутрішньою енергією E стає рівним віку ЗН:

$$t_{tr} = t_c = 2.9 \cdot 10^4 E_{51}^{4/17} n_H^{-9/17} \text{ років},$$

де T_s і ρ_s — значення величин на фронті ударної хвилі, E_{51} — енергія вибуху Наднової в одиницях 10^{51} ерг ($= 10^{44}$ Дж), n_H — концентрація атомів водню в МЗС, Λ — функція висвічування.

Радіаційні втрати приводять до зменшення теплової енергії елементів газу (зниження тиску та температури) з ефективним висвічуванням. Високий тиск сусідніх елементів та взаємодія системи ударних хвиль, що рухаються у протилежних напрямках, збільшують густину радіаційних шарів і тим самим ще більше прискорюють висвічування. Такий позитивний зворотний зв'язок призводить до швидкого утворення холодного щільного шару-оболонки у прифронтовій області, швидкість якої дещо нижча за швидкість гарячого газу на внутрішній границі оболонки. Надалі маса оболонки збільшується за рахунок охолодження у зворотній ударній хвилі налітаючого на внутрішній край оболонки гарячого газу ЗН та приєднання до неї нагрібаного газу МЗС. Завершиться перехідна стадія у момент, коли гарячий газ на внутрішній границі оболонки перестане ефективно охолоджуватись і поповнювати оболонку. Далі залишки гарячого газу адіабатичної стадії штовхають оболонку в МЗС, остання ізотермічно згрібає газ МЗС — це класична радіаційна стадія.

Процес переходу на радіаційну стадію ми моделюватимемо так. У момент часу t_{tr} , який є початком перехідної стадії, на фронті адіабатичної ударної хвилі утворюється перший холодний елемент газу з температурою, рівною температурі МЗС ($T_{sh} = 10^4$ К), тиском P_{sh} , густиною ρ_{sh} та швидкістю V_{sh} . При цьому тиск газу всередині холодної оболонки P_{sh} рівний динамічному тиску $P_{dyn} = \rho_{ISM} V_{sh}^2$ міжзоряного газу на її зовнішню границю та динамічному тиску $\rho(v_{sw} - V_{sh})^2$ гарячого газу на її внутрішню границю, тому для швидкості оболонки отримаємо

$$V_{sh}^2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1} D(t_{tr}) - V_{sh} \right)^2,$$

або

$$V_{sh} = \frac{1}{2} D(t_{tr}) = \text{const} \quad (7)$$

для показника адиабати $\gamma = 5/3$. З часом внутрішній та зовнішній динамічні тиски змінюються мало, тому оболонка на перехідній стадії рухатиметься з приблизно постійною швидкістю (7).

Перехідна стадія закінчується, коли характерний час охолодження гарячого газу у зворотній ударній хвилі на внутрішній границі оболонки перевищує вік залишку, і трансформація частини гарячого газу в оболонку завершується. Через складність процесу отримати достатньо точну аналітичну оцінку тривалості перехідної стадії не вдається, тому скористаємось результатами чисельного моделювання [4], згідно з яким охолодженню піддаються прифронтіві шари товщиною до 5 відсотків ($\alpha = 0.05$) від радіуса ударної хвилі на початку перехідної стадії $\Delta r = \alpha R_{tr}$.

Параметр α буде єдиним вільним параметром нашої моделі перехідної стадії. Відповідна товщина шарів, що охолоджуються, в лагранжевих координатах приблизно рівна $\Delta a = [(\gamma + 1)/(\gamma - 1)] \Delta r$. Тривалість перехідної фази визначимо з умови, що за час Δt найдаліший елемент гарячого газу з відстані Δr , рухаючись із типовою швидкістю газу за фронтом ударної хвилі $v_{sw} = 2D/(\gamma + 1)$ (швидкість відносно фронту буде рівною $v_{sw} - V_{sh}$), дожене оболонку: $\Delta t = t_{sf} - t_{tr} = \alpha R_{tr}/(v_{sw} - V_{sh}) \sim 10\alpha t_{tr}$. Тому на час завершення формування оболонки (початку радіаційної стадії) радіус R_{sh} оболонки буде рівним $R_{sh}(t_{sf}) = R_{tr} + V_{sh}\Delta t = R_{tr}(1 + 2\alpha)$. Безрозмірний параметр $m = V_{sh}t/R_{sh}$, розрахований в роботі [4], в нашій моделі на адиабатичній стадії має звичайне значення $m_{ad} = 0.4$, у момент часу t_{tr} падає до $m_{tr} = V_{sh}t_{tr}/R_{tr} = 0.5m_{ad} = 0.2$, а на перехідній стадії приблизно лінійно збільшується, досягаючи на кінець перехідної стадії значення $m_{sf} = m_{tr}(1 + 0.4(\alpha/0.05))$.

Параметри гарячого газу всередині оболонки. Як вже відмічалось, визначальною рисою перехідної стадії є перехід помітної долі гарячого газу в холодний газ оболонки. На початку перехідної стадії гарячий газ описується розв'язками Седова (4)–(6), в яких, зокрема, швидкість кожного елемента газу після проходження ним фронту ударної хвилі зменшується. Радіаційне охолодження прифронтіві шарів та зменшення тиску в них приводить до деякої перебудови течії гарячого газу, зокрема до додаткового прискорення. Тому хорошим наближенням виявляється постійність швидкості кожного елемента гарячого газу $v(a, t) = v(a, t_{tr})$ під час перехідної стадії. При цьому ті елементи газу, які встигли догнати холодну оболонку за час перехідної стадії, приєднуються до неї. Тому на перехідній стадії

$$\begin{aligned} v(a, t) &= v(a, t_{tr}), & 0 < a < a_c(t), \\ v(a, t) &= V_{sh}, & a_c(t) < a < R_{tr}, \end{aligned} \quad (8)$$

де лагранжева координата $a_c(t)$ елемента охолоджуваного газу визначається з умови, що в момент часу t цей елемент доганяє холодну оболонку:

$$R_{tr} - r(a_c, t_{tr}) = (v(a_c, t_{tr}) - V_{sh})(t - t_{tr}). \quad (9)$$

У момент завершення перехідної стадії величина $a_c(t_{sf}) = a_{c,\min}$ визначиться з умови $r(a_{c,\min}, t_{tr}) = r_{\min} = (1 - \alpha)R_{tr}$. Тепер, використовуючи рівняння (9), для охолодження найбільш віддаленого від фронту елемента газу з ейлеровою координатою r_{\min} ми можемо точніше визначити тривалість

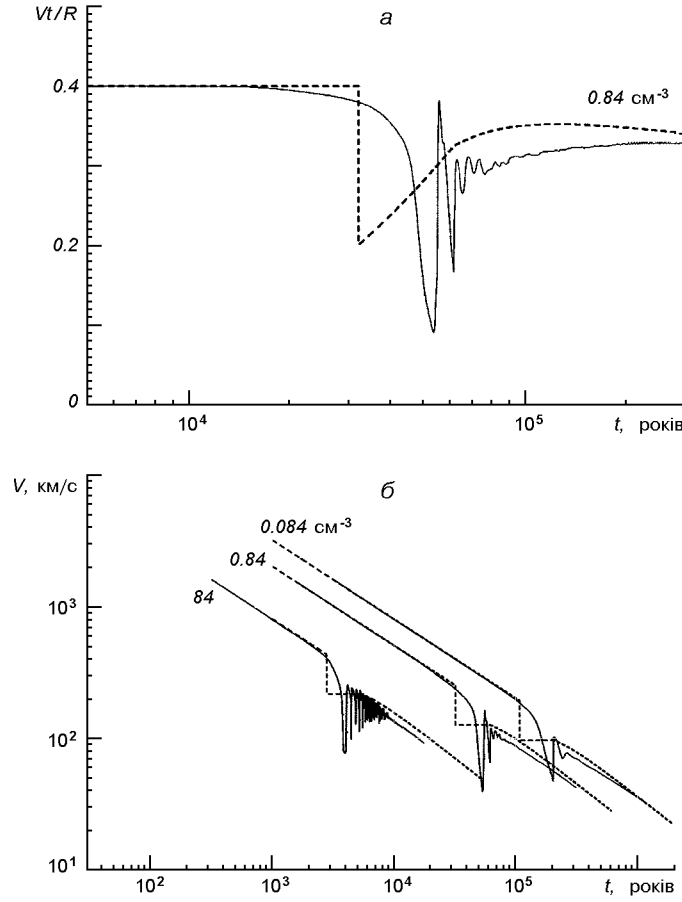


Рис. 1. Еволюція параметра сповільнення $m = Vt/R$ (а) та швидкості V руху фронту (б) залишків Наднових під час адиабатичної, перехідної та радіаційної стадій для енергії спалаху $E_{SN} = 10^{44}$ Дж та різних густин n_H навколишнього середовища (числа біля кривих): штрихові криві — наш метод, суцільні криві — числове моделювання [4]

перехідної стадії:

$$\Delta t = t_{sf} - t_{tr} = \frac{\alpha R_{tr}}{v(r_{min}, t_{tr}) - V_{sh}}.$$

Знайдемо розподіл параметрів гарячого газу всередині оболонки. На момент часу $t_{tr} < t < t_{sf}$ швидкість гарячого газу з $0 < a < a_c(t)$ дається формулою (9), тому для ейлерової координати $r(a, t)$ отримаємо

$$\begin{aligned} r(a, t) &= r(a, t_{tr}) + v(a, t_{tr})(t - t_{tr}), & 0 < a < a_c(t), \\ r(a, t) &= R_{sh}, & a_c(t) < a < R_{tr}. \end{aligned} \quad (10)$$

Розподіл густини $\rho(a, t)$ знайдемо з умови неперервності

$$\rho(a, t_{tr})r(a, t_{tr})^2 dr(a, t_{tr}) = \rho(a, t)r(a, t)^2 dr(a, t),$$

або

$$\rho(a, t) = \rho(a, t_{tr}) \left[\frac{r(a, t_{tr})}{r(a, t)} \right]^2 \frac{dr(a, t_{tr})}{dr(a, t)}. \quad (11)$$

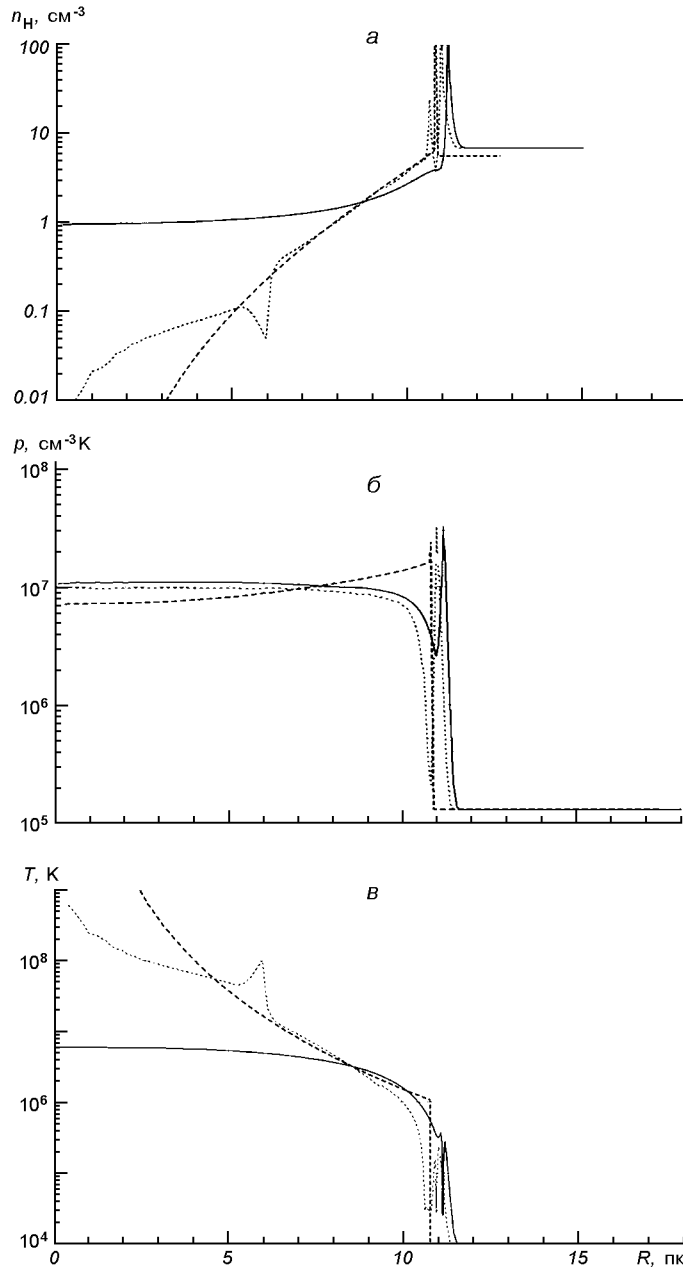


Рис. 2. Радіальний розподіл густини (а), тиску (б) та температури (в) всередині залишку Наднової, що перебуває на перехідній стадії ($E_{SN} = 10^{44}$ Дж, $n_H = 5.6 \text{ cm}^{-3}$, вік 20000 р.). Штрихові криві — наш метод, пунктир — числове моделювання [19], суцільні криві — числове моделювання [19] при суттєвій теплопровідності

Рівняння (5) виявляється еквівалентним рівнянню (11). Якщо врахувати, що

$$dr(a, t) = dr(a, t_{tr}) + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)_{t=t_{tr}} dr(a, t_{tr})(t - t_{tr}),$$

рівняння (11) запишеться у формі

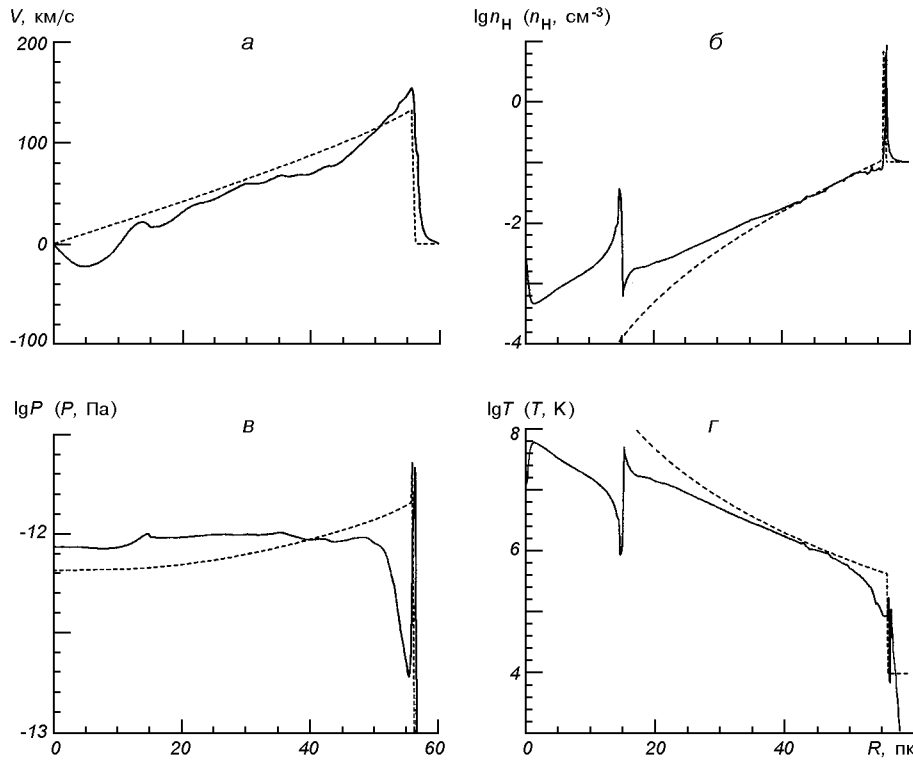


Рис. 3. Радіальний розподіл швидкості (а), густини (б), тиску (в) та температури (г) для залишку Наднової віком 170000 р., що перебуває на кінцевому етапі перехідної стадії ($E = 0.931 \cdot 10^{44}$ Дж, $n_H = 0.1 \text{ см}^{-3}$). Штрихові криві — наш метод, суцільні криві — числове моделювання [6]

$$\rho(a, t) = \rho(a, t_{tr}) \left[\frac{r(a, t_{tr})}{r(a, t)} \right]^2 \left[1 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)_{t=t_{tr}} (t - t_{tr}) \right]^{-1}. \quad (12)$$

Для розподілу тиску гарячого газу тепер маємо

$$P(a, t) = P(a, t_{tr}) \left[\frac{\rho(a, t)}{\rho(a, t_{tr})} \right]^\gamma, \quad (13)$$

а для розподілу температури —

$$T(a, t) = \frac{\mu P(a, t)}{R_g \rho(a, t)}. \quad (14)$$

Рівняння (8), (10), (12)—(14) дають повний опис стану гарячого газу всередині оболонки. Їхнє порівняння з результатами чисельного моделювання приведені на рис. 1—3.

Таким чином, в нашій моделі на перехідній стадії кожен елемент гарячого газу рухається із постійною швидкістю, яку він мав на момент закінчення адіабатичної стадії t_{tr} . Якщо б не було холодної оболонки, гарячий газ займав би область $0 < a < R_{tr}$ в лагранжевих та $0 < r < R_{out}(t) = R_{tr} + v_{sw}(t_{tr})(t - t_{tr})$ в ейлерових координатах. Наявність холодної оболонки, що рухається з швидкістю V_{sh} , меншою за швидкість гарячого газу, призводить до захоплення нею тих елементів (шарів) гарячого газу, які встигають догнати оболонку за час перехідної стадії, тобто шарів з лагран-

жевою координатою $a_c(t_{sf}) < a < R_{tr}$. В той же час шари з $0 < a < a_c(t)$ не відчуватимуть наявності оболонки на момент часу $t_{tr} < t < t_{sf}$. Відомою особливістю розподілу швидкості гарячого газу на седовській стадії є її майже лінійна залежність від ейлерової координати:

$$\frac{v(r, t)}{v_{sw}(t)} = \frac{r}{R(t)}.$$

У рамках цього наближення параметри гарячого газу на перехідній стадії дорівнюють

$$\begin{aligned} v(r, t) &= v_{sw}(t_{tr}) \left(\frac{r}{R_{out}(t)} \right), \\ r(a, t) &= r(a, t_{tr}) \left(\frac{R_{out}(t)}{R_{tr}} \right), \\ \rho(a, t) &= \rho(a, t_{tr}) \left(\frac{R_{tr}}{R_{out}(t)} \right)^3, \\ P(a, t) &= P(a, t_{tr}) \left(\frac{R_{tr}}{R_{out}(t)} \right)^{3\gamma}, \\ T(a, t) &= T(a, t_{tr}) \left(\frac{R_{tr}}{R_{out}(t)} \right)^{3(\gamma-1)} \end{aligned} \quad (15)$$

(для густини у рівнянні (12) враховано, що $\partial v / \partial r_{(t=t_{tr})} = v_{sw}(t_{tr}) / R_{tr}$).

Таким чином, в рамках прийнятого нами наближення вільного розлітання гарячого газу на перехідній стадії відома властивість приблизної лінійності розподілу швидкості газу на початку перехідної стадії приводить до простої аналітичної моделі гомологічного розширення гарячого газу із степеневою зміною параметрів течії з часом.

Параметри холодного газу оболонки. Починаючи з моменту t_{tr} поява на відстані R_{tr} першого холодного елемента в нашій моделі маса оболонки $M_{sh}(t) = M_{sh,in}(t) + M_{sh,out}(t)$ збільшується за рахунок нагрівання газу МЗС:

$$M_{sh,out}(t) = 4\pi \int_{R_{tr}}^{R_{sh}} \rho_{ISM} a^2 da$$

та маси охолодженого гарячого газу

$$M_{sh,in}(t) = 4\pi \int_{a_c(t)}^{R_{tr}} \rho_{ISM} a^2 da.$$

Температура холодного газу в оболонці дорівнює початковій температурі газу МЗС:

$$T_{sh}(t) = T_{ISM} = 10^4 \text{ K}.$$

Тиск холодного газу оболонки, як вже відмічалось раніше, визначається динамічним тиском міжзоряного газу:

$$P_{sh} = P_{dyn} = \rho_{ISM} V_{sh}^2,$$

тому з рівняння стану

$$P_{sh} = \left(\frac{R_{gas}}{\mu} \right) \rho_{sh} T_{sh} = c_{iso}^2 \rho_{sh},$$

де c_{iso} — ізотермічна швидкість звуку в міжзоряному газі, знайдемо густину

газу в оболонці:

$$\rho_{sh} = \rho_{ISM} \left(\frac{V_{sh}}{c_{iso}} \right)^2 = \rho_{ISM} M_{iso}^2,$$

де M_{iso} — ізотермічне число Маха холодної оболонки. При типових швидкостях оболонки порядку сотень кілометрів за секунду стиск газу в оболонці становить

$$\frac{\rho_{sh}}{\rho_{ISM}} = 170 V_{sh}^2 T_{ISM}^{-1}.$$

Для товщини оболонки маємо вираз

$$\Delta_{sh}(t) = \frac{M_{sh}(t)}{4\pi R_{sh}^2 \rho_{sh}} \sim \frac{R_{sh}}{3M_{iso}},$$

тобто товщина оболонки значно менша за її радіус.

Характеристики течії на кінець перехідної стадії. Перехідна стадія закінчується, і розпочинається радіаційна стадія в момент часу t_{sf} , коли гарячий газ всередині оболонки перестає охолоджуватись і приєднуватись до оболонки. Маса оболонки, тепла та кінетична енергії гарячого газу на момент початку радіаційної стадії дорівнюють відповідно

$$M_{hot} = \frac{4}{3} \pi R_{tr}^3 \rho_{ISM} - M_{sh, in}(t_{sf}),$$

$$W_{th, hot} = \frac{4\pi}{\gamma - 1} \int_0^{a_c(t_{sf})} P(a, t_{sf}) a^2 da,$$

$$W_{kin, hot} = 2\pi \int_0^{a_c(t_{sf})} \rho(a, t_{sf}) v^2(a, t_{sf}) a^2 da.$$

З припиненням охолодження гарячого газу гідродинамічна модель перехідної стадії стає неадекватною, поступаючись місцем традиційній моделі тонкого шару, в якій гарячий газ — залишок перехідної стадії всередині оболонки, адиабатично розширюючись, штовхає оболонку, маса якої збільшується за рахунок нагрібання маси МЗС [2, 15]. При цьому вважається, що високі значення температури та швидкості звуку в гарячому газі призводять до вирівнювання тиску по всьому об'єму гарячого газу та до квазірівноважного розширення із незначною роллю кінетичної енергії гарячого газу. В той же час чисельні розрахунки [4, 6] свідчать, що навіть на радіаційній стадії кінематичні процеси в гарячому газі залишаються суттєвими, зокрема ще довго існує зворотна ударна хвиля, в якій кінетична енергія набігаючого на оболонку гарячого газу перетворюється в теплову, збільшуючи тиск гарячого газу, що межує з оболонкою. З часом більшість кінетичної енергії гарячого газу трансформується в теплову, забезпечуючи виконання умови тонкого шару.

В нашому наближеному підході вважатимемо цей процес миттєвим, який відбувається у момент переходу на радіаційну стадію, тобто приймемо, що тепла енергія гарячого газу на початку радіаційної стадії дорівнює сумі теплової та кінетичної енергії гарячого газу на кінець перехідної стадії:

$$W_{hot}(t_{sf}) = W_{th, hot} + W_{kin, hot}.$$

Тоді середній тиск гарячого газу P_{in} складатиме

$$P_{in}(t_{sf}) = \frac{3(\gamma - 1)W_{hot}(t_{sf})}{4\pi R_{sh}^3(t_{sf})},$$

РАДІАЦІЙНА СТАДІЯ

На радіаційній стадії динаміка оболонки описується законами збереження маси оболонки, її імпульсу та енергії гарячого газу:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} M_{sh} &= 4\pi R_{sh}^2 V_{sh} \rho_{ISM}, \\ \frac{d}{dt} (M_{sh} V_{sh}) &= 4\pi R_{sh}^2 P_{hot}, \\ \frac{d}{dt} W_{hot} &= -4\pi R_{sh}^2 V_{sh} P_{hot}.\end{aligned}\tag{16}$$

З рівнянь (16) отримаємо систему звичайних диференціальних рівнянь для параметрів оболонки на радіаційній стадії:

$$\begin{aligned}\frac{dR_{sh}}{dt} &= V_{sh}, \\ \frac{dV_{sh}}{dt} &= -\frac{4\pi V_{sh}^2 R_{sh}^2 \rho_{ISM}}{M_{sh}} + \frac{3(\gamma - 1)W_{hot}}{M_{sh}R_{sh}}, \\ \frac{dM_{sh}}{dt} &= 4\pi R_{sh}^2 V_{sh} \rho_{ISM}, \\ \frac{dW_{hot}}{dt} &= \frac{-3(\gamma - 1)W_{hot}}{R_{sh}V_{sh}}\end{aligned}\tag{17}$$

з початковими умовами при $t = t_{sf}$:

$$\begin{aligned}R_{sh} &= R_{sf}, \\ V_{sh} &= 0.5D(t_{tr}), \\ M_{sh}(t_{sf}) &= M_{sh,in}(t_{sf}) + M_{sh,out}(t_{sf}), \\ W_{hot}(t_{sf}) &= W_{th,hot} + W_{kin,hot}.\end{aligned}$$

Рівняння динаміки оболонки у випадку змінної густини МЗС можна розв'язати чисельно, а у випадку однорідного середовища — рівняння (17) — можна використати аналітичні розв'язки [1, 3, 16] у параметричному вигляді $t = t(R_{sh})$.

У традиційному наближенні тонкого шару характеристики течії гарячого газу залишаються невизначеними (за винятком усередненого за об'ємом тиску P_{in}). У той же час в нашому підході, заснованому на використанні одночасно лагранжевого та ейлерового підходів до опису течії, ми можемо дати наближений опис характеристик течії гарячого газу і на радіаційній стадії. Для цього врахуємо, що швидкість гарячого газу на радіаційній стадії рівна нулевій в центрі залишку та швидкості оболонки $V_{sh}(t)$ на його зовнішній границі, тому приймемо лінійну залежність швидкості гарячого газу від відстані:

$$v(r, t) = V_{sh}(t)(r/R_{sh}(t)), \quad 0 < r < R_{sh}.\tag{18}$$

Таку ж залежність ми мали на перехідній стадії, тільки з більшою амплітудою. Як вже відмічалось, зменшення амплітуди швидкості зумовлене трансформацією кінетичної енергії в теплову у зворотній ударній хвилі. Лінійна залежність (18) зумовлює, як і у випадку перехідної стадії, гомологічне розширення гарячого газу, тому для характеристик течії аналогічно до (15) отримаємо

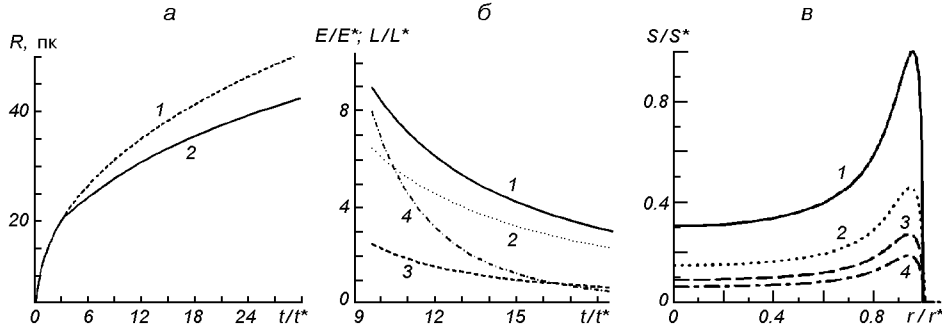


Рис. 4. Розрахована еволюція залишку Наднової на адиабатичній та перехідній стадіях: *a* — еволюція радіуса R (1 — без врахування втрат на випромінювання, 2 — з врахуванням втрат, $E_{SN} = 10^{44}$ Дж, $n_H = 0.84 \text{ см}^{-3}$, $t^* = 10^4$ р.); *б* — еволюція повної (1), теплової (2), кінетичної (3) енергії E та рентгенівської світності L в діапазоні $E_x > 0.1$ кеВ (4) ($E_{SN} = 0.931 \cdot 10^{44}$ Дж, $n_H = 0.1 \text{ см}^{-3}$, $E^* = 10^{43}$ Дж, $L^* = 10^{29}$ Дж/с та $t^* = 10^4$ р.); *в* — еволюція поверхневих профілів яскравості S у рентгенівському діапазоні (1 — $t = t_{tr} = 96000$ р., 2 — 120000 р., 3 — 145000 р., 4 — $t = t_{sf} = 189000$ р.; $E_{SN} = 0.931 \cdot 10^{44}$ Дж, $n_H = 0.1 \text{ см}^{-3}$. $S^* = S(t_{tr})$, $r^* = R(t)$)

$$r(a, t) = r(a, t_{sf}) \left(\frac{R_{sh}(t)}{R_{sf}} \right), \quad \rho(a, t) = \rho(a, t_{sf}) \left(\frac{R_{sf}}{R_{sh}(t)} \right)^3,$$

$$P(a, t) = P(a, t_{sf}) \left(\frac{R_{sf}}{R_{sh}(t)} \right)^{3\gamma}, \quad T(a, t) = T(a, t_{sf}) \left(\frac{R_{sf}}{R_{sh}(t)} \right)^{3(\gamma-1)}.$$

ТЕСТУВАННЯ МОДЕЛІ

Тестування нашої моделі перехідної стадії проведено на прикладі порівняння її з результатами чисельного моделювання [4, 6, 19]. Як бачимо з рис. 1—3, запропонований наближений аналітичний опис з достатньо високою точністю відображає результати числових розрахунків. Це дає підстави використовувати його для моделювання еволюції точкового вибуху на адиабатичній, перехідній та радіаційній стадіях, зокрема для опису еволюції залишків Наднових.

ТЕПЛОВЕ РЕНТГЕНІВСЬКЕ СВІЧЕННЯ ЗН НА ПЕРЕХІДНІЙ СТАДІЇ

Запропонований вище аналітичний опис перехідної стадії дозволяє розрахувати еволюцію рентгенівської світності залишків Наднових на адиабатичній та перехідній стадіях. Приклади таких розрахунків приведені на рис. 4. Основною особливістю перехідної стадії є швидке падіння рентгенівської світності, пов'язане із охолодженням значної частини гарячого газу всередині залишку. Найпомітнішим це падіння виявляється в низькоенергетичному діапазоні ($0.1 < E_x < 2.4$ кеВ), генерованому у прифронтовій області, тоді як в жорсткому діапазоні ($E_x > 4$ кеВ), генерованому у внутрішніх найгарячіших шарах, відносно падіння світності менше.

ВИСНОВКИ

Ми пропонуємо новий наближений аналітичний опис перехідної (від адиабатичної до радіаційної) стадії еволюції залишків Наднових, який узагальнює запропонований нами раніше опис адиабатичної стадії [9]. Тестування

запропонованого методу шляхом порівняння його з чисельними розрахунками перехідної стадії [4, 6, 19] показали його достатньо високу точність.

На основі методу проведено розрахунки еволюції рентгенівської світності залишків Наднових на перехідній стадії.

Робота була підтримана Швейцарським національним науковим фондом та Швейцарським агентством з розвитку та співпраці у рамках програми SCOPES — наукової співпраці між Східною Європою та Швейцарією.

І. Тележинський дякує гранту ІНТАС № 061000014-6348.

1. *Bandiera R., Petruk O.* Analytic solutions for the evolution of radiative supernova remnants // *Astron. and Astrophys.*—2004.—419, N 1.—P. 419—423.
2. *Bisnovatyi-Kogan G., Silich S.* Shock-wave propagation in the nonuniform interstellar medium // *Rev. Mod. Phys.*—1995.—67, N 3.—P. 661—712.
3. *Blinnikov S. I., Imshennik V. S., Utrobin V. P.* The Cygnus Superbubble as the remnant of a peculiar supernova // *Sov. Astron. Let.*—1982.—8.—P. 361—365.
4. *Blondin J. M., Wright E. B., Borkowski K. J., Reynolds S. P.* Transition to the radiative phase in supernova remnants // *Astrophys. J.*—1998.—500, N 1.—P. 342—354.
5. *Chevalier R. A.* The evolution of supernova remnants. Spherically symmetric models // *Astrophys. J.*—1974.—188, N 2.—P. 501—516.
6. *Cioffi D. F., McKee C. F., Bertschinger E.* Dynamics of radiative supernova remnants // *Astrophys. J.*—1988.—334, N 1.—P. 252—265.
7. *Falle S. A. E. G.* Catastrophic cooling in supernova remnants // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1981.—195, N 3.—P. 1011—1028.
8. *Franco J., Miller W. W., Arthur S. J., et al.* Thin shell formation in radiative shocks. I: Supernova remnants in low-density media // *Astrophys. J.*—1994.—435, N 2.—P. 805—814.
9. *Hnatyk B., Petruk O.* Evolution of supernova remnants in the interstellar medium with a large-scale density gradient. I. General properties of the morphological evolution and X-ray emission // *Astron. and Astrophys.*—1999.—344, N 1.—P. 295—309.
10. *Lozinskaya T.* Supernovae and stellar wind in the interstellar medium. — New York: American Institute of Physics, 1992.—224 p.
11. *Maciejewski W., Cox D. P.* Supernova remnant in a stratified medium: explicit, analytical approximations for adiabatic expansion and radiative cooling // *Astrophys. J.*—1999.—511, N 2.—P. 792—797.
12. *Mansfield V. N., Salpeter E. E.* Numerical models for supernova remnants // *Astrophys. J.*—1974.—190, N 1.—P. 305—314.
13. *McKee C. F., Ostriker J. P.* A theory of the interstellar medium — Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate // *Astrophys. J.*—1977.—218, N 1.—P. 148—169.
14. *Oort J. H.* Problems in cosmical aerodynamics. — Dayton: Central Air Documents Office, 1951.
15. *Ostriker J. P., McKee C. F.* Astrophysical blastwaves // *Rev. Mod. Phys.*—1988.—60, N 1.—P. 1—68.
16. *Pasko V. P., Silich S. A.* A contribution to the theory of propagation of strong shock waves in inhomogeneous gravitating media. II. The radiative phase // *Kinematics and Phys. of Celest. Bodies.*—1986.—2, N 3.—P. 15—23.
17. *Petruk O.* On the transition of the adiabatic supernova remnant to the radiative stage in a nonuniform interstellar medium // *J. Phys. Stud.*—2005.—9, N 4.—P. 364—373.
18. *Sedov L. I.* Similarity and dimensional methods in mechanics. — New York: Academ. Press, 1959.—448 p.
19. *Shelton R. L., Cox D. P., Maciejewski W., et al.* Modeling W44 as a supernova remnant in a density gradient with a partially formed dense shell and thermal conduction in the hot interior. II. The hydrodynamic models // *Astrophys. J.*—1999.—524, N 1.—P. 192—212.
20. *Woltjer L.* Supernova Remnants // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1972.—10.—P. 129.
21. *Zel'dovich Ya. B., Raizer Yu. P.* Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. — New York: Academ. Press, 1966.—102 p.

Надійшла до редакції 22.09.06