

УДК 533

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ ЗВЕЗДЫ С ГАЗОВЫМ ОБЛАКОМ В МЕЖЗВЁЗДНОЙ СРЕДЕ

Ермишкин М.В., Суржиков С.Т.

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, 119526,
проспект Вернадского 101-1
maxim.ermishkin@rambler.ru
surg@impnet.ru*

Аннотация

В работе исследуется магнитогидродинамическое (МГД) взаимодействие остатка сверхновой звезды (ОСН) с неоднородной межзвёздной средой (МЗС) с использованием трёхмерной численной модели. Неоднородность МЗС представляет собой диффузионное газовое облако, расположенное около ОСН. Газовое облако имеет сферическую форму и состоит из двух слоев. Внутренний сферический слой радиуса 1.6 пк состоит из холодного плотного ядра (с плотностью $n = 40 \text{ см}^{-3}$ и температурой $T = 80 \text{ К}$). Внешняя оболочка облака радиуса 2.1 пк состоит из газа, нагретого УФ излучением в МЗС (плотность $n = 0.25 \text{ см}^{-3}$ и температура $T = 8\,000 \text{ К}$). Параметры ОСН соответствуют взрыву сверхновой звезды Ia-типа. Магнитное поле в МЗС однородно. В работе исследуется влияние параметров МЗС на процессы взаимодействия ударной волны ОСН с газовым облаком. Рассматриваются два варианта состояния МЗС: $n = 10^3 \text{ см}^{-3}$, $T = 10^6 \text{ К}$ и $n = 1 \text{ см}^{-3}$, $T = 10\,000 \text{ К}$.

Численное моделирование исследуемых процессов начинается с момента, когда размер оболочки ОСН достигает 2 пк. Используемая в работе численная модель построена на теории идеальной МГД.

В работе показано, что для рассмотренных двух вариантов состояния МЗС наблюдаются два различных сценария эволюции как ОСН, так и газового облака. В первом случае (плотность в облаке гораздо выше, чем в ударной волне ОСН) наблюдаются процессы сжатия облака и активного перемешивания среды вокруг облака. Если плотности в облаке и ударной волне ОСН сравнимы, то облако разрушается. Влияние газового облака на ударную волну в этом случае заметно слабее. Результаты исследования показывают, что неоднородности МЗС могут быть важным фактором, ответственным за асимметрию картин интенсивности излучения ряда наблюдаемых ОСН.

A STUDY OF INTERACTION BETWEEN SUPERNOVA REMNANT SHOCK WAVE AND GAS CLOUD IN THE INTERSTELLAR MEDIUM

Ermishkin M.V., Surzhikov S.T.

Institute for problem in mechanics RAS, Russia, Moscow, 119526

Magnetohydrodynamic (MHD) interaction between the supernova remnant (SNR) and the interstellar medium (ISM) has been studied using a three-dimensional numerical model. The inhomogeneity of the ISM is introduced by a diffusion gas cloud located near the SNR. The gas cloud has a spherical shape and consists of two layers. The inner spherical layer with radius of 1.6 pc consists of cold dense gas (concentration $n = 40 \text{ cm}^{-3}$, temperature $T = 80 \text{ K}$). The outer shell with radius of 2.1 pc consists of gas heated by ultraviolet radiation propagating in the ISM. In this layer of the cloud concentration and temperature are $n = 0.25 \text{ cm}^{-3}$, $T = 8\,000 \text{ K}$. Parameters of the SNR correspond to explosion of Ia type supernova star. The direction of magnetic field in the ISM is constant. In the work two different cases of state of

the ISM are investigated: $n = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, $T = 10^6 \text{ K}$ and $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, $T = 10\,000 \text{ K}$. Numerical solutions begin at the time when the shell of the SNR reaches the distance of 2 pc. The numerical model has been developed using the ideal MHD model of plasma.

Our findings suggest that for considered values of the ISM characteristics there are two different scenarios of evolution of both the SNR and the gas cloud. In the first case (density of cloud is much higher than density of shock wave of the SNR) the processes of cloud's compression and strong mixing of the surrounding medium are observed. If densities of the cloud and the shock wave are comparable the cloud is destroyed. The influence of the cloud on the shock wave is much smaller in this case. Results of the investigation suggest that inhomogeneities of the ISM could be an important factor responsible for asymmetry of radiation intensity images in a number of observed supernova remnants.

1. Введение

За последние двадцать лет благодаря развитию внеземных систем наблюдения за космосом резко возросло число открываемых сверхновых звезд (здесь и далее, сверхновых или СН). В настоящее время согласно данным Европейского Астрономического Сообщества (<http://cfa-www.harvard.edu/iau/cbat.html>) за год регистрируется несколько сотен СН.

В результате взрыва сверхновой образуется огромное облако плотной плазмы с огромной энергией, являющееся остатком взрыва сверхновой (здесь и далее, ОСН). Соотношение масс вещества взорвавшейся звезды и вещества межзвездной среды (здесь и далее, МЗС), выметенного ударной волной остатка СН, значительно меняется с течением времени. Большинство известных остатков СН сравнительно молодые: они имеют возраст не более нескольких тысяч лет. Гораздо меньшая часть ОСН имеет возраст от нескольких десятков тысяч лет до нескольких миллионов лет. Во многом это обусловлено тем, что структура типичного остатка СН большого возраста очень близка к структуре межзвездной среды и их зачастую трудно отличить друг от друга.

Сверхновые звезды принято делить на два основных типа [1–4]. Классификация СН строится по наличию или отсутствию линий излучения определенных химических элементов в спектре звезды. Наиболее важным элементом в классификации является водород. В случае, если в спектре СН отсутствуют линии водорода, такая СН имеет первый тип (I). В противном случае звезда имеет второй тип (II). Дальнейшая классификация (типы Ia, Ib, Ic, IIb, III, Pr) строится, исходя из наличия линий излучения более тяжелых элементов, а также формы кривых блеска (зависимости интенсивности излучения от времени) и механизмов взрыва. Не рассматривая всех особенностей механизмов взрыва сверхновых, отметим, что существуют два принципиально разных сценария взрыва СН. В первом из них взрыв звезды - предшественника СН происходит как результат роста массы белого карлика вследствие термоядерного горения и достижения критического значения массы звезды ($1.4 \cdot M_{\text{Sun}}$ – предела Чандрасекара; здесь и далее символ M_{Sun} обозначает массу Солнца, $M_{\text{Sun}} = 1.989 \times 10^{33} \text{ г}$). При этом обязательным условием данного механизма является наличие двойной звездной системы, в которой одной из звезд является белый карлик, а другой – массивная звезда с сильным звездным ветром – например, красный или голубой сверхгигант. Отметим, что в литературе также активно обсуждается сценарий, в котором взрыв происходит вследствие столкновения двух белых карликов, образующих двойную звездную систему [5, 6]. Считается, что описанные механизмы взрыва имеют место в сверхновых Ia-типа. Остатки сверхновых Ia-типа, как правило, имеют характерную сферическую форму и не имеют компактного остатка звезды в центре. В сверхновых типов Ib,c и II механизм взрыва основан на гравитационном коллапсе массивной звезды. В результате взрыва сверхновая превращается в нейтронную звезду либо черную дыру, окруженную разлетающейся оболочкой.

Классическое описание эволюции остатка сверхновой строится на предположении об однородности как начального взрыва, так и окружающей МЗС [7]. Также полагается, что относительное движение СН и окружающей МЗС отсутствует. В силу этих положений

остаток СН должен представлять собой расширяющуюся сферическую оболочку. Приведем краткое описание процесса расширения оболочки ОСН. Ключевыми факторами, определяющими эволюцию ОСН, являются энергия взрыва СН E , начальная масса СН M_{SN} , а также плотность МЗС ρ_0 и показатель адиабаты γ . В начальный момент времени оболочка ОСН представляет собой ударную волну, распространяющуюся свободно в окружающей МЗС. МЗС не оказывает влияние на движение оболочки из-за того, что давление и плотность за фронтом ударной волны гораздо больше, чем в МЗС. Скорость движения оболочки v_S практически постоянна. Радиус оболочки R_S линейно меняется со временем:

$$R_S = v_S \cdot t. \quad (1)$$

Скорость движения ударной волны v_S может быть найдена в предположении, что вся энергия взрыва полностью переходит в кинетическую энергию оболочки ОСН. Если также предположить, что скорость внутри ОСН постоянна, то имеем следующее выражение:

$$v_S = \sqrt{\frac{2 \cdot E}{M_{SN}}}. \quad (2)$$

Более корректная оценка строится на аналитическом решении задачи о разлете газового шара в пустоту [8]. Согласно этому решению скорость внутри ОСН линейно возрастает от центра остатка (где скорость равна нулю) к его границе, где достигает значения:

$$v_S = \sqrt{\frac{10}{3} \cdot \frac{E}{M_{SN}}}. \quad (3)$$

Стадия свободного расширения заканчивается, когда масса выметенного газа МЗС становится сравнимой с исходной массой СН. Радиус ОСН R_S в этот момент можно найти из следующего выражения:

$$R_S = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot M_{SN}}{4\pi \cdot \rho_0}}. \quad (4)$$

Исходя из этого соотношения, для значений $\rho_0 = 1.67 \times 10^{-24}$ г/см³, (что соответствует плотности среды, состоящей из атомов водорода с концентрацией 1 см⁻³), $M_{SN} = 1.4 M_{Sun}$, $E = 10^{51}$ эрг получаем оценку $R_S \sim 2.8$ пк (1 пк = 3.086×10^{18} см = 3.26 св. лет). Момент времени t , когда оболочка расширяется до такого расстояния, можно найти из соотношений (1, 3): $v_S = 11\,000$ км/с, $t = 200$ лет.

С этого момента начинается переход на стадию адиабатического расширения. Конфигурация остатка СН при этом меняется следующим образом. Появляется внешняя ударная волна, сметающая вещество окружающей МЗС. Также образуется и обратная ударная волна, движущаяся внутри остатка к его центру. Вследствие прохождения ударных волн вещество выброса и МЗС нагреваются. Данные нагретые области разделяет поверхность контактного разрыва. Положение границы этой сферической поверхности в точности описывается формулами (1, 3). Поскольку температура в ОСН достаточно высока, потери на излучение малы. Поэтому полная энергия движения сохраняется. Этим и объясняется название данной стадии. Отметим также, что к концу адиабатической стадии соотношение кинетической и тепловой энергии в ОСН составляет примерно 28 % и 72 % соответственно [1].

Следует подчеркнуть, что на адиабатической стадии выполняется необходимое условие для аналитического решения задачи о сильном точечном взрыве: давление внутри области взрыва много больше окружающего давления, и масса вещества, охваченного ударной волной, больше массы продуктов взрыва. Благодаря этому известно, как меняются

со временем t все основные параметры ОСН: радиус остатка R_S , скорость v_S , плотность ρ_S , давление p_S и температура T_S за фронтом внешней ударной волны [8,9]:

$$R_S = \alpha(\gamma) \cdot \left(\frac{E \cdot t^2}{\rho_0} \right)^{1/5}; \quad \rho_S = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \cdot \rho_0; \quad v_S = \frac{4}{5 \cdot (\gamma+1)} \cdot \frac{R_S}{t};$$

$$p_S = \frac{\rho_0 \cdot v_S^2 \cdot (\gamma+1)}{2}; \quad T_S = \frac{P_S \cdot \mu}{\rho_S \cdot R_0}, \quad (5)$$

где μ – молярная масса газа в МЗС, R_0 – универсальная газовая постоянная ($R_0 = 8.31 \times 10^7$ эрг/К·моль). Коэффициент $\alpha(\gamma)$ зависит только от показателя адиабаты γ . Согласно теории сильного взрыва [9], $\alpha(\gamma) = 0.87$ для $\gamma = 1.67$.

Когда температура за фронтом ударной волны падает до значений $(5 \div 6) \times 10^5$ К, радиационные потери становятся существенными [10]. С этого момента наступает стадия радиационного охлаждения. Тепловое давление падает из-за радиационных потерь и не может поддерживать движение внешней ударной волны, как на стадии адиабатического расширения. Движение внешней ударной волны поддерживается импульсом газа движущегося наружу. Остаток СН представляет собой теплое разреженное вещество в центральной области с постоянным давлением, окруженное внешней более холодной тонкой и плотной оболочкой. Эта оболочка формируется из вещества МЗС, пересекающего границу фронта ударной волны и остающегося рядом с ней. Такую картину сгребания газа МЗС часто сравнивают со сбором снега на переднем краю снегоочистителя. Поэтому стадию радиационного охлаждения нередко называют стадией снегоочистителя. Характерное время перехода на стадию радиационного охлаждения составляет несколько десятков тысяч лет, а размер остатка – несколько десятков парсек.

Спустя несколько миллионов лет от момента взрыва давления внутри ОСН и в МЗС выравниваются. Из-за этого движение оболочки ОСН сильно тормозится. Скорость расширения оболочки становится сравнимой с характерной скоростью хаотического движения МЗС 10 км/с. С этого момента остаток СН и МЗС становятся практически неразличимыми.

Следует подчеркнуть, что рассмотренная модель эволюции остатка СН верна в предположении об однородности как окружающей МЗС, так и начального взрыва СН. Такая идеализированная модель может быть использована для реальных остатков лишь с определенной точностью, поскольку МЗС является неоднородной, а начальный взрыв СН, как правило, отличается от сферически симметричного. Неоднородности МЗС и начального взрыва могут быть причиной несимметричности картин излучения ОСН в широком диапазоне длин волн: рентгеновском, видимом, ИК и даже радио- и гамма- диапазонах. Эта особенность чрезвычайно интересна для научного исследования.

Рассмотрим несколько примеров известных ОСН и приведем современные объяснения несимметричности их картин излучения. Вначале рассмотрим остатки сверхновых, возраст которых составляет от нескольких сотен до тысячи лет. На рис. 1(слева) показано излучение остатка СН 1006 года в видимом диапазоне. Яркая полоска в правом верхнем углу ОСН соответствует излучению водорода за фронтом ударной волны, распространяющейся в сильно разреженную среду. На рис. 1(справа) показано излучение того же остатка в рентгеновском диапазоне. Наиболее яркие области на данном изображении соответствуют синхротронному излучению высокоэнергичных электронов, разогнанных ударной волной до огромных скоростей. Те электроны, которые движутся в направлении перпендикулярном ориентации магнитного поля в МЗС, излучают наиболее интенсивно. Вероятно области в левом верхнем и нижнем правом углу рис. 1(справа) отражают данную зависимость.

Другой пример ОСН, распространяющегося в неоднородной МЗС, является остаток СН Кеплера или СН 1604 года. Видимое излучение газа на рис. 2(слева) обусловлено

движением ударной волны в наиболее плотных образованиях МЗС. При этом ударная волна нагревает газ МЗС до температуры около 10 000 К. Яркое пятно в рентгеновском диапазоне на рис. 2(справа) в верхней части ОСН может быть объяснено движением предшественника СН Кеплера относительно окружающей среды [11]. Другое возможное объяснение сильного рентгеновского излучения в данной области состоит в движение вещества выброса СН в облаке МЗС с большим градиентом плотности.

Проявлением взаимодействия остатка СН с подвижной МЗС возможно является остаток СН 0509–67.5. Относительное движение остатка и окружающей среды вполне может объяснить наблюдаемую асимметрию картины интенсивности излучения ОСН 0509–67.5. На рис. 3(слева) представлен снимок этого остатка в рентгеновском диапазоне. Можно отметить наличие яркого пятна в левом верхнем участке ОСН. На рис. 3(справа) показан снимок остатка в видимом диапазоне, на котором можно заметить яркую тонкую полосу в нижнем правом участке остатка (в отличие от более размытого левого верхнего участка). Не исключено, что подобная картина, может быть также следствием разлета ОСН в МЗС с неравномерным распределением плотности. Также можно заметить области менее интенсивного излучения в левом нижнем и правом верхнем участках остатка, что может быть объяснено наличием однородного магнитного поля МЗС: синхротронное излучение электронов, движущихся в направлении вдоль магнитного поля слабее, чем тех электронов, что движутся перпендикулярно ему. Возраст ОСН 0509–67.5 составляет 400 ± 50 лет [12].

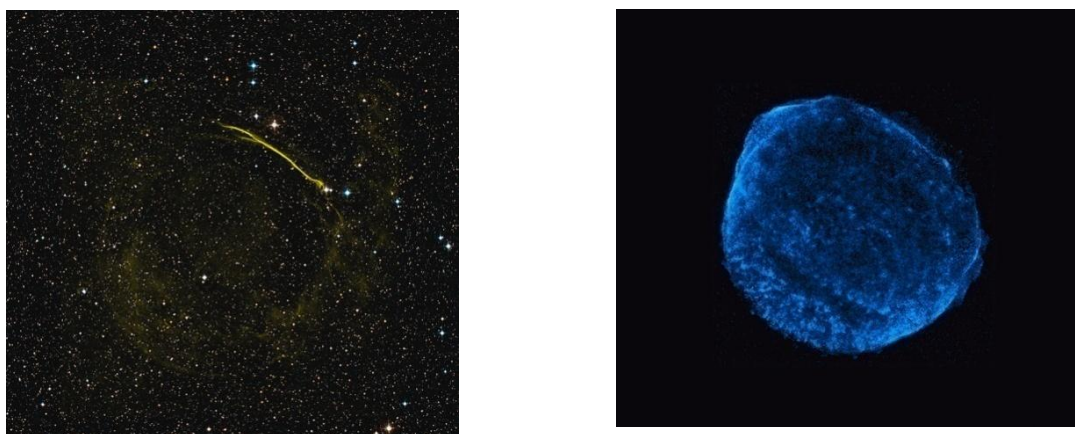


Рис. 1. Снимки остатка СН 1006 г. в видимом диапазоне (в линиях водорода) – *слева* и в рентгеновском диапазоне ($0.5 \div 3$ кэВ) – *справа*. Размер изображений: 60 св. лет. (Credit: Middlebury College/F.Winkler, NOAO/AURA/NSF/CTIO Schmidt & DSS; NASA/CXC/Rutgers/G.Cassam-Chenai, J.Hughes et al.)

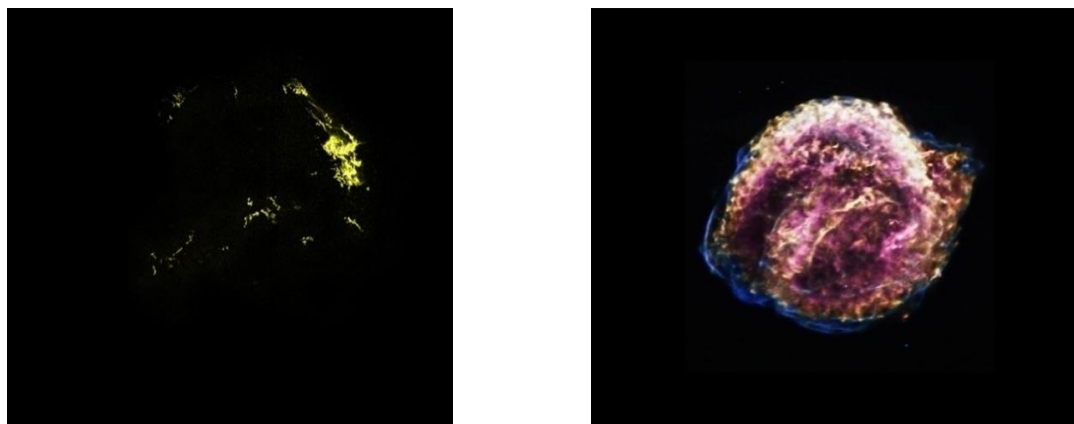


Рис. 2. Снимки остатка СН Кеплера (1604 г.) в видимом диапазоне (Hubble, 2003) – *слева* и в рентгеновском диапазоне ($0.7 \div 6$ кэВ, Chandra, 2012) – *справа*. Размер изображений: $19 \div 33$ св. лет. (Credit: NASA/ESA/JHU/R.Sankrit&W.Blair; NASA/CXC/SAO/D.Patnaude)

Параметры рассмотренных выше остатков СН указывают на то, что они находятся на стадии свободного расширения – начальной адиабатической стадии. Возрастные остатки, такие как G299.2-29.2 и ОСН 0103-72.6 находятся на адиабатической стадии. Согласно работе [13], G299.2-29.2 является примером ОСН Ia типа с возрастом около 4 500 лет, находящемся на расстоянии 16 000 световых лет от Земли. На рис. 4 (*слева*) показано рентгеновское излучение данного остатка. Слабое излучение внутренних областей соответствует относительно большому содержанию железа и кремния. Данный факт свойственен остаткам СН типа Ia. Внешняя оболочка ОСН имеет двойную структуру, состоящую из двух полу-оболочек радиусов 7 и 9 пк. Такая картина может следствием неоднородности МЗС, состоящей из областей с разной плотностью. По оценкам данной работы энергия взрыва, породившего этот ОСН, составляла 1.6×10^{50} эрг, а плотность окружающей МЗС изменялась от 0.1 до 0.3 см^{-3} . Отметим также, что сплюснутая форма остатка на рентгеновском снимке может быть вызвана магнитным полем МЗС.



Рис. 3. Снимки остатка ОСН 0509-67.5 рентгеновском диапазоне (0.2 ÷ 7 кэВ) – *слева* и в видимом диапазоне (в линиях водорода) – *справа*. Размер изображений: 58 св. лет. (Credit: NASA/CXC/SAO/J.Hughes et al.; NASA/ESA/Hubble Heritage Team (STScI/AURA))

Примером остатка II типа большого возраста является ОСН 0103–72.6. Большинство элементов в ОСН составляют кислород и неон. Согласно работе [14], возраст данного остатка составляет 18 000 лет, а взорвавшаяся звезда была в 18 массивнее Солнца. Энергия взрыва СН составляла 1.2×10^{51} эрг, а плотность окружающей МЗС 0.16 см^{-3} . Рентгеновское изображение ОСН показано на рис. 4 (*справа*). Красный цвет соответствует внешним областям остатка, нагретым фронтом прямой ударной волны. Излучение, показанное зеленым и синим цветом, отображают нагретую плазму во внутренних областях ОСН. Оболочка ОСН в первом приближении представляет собой сферу радиуса 23 пк. Однако можно наблюдать заметные отклонения от этой формы, особенно в верхней части остатка. Причиной этих отклонений, вероятно, также является неоднородность плотности окружающей МЗС.

Поскольку предметом нашей работы является неоднородность МЗС связанная с неравномерным распределением плотности и температуры, приведем основные сведения о структуре и составе МЗС. Одно из первых описаний МЗС приведено, вероятно, в работе [15]. Основными химическими элементами в МЗС являются водород и гелий. Причем на 10 частиц водорода приходится только одна частица гелия. Содержание остальных элементов (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe) по отношению к водороду еще меньше.

Нейтральный атомарный и молекулярный водород содержится преимущественно в диффузионных облаках МЗС с концентрацией частиц около $10 \div 100 \text{ см}^{-3}$ (в среднем 40 см^{-3}) и температурой около 80 К. Средний размер таких облаков около 7 световых лет. Характерная скорость движения диффузионных облаков составляет около 10 км/с. Доля вещества МЗС, присутствующего в диффузионных облаках, составляет около 2 %.

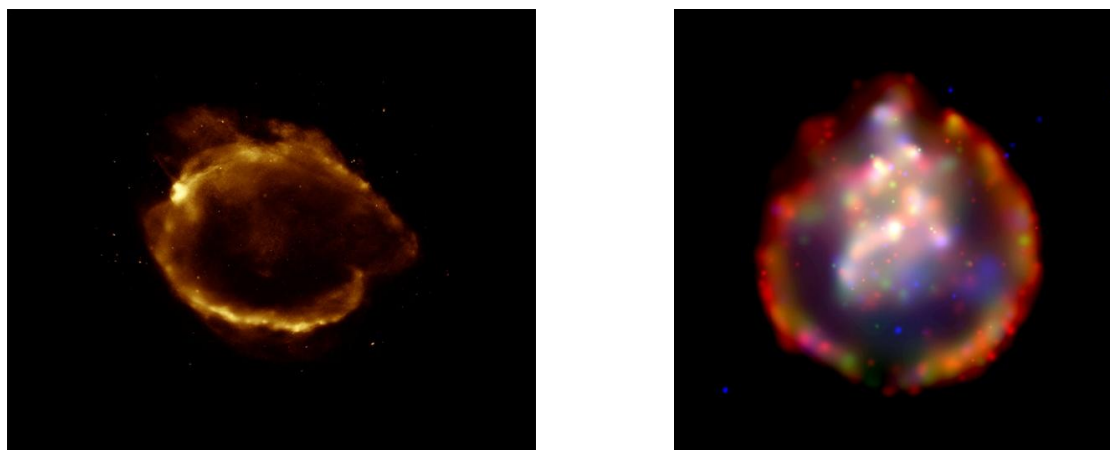


Рис. 4. Рентгеновские снимки OCH G299.2-2.9 (Chandra, 2010) – слева и OCH 0103–72.6 (Chandra, 2002) – справа. Размер изображений: 114 и 226 св. лет соответственно. (Credit: NASA/CXC/U. Texas at Arlington/S.Park et al, ROSAT; Credit: NASA/CXC/PSU/S. Park et al.)

Другой важной составляющей МЗС являлись области ионизации вокруг ярких молодых звезд. Ультрафиолетовое излучение таких звезд ионизует и нагревает окружающий газ до температур около 8 000 К. Вследствие более высокого давления этот газ расширяется со скоростью около 15 км/с.

Составляющей МЗС с наибольшей температурой является корональный газ, наблюдаемый в линиях рентгеновского излучения многократно ионизованных тяжелых элементов. Его температура может достигать миллионов градусов Кельвина. Источником коронального газа могут быть остатки сверхновых, выбрасывающие в окружающую среду большое количество тяжелых элементов.

Одним из основных положений, приведенных в работе [15], является приближенное равновесие всех трех компонент: холодных облаков нейтрального водорода, областей теплого ионизованного водорода и горячего сильно ионизованного коронального газа. Исходя из примерного равенства давлений были получены оценки концентраций теплого ионизованного водорода ($0.1 \div 1 \text{ см}^{-3}$) и коронального газа ($10^{-3} \div 10^{-2} \text{ см}^{-3}$).

Теоретическое исследование равновесия в МЗС было также рассмотрено в работе [16]. В данной работе были приняты во внимание следующие процессы, регулирующие состав МЗС: сгребание газа оболочками OCH, превращение холодных оболочек OCH в хаотически движущиеся диффузионные облака, нагревание газа ударными волнами и остывание из-за радиационных потерь, ионизация и рекомбинация облаков и межоблачной среды, испарение холодных облаков, погруженных в горячий газ.

Также в работе [16] была предложена простая модель строения диффузионного облака. В этой модели облако имело сферическую форму. В центре облака находилось плотное холодное нейтральное ядро радиуса 1.6 пк, окруженное более теплой разреженной оболочкой радиуса 2.1 пк. Считалось, что эта оболочка состояла из вещества, ионизованного УФ излучением, распространяющимся в межоблачной среде. Окружающая среда состояла из полностью ионизованного сильно разреженного горячего газа. Значения параметров плотности n , температуры T и степени ионизации x (отношение числа электронов к общему числу частиц в среде) каждой из компонент приведены в табл. 1. Отметим, что данные значения близки к значениям из работы [15], полученным во многом на основе спектральных данных.

Для описания строения диффузионного газового облака мы будем использовать значения из работы [17], являющейся продолжением работы [16]. Помимо значений плотности и температуры в работе [17] приведены также оценки доли каждой из компонент (фактора заполнения) f в МЗС (табл. 2).

Таблица 1

Компоненты межзвездной среды (МЗС)

Компоненты МЗС	$n, \text{см}^{-3}$	$T, \text{К}$	x
Холодная нейтральная МЗС	42	80	10^{-3}
Теплая нейтральная МЗС	0.37	8000	0.15
Теплая ионизованная МЗС	0.25	8000	0.68
Горячая ионизованная МЗС	3.5×10^{-3}	4.5×10^5	1

Таблица 2

Компоненты межзвездной среды (МЗС) и фактор заполнения

Компоненты МЗС	$n, \text{см}^{-3}$	$T, \text{К}$	$f, \%$
Холодная нейтральная МЗС (холодный газ в облаках)	42	80	75
Теплая нейтральная МЗС	0.25	8000	23
Горячая ионизованная МЗС (корональный газ)	1.6×10^{-3}	3.5×10^5	2

Особое внимание в этих работах уделено процессу испарения облаков. Более детальное исследование состояния газа в МЗС, регулируемое взаимодействием звезд, взрывами сверхновых и различных компонент МЗС приведено в работе [18]. Не останавливаясь на деталях этой работы, отметим, что при различном выборе значений плотности и температуры газа, а также потока ионизирующей радиации возможно несколько равновесных состояний МЗС. При высокой плотности газа МЗС и сравнительно низкой частоте взрывов СН устанавливается равновесие двухкомпонентной МЗС – холодных облаков и теплого ионизованного газа. При более высокой частоте взрывов СН наблюдается трехкомпонентная структура МЗС, описанная выше. При очень высокой частоте взрывов СН МЗС полностью состоит из горячего разреженного газа. Также возможен вариант циклического режима изменения состояния МЗС.

Неоднородная картина интенсивности излучения характерна для ОСН, располагающихся вблизи плоскости галактики. В работе [19] показано, что неоднородность ОСН обусловлена сильным градиентом плотности в МЗС вблизи плоскости галактики. Особое внимание работе уделяется эволюции ударной волны в среде с экспоненциально изменяющейся плотностью. Было показано, что часть вещества ОСН покидает галактику, а остальное вещество может участвовать в формировании горячего гало галактики. Взаимодействие ОСН с плотными облаками в МЗС было рассмотрено в работах [20,21]. Отметим, что в работе [21] используется трехмерная модель для исследования взаимодействия ОСН и с плотным облаком в МЗС. В более ранних работах использовались только одно- и двухмерные модели.

Помимо неоднородной плотности вещества МЗС, присутствия магнитного поля в МЗС и относительного движения ОСН и МЗС на расширение оболочки ОСН могут влиять и другие важные факторы. Среди них можно отметить турбулентность МЗС и различные типы неустойчивостей, наблюдаемые, например, в Крабовидной туманности. Примером неоднородности начального взрыва СН могут служить джеты в ОСН Кассиопея А. Известно, что ОСН типов II и Ib,c содержат нейтронные звезды или черные дыры. Сильное магнитное и гравитационное поля нейтронных звезд и черных дыр, образующихся в результате взрыва массивных сверхновых могут также существенно влиять на расширение окружающей их оболочки остатка СН.

Целью данной работы является исследование магнитогидродинамического (МГД) взаимодействия остатка СН с диффузионным газовым облаком с использованием трехмерной численной модели. Нашим стремлением является моделирование неоднородностей картин излучения наблюдаемых ОСН, используя МГД модель и типичные значения параметров взрыва СН и структуры МЗС. В работе исследуется влияние состояния МЗС на эволюцию как ОСН, так и газового облака. Отметим, что в работе не учитываются испарения облака, а также ионизация и излучения.

2. Физическая модель

Рассматриваемая в работе вычислительная область представляет собой куб с ребром 60 пк (рис. 5). На расстоянии 10 пк от центра области ($X=0$ пк, $Y=0$ пк, $Z=0$ пк) располагается газовое облако, состоящее из двух слоев. Распределения плотности и температуры в каждом из слоев равномерные.

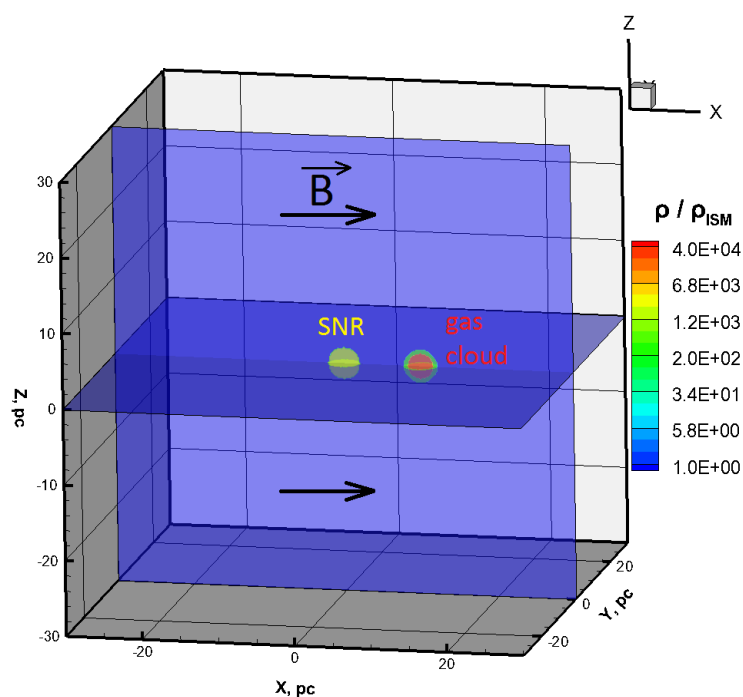


Рис. 5. Распределение плотности ρ в ед. ρ_{ISM} – плотности МЗС в двух плоскостях вычислительной области. Магнитное поле B направлено вдоль оси X . Остаток сверхновой (SNR) и газовое облако (gas cloud) имеют сферическую форму и расположены в центральной части рисунка

Значения параметров облака определяются в согласии с работой [17] (табл. 2). Внутренний сферический слой облака радиуса 1.6 пк соответствует холодной компоненте МЗС, а внешний слой радиуса 2.1 пк – теплой компоненте МЗС. В работе рассматриваются два варианта задания параметров МЗС, окружающей газовое облако. В первом варианте концентрация этой среды равна $n_{ISM} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, а температура $T_{ISM} = 10^6 \text{ К}$. Во втором варианте используются следующие значения: $n_{ISM} = 1 \text{ см}^{-3}$, $T_{ISM} = 10\,000 \text{ К}$. Таким образом, первый вариант описывает приближенно МЗС, состоящую только из горячей компоненты, а второй – из теплой компоненты. Для краткости рассмотренные модели МЗС будем далее называть "теплой" и "горячей" МЗС соответственно.

Вещество во всей исследуемой области покоится в начальный момент времени, а магнитное поле однородно и направлено вдоль оси X . Амплитуда магнитного поля составляет $3.57 \times 10^{-6} \text{ Гс}$ [22].

Химический состав МЗС представлен смесью водорода и гелия с соотношением числа частиц 10:1 [15]. Таким образом, молярная масса газа МЗС равна 1.4 г/моль. Модель остатка сверхновой основана также на работе [22], в которой ОСН представлен ростом внутренней энергии в сфере радиуса 2 пк, расположенной в центре исследуемой области. Значение внутренней энергии составляет 10^{51} эрг, а масса СН равна $M_{SN} = 1.4 \cdot M_{Sun}$. Данные значения являются характерными для исследуемого в нашей работе типа сверхновых – Ia. Поскольку вещество внутри ОСН сферы неподвижно, то энергия взрыва трансформируется только в тепловую составляющую. Считается также, что плотность и давление внутри ОСН имеют равномерные распределения. В табл.3 приведены значения плотности ρ , давления p , температуры T ОСН и окружающей его МЗС, а также массы ОСН M_{SNR} .

Таблица 3

Параметры остатка сверхновой (ОСН) и межзвездной среды (МЗС)

Физическая величина	модель "горячей" МЗС		модель "теплой" МЗС	
	МЗС	ОСН	МЗС	ОСН
Плотность, ρ (г/см ³)	2.83×10^{-24}	9.36×10^{-27}	1.22×10^{-23}	9.36×10^{-24}
Давление, p (эрг/см ³)	1.4×10^{-13}	6.8×10^{-7}	1.4×10^{-12}	6.8×10^{-7}
Температура, T (К)	10^6	4.1×10^9	10^4	9.5×10^8
Масса ОСН, M_{SNR} (M_{Sun})	–	1.4	–	6.

Из формулы (4) можно найти радиус ОСН в момент завершения стадии свободного расширения. Для модели теплой МЗС он составляет 12.8 пк; для модели горячей МЗС – 1.3 пк. Необходимо заметить, что величина плотности вещества окружающей среды ρ_0 в формуле (4) при прохождении ударной волны возрастает в $(\gamma+1)(\gamma-1)=4$ раза (в работе показатель адиабаты γ полагается равным 1.67 во всей расчетной области). Таким образом, в модели "горячей" МЗС начальные условия в остатке СН соответствуют стадии свободного расширения, а в модели "теплой" МЗС – адиабатической стадии. Используя формулы (1,3), можно оценить возраст каждого из этих остатков. В модели "горячей" МЗС возраст ОСН составляет 180 лет. Для модели "теплой" МЗС возраст ОСН составляет $180 \div 370$ лет. Пределы значений возраста ОСН в этой модели возникают благодаря тому, что ОСН сгребает вещество МЗС, и его масса меняется от значения от $1.4 \cdot M_{Sun}$ до $6 \cdot M_{Sun}$. Точный возраст такого ОСН может быть даже больше из-за того, скорость движения ударной волны на адиабатической стадии начинает падать. Как следствие из формулы (1) время перехода с одной стадии на другую возрастает. Отметим, что эта неопределенность несущественна для нашего исследования, поскольку характерные времена эволюции ОСН составляют от тысяч до десятков тысяч лет.

3. Математическая модель

Движение плазмы может быть рассмотрено в рамках теории магнитной гидродинамики (МГД). В данной работе используется трёхмерная нестационарная идеальная МГД модель плазмы [23–27]. В данной модели не учитываются диссипативные эффекты: диффузия, теплопроводность, вязкость, джоулевы потери. Кроме того, плазма обладает бесконечной проводимостью. Для описания поведения плазмы используется следующая система уравнений [23–27]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{V} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{V}}{\partial t} + \text{div} \left[\rho \vec{V} \vec{V} + p_* I - \frac{\vec{B} \vec{B}}{4\pi} \right] = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \operatorname{div} \left[(e + p_*) \cdot \vec{V} - \frac{\vec{B} \cdot (\vec{V} \cdot \vec{B})}{4\pi} \right] = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\vec{V} \times \vec{B}], \quad (9)$$

где t – время; ρ – плотность среды; \vec{V} – скорость; \vec{B} – напряженность магнитного поля; $p_* = p + B^2/8\pi$ – сумма гидродинамического и магнитного давлений; $e = \varepsilon + \rho V^2/2 + B^2/8\pi$ – сумма плотностей внутренней энергии, кинетической энергии и энергии магнитного поля. Для описания плазмы используется модель идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = 1.67$ и уравнением состояния $\varepsilon = \varepsilon(p, \rho)$:

$$\varepsilon = \frac{p}{\rho \cdot (\gamma - 1)}. \quad (10)$$

Система уравнений (6)–(10) решается в декартовой системе координат. Соответственно векторы скорости и магнитного поля имеют три компоненты вдоль каждой из осей: $\vec{V} = [u, v, w]$, $\vec{B} = [B_x, B_y, B_z]$. I – единичный тензор размерности 3×3 . Используется равномерная прямоугольная сетка с числом узлов 301 вдоль каждой оси. Начальные условия для данной системы уравнений задаются в соответствии с рассмотренной выше физической моделью ОСН, газового облака и окружающей его МЗС. На поверхности куба S используются неотражающие граничные условия. В силу этого любое возмущение, достигающее границ расчетной области, покидает ее, никак не воздействуя на вещество, находящееся внутри. Математическая формулировка данных граничных условий приведена в следующей формуле:

$$\left. \frac{df}{d\vec{n}} \right|_S = 0, \quad f = [\rho; p; \rho u; \rho v; \rho w; e; B_x; B_y; B_z]^T, \quad (11)$$

где \vec{n} – вектор нормали к границе расчетной области S . Численное решение системы уравнений (6)–(10) проводится с помощью численного метода, основанного на схеме с донорными ячейками [28]. Этот метод является методом первого – второго порядка по пространству (первый порядок на гладких решениях; второй – на разрывах) и первого порядка по времени.

Верификация используемой численной модели проводилась путем сравнения численных результатов с аналитическим решением задачи о сильном точечном взрыве [8,9] для адиабатической стадии эволюции ОСН в однородной МЗС, а также с решением из работы [22]. Результаты сравнения представлены в нашей работе [29], согласно которой отличие численного решения от аналитического составляет не более 30% при решении на сетке с 101^3 узлами и около 12% – при решении на сетке с 501^3 узлами. Стоит отметить, что постановка задачи о сильном точечном взрыве не подразумевает наличия магнитного поля. Однако, аналитическое решение Седова может быть использовано для задачи о разлете ОСН, так как магнитное давление во всей исследуемой области значительно меньше теплового давления за фронтом ударной волны ОСН. Данная картина справедлива вплоть до времен порядка нескольких миллионов лет, что соответствует времени жизни типичного ОСН. Также в работе было проведено численное моделирование остатков сверхновых большого возраста: ОСН G299.9-2.9 и ОСН 0103-72.6. Сравнение полученных распределений физических величин с наблюдаемыми изображениями позволяют сделать вывод, что рассматриваемая модель позволяет описывать крупномасштабные структуры остатков сверхновых таких, как, например, фронт внешней ударной волны с хорошей точностью.

Возможность использования МГД модели для описания рассматриваемых явлений серьезно обсуждается в настоящее время в астрофизической литературе. Одним из возмож-

ных аргументом, используемым нами для верификации такой модели, является сравнение результатов, полученных с помощью МГД модели и модели "частиц в ячейках" (particle in cell, PIC) для задачи о разлете плазменного облака в разреженную окружающую среду с магнитным полем [25, 26]. Было показано, что МГД модель описывает крупномасштабные течения в окружающей среде в хорошем согласии с кинетической моделью. Похожие аргументы были использованы в работах по исследованию взаимодействия солнечного ветра с ионосферой Земли [30], процессов в солнечной короне [31–34], а также в ряде экспериментальных работ [35–43].

Также стоит отметить ряд работ [44–49], в которых проводилось численное решение задач о столкновении ударных волн с неоднородностью в виде сферического облака с плотностью большей, чем в окружающей среде.

4. Результаты и Обсуждение

Рассмотрим эволюцию оболочки остатка СН, а также газового облака расположенного внутри неё для двух разных состояний межзвездной среды, окружающей в начальный момент времени остаток и газовое облако. Первое состояние, характеризуемое значениями плотности $n_{ISM} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и температуры $T_{ISM} = 10^6 \text{ К}$ соответствует модели "горячей" межзвездной среды (см. Раздел "Физическая модель"). Случай с $n_{ISM} = 1 \text{ см}^{-3}$, $T_{ISM} = 10^4 \text{ К}$ описывает модель "теплой" МЗС. Вначале рассмотрим особенности эволюции упомянутых выше объектов отдельно для каждого состояния МЗС, а затем сравним их.

В качестве результатов рассмотрим двумерные распределения плотности и температуры в плоскости XY, содержащей остаток СН и газовое облако. Подчеркнем, что данные параметры во многом определяют картину интенсивности излучения. По этой причине неоднородности, наблюдаемые в реальных ОСН, можно связывать с неоднородным распределением этих физических величин. Распределения остальных величин (теплого и магнитного давлений, скорости) приведем в виде одномерных графиков при сравнении моделей МЗС.

4.1. "Горячая" межзвездная среда ($n_{ISM} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $T_{ISM} = 10^6 \text{ К}$)

На рис. 6–11 показаны распределения плотности ρ и температуры T в плоскости XY при $Z=0$ пк. Значения плотности приведены в единицах $\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27} \text{ г/см}^3$ – плотности "горячей" МЗС, окружающей ОСН и газовое облако. Данные рисунки иллюстрируют характерные изменения картины течений вблизи газового облака.

К моменту времени $t = 500$ лет ударная волна ОСН достигает границы облака. ОСН в этот момент времени находится на стадии свободного расширения. В силу того, что давление в облаке немного превосходит давление в окружающей среде, облако расширяется. Однако скорость расширения мала и данный процесс не влияет на движение вещества вокруг облака. Плотность в ударной волне составляет примерно $4 \cdot \rho_{hot}$, а в облаке $40\,000 \cdot \rho_{hot}$. Столь большая разница приводит к тому, что ударная волна очень медленно проникает в облако. В области слева от облака формируется отраженная ударная волна (рис. 6). Отметим, что часто используется термин вторичная ударная волна для описания ударной волны, распространяющейся в плотной неоднородности МЗС.

В районе $t = 5\,000 \div 7\,000$ лет (рис. 7) происходит переход ОСН на адиабатическую стадию, сопровождающийся образованием крупных вихрей на расстоянии $R \sim 25$ пк от центра области. К этому моменту ОСН достигает расстояний, больших, чем размеры исследуемой области.

К моменту времени $t = 7\,000 \div 9\,000$ лет (рис. 8) можно четко различить положение границы ($R \sim 26$ пк) контактного разрыва по разные стороны которой вещество ОСН движется в противоположных направлениях.

Также можно отметить область ($R \sim 19$ пк), в которой движущаяся к центру обратная ударная волна тормозится расширяющимся веществом остатка. Фронт отраженной ударной волны движется от облака к центру вследствие разрежения центральной области остатка.

Ко времени $t = 12500$ лет (рис. 9) обратная ударная волна достигает центра ОСН, выравнивая распределение плотности и температуры в центральной области. В течение времени $t = 12500 \div 17500$ лет (рис. 10) наблюдается режим с образованием мелких вихрей на расстоянии $R \sim 10 \div 15$ пк. При этом происходит значительный нагрев центральной части ОСН из-за сильного разрежения. Ударная волна, распространяющаяся в газовом облаке, уплотняет и нагревает его.

Так ко времени $t = 20000 \div 30000$ лет (рис. 11) наблюдается двукратный рост плотности в облаке и значительное повышение его температуры (до значений около 10^5 К). Скорость движения ударной волны по облаку в несколько десятков км/с невелика по сравнению со скоростями движения вещества внутри ОСН. В работе [16] величина скорости движения подобной ударной волны для различных остатков СН составляла примерно $10 \div 100$ км/с, что близко к значениям, полученным в данной работе.

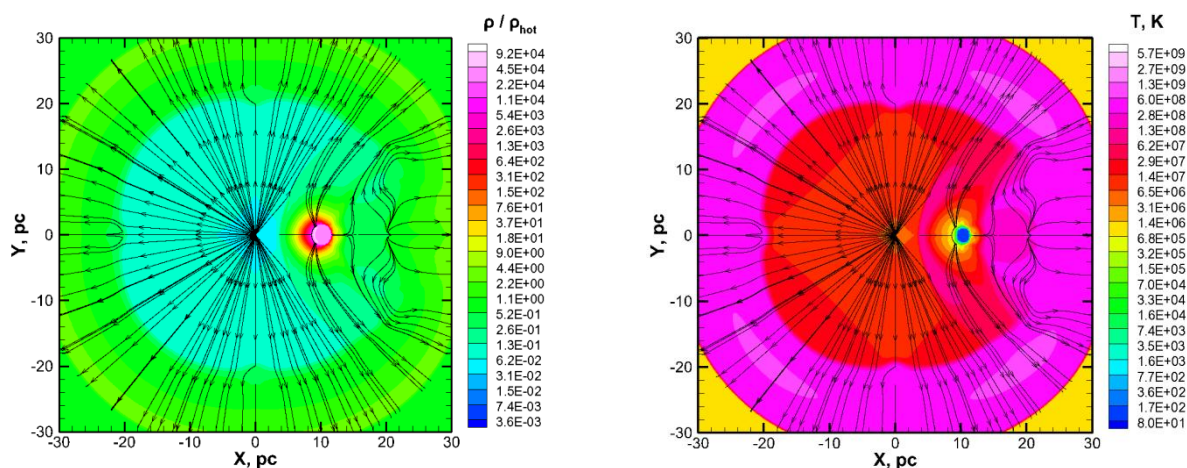


Рис. 6. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 5000$ лет

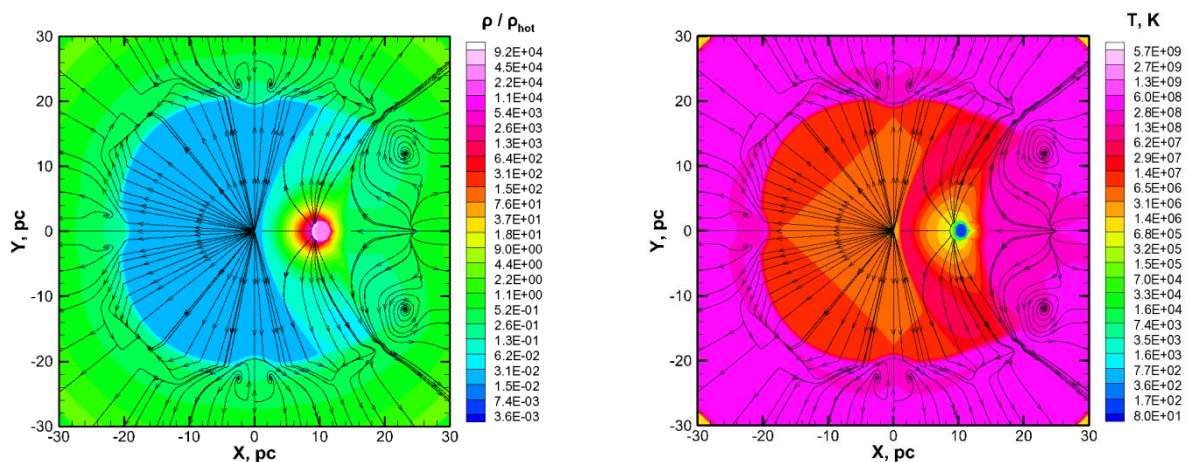


Рис. 7. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 7000$ лет

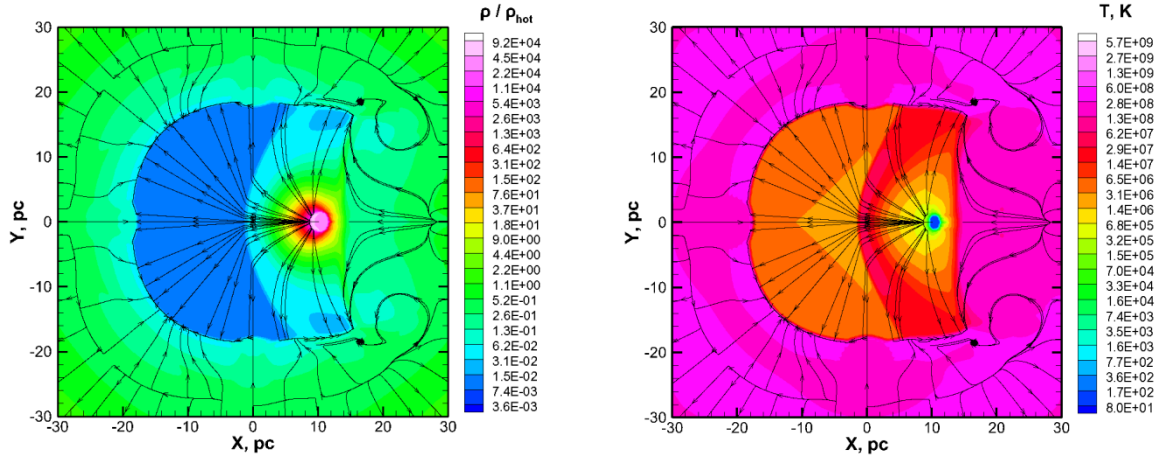


Рис. 8. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 9000$ лет

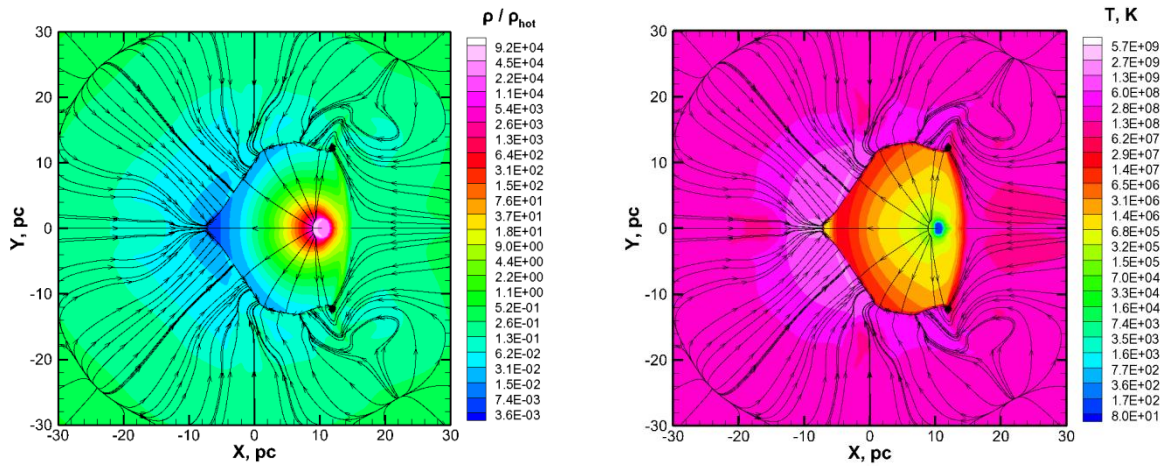


Рис. 9. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 12500$ лет

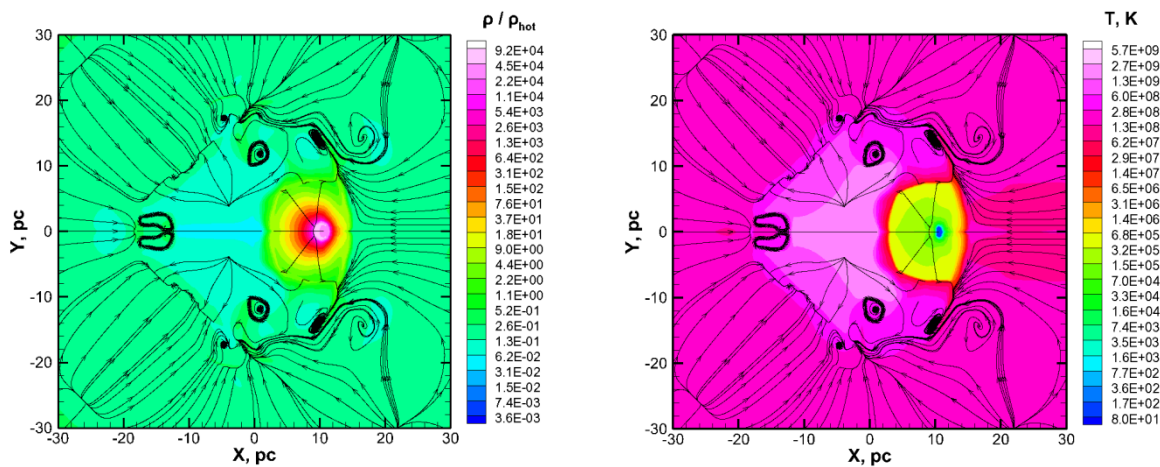


Рис. 10. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 17500$ лет

На рис. 11 можно заметить образование новой ударной волны, движущейся от центра, фронт которой располагается около $R \sim 25 \div 30$ пк. Вещество, расположенное вокруг фронта этой ударной волны, движется навстречу ей. Поэтому в дальнейшем будет происходить ее торможение, а последующее изменение направления движения. Такие ударные волны, распространяющиеся то в одну, то в другую сторону способствуют выравниванию профиля давления в центральной части ОСН, что характерно для адиабатической стадии эволюции ОСН. Профили остальных величин вдали от газового облака также согласуются с аналитическим решением задачи о сильном взрыве, которое (как упоминалось выше) справедливо для данной стадии. Большая часть вещества остатка СН содержится на его периферии. Температура максимальна в центре остатка и спадает к границе. Скорость возрастает от центра к границе по закону близкому к линейному.

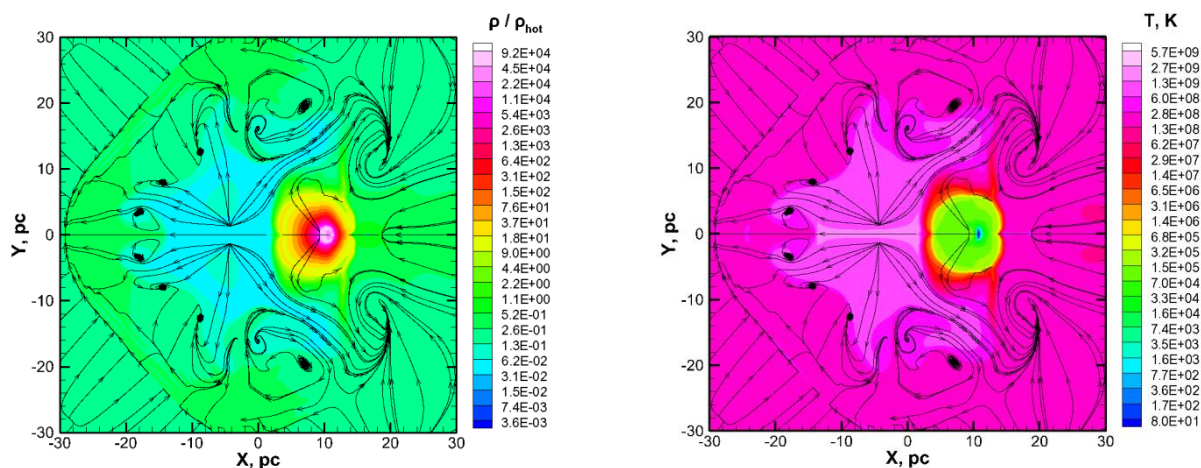


Рис. 11. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 25000$ лет

Дальнейшее исследование эволюции облака при временах $t = 10^5 \div 10^6$ лет не показало значительных изменений в его строении. Это можно объяснить тем, что подавляющая часть вещества остатка СН в это время находилась на очень большом расстоянии от облака и не могла оказывать заметного воздействия на него. При этом можно было наблюдать слабое расширение облака в окружающую более разреженную среду.

Необходимо отметить наличие совсем мелких вихрей, располагающихся вдоль осей, параллельных границам расчетной области и проходящих через ее центр. Данные вихревые движения, скорее всего, являются проявлением численных нефизических особенностей, возникающих из-за решения задачи на прямоугольной декартовой сетке.

4.2. "Теплая" межзвездная среда ($n_{ISM} = 1 \text{ см}^{-3}$, $T_{ISM} = 10^4 \text{ К}$)

На рис. 12–16, как и в предыдущем случае, показаны распределения плотности ρ и температуры T в плоскости XY при $Z = 0$ пс. Значения плотности приведены в единицах ρ_{warm} – плотности "теплой" МЗС ($\rho_{warm} = 2.34 \times 10^{-24}$ г/см³). По сравнению с предыдущим случаем особенности движения вещества внутри ОСН, вызванные взаимодействием ударной волны и газового облака, проявляются заметно слабее. Отраженная ударная волна практически не образуется. Вещество ОСН, движущееся к облаку, остается рядом с ним, вместо того, чтобы отразиться. Вихревых движений также не наблюдается. Гораздо более интересные процессы наблюдаются в самом облаке. Происходит это благодаря тому, что плотность в ударной волне $\rho = 4\rho_{warm}$ в данном варианте состояния МЗС существенно ближе к плотности облака $\rho = 40\rho_{warm}$. Чтобы лучше отразить процессы, происходящие внутри облака и вблизи него, мы приводим увеличенные изображения ОСН.

Поскольку масса ОСН в начальных условиях данного варианта состояния МЗС превышает массу СН, то процесс расширения ОСН начинается со стадии адиабатического расширения, минуя стадию свободного расширения. Ко времени $t = 5\,900$ лет внешняя ударная волна достигает границы облака. В силу того, что давление в облаке немного меньше давления в МЗС, облако сдавливается межзвездной средой. Однако данный процесс не оказывает существенного воздействия на движение вещества вблизи облака. Ударная волна, распространяющаяся в облаке, гораздо сильнее воздействует на него, чем в случае "горячей" МЗС. Сжатие и нагрев облака происходит гораздо быстрее (рис. 12).

Ко времени $t = 10000 \div 20000$ лет (рис. 13) газовое облако полностью окружено горячим плотным веществом внутри оболочки ОСН. Существенное воздействие на облако наблюдается не только в области слева от облака, но и во всем окружающем его ближайшем пространстве. Такая картина способствует более быстрому росту плотности и температуры внутри облака. В результате к моменту времени $t = 30\,000$ лет (рис. 14) ударная волна, распространяющаяся в облаке, проходит его полностью. При этом наблюдается максимальное сжатие (в три раза) вещества в облаке. Давление в облаке также значительно возрастает благодаря чему начинается его разрушение.

Так, на рис. 15 ($t = 50000$ лет) можно заметить падение плотности внутри облака и рост температуры. Другими словами можно сказать, что облако растворяется или испаряется в окружающую более разреженную горячую среду. В дальнейшем этот процесс продолжается вплоть до полного разрушения облака и его испарения в окружающей среде (рис. 16).

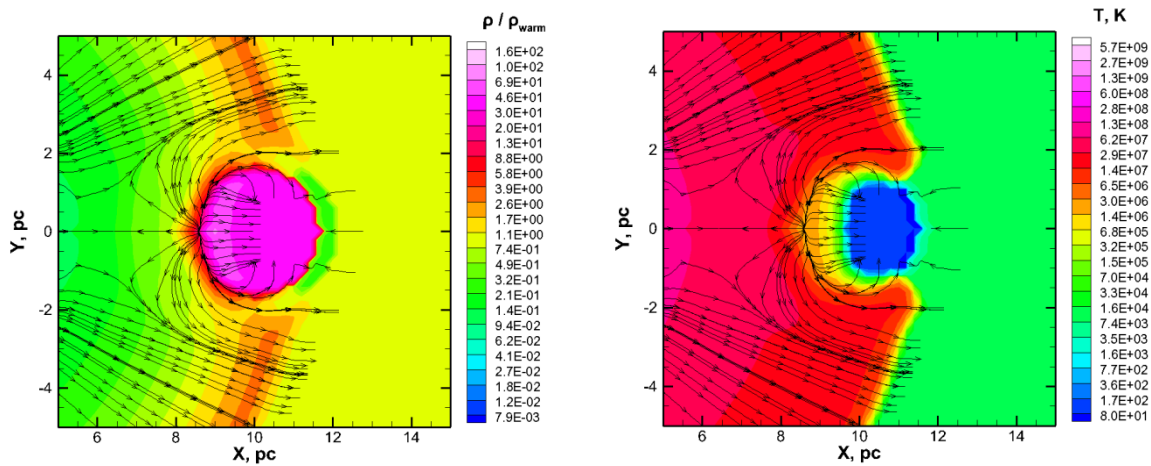


Рис. 12. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{warm} = 2.34 \times 10^{-24}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 7500$ лет

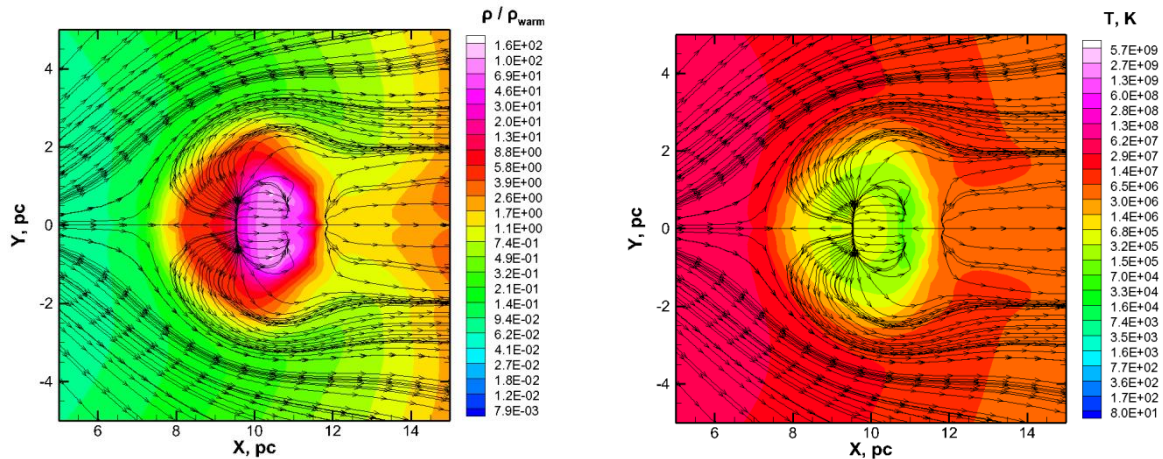


Рис. 13. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{warm} = 2.34 \times 10^{-24}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 20000$ лет

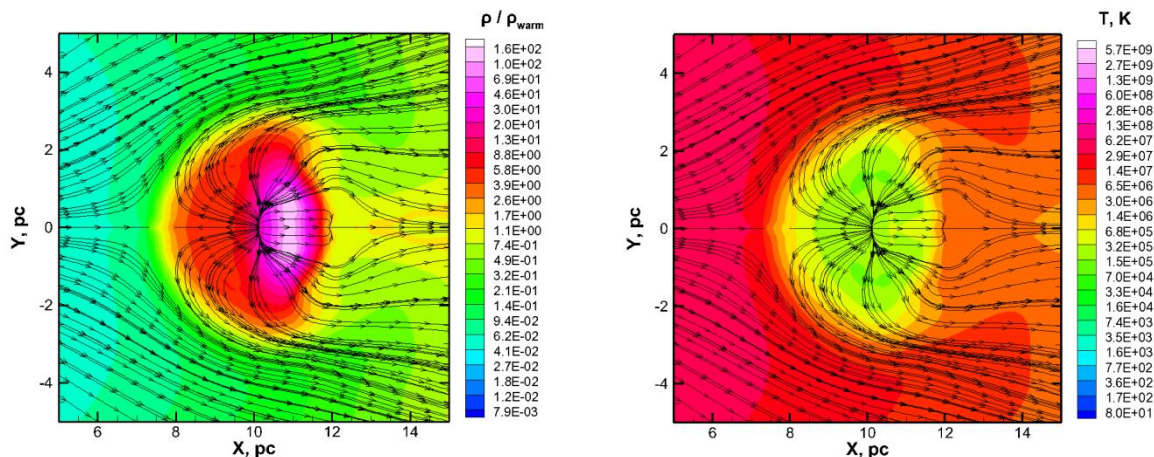


Рис. 14. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{warm} = 2.34 \times 10^{-24}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 30\,000$ лет

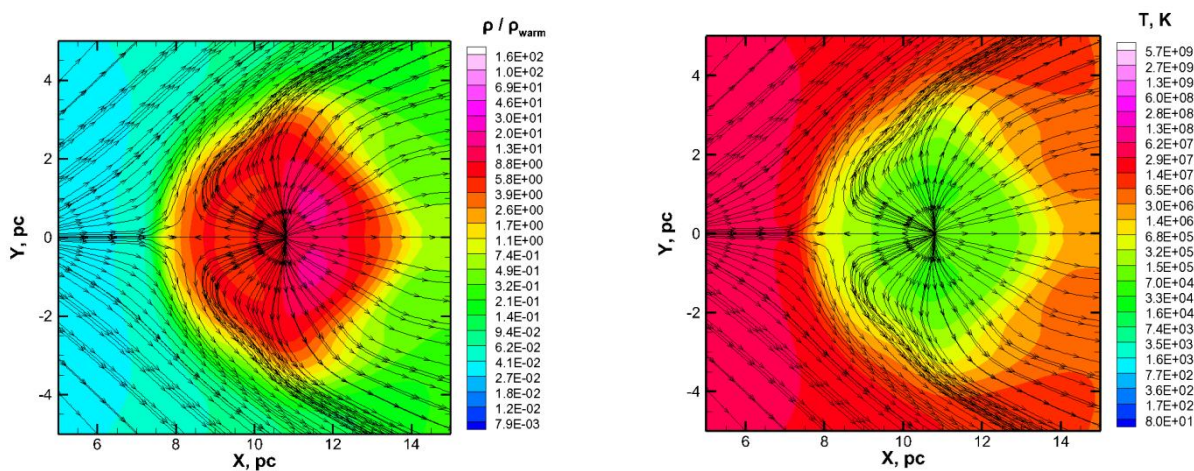


Рис. 15. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{warm} = 2.34 \times 10^{-24}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 50\,000$ лет

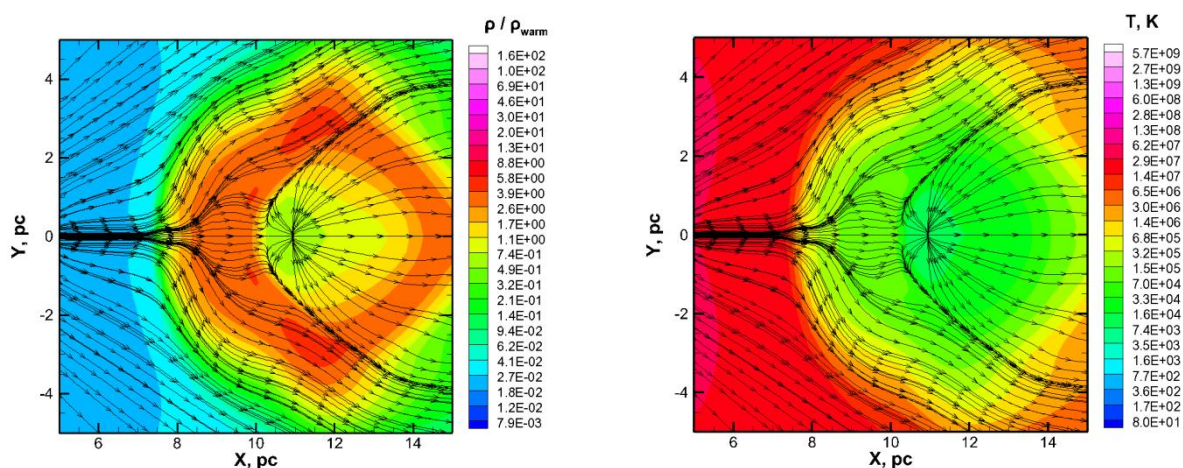


Рис. 16. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{warm} = 2.34 \times 10^{-24}$ г/см³ (слева) и температуры T , К (справа) в плоскости XY ко времени $t = 90\,000$ лет

Теперь сравним кратко эволюцию ОСН и его взаимодействие с газовым облаком для рассмотренных моделей МЗС. На рис. 17–21 показаны одномерные распределения плотно-

сти ρ , теплового давления p , магнитного давления p^H , температуры T и компоненты скорости u вдоль оси X , проходящей через центр исследуемой области. Рисунки в левой колонке соответствуют модели "теплой" МЗС, в правой – модели "горячей" МЗС. В целях удобства сравнения таких физических величин, как плотность, тепловое и магнитное давления отнесем их значения к значениям тех же параметров в модели "горячей" МЗС:

$$\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27} \text{ г/см}^3, \quad p_{hot} = 1.4 \times 10^{-13} \text{ эрг/см}^3.$$

Процесс взаимодействия ударной волны ОСН с газовым облаком значительно зависит от параметров МЗС. Чем плотнее МЗС, тем быстрее происходит сжатие и нагрев облака. Если давление в среде, окружающей облако также велико, то происходит его разрушение. В результате фрагментации облака при разрушении образуются более мелкие остатки, которые нагреваются средой внутри оболочки ОСН еще быстрее. В итоге газовое облако полностью испаряется во внешнюю среду. Если же, давление в среде, окружающей облако сравнительно малое, то разрушения не происходит, а облако просто сжимается.

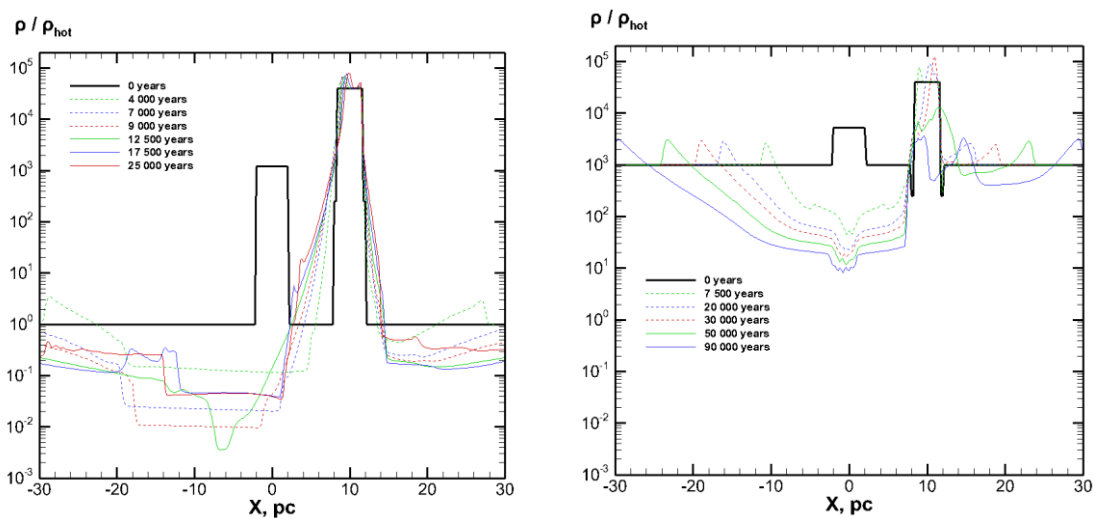


Рис. 17. Распределение плотности ρ в ед. $\rho_{hot} = 2.34 \times 10^{-27} \text{ г/см}^3$ вдоль оси X в разные моменты времени для случаев "горячей" (слева) и "теплой" (справа) МЗС

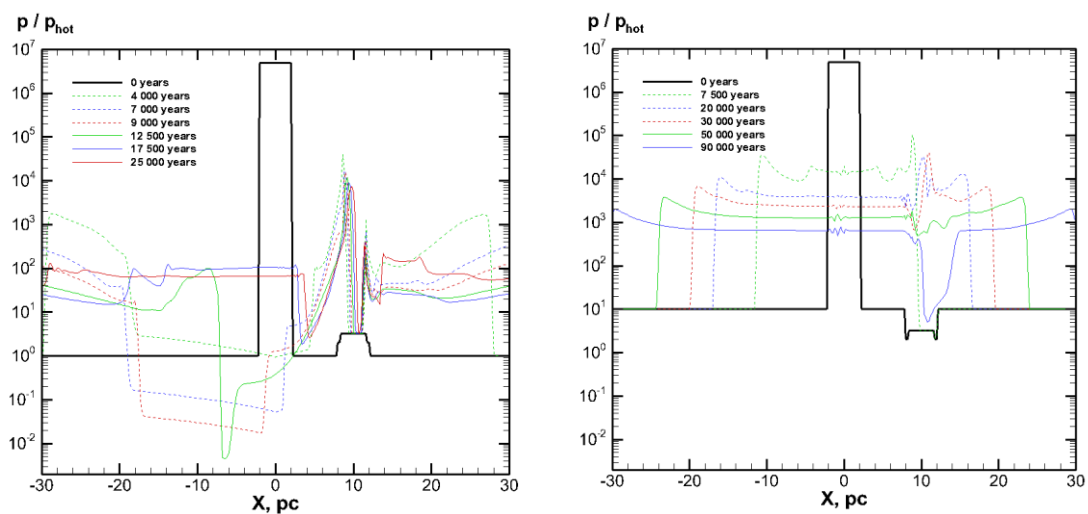


Рис. 18. Распределение давления p в ед. $p_{hot} = 1.4 \times 10^{-13} \text{ эрг/см}^3$ вдоль оси X в разные моменты времени для случаев "горячей" (слева) и "теплой" (справа) МЗС

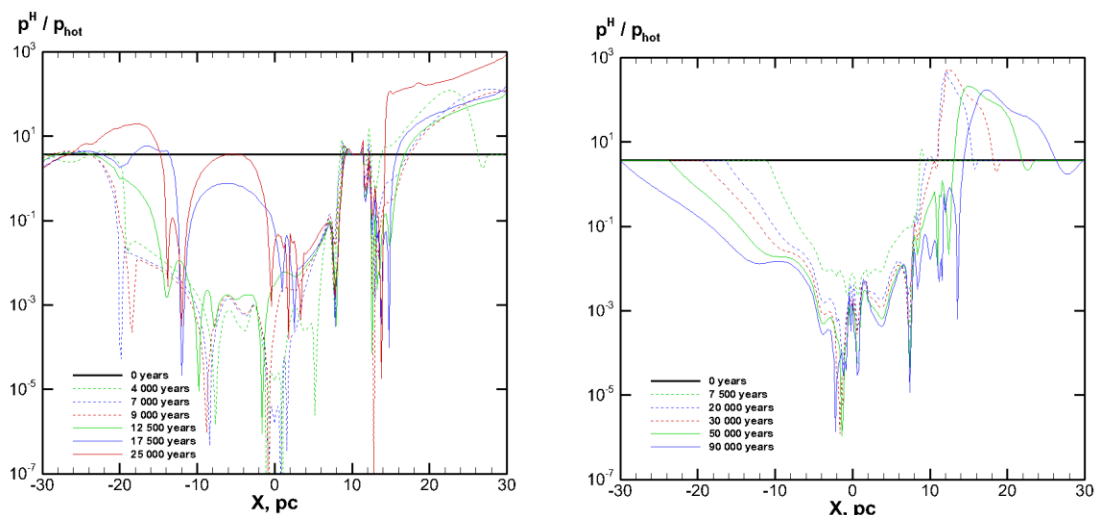


Рис. 19. Распределение магнитного давления p^H в ед. $p_{hot} = 1.4 \times 10^{-13}$ эрг/см³ вдоль оси X в разные моменты времени для случаев "горячей" (слева) и "теплой" (справа) МЗС.

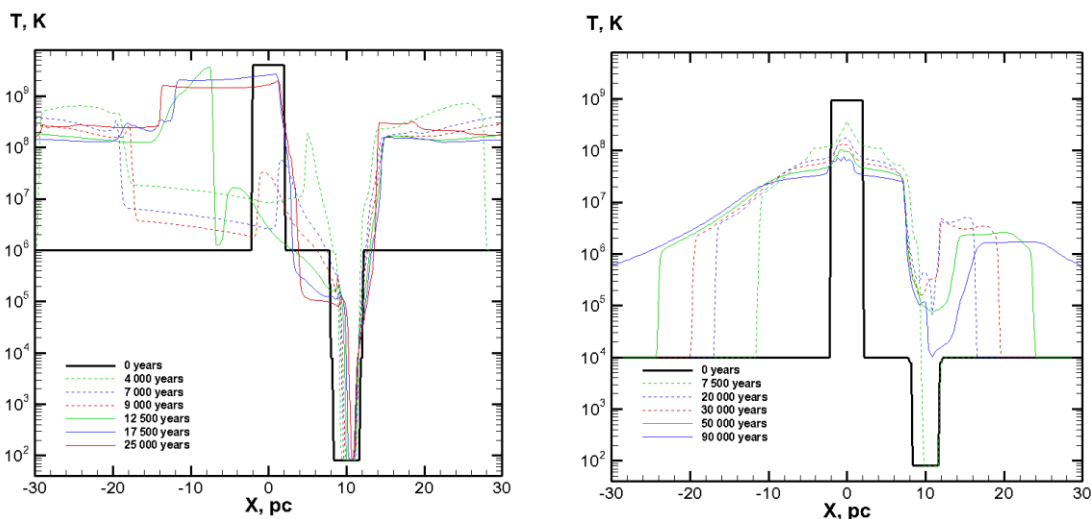


Рис. 20. Распределение температуры T, K вдоль оси X в разные моменты времени для случаев "горячей" (слева) и "теплой" (справа) МЗС

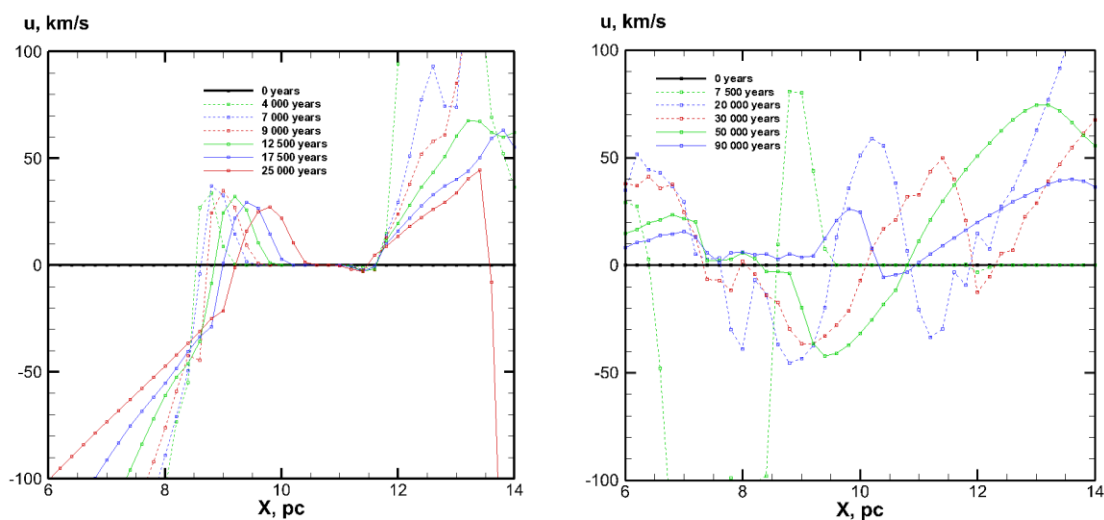


Рис. 21. Распределение компоненты скорости $u, km/s$ вдоль оси X в разные моменты времени для случаев "горячей" (слева) и "теплой" (справа) МЗС

Отметим важную роль диффузионных газовых облаков в формировании картины излучения ОСН. Как упоминалось выше, излучение в видимом диапазоне с характерной температурой 10000 К может соответствовать излучению вещества (обычно, водорода), возмущенного ударной волной, распространяющейся внутри таких облаков. В связи с этим одной из возможных причин наблюдаемых неоднородностей картин излучения остатков СН в видимом диапазоне может быть наличие диффузионных облаков в МЗС, окружающей эти остатки.

Эволюция ОСН определяется в основном параметрами МЗС. Влияние газовых облаков на динамику расширения остатка незначительно. Исключение может составить только появление вихрей при определенном выборе параметров МЗС. Такие вихри, вероятно, способствуют перемешиванию вещества внутри ОСН.

Влияние магнитного поля на динамику расширения оболочки ОСН и на процессы, происходящие в газовом облаке, незначительно, поскольку всюду кроме окружающей МЗС магнитное давление значительно меньше теплового. В рассмотренной МГД модели в силу бесконечной проводимости среды силовые линии магнитного поля перемещаются вместе с веществом [23]. Области максимума напряженности магнитного поля, также как и магнитного давления, располагаются за фронтом внешней ударной волны ОСН. Также можно отметить, что в областях, где движение вещества МЗС слабое (в рассмотренной постановке это области справа от газового облака), магнитное поле долгое время не меняется. Величина напряженности магнитного поля во многом определяет интенсивность синхротронного излучения в рентгеновском диапазоне длин волн [22]. Кроме сильного магнитного поля механизм данного излучения подразумевает движение частиц с огромной скоростью. Движение вещества вблизи газового облака значительно медленнее, чем вблизи фронта внешней ударной волны ОСН. Поэтому синхротронное излучение вблизи облака, вероятно, гораздо слабее, чем на периферии оболочки остатка.

Заключение

В работе была представлена трехмерная магнитогидродинамическая модель взаимодействия остатка сверхновой с межзвездной средой. С помощью данной модели было исследовано прохождение ударной волны остатка сверхновой сквозь газовое облако межзвездной среды, а также явление относительного движения остатка сверхновой и межзвездной среды. Удовлетворительное согласие результатов моделирования с литературными данными позволяет сделать вывод, что рассмотренная математическая модель может вполне неплохо описывать исследуемые в работе физические процессы и явления.

Численные результаты демонстрируют, что значительные неоднородности распределений физических параметров: плотности, теплового и магнитного давлений в остатке сверхновой могут быть следствием расширения остатка сверхновой в неоднородной межзвездной среде. В свою очередь, неоднородные распределения описанных выше физических величин являются возможной причиной неоднородной картины интенсивности излучения остатка сверхновой. Например, неоднородность картины излучения остатка в видимом диапазоне может быть объяснена излучением вещества газового облака, находящегося в межзвездной среде, при прохождении сквозь него ударной волны, формируемой остатком сверхновой.

Следует заметить, что тепловое и магнитное давление определяют интенсивность синхротронного излучения. Таким образом, асимметрия синхротронного излучения, например, в радио- или рентгеновском диапазоне также может быть следствием разлета остатка сверхновой в неоднородной межзвездной среде. Отметим, что наибольшая интенсивность синхротронного излучения наблюдается вблизи границы оболочки остатка сверхновой, где скорость движения вещества наибольшая.

В работе показано, что взаимодействия остатка сверхновой с газовым облаком по следующим носим разный характер в зависимости от значений параметров межзвездной среды.

В сильно разреженной межзвездной среде газовое облако сжимается ударной волной, но не разрушается из-за того, что в момент роста плотности и температуры давление вещества вблизи облака сравнительно небольшое. В более плотной среде сжатие и нагрев облака сопровождаются большим давлением вещества вблизи облака, что приводит к его разрушению. Из результатов исследования видна важная роль остатков сверхновых в формировании состояния межзвездной среды, в том числе ее (не)однородности.

Хаотичное движение диффузионных газовых облаков может быть вызвано ускорением этих объектов остатками сверхновых. Следует отметить, что движение таких облаков относительно межзвездной среды может внести несимметричность в распределение всех физических параметров. Типичные скорости подобных движений около 10 км/с слишком малы, чтобы заметно влиять на динамику расширения ОСН. Однако они могут быть причиной неоднородности картины интенсивности излучения вблизи облаков.

Поскольку неоднородность начального взрыва сверхновой и другие неоднородности межзвездной среды (например, турбулентности) не были рассмотрены в данной работе, необходимо продолжить исследование различных типов неоднородностей и их влияния на эволюцию остатков СН и наблюдаемых картин излучения.

Благодарности

Авторы хотят выразить благодарность NASA за разрешение использовать снимки остатков сверхновых.

Литература

1. Лозинская Т.А. Взрывы звезд и звездный ветер в галактиках. Изд.2, стереотип. – М.: "Либроком", 2013, 216 с.
2. Turatto, M., Classification of supernovae, In Supernovae and Gamma-Ray Bursters, Springer Berlin Heidelberg, 2003.
3. Sakhibov, F. Kh, Smirnov, M. A., "Two types of supernova remnants," Soviet Astronomy Letters, Vol. 8, pp. 150-153, 1982.
4. Woosley, S. E., Heger, A., Weaver, T. A., "The evolution and explosion of massive stars," Reviews of Modern Physics, Vol. 74, No. 4, pp. 1015-1071, 2002.
5. Schaefer, B. E., Pagnotta, A., "An absence of ex-companion stars in the type Ia supernova remnant SNR 0509-67.5," Nature, Vol. 481, No. 7380, 2012, pp. 164–166.
6. Di Stefano, R., Kilic, M., "The Absence of Ex-companions in Type Ia Supernova Remnants," The Astrophysical Journal, Vol. 759, No. 1, 2012, p. 56.
7. Л. Спитцер (мл.) Физические процессы в межзвездной среде. – М.: "Мир", 1981, 351 с.
8. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд.2. – М.: "Наука", 1966, 687 с.
9. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. Изд.8. – М.: "Наука", 1977, 440 с.
10. Falle, S. A. E. G., "A numerical calculation of the effect of stellar winds on the interstellar medium," Astronomy and Astrophysics, Vol. 43, 1975, pp. 323–326.
11. Bandiera, R., "The origin of Kepler's supernova remnant," The Astrophysical Journal, Vol. 319, pp. 885-892, 1987.
12. Badenes, C., Hughes, J. P., Cassam-Chenaï, G., Bravo, E., "The Persistence of Memory, or How the X-Ray Spectrum of SNR 0509–67.5 Reveals the Brightness of Its Parent Type Ia Supernova," The Astrophysical Journal, Vol. 680, No.2, 2008, pp. 1149–1157
13. Park, S., Slane, P. O., Hughes, J. P., Mori, K., Burrows, D. N., Garmire, G. P., "Chandra X-Ray Study of Galactic Supernova Remnant G299. 2–2.9," The Astrophysical Journal, Vol. 665, No. 2, 2007, pp. 1173–1181.
14. Park, S., Hughes, J. P., Burrows, D. N., Slane, P. O., Nousek, J. A., Garmire, G. P., "0103–72.6: A New Oxygen-rich Supernova Remnant in the Small Magellanic Cloud," The Astrophysical Journal Letters, Vol. 598, No. 2, 2003, L95–L98.
15. Л. Спитцер (мл.) Пространство между звездами. – М.: "Мир", 1986, 182 с.

16. McKee, C. F., Ostriker, J. P., "A theory of the interstellar medium-Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate," *The Astrophysical Journal*, Vol. 218, 1977, pp. 148–169.
17. Cowie, L. L., McKee, C. F., Ostriker, J. P., "Supernova remnant evolution in an inhomogeneous medium. I-Numerical models," *The Astrophysical Journal*, Vol. 247, 1981, pp. 908–924.
18. Ikeuchi, S., Habe, A., Tanaka, Y. D., "The interstellar medium regulated by supernova remnants and bursts of star formation," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 207, 1984, pp. 909–927.
19. Chevalier, R. A., Gardner, J., "The Evolution of Supernova Remnants. II. Models of an Explosion in a Plane-Stratified Medium," *The Astrophysical Journal*, Vol. 192, 1974, pp. 457–464.
20. Draine, B. T., Woods, D. T., "Supernova remnants in dense clouds. I-Blast-wave dynamics and X-ray irradiation," *The Astrophysical Journal*, Vol. 383, 1991, pp. 621–638.
21. Stone, J. M., Norman, M. L., "The three-dimensional interaction of a supernova remnant with an interstellar cloud," *The Astrophysical Journal*, Vol. 390, 1992, L17–19.
22. Balsara, D., Benjamin, R. A., Cox, D. P., "The evolution of adiabatic supernova remnants in a turbulent, magnetized medium," *The Astrophysical Journal*, Vol. 563, No. 2, 2001, p. 800.
23. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 2001, 607с.
24. Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. М.: Изд. МГТУ, 2006, 640с.
25. Raizer, Yu. P., Surzhikov, S. T., "High altitude explosions and their magnetohydrodynamic description," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 3, 1995, pp. 479–485.
26. Raizer, Yu. P., Surzhikov, S. T., "Magnetohydrodynamic Description of Collisionless Plasma Expansion in Upper Atmosphere," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 3, 1995, pp. 486–490.
27. Куликовский А. Г., Погорелов Н. В., Семенов А. Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. - М.: Физматлит, 2001, 608с.
28. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. - М.: Мир, 1980, 660с.
Ермишкин М.В., Суржиков С.Т. Трехмерное численное моделирование МГД взаимодействия остатка сверхновой с подвижной межзвездной средой в магнитном поле.//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Том 15. Вып.2. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2014-09-10-005.pdf>
29. Pogorelov, N. V., Semenov, A. Y., "Solar wind interaction with the magnetized interstellar medium. Shock-capturing modeling," *Astron. Astrophys*, Vol. 321, 1997, pp. 330–337.
30. Nakawada, Y., Wu, S.T., Han, S.M., "Magnetohydrodynamics of atmospheric transients. I. Basic results of two-dimensional plane analyses," *The Astrophysical Journal*, Vol.219, No.1, 1978, pp. 314–323.
31. Wu, S.T., Dryer, M., Nakawada, Y., Han, S.M. "Magnetohydrodynamics of atmospheric transients. II. Two-dimensional numerical results for a model solar corona," *The Astrophysical Journal*, Vol.219, No.1, pp. 324–335.
32. Wu, S. T., Wang, A. H., "Numerical simulation of extended corona," *Advances in Space Research*, Vol. 11, No. 1, 1991, pp. 187–195.
33. Wu, S.T., Han, S.M., Dryer, M., "Two-dimensional, time-dependent MHD description of interplanetary disturbances: Simulation of high speed solar wind interactions," *Planetary and Space Science*, Vol. 27, No. 3, 1979, pp. 255–264.
34. Gatsonis, N.A., Hastings, D.E., "Evolution of the plasma environment induced around spacecraft by gas releases: Three-dimensional modeling," *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, Vol. 97, No. A10, 1992, pp. 14989–15005.
35. Gastonis, N.A., Tsuda, K., Erlandson, R.E., "3D Multi-Fluid Modeling of Aluminum Plasma Jets in the Ionosphere," *AIAA Journal*, Vol. 91, 1997, p. 2428.
36. Surzhikov, S. T., "Interaction of Plasma Plume Induced by a Pulsed Plasma Thruster with an Incident Flow of Rarefied Magnetized Plasma," *Mathematical Models and Computer Simulations*, Vol. 1, No. 6, 2009, pp. 712–723.
37. Erlandson, R.E., et al., "The APEX North Star experiment: observations of high-speed plasma jets injected perpendicular to the magnetic field," *Advances in Space Research*, Vol. 29, No. 9, 2002, pp. 1317–1326.

38. Gatsonis, N.A., DeMagistris, M., Erlandson, R.E., "Three-Dimensional Magnetohydrodynamic Modeling of Plasma Jets in the North Star Space Experiment," *Journal of spacecraft and rockets*, Vol. 41, No. 4, 2004, pp. 509–520.
39. Surzhikov, S.T., "Three-Dimensional Numerical Simulation of MHD-Interaction between a Lazer Plasma and Moving Ionized Medium in Magnetic Field," *High Temperature*, Vol. 33, No.4, 1995, pp. 514–526.
40. Глушко Г.С., Крюков И.А. Распространение пламени в условиях орбитальной станции // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2011. Том 11. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-007.pdf>
41. Кузенов В.В. Использование регулярных адаптивных сеток для анализа импульсных сверхзвуковых струй плазмы // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2008. Том 7. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-016.pdf>
42. Суржигов С.Т. Перспективы многоуровневого подхода к задачам компьютерной аэрофизики // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2008. Том 7. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-002.pdf>
43. Dai, W., Woodward, P.R., "Extension of the piecewise parabolic method to multidimensional ideal magnetohydrodynamics," *Journal of Computational Physics*. Vol. 115, No. 2, 1994, pp. 485–514.
44. Dai, W., Woodward, P.R., "On the divergence-free condition and conservation laws in numerical simulations for supersonic magnetohydrodynamical flows," *The Astrophysical Journal*, Vol. 494, No. 1, 1998, p. 317.
45. Dai, W., Woodward, P.R., "A simple finite difference scheme for multidimensional magnetohydrodynamical equations," *Journal of Computational Physics*, Vol. 142, No. 2, 1998, pp. 331–369.
46. Balsara, D. S., "Divergence-free adaptive mesh refinement for magnetohydrodynamics *Journal of Computational Physics*," Vol. 174, No. 2, 2001, pp. 614–648.
47. Aslan, N., "A visual fluctuation splitting scheme for magnetohydrodynamics with a new sonic fix and Euler limit," *Journal of Computational Physics*, Vol. 197, No. 1, 2004, pp. 1–27.

Статья поступила в Редакцию 18 ноября 2014 г.