

# О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ТОРМОЖЕНИЯ ОБОЛОЧЕК НОВЫХ И СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

В. А. ВШИВКОВ, Г. И. ДУДНИКОВА  
Ю. И. МОЛОРОДОВ, М. П. ФЕДОРУК

*Институт вычислительных технологий СО РАН*

*Новосибирск, Россия*

e-mail: vsh@net.ict.nsk.su, dudn@adm.ict.nsc.ru

yumo@net.ict.nsc.ru, mife@net.ict.nsc.ru

The possible mechanism of slowing down of a releasing Supernova and Nova shells is considered. In result of numerical simulation (on the base a hybrid model of plasma) is performed in this work is showed that interaction of a releasing Supernova shell with interstellar medium is realized by a solenoidal electric field and a larmor's motion of ions.

## 1. Введение

Во Вселенной широко распространены явления взрывного типа, характеризующиеся выделением громадной энергии и сопровождающиеся образованием мощных высокоскоростных плазменных структур — разлетающихся сферических и кольцевых оболочек, струй и т. д. В качестве примеров таких грандиозных процессов можно назвать взрывы Сверхновых звезд с выбросом массы, сравнимой с массой Солнца ( $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$  г), со скоростями  $10^8 - 10^9$  см/с; вспышки Новых звезд с массой  $M \sim 10^{30}$  г; солнечные хромосферные вспышки с выбросом массы  $M \lesssim 10^{17}$  г со скоростями  $\sim 10^8$  см/с; формирование планетарных туманностей с массой  $\sim 10^{32}$  г при сбросе оболочек Красных гигантов; активность галактического объекта *SS433*, находящегося от нас на расстоянии 11 000 световых лет в созвездии Водолея и выбрасывающего в прямо противоположные стороны две струи вещества со скоростями  $10^9 - 10^{10}$  см/с.

Одно из наиболее захватывающих открытий наблюдательной астрономии последних лет связано с чуть ли не повсеместным обнаружением струйных выбросов из самых разнообразных астрофизических объектов — галактик и квазаров, проэволюционировавших двойных звездных систем и даже (совсем недавно) звезд на стадии эволюции до главной последовательности [1].

Подобные явления, имеющие, конечно, существенно меньшие энергетические и пространственно-временные масштабы, инициируются и в результате научно-практической деятельности людей. Это взрывы облаков щелочных металлов в хвосте магнитосферы Земли в рамках активных экспериментов по программам AMPTE и CRESS [2], высотные взрывы

ядерных устройств [3, 4], испарение мишеней лазерного излучения для целей инерционного термоядерного синтеза, лабораторное моделирование возникновения Сверхновых и взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой (или атмосферой) планет Солнечной системы [5, 6].

Такие физические задачи имеют фундаментальное значение для физики плазмы и астрофизики. Более того, следует отметить, что ряд важнейших проблем естествознания (например, происхождение элементов, космических лучей и даже жизни и ее дальнейшая эволюция [7]) в большей или меньшей степени связаны с различными аспектами проблемы вспышек Сверхновых звезд.

Согласно астрофизическим наблюдениям и теоретическим исследованиям [8], выброшенные при взрывах довольно массивные оболочки сильно взаимодействуют с межзвездной средой и межгалактическим магнитным полем. Поэтому свободный разлет выброшенной оболочки Сверхновой возможен лишь на начальной стадии эволюции. Затем происходит ее торможение с передачей импульса и энергии окружающему плазменному фону и магнитному полю. Отметим, что впервые проблема бесстолкновительного торможения остатков Сверхновых была сформулирована в работе [9], а затем подробно проанализирована в [10].

Для количественного описания процесса торможения удобно ввести так называемые радиусы торможения плотного плазмоида (оболочки) магнитным полем  $R_H$  (магнитный радиус) и разреженной плазмой фона  $\tilde{R}$  (газодинамический радиус).

Приравняв кинетическую энергию облака и энергию магнитного поля, вытесненного из сферического облака радиуса  $R_H$ , получим [11]

$$MV_0^2/2 \simeq (H_0^2/8\pi)(4\pi R_H^3/3),$$

$$R_H = (3MV_0^2/H_0^2)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь — масса выброшенной оболочки,  $V_0$  — ее начальная скорость,  $H_0$  — напряженность невозмущенного магнитного поля.

В случае взаимодействия с фоновой средой плазменная оболочка (облако), расширяясь, вовлекает межзвездное вещество в совместное движение. По мере расширения растет масса ионов фона, захваченного движущимся облаком. Радиус сферы, в которой становятся равными массы оболочки и вовлеченного в движение вещества фона, называется газодинамическим радиусом торможения:

$$M = \frac{4}{3}\pi\tilde{R}^3 n_* m_*, \tilde{R} = \left( \frac{3M}{4\pi n_* m_*} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

Здесь  $n_*$ ,  $m_*$  — концентрация и масса ионов фона. Принимая  $n_* \simeq 1^{-3}$ ,  $M \simeq 1M_\odot$  и  $m_* \simeq \mu_* m_H$ , где  $\mu_* \simeq 1$  — средняя атомная масса ионов фона,  $m_H$  — масса ионов водорода, получим, что  $\tilde{R} \approx 2$  пк.

Характер торможения (магнитный или газодинамический) определяется тем, какой из радиусов ( $R_H$  или  $\tilde{R}$ ) меньше. Легко видеть, что отношение этих радиусов равно  $R_H/\tilde{R} = M_A^{2/3}$ , где  $M_A = \sqrt{4\pi n_* m_*} V_0 / H_0$  — число Альфвена — Маха расширяющегося плазменного облака по отношению к межзвездной плазменной среде. Отсюда следует, что при больших числах Альфвена — Маха ( $M_A \gg 1$ ) торможение облака обусловлено его взаимодействием с фоновой средой, тогда как для  $M_A \ll 1$  энергия облака расходуется

(теряется) на вытеснение и деформацию магнитного поля. Принимая для типичных параметров Сверхновых значения  $n_* \simeq 0.1 \text{ см}^{-3}$ ,  $H_0 \simeq 3 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}$ , получим, что характерная альфвеновская скорость

$$V_A = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n_* m_*}} \simeq 2 \cdot 10^6 \text{ см/с.}$$

Поскольку характерные скорости оболочек Сверхновых по порядку величины составляют  $V \simeq 10^8 \div 10^9 \text{ см/с}$ , получим, что числа  $M_A \simeq 50 - 500$ . Таким образом, торможение сброшенных оболочек Сверхновых звезд может происходить только в результате их взаимодействия с межзвездной фоновой средой. Исходя из этого, представим далее анализ основных механизмов газодинамического торможения плазменного облака.

## 2. Механизмы торможения

Газодинамическое торможение оболочки Сверхновой при ее расширении либо может носить столкновительный характер вследствие процессов парных соударений ионов оболочки с ионами, нейтральными атомами и электронами межзвездной среды, либо быть бесстолкновительным, что имеет место, когда потеря импульса и энергии частицами облака и приобретение импульса и энергии частицами среды происходит под действием электромагнитного поля в условиях ламинарного и турбулентного движения.

Рассмотрим вначале эффекты парных соударений, основываясь на результатах анализа работ [12, 13].

Ионы облака теряют свой продольный импульс и передают его ионам фона при многократных кулоновских ион-ионных рассеяниях с длиной свободного пробега

$$\lambda_{ii} = \left( \frac{mV^2}{2} \right)^2 \frac{1}{\pi(1 + m/m_*)ZZ_*n_*e^4\Lambda} \quad (3)$$

и при экранированных кулоновских отталкиваниях с длиной свободного пробега

$$\lambda_N = \frac{mV^2}{2} \sqrt{S^{2/3} + S_*^{2/3}} \frac{1}{a_0SS_*n_*e^2}. \quad (4)$$

Здесь  $Z$ ,  $Z_*$  — заряды ионов облака и фона,  $S$ ,  $S_*$  — заряды ядер облака и фона,  $a_0 \simeq 0.528 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  — радиус первой борновской орбиты,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм. Заряды ионов и ядер могут быть разными ввиду неполной ионизации атомов и только в водородной плазме эти величины совпадают:  $Z = S = 1$ .

Среди взаимодействий ионов оболочки с нейтральными атомами среды наиболее существенными являются процессы экранированного ядерного отталкивания с длиной свободного пробега (4) и поляризационного притяжения, для которого длина свободного пробега определяется формулой

$$\lambda_p = \sqrt{1 + m/m_*} \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{V}{4.5\sqrt{\alpha}Zen_*(1 - 3a^2/R_p^2)}, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — поляризуемость.

Для водорода  $\alpha = 0.8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ ,  $a = \frac{a_0}{\sqrt{S^{2/3} + S_*^{2/3}}}$ ,  $R_p = (Z\sqrt{\alpha}e\mu^{-1/2}V^{-1})^{1/2}$  — радиус,

на котором потенциал поляризационного притяжения становится равным кинетической энергии,  $\mu = \frac{mm_*}{m + m_*}$  — приведенная масса ионов облака и фона.

Выражение (5) имеет смысл при  $R_p^2 > 3a^2$ ; если это условие не выполняется, то сечение поляризационного притяжения полагается равным нулю и длина свободного пробега по отношению к этому процессу бесконечна.

Ионы сброшенной оболочки могут терять свой импульс также и в результате многократных кулоновских рассеяний на холодных электронах межзвездной среды с длиной свободного пробега

$$\lambda_{ie} = \frac{m_e}{m} \cdot (1 + m/m_*)\lambda_{ii}. \quad (6)$$

Оценим длины свободного пробега, соответствующие указанным столкновительным процессам (3) – (6), при распространении остатков Сверхновых с характерной скоростью  $V = 10^9 \text{ см/с}$  по межзвездной среде с характерной плотностью  $n_* \simeq 0.1 \text{ см}^3$  в случае водородных плазм оболочки и фона. Подставляя эти параметры в формулы (3) – (6), получим  $\lambda_{ii} = 2 \cdot 10^{25} \text{ см}$ ,  $\lambda_N = 10^{22} \text{ см}$ ,  $\lambda_{ie} \simeq 2 \cdot 10^{22} \text{ см}$ . Поляризационное притяжение здесь никакой роли не играет, так как  $2R_p^2 < 3a_0^2$  и соответствующий свободный пробег бесконечен. В то же время газодинамический радиус торможения такой типичной Сверхновой равен  $\tilde{R} = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}$ , откуда получаем соотношения  $\frac{\lambda_{ii}}{\tilde{R}} \simeq 1.4 \cdot 10^5$ ,  $\frac{\lambda_N}{\tilde{R}} \simeq 7 \cdot 10^2$ ,  $\frac{\lambda_{ie}}{\tilde{R}} \simeq 1.5 \cdot 10^3$ . Из этих оценок следует, что столкновительные механизмы не могут обеспечить эффективное вовлечение межзвездной среды в движение и торможение высокоскоростных оболочек Сверхновых. Поэтому теперь естественно обратиться к рассмотрению бесстолкновительных механизмов взаимодействия.

Бесстолкновительные механизмы взаимодействия можно условно разделить на две группы. Первая из них — турбулентные механизмы коллективной природы (аномальная вязкость, аномальное сопротивление) при развитии ион-ионных или электрон-ионных пучковых неустойчивостей [14]. Например, условие возбуждения ион-ионной неустойчивости имеет вид [15]

$$(\omega_{oe}/\omega_H)^2 \cdot (m_i/m_e) \cdot (V/c)^2 \leq 1 + \beta_e$$

или

$$V^2 \leq V_A^2 + 2c_s^2, \quad (7)$$

где  $\omega_{oe} = \sqrt{4\pi n_* e^2/m_e}$  — электронная плазменная частота,  $\omega_H = eH_0/m_e c$  — электронная циклотронная частота,  $\beta_e \simeq 8\pi n_* T_e/H_0^2$ ,  $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$  — ионно-звуковая скорость. Принимая для типичных параметров Сверхновых значения  $n_* \simeq 0.1 \text{ см}^3$ ,  $T_e = 1 \text{ эВ}$ ,  $H_0 \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ Э}$ , получим  $c_s \simeq 10^6 \text{ см/с}$ ,  $\beta_e \approx 0.16$ .

Поскольку характерные числа Альфвена — Маха расширяющихся оболочек  $M_A \simeq 50\text{--}500$ , а ионная-ионная неустойчивость возбуждается, согласно (7), при  $M_A \leq 1, 2$ , то наблюдающееся торможение расширяющихся оболочек не может быть обеспечено турбулентной аномальной вязкостью. Такой вывод относится и к другим возможным двухпучковым неустойчивостям гидродинамического типа [14]. Отметим, что хотя в настоящее время и известен ряд кинетических неустойчивостей, которые не стабилизируются даже если  $M_A \gg 1$  [16, 17], данные неустойчивости будут, по-видимому, играть существенную роль только на стадии распространения ударной волны по фоновой среде и не способны обеспечить передачу кинетической энергии сброшенной оболочки плазме фона.

Вторая группа — ламинарные механизмы, связанные с генерацией электрического поля, которое в области, где присутствуют ионы и облака, и возмущенного фона, определяется обобщенным законом Ома

$$\vec{E} = -\frac{\nabla p_e}{e(n+n_*)} - \frac{\vec{H} \times \text{rot} \vec{H}}{4\pi e(n+n_*)} - \frac{1}{c} \vec{u} \times \vec{H}. \quad (8)$$

Здесь  $\vec{u}$  — среднемассовая скорость ионов оболочки и фона,  $p_e = (n_* + n)T_e$  — давление электронного газа. Первые два члена в выражении (8) соответствуют поляризационному электрическому полю, возникающему за счет перепада газодинамического и магнитного давления на расширяющейся границе оболочка — фоновая среда. Последнее слагаемое в правой части (8) описывает индукционное (соленоидальное) поле на переднем крае облака. Оценим эти слагаемые по порядку величины:

$$\frac{\nabla p_e}{e(n+n_*)} \sim \frac{T_e}{eL}, \quad \frac{\vec{H} \times \text{rot} \vec{H}}{4\pi e(n+n_*)} \sim \frac{H^2}{8\pi enL},$$

$$\frac{1}{c} \vec{u} \times \vec{H} \sim \frac{1}{c} M_A V_A H,$$

где  $L$  — характерный пространственный масштаб задачи. Отношение поляризационных полей, возникающих за счет градиентов газодинамического и магнитного давления, пропорционально величине  $\beta_e = 8\pi n T_e / H^2$ , и при  $\beta_e \leq 1$  основной вклад в поляризационное электрическое поле вносит градиент магнитного давления.

Отношение индукционного поля к поляризационному пропорционально числу  $M_A$  и по порядку величины равно

$$\frac{E_i}{E_p} \sim \frac{LM_A}{c/\omega_{oi}}, \quad (9)$$

где  $\omega_{oi} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_i}$  — ионная плазменная частота. Так как ларморовский радиус ионов облака, имеющих скорость  $V = V_A M_A$ , равен  $R_i = M_A V_A / \Omega_i = M_A c / \omega_{oi}$ , ( $\Omega_i = eH / m_i c$ ), то оценку (9) можно переписать в виде

$$\frac{E_i}{E_p} \sim \frac{L}{R_i} M_A^2.$$

Таким образом, с увеличением числа  $M_A$  разлетающейся оболочки роль вихревых электрических полей становится преобладающей.

Впервые анализ ламинарного механизма торможения оболочки (облака) в замагниченной фоновой плазме при достаточно больших числах  $M_A$ , когда можно пренебречь влиянием поляризационных электрических полей, представлен для одномерного цилиндрического случая в [18], а для двумерного сферического в [19]. В этих работах был рассмотрен так называемый магнитный ламинарный механизм взаимодействия плазменных потоков за счет совместного действия эффектов вихревого электрического поля и гировращения ионов при больших числах  $M_A$ .

Полученные в указанных работах аналитические решения для начальной стадии разлета сгустка позволили оценить долю энергии, переданной от расширяющегося облака к ионам фоновой плазмы. Эта доля оказалась пропорциональной величине  $\delta = (\tilde{R}/R_i)^2$  — параметру магнитоламинарного взаимодействия [18]. Численные расчеты, выполненные

на основе гибридных моделей, в которых ионная компонента плазмы описывается кинетическим уравнением Власова, а электронная — уравнениями гидродинамического типа, при  $\delta \simeq 1$  и  $M_A \simeq 10$  показали справедливость аналитических оценок и позволили найти зависимость от времени энергообмена между облаком и плазмой фона.

В серии работ, выполненных на экспериментальном стенде “КИ-1” [20, 21], были реализованы условия торможения фоном через вихревые электрические поля и показано, что за счет магнитного ламинарного механизма при достаточно больших числах  $M_A$  (в экспериментах  $M_A \approx 6$ ) может происходить бесстолкновительная передача энергии от облака фоновой плазме на масштабе  $R \approx \tilde{R}$  в случае, если значение параметра  $\delta \geq 1$ .

Дальнейшее изучение процесса разлета облака в лабораторном эксперименте в сочетании с численным моделированием на основе гибридной модели плазмы [22, 23] позволило сделать вывод о зависимости структуры возмущений, распространяющихся в фоновой плазме, от числа  $M_A$  облака. При  $M_A < 2.5\text{--}3$  в фоновой плазме квазипараллельно начальному магнитному полю  $\vec{H}_0$  ( $\theta \leq 26^\circ$ ) распространяются колебания магнитного поля  $\Delta \vec{H}$ , имеющие правостороннюю поляризацию и характеризующиеся положительным законом дисперсии. При  $M_A \geq 3$  происходит формирование волны сжатия, распространяющейся в виде оболочки толщиной  $\Delta \approx R_i$  в диапазоне углов по направлению к невозмущенному магнитному полю  $26^\circ \leq \theta \leq 154^\circ$ . В [24] осуществлено численное моделирование процесса разлета облака в неоднородной по концентрации фоновой среде с градиентом плотности вдоль невозмущенного магнитного поля и изучено влияние этой неоднородности на характер взаимодействия плазмоида с плазмой фона.

Следует, однако, иметь в виду, что хотя результаты ранее проведенных расчетов и экспериментов доказали практическую реализуемость данного ламинарного механизма взаимодействия, они были выполнены в достаточно узком диапазоне параметров  $1 \leq \delta \leq 4$  и  $M_A \sim 10$ . В то же время в условиях типичных Сверхновых  $R_i \simeq 10^{12}$  см, и поэтому  $\delta = (\tilde{R}/R_i)^2 \simeq 10^{14} \gg 1$  для чисел  $M_A \simeq 50\text{--}500$ .

Хотя численные расчеты с такими параметрами в настоящее время не воспроизводимы и вряд ли будут возможны даже в отдаленном будущем, выполненные в данной работе вычислительные эксперименты показывают, что при достаточно больших значениях параметра  $\delta > 10$  и числах  $M_A \geq 10$  кривые энергетических потерь приобретают универсальный характер. Поэтому есть все основания полагать, что данный механизм бесстолкновительного взаимодействия может обеспечить торможение сброшенной оболочки в условиях типичной Сверхновой.

Для численного моделирования бесстолкновительного взаимодействия оболочки Сверхновой с межзвездной средой будем использовать гибридную модель плазмы, в которой ионная компонента описывается кинетическим уравнением Власова, а электронная — уравнениями гидродинамического типа. Хотя при  $\delta \gg 1$  справедливо приближение бесстолкновительной магнитной гидродинамики, следует принимать во внимание, что в результате торможения оболочки в фоновой плазме может генерироваться бесстолкновительная ударная волна с гидродинамическим опрокидыванием переднего фронта и образованием областей многопоточкового течения. Естественно, что структуру такой сверхкритической бесстолкновительной ударной волны можно адекватно описать на основе либо полностью кинетического, либо гибридного приближения. Однако поскольку мы рассматриваем крупномасштабное взаимодействие оболочки Сверхновой с фоновой средой на расстояниях  $R \geq \tilde{R}$ , более предпочтительной является гибридная модель плазмы, к описанию которой мы переходим.

### 3. Математическая модель

Исходная система уравнений включает уравнение Власова для ионной компоненты плазмы, уравнения движения и изменения внутренней энергии для электронов и уравнения Максвелла:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{R}} + \vec{F} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}} = 0, \quad (10)$$

$$\vec{F} = \frac{e}{m} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{H}]) + m_e \nu (\vec{V}_e - \langle \vec{V}_i \rangle), \quad (11)$$

$$m_e \left( \frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} + (\vec{V}_e \nabla) \vec{V}_e \right) = -e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_e \vec{H}] \right\} - \frac{1}{n} \nabla p_e - m_e \nu (\vec{V}_e - \langle \vec{V}_i \rangle), \quad (12)$$

$$n \left( \frac{\partial T_e}{\partial t} + (\vec{V}_e \nabla) T_e \right) = (\gamma - 1) \left\{ Q_e - \text{div} \vec{q}_e - p_e \text{div} \vec{V}_e \right\}, \quad (13)$$

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{4\pi e n}{c} \{ \langle \vec{V}_i \rangle - \vec{V}_e \}, \quad (14)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (15)$$

$$p_e = n T_e, \quad (16)$$

где

$$Q_e = \vec{j}^2 / \sigma, \quad \sigma = n e^2 / m_e \nu, \quad q_e = \chi \nabla T_e,$$

$$n = n_e = n_i = \int f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v},$$

$$\langle V_i \rangle = \frac{1}{n} \int f_i \vec{v} d\vec{v}.$$

Здесь  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  — напряженности электрического и магнитного полей соответственно,  $V_e$ ,  $\langle V_i \rangle$  — среднемассовые скорости электронов и ионов,  $n$  — концентрация ионов (электронов),  $T_e$ ,  $p_e$  — температура и газодинамическое давление электронной компоненты плазмы,  $\nu$  — электронная частота столкновений, которая может быть как классической, так и аномальной,  $\chi$  — коэффициент теплопроводности. В уравнении (14) пренебрегается током смещения. Кроме того излагаемые нами в следующем разделе результаты относятся к случаю  $T_e = 0$ ,  $\nu = 0$ .

Уравнения движения ионов являются уравнениями характеристик кинетического уравнения

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{v}_i, \quad \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{F}. \quad (17)$$

В начальный момент времени  $t = 0$ , в центре  $r = 0$ ,  $z = 0$  цилиндрической области  $0 \leq r \leq r_{\max}$ ,  $-z_{\max} \leq z \leq z_{\max}$  с однородным магнитным полем  $\vec{H}_0 = \{0, 0, H_0\}$  и фоновой плазмой плотности  $n_*$  располагается сферический сгусток плотной плазмы, имеющий радиус  $R_0$ , однородную плотность и число ионов  $N$  с полной кинетической энергией  $W_0$ . Радиальная скорость ионов задается формулой

$$\begin{cases} u(R, 0) = V_0 R / R_0 & \text{при } R \leq R_0, \\ u(R, 0) = 0 & \text{при } R > R_0, \end{cases} \quad (18)$$

где  $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$  — длина радиус-вектора в сферических координатах.

На границах  $r = r_{\max}$ ,  $z = \pm z_{\max}$  заданы невозмущенные значения всех величин, а на границах  $r = 0$ ,  $z = 0$  — естественные граничные условия симметрии решения.

Алгоритм численной реализации исходной системы уравнений (10) – (16) состоит в сочетании метода частиц [25] для решения кинетического уравнения Власова (10) с конечно-разностными схемами расщепления для нахождения температуры электронов и магнитного поля.

Более подробное описание математической модели процесса и алгоритма численной реализации можно найти, например, в работах [22–26].

Перейдем теперь к описанию наиболее важных результатов расчетов.

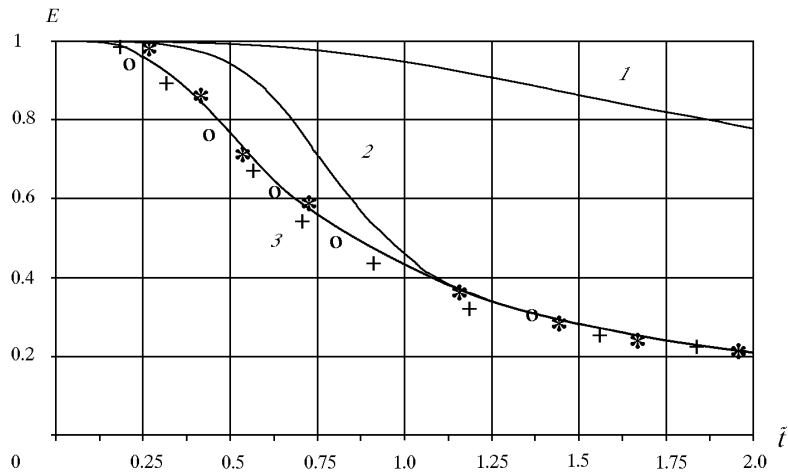


Рис. 1. Временная зависимость ( $\tilde{t} = V_0 t / \tilde{R}$ ) кинетической энергии облака от параметра  $\delta$  при  $M_A = 10$ : 1 —  $\delta = 1$ , 2 —  $\delta = 10$ , 3 —  $\delta = 100$ , \* —  $\delta = 200$ , + —  $\delta = 300$ , о —  $\delta = 400$ .

## 4. Результаты численного моделирования

На рис. 1 представлена зависимость кинетической энергии облака от времени. Видно, что при  $\delta > 10$  энергетические кривые приобретают универсальный характер — дальнейшее увеличение  $\delta$  не приводит к заметному изменению вида кривых. Из результатов вычислительных экспериментов следует, что облако асимптотически по времени теряет около 80% своей первоначальной энергии за время  $t \simeq 2\tilde{R}/V_0$ .

В результате расширения облака и ускорения фоновой среды формируется плазменная каверна — область с пониженной концентрацией фоновой плазмы,  $n < n_*$ . С каверной плотности коррелирует магнитная каверна — полость радиусом  $R \sim \tilde{R}$ , где значение магнитного поля меньше невозмущенного,  $H < H_0$ . Типичная картина силовых линий магнитного поля для случая  $M_A \gg 1$ ,  $\delta \gg 1$  показана на рис. 2. Процесс торможения облака сопровождается генерацией возмущений в фоновой плазме. На рис. 3 представлены фазовые траектории частиц облака и фона для полярных углов  $\vartheta = 45^\circ$  и  $90^\circ$  в последовательные моменты времени  $t \simeq 0.5\tilde{R}/V_0$ ,  $\simeq \tilde{R}/V_0$ ,  $\simeq 2.0\tilde{R}/V_0$  и  $\delta \simeq 10^2$ ,  $M_A = 10$ . Видна последовательная (связанная с вращением ионов облака) генерация возмущений в



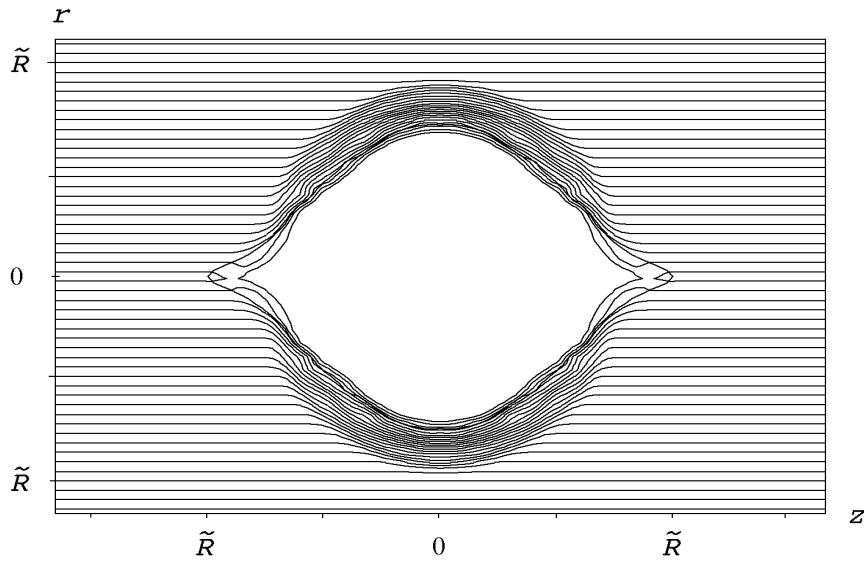
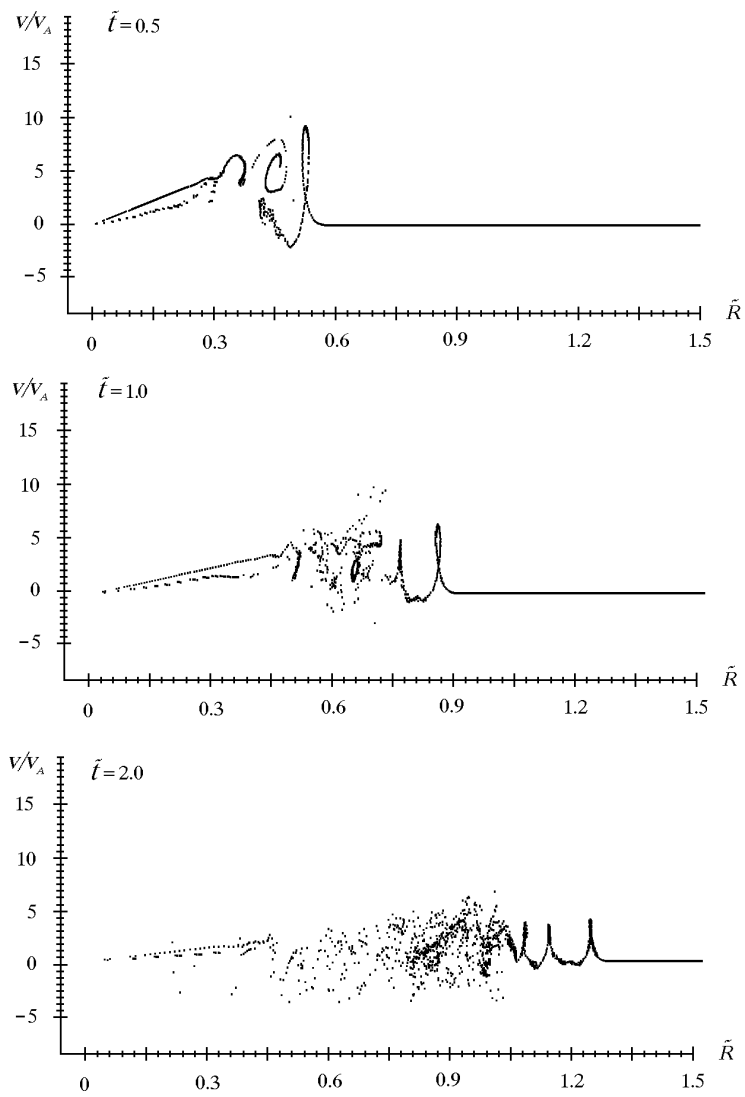
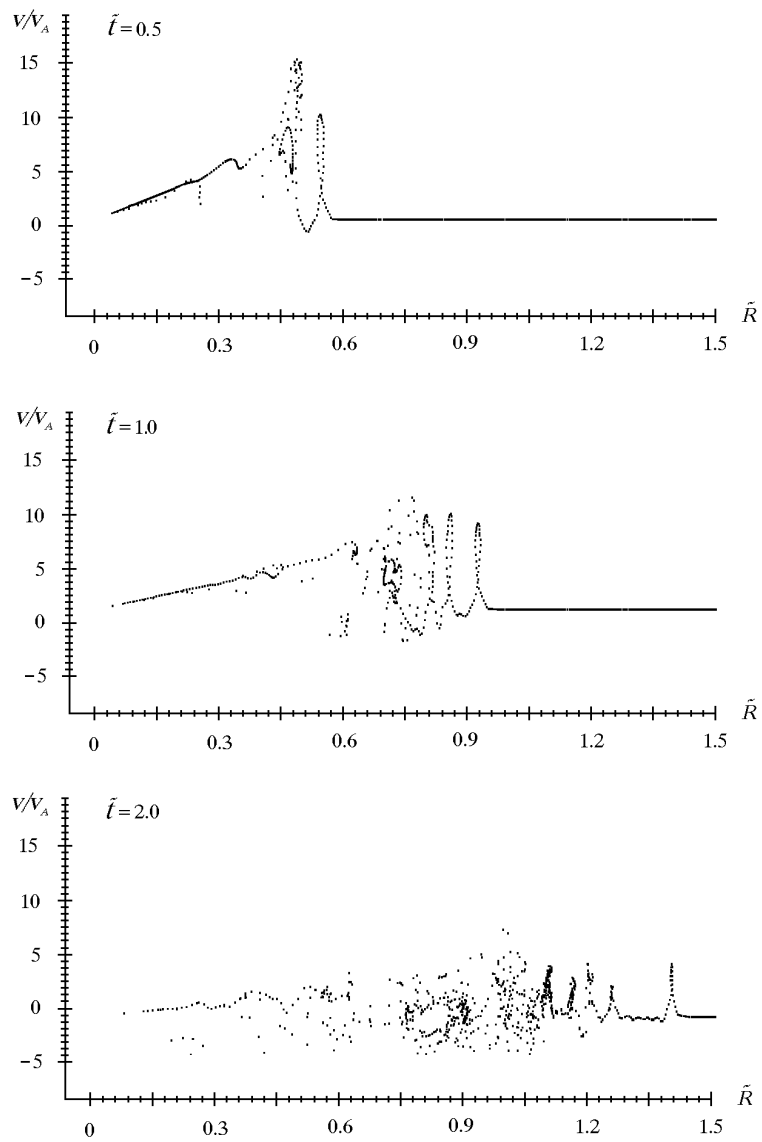


Рис. 2. Силовые линии магнитного поля при  $M_A = 10, \delta = 100, t = \tilde{R}/V_0$ .

фоновой плазме, которые трансформируются в сверхкритическую бесстолкновительную ударную волну, распространяющуюся по фоновой плазме.

Таким образом, рассмотрен ламинарный механизм, который реализуется при больших значениях чисел  $M_A \gg 1$  и параметрах  $\delta \simeq (\tilde{R}/R_i)^2 \gg 1$  и способен обеспечить бесстолкновительное взаимодействие расширяющегося облака с погруженной в магнитное поле фоновой средой. Хотя, как уже отмечалось, в условиях типичных оболочек Сверхновых  $M_A \sim 10^3, \delta \sim 10^{14} \gg 1$  и данные параметры не воспроизводимы в численных расчетах, значения  $M_A$  и  $\delta$ , выбранные с достаточно большим запасом по сравнению с единицей, позволяют надеяться на отражение в них основных особенностей взаимодействия плазмы оболочки сброшенной Сверхновой с межзвездной средой.

Рис. За. Фазовые плоскости при  $M_A = 10$ ,  $\delta = 100$ ,  $\vartheta = 45^\circ$ .

Рис. 36. Фазовые плоскости при  $M_A = 10$ ,  $\delta = 100$ ,  $\vartheta = 90^\circ$ .

## Список литературы

- [1] НОРМАН М., СМАРР Л., ВИНКЛЕР К.-Х. *Численное моделирование в астрофизике*. Ред. Сентрелл Дж., Лебланк Дж., Бауэрс Р. М. Мир, М., 1988.
- [2] *Операция “Аргус”*. Атомиздат, М., 1960.
- [3] *Операция “Морская звезда”*. Атомиздат, М., 1964.
- [4] BERNHARDT P. A., ROUSSEL-DUPRE R. A., HAERENDEL G. Observations and theory of the AMPTE magnetotail barium released. *J. Geophys. Res.*, **92**, 1987, 5777–5794.
- [5] DUDNIKOVA G. I., ORISHICH A. M., PONOMARENKO A. G., ZAKHAROV YU. P., VSHIVKOV V. A. Laboratory and computer simulation of generation magnetosonic disturbances in magneto-spheric plasma. In “*Proc. XX ICPIG*”, Piza, 1991.
- [6] BOROVSKY J. E., PONGRATZ M. B., ROUSSEL-DUPRE R. A., TAN T. The laboratory simulation of unmagnetized supernova remnants: absence of a blast wave. *Astrophys. J.*, **280**, 1984, 802–808.
- [7] КРАСОВСКИЙ В. И., ШКЛОВСКИЙ И. С. Возможное влияние вспышек Сверхновых на эволюцию жизни на Земле. *Докл. АН СССР*, **116**, 1957, 197–199.
- [8] ЛОЗИНСКАЯ Т. А. *Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействие с газом галактики*. Наука, М., 1986.
- [9] OORT J. H. Some phenomena connected with interstellar matter. *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, **106**, 1946, 159–179.
- [10] ШКЛОВСКИЙ И. С. *Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы*. Наука, Москва, 1976.
- [11] РАЙЗЕР Ю. П. О торможении и превращении энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле. *Журн. прикл. мех. и техн. физ.*, №6, 1963, 19–29.
- [12] KOOPMAN D. W. Momentum transfer interaction of a laser-produced plasma with a low-pressure background. *Phys. Fluids*, **11**, 1972, 1959–1969.
- [13] БЕРЕЗИН Ю. А., ВШИВКОВ В. А., ЗАХАРОВ Ю. П. и др. *Экспериментальное и численное исследование бесстолкновительного амбиполярного механизма взаимодействия плазменных потоков при отсутствии магнитного поля*. ИТПМ СО АН СССР, препринт №7–86, 1986.
- [14] WU C. S., WINSKE D., ZHOU Y. M. ET.AL. Microinstabilities associated with a high Mach number, perpendicular bow shock. *Space Sci. Rev.*, **36**, 1983, 63–109.
- [15] PARADOPOULOS K. Ion thermalization in the Earth’s bow shock. *J. of Geophys. Res.*, **14**, 1971, 3806–3809.
- [16] ГАЛЕЕВ А. А., КЛИМОВ С. И., НОЗДРАЧЕВ М. Н. и др. Динамика спектра магнитозвуковых колебаний во фронте околосредней ударной волны и механизм их возбуждения. *ЖЭТФ*, **90**, 1986, 1690–1700.

- [17] YOON P. H., WU C. S., MANDT M. E. Ion heating by kinetic cross-field streaming instability due to reflected ions at a quasiperpendicular shock. *Phys. Fluids, B*, **4**, 1992, 719–729.
- [18] ГОЛУБЕВ А. И., СОЛОВЬЕВ А. А., ТЕРЕХИН В. А. О бесстолкновительном разлете ионизированного облака в однородную замагниченную плазму. *Журн. прикл. мех. и техн. физ.*, №5, 1978, 33–43.
- [19] БАШУРИН В. П., ГОЛУБЕВ А. И., ТЕРЕХИН В. А. О бесстолкновительном торможении ионизированного облака, разлетающегося в однородную замагниченную плазму. *Там же*, №5, 1983, 10–17.
- [20] АНТОНОВ В. М., БАШУРИН В. П., ГОЛУБЕВ А. И. и др. Экспериментальное исследование бесстолкновительного взаимодействия сверхальфвеновских взаимопроникающих потоков плазмы *Там же*, №6, 1985, 3–7.
- [21] АНТОНОВ В. М., БАШУРИН В. П., ГОЛУБЕВ А. И. и др. Исследование взаимодействия потоков бесстолкновительной плазмы при больших числах Альфвена—Маха. *Докл. АН СССР*, **289**, 1986, 72–75.
- [22] ВШИВКОВ В. А., ДУДНИКОВА Г. И., ЗАХАРОВ Ю. П., ОРИШИЧ А. М. Генерация плазменных возмущений при бесстолкновительном взаимодействии плазменных потоков. ИТПМ СО АН СССР, препринт №20–87, 1987.
- [23] DUDNIKOVA G. I., ORISHICH A. M., PONOMARENKO A. G. ET. AL. Laboratory and computer simulation of wave generation processes in non-stationary astrophysical phenomena. In “*Plasma Astrophys, Joint Varenna–Abastumani Intern. School Workshop*”, Abastumani, 1990, 191–194.
- [24] БЕРЕЗИН Ю. А., ВШИВКОВ В. А., ДУДНИКОВА Г. И., ФЕДОРУК М. П. О бесстолкновительном торможении плазменного облака в неоднородном замагниченном фоне. *Физика плазмы*, **18**, 1992, 1567–1574.
- [25] БЕРЕЗИН Ю. А., ВШИВКОВ В. А. *Метод частиц в динамике разреженной плазмы*. Наука, Новосибирск, 1980.
- [26] БЕРЕЗИН Ю. А., ФЕДОРУК М. П. *Математическое моделирование нестационарных плазменных процессов*. Наука, Новосибирск, 1993.

Поступила в редакцию 8 сентября 1996 г.,  
в переработанном виде 16 июня 1997 г.