

УДК 533.524.5:519.63

**ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ПРИ ПРОНИКАНИИ НЕОДНОРОДНОГО
УПЛОТНЕНИЯ В УСКОРЕННО ДВИЖУЩИЙСЯ ГАЗОВЫЙ СЛОЙ**© 2024 г. К. В. Краснобаев^{1,2,*}¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва²Институт космических исследований РАН, Москва

*e-mail: kvk-kras@list.ru

Поступила в редакцию 21.04.2024 г.

После доработки 08.11.2024 г.

Принята к публикации 15.11.2024 г.

Численно моделируется неустановившееся осесимметричное движение идеального совершенного газа, возникающее при взаимодействии сферического уплотнения с газовым слоем, первоначально находившимся в гравитационном равновесии в постоянном поле тяжести. Вещество уплотнения рассматривается как содержащее примесь, частицы которой служат маркерами и не влияют на движение среды. Установлено, что наиболее массивная центральная часть уплотнения глубоко погружается внутрь слоя, в то время как параметры кумулятивной струи существенно зависят от плотности газа на периферии уплотнения. В предположении, что вещество примеси оптически прозрачно для излучения, определено распределение интенсивности в картинной плоскости и выявлено направление максимальной величины интенсивности.

Ключевые слова: кумулятивная струя, проникновение уплотнения в газовый слой, перераспределение массы.

DOI: 10.31857/S0032823524060014 EDN: IHGEJX

1. Введение. Вопросы образования кумулятивных струй при взаимодействии уплотнений (капель, облаков, сгустков) с контактными поверхностями в жидкостях и твердых телах исследуются уже на протяжении десятилетий и результаты исследований отражены в многочисленных оригинальных статьях и монографиях (см., например, работы [1–5] и библиографию в них). Вместе с тем сложность возникающих движений и разнообразие условий, в которых происходит кумуляция, приводят к тому, что и в настоящее время обнаруживаются такие неизвестные ранее эффекты, как, например, появление сверхзвуковых струй или разбрызгивание жидкости в разреженном газе [6–8]. Применительно к проблемам космической газовой динамики возникли новые задачи о прохождении сгустков (уплотнений, облаков) сжимаемого вещества через слои (оболочки), движущиеся с ускорением. Пионерской явилась работа [9], в которой проведены расчеты вторжения сгустка в самогравитирующий галактический газовый диск. При этом на сгусток действовала сила гравитации, порождаемая веществом диска. Дальнейшее развитие работ в направлении взаимодействия сгустков со слоями и оболочками, а также с ударными волнами и ионизационно-ударными (или I-S) фронтами, было связано с исследованием явлений взрывного типа в космических условиях [10–12].

В настоящее время наиболее полно в литературе отражены результаты компьютерного моделирования распространения ударных волн в газе, содержащем локальные уплотнения. Проводились двумерные и трехмерные расчеты, учитывалось влияние на движение радиационных процессов и магнитного поля (см. работы [13–15] и обширную библиографию в них). Одними из центральных были вопросы перемешивания вещества сгустка и окружающей его среды (например, вследствие неустойчивости Рихтмайера–Мешкова), а также влияния кумуляции массы в сходящихся ударных волнах на выполнение критерия развития гравитационной неустойчивости Джинса.

Существенной особенностью большинства исследований взаимодействия ударных волн с уплотнениями является то, что характерный масштаб уплотнения предполагается малым по сравнению с масштабом изменения параметров газа за разрывом. Однако такое предположение может нарушаться при распространении ионизационно-ударного фронта — комплекса разрывов, который возникает в результате расширении среды, нагреваемой и ионизируемой излучением внешнего по отношению к среде источника (звезды или группы звезд) [10–12, 16, 17].

Общая картина движения включает в себя область расширяющегося ионизованного водорода (область Н II), отделенную от окружающего нейтрального газа тонким переходным слоем (фронтом ионизации). Перед фронтом ионизации распространяется ударная волна. Среда между фронтами неоднородная — непосредственно за ударной волной располагается протяженная зона нагретого нейтрального газа, за которой вследствие высвечивания образуется тонкий (по сравнению с расстоянием между фронтами) слой плотного холодного газа. Если область Н II, как это часто наблюдается, формируется в среде с убывающей по мере удаления от звезды плотностью, то происходит ускорение газа, находящегося между фронтами (см., например, работу [16]). Таким образом, в идеализированной постановке при исследовании движений с масштабами, существенно меньшими расстояния между фронтами, естественно перейти в систему координат, где в невозмущенном присутствии уплотнения состояний имеются два различающихся по плотности и температуре газовых слоя. При этом слои разделены контактным разрывом и находятся в гравитационном равновесии в поле тяжести с ускорением, по абсолютной величине равным ускорению вещества в области между фронтами.

Многочисленные наблюдательные данные, полученные с помощью космических аппаратов, свидетельствуют о присутствии на периферии областей НII неоднородностей (уплотнений, облаков, сгустков) различных масштабов и связанных с ними молодых звездных объектов [18]. В настоящее время одним из процессов, объясняющих происхождение неоднородной структуры области между фронтами, является проникновение в плотный слой сгустков, существующих в газе непосредственно за ударной волной.

Компьютерное моделирование показало, что в сжимаемой среде проникновение сгустка в слой может сопровождаться возникновением сложных грибовидных структур, «хвостов» и струй [17, 19–21]. Однако в этих работах в основном рассматривалось только одно из проявлений взаимодействия облака со слоем, которое заключалось в формировании кумулятивной струи. Вместе с тем в [20] было установлено, что кумулятивная струя не образуется, если однородное облако имеет резкую границу. Возможная причина такого эффекта заключается в том, что во внешних частях неоднородного облака присутствует менее плотный, чем в центре, газ. Поэтому этот менее плотный газ должен быстрее, чем газ в центре облака, заполнять образующуюся полость. Иными словами, менее плотный газ должен составлять существенную часть вещества кумулятивной струи. Чтобы проверить это предположение, в настоящей работе для параметров слоя и облака, использовавшихся в [11], проводятся расчеты распределения массы вещества облака. Также в перспективе сопоставления с наблю-

дениями определяются особенности интенсивности излучения, обусловленного примесными элементами струи.

Впервые математическая модель, показавшая существенное влияние неоднородности физических свойств тела на его проникновение в препятствие, была предложена и реализована В.В. Голубевым [22]. В рамках модели идеальной несжимаемой жидкости в [22] было установлено, что при соударении неоднородного клина с преградой центральная часть клина оказывается меньше подверженной растеканию. Применяв теорию функций комплексного переменного, В.В. Голубев нашел, что увеличение пробивной способности клина обусловлено силами давления растекающейся по поверхности мишени жидкости.

Сопоставляя результат [22] с эффектом исчезновения кумулятивной струи [20], необходимо отметить основное качественное сходство в постановке задач. Оно заключается в существовании сравнительно легко деформируемой внешней части сгустка и более плотного ядра. Это приводит к значительной разности скоростей в ядре и вне его. В результате в случае клина возникают дополнительные сдвигивающие клин силы давления. В случае же проникновения сжимаемого сгустка в слой, как будет показано ниже, торможение и деформация менее плотных частиц газа оказывают расталкивающее влияние на вещество слоя. Тем самым создается препятствие схлопыванию полости непосредственно за центральной частью уплотнения, что способствует образованию кумулятивной струи. Отсюда можно также ожидать, что значительный вклад в вещество образующейся кумулятивной струи будет вносить именно газ сравнительно небольшой плотности.

Таким образом, цель работы заключается в нахождении перераспределения вещества облака и в определении влияния его внешних частей на протяженность и плотность струи. Кроме того, по найденному в результате расчетов полю плотности устанавливается угловая зависимость интенсивности излучения в условиях, когда излучение обусловлено малыми примесями тяжелых элементов или пылинок.

В первой части работы излагается постановка задачи и метод ее решения. Далее представлены результаты компьютерного моделирования движения сгустка. Третий раздел посвящен расчету распределения интенсивности излучения примеси в картинной плоскости. В заключительной части работы содержатся анализ результатов и выводы.

2. Постановка задачи, основные уравнения. В настоящее время при исследовании фундаментальных астрофизических проблем широко применяются методы газовой динамики. Это связано с возросшими возможностями наблюдений и с переходом от умозрительных моделей к количественному описанию явлений. Например, процессы в областях активного звездообразования успешно моделируются в рамках газодинамических уравнений. При этом выявляемые путем математического моделирования особенности движений могут быть использованы для получения дополнительных сведений об астрофизических объектах. Так, на основе расчетов взаимодействия уплотнения с ускоренно движущимся газовым слоем была предсказана возможность оценивать характеристики неоднородной среды перед слоем, опираясь на морфологию и параметры кумулятивной струи [19–21].

Но авторами этих работ не рассматривались как вопрос о влиянии структуры сгустка на образование кумулятивной струи, так и возможные особенности распределения интенсивности излучения, обусловленного веществом уплотнения. Настоящий и последующий разделы посвящены этим вопросам.

Обращаясь к работе [9], примем следующую постановку задачи (рис. 1).

Рассматриваются осесимметричные адиабатические неустановившиеся движения идеального совершенного газа.

Предполагается, что в отсутствие облака плоский слой находится в гравитационном равновесии в поле тяжести с ускорением W (область «0» на рис. 1). Слой отде-

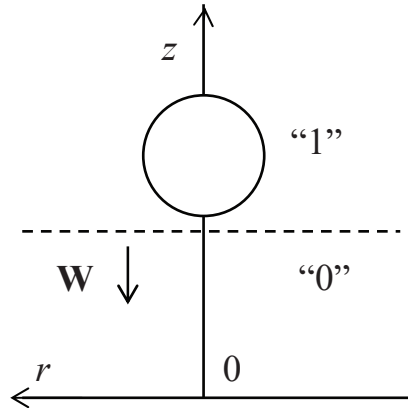


Рис. 1. Схема проникновения сгустка в слой.
Штриховая линия — контактный разрыв.

лен контактным разрывом от газа меньшей плотности, который также находится в равновесии и занимает область «1». В начальный момент времени в области «1» размещается уплотнение с заданным распределением плотности ρ , скорости $\mathbf{V}$ и внутренней энергии E . Возникающее движение описывается системой газодинамических уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} &= 0, \quad \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} + \operatorname{grad} p = \rho \mathbf{W} \\ \frac{dE}{dt} + \frac{p}{\rho} \operatorname{div} \mathbf{V} &= 0, \quad E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где t — время, p — давление, γ — показатель адиабаты.

Чтобы найти распределение плотности только вещества облака, введем пассивную примесь с плотностью ρ_d . Принимая, что отношение ρ_d/ρ остается постоянным во все время движения, для ρ_d будем иметь уравнение

$$\frac{d\rho_d}{dt} + \rho_d \operatorname{div} \mathbf{V} = 0 \quad (2.2)$$

При этом входящая в (2.2) скорость $\mathbf{V}$ определяется из решения системы (2.1).

Отметим, что в космических условиях примесными могут являться атомы, ионы и молекулы тяжелых элементов (азот, кислород, углерод, железо,...), а также пылинки различного состава, включая содержащие полициклические ароматические углеводороды.

Для численного решения системы (2.1)–(2.2) введем безразмерные переменные

$$\rho^* = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad \mathbf{V}^* = \frac{\mathbf{V}}{u_\infty}, \quad E^* = \frac{E}{u_\infty^2}, \quad \phi = \frac{(\gamma - 1)WL}{\gamma a_1^2}, \quad a_1^2 = \frac{p_1}{\rho_1}, \quad t^* = \frac{tu_\infty}{L}$$

Здесь выбор определяющих параметров — плотности ρ_1 , скорости u_∞ , пространственного масштаба L — достаточно произволен, поскольку при проведении серийных расчетов удобно выбрать характерные для приложений значения этих величин безотносительно к конкретному объекту. Например, для областей НП характерным является $u_\infty \sim 10^6$ см/с. Однако ниже на графиках для определенности индекс «1» относится к значениям соответствующих величин на контактном разрыве со стороны менее плотного газа. А u_∞ выбиралось так, чтобы в области «1» на рис. 1 на контактном разрыве было $E^* = 1$. Характерный масштаб L определяется путем задания пара-

метра ϕ , пропорционального отношению энергии, приобретаемой единицей массы газа в поле тяжести с ускорением W , к тепловой энергии. Очевидно также, что при фиксированном ϕ влияние ускорения на равновесие и движение более плотного газа будет происходить на масштабах, меньших L .

В целом конкретные значения безразмерных параметров выбирались согласно характеристикам исследовавшихся в [20] объектов.

Расчеты проникновения неоднородного облака в слой проводились с использованием разностных схем второго порядка аппроксимации типа Лакса–Вендроффа и Лакса–Фридрихса. Выбирались цилиндрическая система координат (z, r) и равномерная прямоугольная сетка с одинаковым по координатам шагом. Расчеты выполнялись в области $(0 \leq z \leq 6; 0 \leq r \leq 3)$. Шаг сетки составлял $5 \cdot 10^{-3}$, так что разрешение было примерно таким же, как в работе [17].

Граничными являлись условия симметрии при $r = 0$ и непротекания $u(0, r) = u(6, r) = 0$, $v(z, 3) = 0$ (u и v – компоненты скорости соответственно по осям z и r).

3. Распределение плотности примеси – результаты численного моделирования. В качестве основного был выбран вариант расчетов, отвечающий совокупности безразмерных параметров, использовавшихся в [20].

В цилиндрической системе координат (z, r) вектор ускорения имеет отрицательную z -компоненту $-W$, координата контактного разрыва z_c , центр сгустка располагается в точке с координатами $(z_d, 0)$. Плотность среды нормируется на свое значение на невозмущенном контактном разрыве со стороны области «1», скорость отнесена к $u_\infty = (E_1(z_{c+0}, 0))^{1/2}$ (здесь E_1 – размерная величина). Параметр ϕ полагается равным $\phi = 0.05$, а $\rho(z_{c-0}, 0)$ на порядок превышает $\rho_1(z_{c+0}, 0)$.

Плотность и скорость в сгустке в начальный момент времени задавались согласно формулам

$$\rho = \rho_{10}(z) + A_d \exp\left(-\frac{(z - z_d)^2 + r^2}{d^2}\right), u = B_d \exp\left(-\frac{(z - z_d)^2 + r^2}{d^2}\right),$$

где $\rho_{10}(z)$ – плотность в отсутствие облака, A_d и B_d – постоянные, d – характерный размер уплотнения, u – z -компонента скорости. Зависимость внутренней энергии E от координат (z, r) выбиралась такой, что при $t = 0$ давление совпадало с тем, что было в состоянии гравитационного равновесия. Это означает, что последующее движение не является изоэнтропическим.

Поскольку из (2.2) следует, что в силу принятых предположений ρ_d определяется с точностью до постоянного множителя, то начальное распределение ρ_d принималось в виде

$$\rho_d = \rho_f + A_i \exp\left(-\frac{(z - z_d)^2 + r^2}{d^2}\right)$$

Постоянная ρ_f – плотность «фона» примеси – введена для удобства расчетов ($\rho_f \sim 10^{-3}$). Соответственно величина A_i выбиралась так, чтобы $A_i \cdot A_d = 1$.

Обращаясь к результатам расчетов, видим, что формирование полости происходит путем вытеснения приповерхностных частей слоя, причем полость заполняется менее плотным газом сгустка (рис. 2, 3; $z_c = 3$; $z_d = 3.5$; $d = 0.3$). Об этом свидетельствует сравнение изохор среды и изохор примеси. В то же время плотность в центральной части сгустка вследствие сжимаемости увеличивается и соответственно уменьшается действие выталкивающей силы Архимеда. Это служит причиной возникновения грибовидной формы уплотнения.

На стадии образования кумулятивной струи эффект неоднородности становится наиболее существенным (рис. 4). Центральная часть сгустка практически останавли-

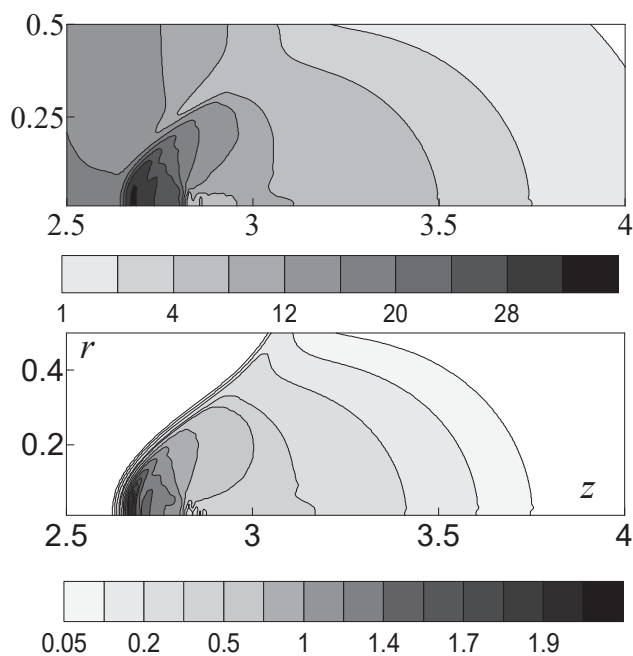


Рис. 2. Изохоры среды (вверху) и примеси (внизу) в момент времени $t = 2$; $A_d = 20$, $B_d = -0.5$.

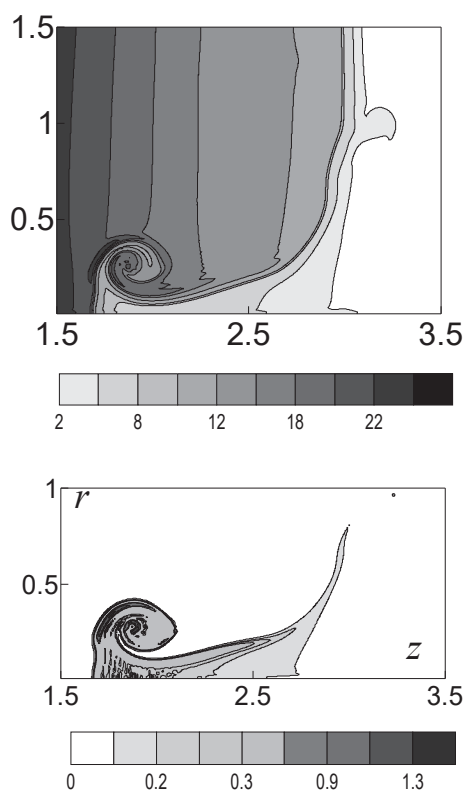


Рис. 3. Изохоры среды (вверху) и примеси (внизу) в момент времени $t = 8$; $A_d = 20$, $B_d = -0.5$.

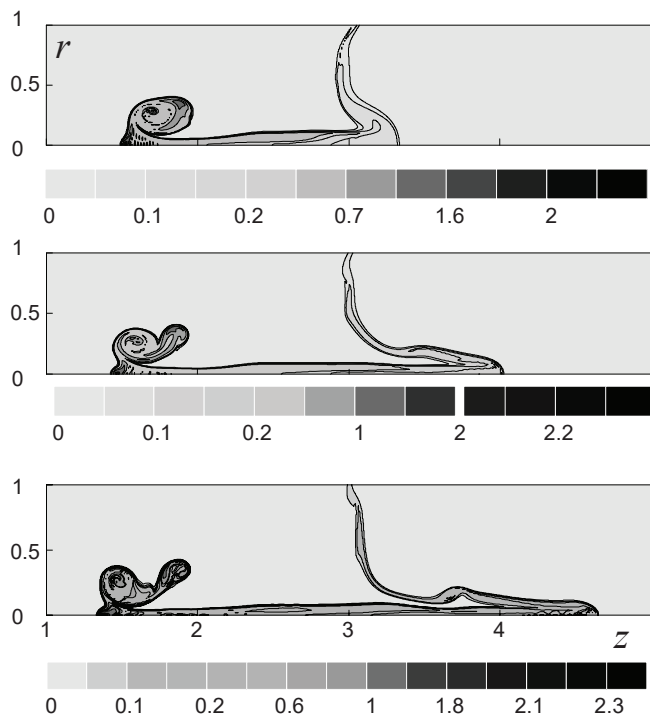


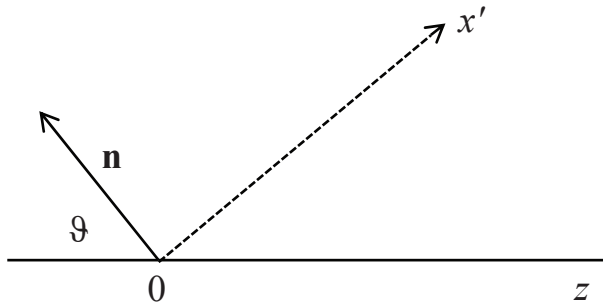
Рис. 4. Изохоры примеси на стадии формирования кумулятивной струи в моменты времени $t = 10, 12, 14$ ($A_d = 20$, $B_d = -0.5$).

вается, в то время как его менее плотные внешние части по мере замыкания полости приобретают скорость в положительном направлении оси z . При этом длина струи достаточно быстро возрастает.

Принимая во внимание результаты расчетов, можно следующим образом объяснить эффект исчезновения кумулятивной струи в случае однородного облака. При одинаковых давлении, массе и импульсе плотность в однородном облаке больше плотности в центре неоднородного облака. Для объема имеет место обратное соотношение. Поэтому при погружении такого уплотнения в слой его плотность еще более возрастает, а масса вытесняемого газа уменьшается. Соответственно уменьшается и размер полости, замыкание которой создает струю. Конечно, эти выводы справедливы лишь в принятом диапазоне безразмерных параметров.

В целом, несмотря на очевидные различия в геометрии движения и в модели среды, идея В.В. Голубева о влиянии неоднородности проникающего в слой уплотнения на эффекты кумуляции, подтверждается результатами выполненного моделирования.

4. Интенсивность излучения оптически прозрачной примеси. При интерпретации наблюдательных данных о кумулятивных струях важным является анализ интенсивности излучения, обусловленного этими объектами. Так, например, распределение интенсивности в картинной плоскости может быть использовано для определения тех направлений, для которых интенсивность максимальна. Поскольку часто излучение от уплотнений обусловлено тяжелыми элементами или пылинками, обилие которых (отношение числа частиц к числу атомов водорода) невелико, то рассмотрим теперь вопрос о нахождении интенсивности излучения, создаваемого веществом оптически прозрачного уплотнения.

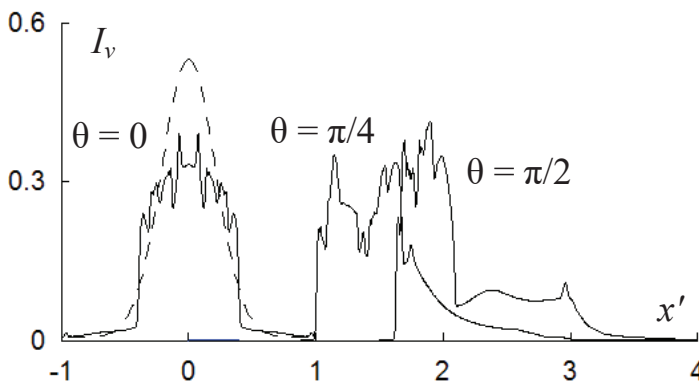
Рис. 5. Координата x' в картинной плоскости.

В случае оптически прозрачного газа интенсивность излучения примеси I_v в любом направлении пропорциональна интегралу от концентрации частиц вдоль луча зрения наблюдателя (здесь индекс «v» указывает лишь на то, что доли излучающих на разных частотах компонент примеси могут отличаться). Учитывая, что коэффициент пропорциональности в принятой выше постановке можно считать произвольным, положим интенсивность излучения I_v просто равной интегралу от плотности ρ_d .

Для вычисления I_v введем картинную плоскость, проходящую через начало координат в плоскости (z, r) (рис. 5). Картинная плоскость перпендикулярна линии зрения наблюдателя, а нормаль $\mathbf{n}$ к ней составляет с осью z угол ϑ . Штриховой линией на рис. 5 отмечена линия пересечения картинной плоскости с плоскостью (z, r) . Расстояние вдоль линии пересечения обозначено через x' .

Характерные зависимости $I_v(x')$ представлены на рис. 6 и 7 для углов $\vartheta = 0, \pi/4, \pi/2$. Видно, что на стадии формирования полости ($t = 8$ на рис. 6) максимум $I_v(x')$ заметно уменьшился по сравнению с его величиной при $t = 0$, а при $\vartheta = \pi/2$ хорошо проявляются сжатое «ядро» и присутствие полости в промежутке изменения x' от 2 до 3. Для стадии возникновения струи ($t = 14$ на рис. 7) характерно существенное увеличение максимума $I_v(x')$ в направлении оси симметрии, являющееся следствием большого возрастания плотности в «ядре».

Таким образом, результаты сопоставления найденных путем численных расчетов особенностей $I_v(x')$ с данными наблюдений могут быть использованы при построе-

Рис. 6. Зависимость $I_v(x')$ на стадии формирования полости. Штриховая линия — распределение интенсивности при $t = 0$.

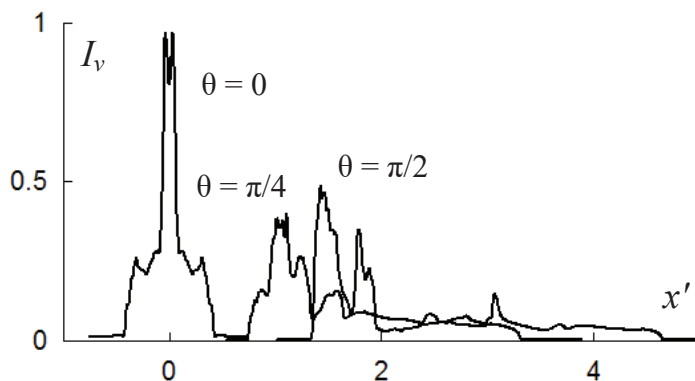


Рис. 7. Зависимость $I_v(x')$ на стадии формирования струи.

нии моделей происхождения неоднородной структуры областей активного звездообразования.

Заключение. Результаты компьютерного моделирования показали, что при взаимодействии ускоренно движущегося газового слоя с обособленным уплотнением неоднородная структура уплотнения существенно влияет на морфологию, размер и параметры кумулятивной струи. При этом струя формируется преимущественно за счет вещества внешних частей сгустка, а его сжатое более плотное «ядро» глубоко погружается внутрь слоя. Такая особенность движения отражается на распределении интенсивности излучения примесных элементов и пыли в картинной плоскости наблюдателя — на стадии образования кумулятивной струи интенсивность значительно увеличивается в области с характерным масштабом порядка размера «ядра».

В целом результаты настоящей работы могут служить подтверждением сделанного В.В. Голубевым в рамках гидродинамической модели вывода о существенном влиянии неоднородности проникающего в слой объекта на процессы кумуляции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Забабахин Е.И., Нечаев М.Н. Ударные волны и их кумуляция // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. Вып. 2(8). С. 442–450.
2. Забабахин Е.И. Кумуляция и неустойчивость. Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 1998. 112 с.
3. Андреев С.Г., Бабкин А.В., Баум Ф.А. и др. Физика взрыва / под ред. Орленко Л.П. Т. 2. М.: Физматлит, 2002. 648 с.
4. Лаврентьев М.А. Кумулятивный заряд и принципы его работы // УМН. 1957. Т. 12. Вып. 4(76). С. 41–56.
5. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1973. 416 с.
6. Gekle S., Gordillo J.M., Meer D., Lohse D. High-speed jet formation after solid object impact // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 034502.
7. Gekle S., Peters I.R., Gordillo J.M., Meer D. et al. Supersonic air flow due to solid-liquid impact // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 024501.
8. Williams H., Sprittles J., Padrino J., Denissenko P. Effect of ambient gas on cavity formation for sphere impacts on liquids // Phys. Rev. Fluids. 2022. V. 7. P. 094003.
9. Tenorio-Tagle G., Franco J., Bodenheimer P., Rozyczka M. Collisions of high-velocity clouds with the Milky Way: The formation and evolution of large-scale structures // Astron. & Astrophys. 1987. V. 179. P. 219–230.
10. Баранов В.Б., Краснобаев К.В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М: Наука, 1977, 335 с.
11. Спитцер Л. мл. Физика межзвездной среды М: Мир, 1981, 351 с.

12. *Tielens A.G.G.M.* The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium. Cambridge: Univ. Press, 2005. 495 pp.
13. *Shin M.-S., Stone J.M., Snyder G.F.* The magnetohydrodynamics of shock -cloud interaction in three dimensions // *The Astrophys. J.* 2008. V. 680. P. 336–348.
14. *Yirak K., Frank A., Cunningham A.J.* Self-convergence of radiatively cooling clumps in the interstellar medium // *The Astrophys. J.* 2010, V. 722, P. 412–42.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/722/1/412>
15. *Goldsmith K.J.A., Pittard J.M.* The interaction of a magnetohydrodynamical shock with a filament // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2016. V. 461. P. 578–605.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stw1365>
16. *Котова Г.Ю., Краснобаев К.В.* Ускорение сферической нейтральной оболочки, формируемой ионизационно-ударным фронтом в неоднородной межзвездной среде // *Письма в Астрон. ж.* 2009. Т. 35. № 3. С. 189–198.
17. *Pittard J.M.* Tails of the unexpected: the interaction of an isothermal shell with a cloud // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2011. V. 411. P. L41–L45.
18. *Deharveng L., Schuller F., Anderson L.D. et al.* A gallery of bubbles. The nature of the bubbles observed by Spitzer and what ATLASGAL tells us about the surrounding neutral material // *Astron. & Astrophys.* 2010. V. 523. P. 1–135.
19. *Краснобаев К.В., Котова Г.Ю., Тагирова Р.Р.* Двумерные возмущения ускоренного движения неоднородных газовых слоев и оболочек в межзвездной среде // *Письма в Астрон. ж.* 2015. Т. 41. № 3–4. С. 123–132.
20. *Kotova G.Yu., Krasnobaev K.V.* Interaction of an accelerating layer with a cloud: formation of tails and cumulative jets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2020. V. 492. P. 2229–2235.
21. *Kotova G.Yu., Krasnobaev K.V.* Hydrodynamic instabilities in the models of the formation of young stellar objects // *Fluid Dyn.* 2022. V. 57. Suppl. 1. P. S26–S34.
22. *Голубев В.В.* Исследования по теории удара струи жидкости и некоторые ее приложения. М.: Изд-во МГУ, 1975.

Redistribution of Mass during Penetration of a Non-Uniform Cloud into an Accelerating Gas Layer

K. V. Krasnobaev^{a,b,*}

^a*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

^b*Space Research Institute of the RAS (IKI), Moscow, Russia*

^{*}*e-mail:kvk-kras@list.ru*

The unsteady axisymmetric motion of an ideal perfect gas is numerically simulated, arising from the interaction of a spherical cloud with a gas layer that was initially in gravitational equilibrium in a constant gravitational field. The cloud matter is considered to contain an impurity, the particles of which serve as markers and do not affect the motion of the medium. It has been established that the most massive central part of the condensation is deeply immersed inside the layer, while the parameters of the cumulative jet significantly depend on the gas density at the periphery of the cloud. Under the assumption that the impurity substance is optically thin to radiation, the intensity distribution in the picture plane is determined and the direction of the maximum intensity value is revealed.

Keywords: cumulative jet, penetration of cloud into the gas layer, mass redistribution

REFERENCES

1. *Zababakhin E.I., Nechaev M.N.* Electromagnetic-field shock waves and their cumulation // *JETP*, 1958, vol. 6, no. 2, pp. 345–351.
2. *Zababakhin E.I.* Cumulation and Instability. Snezhinsk: VNIITF Pub., 1998. 112 p. (in Russian)
3. *Andreev S.G., Babkin A.V., Baum F.A. et al.* Physics of Explosion. Vol. 2 / ed. by *Orlenko L.P.* Moscow: Fizmatlit, 2002. 648 p. (in Russian)

4. *Lavrent'ev M.A.* Cumulative charge and the principles of its operation // *Uspekhi Mat. Nauk*, 1957, vol. 12, no. 4(76), pp. 41–56.
5. *Lavrentiev M.A., Shabat B.V.* Problems of Hydrodynamics and Their Mathematical Models. Moscow: Nauka, 1977. (in Russian)
6. *Gekle S., Gordillo J.M., Meer D., Lohse D.* High-speed jet formation after solid object impact // *Phys. Rev. Lett.*, 2009, vol. 102, pp. 034502.
7. *Gekle S., Peters I.R., Gordillo J.M., Meer D. et al.* Supersonic air flow due to solid-liquid impact // *Phys. Rev. Lett.*, 2010, vol. 104, pp. 024501.
8. *Williams H., Sprittles J., Padrino J., Denissenko P.* Effect of ambient gas on cavity formation for sphere impacts on liquids // *Phys. Rev. Fluids*, 2022, vol. 7, pp. 094003.
9. *Tenorio-Tagle G., Franco J., Bodenheimer P., Rozyczka M.* Collisions of high-velocity clouds with the Milky Way: the formation and evolution of large-scale structures // *Astron. & Astrophys.*, 1987, vol. 179, pp. 219–230.
10. *Baranov V.B., Krasnobaev K.V.* Hydrodynamic Theory of Space Plasma. Moscow: Nauka, 1977. 335 p.
11. *Spitzer L. (Jr.)* Physical Processes in the Interstellar Medium. N.Y.: Wiley, 1978.
12. *Tielens A.G.G.M.* The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium. Cambridge: Univ. Press, 2005. 495 p.
13. *Shin M.-S., Stone J.M., Snyder G.F.* The magnetohydrodynamics of shock–cloud interaction in three dimensions // *The Astrophys. J.*, 2008, vol. 680, pp. 336–348.
14. *Yirak K., Frank A., Cunningham A.J.* Self-convergence of radiatively cooling clumps in the interstellar medium // *The Astrophys. J.*, 2010, vol. 722, pp. 412–424.
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/722/1/412>
15. *Goldsmith K.J.A., Pittard J.M.* The interaction of a magnetohydrodynamical shock with a filament // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2016, vol. 461, pp. 578–605.
<https://doi.org/10.1093/mnras/stw1365>
16. *Kotova G.Yu., Krasnobaev K.V.* Acceleration of a spherical neutral shell produced by an ionization–shock front in an inhomogeneous interstellar medium // *Astron. Lett.*, 2009, vol. 35, no. 3, pp. 189–198.
17. *Pittard J.M.* Tails of the unexpected: the interaction of an isothermal shell with a cloud // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2011, vol. 411, pp. L41–L45.
18. *Deharveng L., Schuller F., Anderson L.D. et al.* A gallery of bubbles. The nature of the bubbles observed by Spitzer and what ATLASGAL tells us about the surrounding neutral material // *Astron. & Astrophys.*, 2010, vol. 523, pp. 1–135.
19. *Krasnobaev K.V., Kotova G.Yu., Tagirova R.R.* Two-dimensional perturbations of the accelerated motion of inhomogeneous gas layers and shells in the interstellar medium // *Astron. Lett.*, 2015, vol. 41, no. 3–4, pp. 104–113.
20. *Kotova G.Yu., Krasnobaev K.V.* Interaction of an accelerating layer with a cloud: formation of tails and cumulative jets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2020, vol. 492, pp. 2229–2235.
21. *Kotova G.Yu., Krasnobaev K.V.* Hydrodynamic instabilities in the models of the formation of young stellar objects // *Fluid Dyn.*, 2022, vol. 57, suppl. 1, pp. S26–S34.
22. *Golubev V.V.* Studies on the Theory of Liquid Jet Impact and Some of Its Applications. Moscow: MSU Pub., 1975.