

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. Ломоносова  
Механико-математический факультет

На правах рукописи

Котова Гвиана Юрьевна

Распространение ионизационно-ударного фронта в  
сферическом облаке межзвездной среды

Специальность: 01.02.05 — Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва 2009

Работа выполнена на кафедре аэромеханики и газовой динамики механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук,  
профессор К.В. Краснобаев

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук  
М.Г. Лебедев  
доктор физико-математических наук,  
профессор Н.Н. Пилюгин

**Ведущая организация:** Институт проблем механики РАН

Защита состоится 27 марта 2009 года в 15 часов 00 минут на заседании специализированного совета Д 501.001.89 при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, Главное здание МГУ, механико-математический факультет, аудитория 16-10.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан 24 февраля 2009 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 501.001.89  
доктор физико-математических наук

А.Н. Осипцов

# ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Исследование движений газа, происходящих в поле внешнего неравновесного излучения, представляет интерес при решении многих научных и прикладных задач. Характерной особенностью таких движений является возникновение комплекса разрывов, содержащего ударную волну и радиационный фронт – разрыв, который разделяет области течения с сильно различающимися коэффициентами поглощения среды. В задачах космической газовой динамики резкое изменение коэффициентов поглощения часто обусловлено ионизацией нейтрального газа излучением звезды или группы звезд. Возникающий при этом комплекс разрывов принято называть ионизационно-ударным фронтом или  $I-S$  фронтом.

Проблема распространения ионизационно-ударного фронта в межзвездной среде важна в теории происхождения неоднородных плотных газовых оболочек (слоев, волокон) различной формы. Оболочки наблюдаются во многих астрофизических объектах: в облаках молекулярного водорода, где происходит активное звездообразование; в окрестности "межзвездных пузырей", выдуваемых звездным ветром; в расширяющихся зонах нагретого газа, ионизованного излучением горячих звезд. Внутри оболочек имеются уплотнения (сгустки, конденсации, кометарные узлы) с массами порядка масс звезд и планет. Одним из известных в литературе механизмов, приводящих к образованию такой неоднородной структуры оболочек, является развитие неустойчивости плотного слоя газа между ударным и ионизационным фронтами при распространении  $I-S$  фронта в неоднородной среде. Однако процесс формирования оболочки ранее не исследовался, а ее параметры и характеристики возникающих конденсаций оценивались приближенно. Изучению этих вопросов на основе уравнений радиационной газовой динамики посвящена настоящая диссертация. Актуальность такого исследования обусловлена резко возросшим уровнем техники наблюдений, который позволяет сопоставлять наблюдательные данные с результатами расчетов. А благодаря развитию математических методов появилась возможность использовать более адекватные теоретические модели. Многие из возникающих при этом физических явлений, таких как деформации ускоренно движущихся плотных слоев вещества, "реактивный" эффект уноса массы с облучаемых поверхностей, кумуляция массы вещества в отдельных участках оболочки актуальны и представляют интерес также для лабораторных

экспериментов. В связи с этим рассматриваемые в настоящей работе течения излучающего газа важны при решении достаточно широкого круга фундаментальных научных проблем.

### **Цели диссертационной работы**

- Количественное исследование динамики образования нейтральной оболочки, формирующейся при выходе ионизационно-ударного фронта на поверхность сферического облака;
- Определение влияния свойств межзвездной среды на параметры оболочек: массу, толщину и ускорение;
- Анализ образования "пальцеобразных" конденсаций, предсказываемых инерционной моделью, развитой в работах Г.Г. Черного, А.Н. Голубятникова, С.И. Зоненко;
- Исследование влияния радиационных процессов на форму и структуру возникающих уплотнений;
- Оценка эффектов накопления массы при двумерных деформациях оболочки.

**Научная новизна.** В работе получены следующие новые **результаты**, выносимые на защиту:

1. На основе известных численных методов создан комплекс программ для расчета двумерных неустановившихся течений частично ионизованной плазмы в поле высокоэнергичного излучения. Учтены процессы неравновесной фотоионизации, высвечивания в линиях тяжелых элементов и спектрального переноса лучистой энергии.
2. Впервые предложена и реализована аппроксимация функции охлаждения межзвездной среды, позволяющая ограничиться в расчетах сравнительно небольшим числом фотохимических реакций. Аппроксимация применима в широком диапазоне изменения температуры, степени ионизации и химического состава газа.
3. Впервые выполнены расчеты выхода ионизационно-ударного фронта на поверхность облака в "теплой" межзвездной среде и в двухфазной среде. Определены масса образующейся нейтральной оболочки, ее толщина и ускорение.

4. Проведено численное моделирование развития двумерных возмущений скорости оболочки. Для типичных условий в окрестности горячей звезды найдены структура нейтральных конденсаций, их плотность и темп накопления массы.

**Достоверность результатов.** Достоверность полученных в работе результатов основана на использовании фундаментальных уравнений радиационной газовой динамики при построении математической модели. Точность численных результатов обусловлена использованием апробированной разностной схемы для решения систем гиперболических уравнений, а также совпадением расчетов с аналитическими вычислениями при решении автомодельных задач газовой динамики. В частных случаях результаты расчетов уравнений кинетики и переноса излучения полностью совпадают с известными в литературе.

**Научная и практическая значимость.** Научная и практическая ценность работы состоит в развитии методов решения уравнений неравновесной радиационной газовой динамики, в усовершенствовании математической модели возникновения нейтральных уплотнений внутри околозвездного газа. В рамках этой модели результаты расчетов могут применяться для исследований наблюдаемых явлений в межзвездной среде и при планировании экспериментов на космических аппаратах. Кроме того, проведенные расчеты позволили выявить общие закономерности движения, такие как эффекты накопления массы и возникновение высокоскоростных струй горячего газа. Эти результаты могут представлять интерес не только в связи с астрофизическими проблемами, но и для лабораторных исследований взаимодействия высокоэнергичного излучения с веществом.

**Апробация работы.** Результаты, представленные в диссертации, докладывались автором на 10 научных конференциях:

- Научной конференции «Ломоносовские чтения» в МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, 2006, 2007
- Академических чтениях по космонавтике, посвященных памяти академика С.П. Королева и других выдающихся отечественных ученых - пионеров освоения космического пространства, Москва, 2007, 2008, 2009
- IV Конференции молодых ученых, посвященной Дню космонавтики «Фундаментальные и прикладные космические исследования»,

Москва, 2007

- VII Международной школе-семинаре «Модели и методы аэродинамики», Евпатория, 2007
- Всероссийской астрофизической конференции «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», Москва, 2007, 2008
- XV Международной молодежной научной конференции «Ломоносов», Москва, 2008

Результаты работы обсуждались на следующих научных семинарах: семинаре Института механики МГУ под руководством академика Г.Г. Черного (Москва, 2008); семинарах кафедры аэромеханики и газовой динамики механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова (Москва, 2004-2007); семинаре лаборатории математического моделирования ИКИ РАН под рук. д.ф.-м.н. В.В. Измоденова (Москва, 2008); семинаре Института проблем механики РАН под рук. д.ф.-м.н. В.Б. Баранова (Москва, 2009).

В соавторстве с К.В. Краснобаевым, Р.Р. Тагировой за циклы работ «Моделирование кумулятивных эффектов при ускоренном движении плотных газовых оболочек» и «Развитие моделей формирования неоднородностей структуры плотных газовых оболочек в космических условиях» автор удостоена премий в номинации "Лучшая научная работа института" по результатам конкурсов ИКИ РАН в 2007 и 2008 гг. соответственно.

**Публикации.** Основные результаты диссертационной работы изложены в 12-ти печатных работах, 2 из них опубликованы в журналах, которые входят в перечень ВАК. Список работ приведен в конце автореферата.

**Структура работы.** Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы из 93-х наименований. Общий объем диссертации – 113 страниц.

# СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** описана предметная область и дан краткий обзор литературы по теме диссертации. Также обоснованы актуальность работы, научная новизна и практическая значимость результатов исследования, сформулированы основные цели работы и приведено краткое содержание диссертации.

В **первой главе** описывается математическая и физическая постановка задачи о взаимодействии ионизирующего излучения с нейтральным водородом.

Под действием излучения звезды происходит фотоионизация водородных атомов и последующая фоторекомбинация. Возбужденные атомы, образующиеся при фоторекомбинации, путем последующих спонтанных переходов с одного уровня энергии на другой дают эмиссионный линейчатый спектр излучения. В силу малой плотности газа среднее время между соударениями атомов водорода с электронами и другими частицами много больше времени, за которое происходят спонтанные переходы. Поэтому столкновениями второго рода можно пренебречь. Низкая по сравнению с равновесной, отвечающей температуре звезды  $T_*$ , плотность энергии излучения межзвездного газа позволяет не учитывать поглощение радиации возбужденными частицами и вынужденные рекомбинации. Таким образом, области ионизованного водорода прозрачны в линиях всех спектральных серий, кроме лаймановской. Поэтому фотоны в субординатных сериях свободно покидают зоны ионизации.

Температура в среде определяется количеством энергии, поглощаемой и излучаемой единицей объема газа. Энергия поглощается при фотоионизации атомов водорода, а расходуется при фоторекомбинациях и свободно-свободных переходах. Кроме того, существенны процессы высвечивания в запрещенных линиях тяжелых элементов, таких как кислород, азот, сера (эти элементы наиболее распространены в рассматриваемых областях).

Учитывая физические процессы, происходящие в окрестности горячих звезд, в **разделе 1.1** в рамках одножидкостной модели формулируется замкнутая система газодинамических уравнений, описывающих движение частично ионизованной водородной плазмы с малыми обилиями тяжелых элементов. Система уравнений неразрывности, движения и притока тепла дополняется уравнениями для изменения степени иони-

зации и переноса излучения:

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \quad \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \operatorname{grad} p = 0, \quad \frac{dE}{dt} + \frac{p}{\rho} \operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{\mathcal{G} - \Lambda}{\rho}, \\
\frac{ds}{dt} &= (1 - s) \int_{\nu_H}^{\infty} \int_{4\pi} \sigma_{H\nu} \frac{I_\nu}{h\nu} d\nu d\omega - \frac{s^2 \rho}{m_H} \alpha_H(T), \\
\frac{dI_\nu}{dx} &= -\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu, \\
\rho &= m_H(n_H + n_{H+}), \quad s = n_{H+}/(n_H + n_{H+}), \quad p = \frac{(1 + s)\rho kT}{m_H}, \\
E &= \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \quad \mathcal{G} = \int_{\nu_H}^{\infty} \int_{4\pi} \alpha_\nu I_\nu d\nu d\omega, \quad \Lambda = 4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon_\nu d\nu,
\end{aligned} \tag{1}$$

где искомыми функциями пространственных координат и времени  $t$  являются плотность  $\rho$ , скорость  $\mathbf{v}$ , давление  $p$  ( $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура), степень ионизации  $s$  ( $\sigma_{H\nu}$  – сечение фотоионизации,  $h$  – постоянная Планка,  $\alpha_H(T)$  – коэффициент фоторекомбинации), интенсивность излучения  $I_\nu$  ( $\nu$  – частота квантов,  $\nu_H$  – частота ионизации водорода,  $\omega$  – телесный угол,  $\alpha_\nu$  и  $\varepsilon_\nu$  – соответственно коэффициенты поглощения и излучения,  $x$  – расстояние вдоль траектории фотона). Через  $n_H$ ,  $n_{H+}$ ,  $n_e$  обозначены концентрации нейтрального водорода, протонов и электронов соответственно, а через  $m_H$  – масса атома водорода. Полагаем также  $n_{H+} = n_e$ . Величины  $\mathcal{G}$  и  $\Lambda$  – энергия, соответственно приобретаемая и теряемая единичным объемом газа в единицу времени. В (1) предполагается, что среда является смесью совершенных газов с показателем адиабаты  $\gamma = 5/3$ .

В **разделе 1.2** определяются выражения для коэффициентов фоторекомбинации, поглощения при фотоионизации, вид функций нагрева  $\mathcal{G}$  и охлаждения  $\Lambda$ .

Так как в литературе, посвященной вопросу эффективности охлаждения ( $\Lambda$ ) в межзвездной среде, авторами приводятся различные данные о сечениях элементарных процессов, учитывается разное количество уровней атомов и ионов, рассматривается неодинаковый химический состав среды, то одной из целей работы явилось построение такого вида функции охлаждения для широкого диапазона изменения степени ионизации и температуры, которая, обеспечивая приемлемую точность вычисления  $\Lambda$ , не приведет к существенным усложнениям расчетов.

Общий вид функции охлаждения за счет потерь энергии, обусловленных многочисленными радиационными процессами возбуждения ионов записывается в виде

$$\Lambda = \sum_i \sum_{j < l} E_{jl} n_i \gamma_{jl} n_e = \sum_i L_{ei} n_e n_i, \quad \gamma_{jl} = \frac{8,63 \cdot 10^{-6} \cdot \Omega(l, j)}{g_j \cdot T^{1/2}},$$

$i$  – вид иона,  $E_{jl} = E_l - E_j$  – разность между энергиями верхнего и нижнего уровней,  $\gamma_{jl}$  – скорость возбуждения,  $\Omega(l, j) = \Omega(j, l)$  – сила столкновения,  $g_j$  – статистический вес  $j$ -го уровня.

В диссертационной работе при аппроксимации функции охлаждения принимаются во внимание следующие процессы. Учитывается, что вне областей *НIII* основную роль в охлаждении играет возбуждение электронным ударом уровней тонкой структуры углерода (*C*), кремния (*Si*), железа (*Fe*). В зонах нейтрального водорода атомы этих элементов практически полностью ионизованы покидающими область *НIII* квантами с энергией, меньшей потенциала ионизации водорода. При температурах порядка нескольких тысяч кельвинов основной процесс связан с возбуждением второго уровня атома водорода, и доминирующим становится охлаждение в линии  $L_{\alpha}$ . В области *НIII*, где  $T \sim 10^4$ К, следует учесть потери энергии на высвечивание как ионов *OII*, *NII*, *SII*, так и атомов кислорода и азота. Ионы кислорода и азота в более высоких стадиях ионизации обильны лишь вблизи звезды, поэтому в первом приближении их влиянием можно пренебречь. А в силу близости потенциалов ионизации *OI*, *NI*, *SI* к потенциалу ионизации водорода их степень ионизации можно принять равной степени ионизации *H*. Следует учесть и достаточно высокую степень ионизации неона *Ne*. Также в охлаждение зоны *НIII* вносят вклад фоторекомбинации и свободно-свободные переходы. Таким образом, все эти процессы обуславливают сложную зависимость функции охлаждения от температуры и степени ионизации.

Рис. 1 демонстрирует хорошее согласование результатов аппроксимации функции  $\Lambda$  при значениях степени ионизации  $s = 1, 0.1, 0.01$  с данными Л. Спитцера. Количественно подтверждена отмеченная в литературе, но недостаточно изученная, важная роль ионов железа в охлаждении газа.

В разделе 1.3 отмечается существенная особенность поля излучения в околозвездном газе, которая известна в литературе и используется в

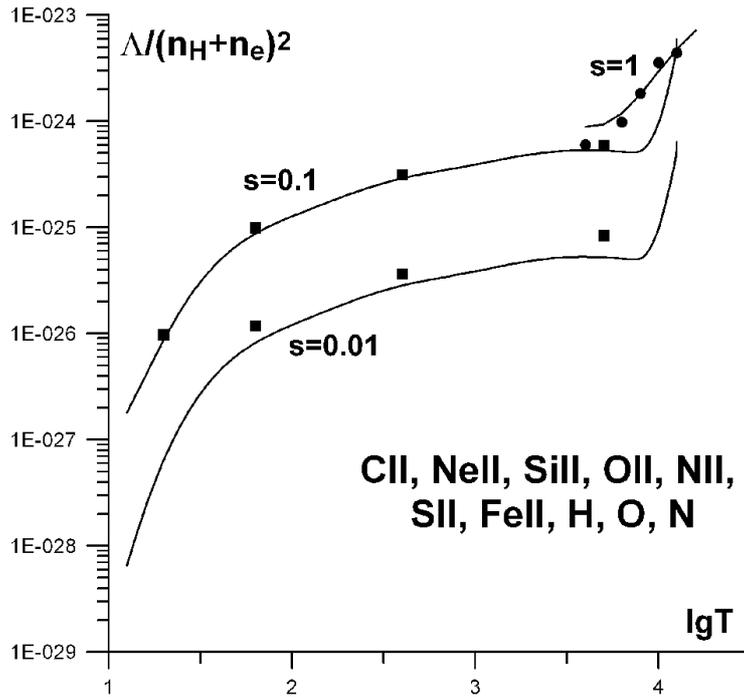


Рис. 1. Функция охлаждения межзвездного газа за счет возбуждения электронным ударом при различных значениях степени ионизации  $s$ . Точки соответствуют данным Л. Спитцера. В случае  $s = 1$  не учитывались вклады в охлаждение железа и кремния.

расчетах. При расчете поля излучения интенсивность излучения  $I_\nu$  можно представить в виде суммы ослабленной поглощением интенсивности от внешнего источника  $I_\nu^0$  и интенсивности диффузного излучения  $I_\nu^d$ , обусловленного именно нагретым ионизованным газом. Наиболее сложным является расчет характеристик диффузного излучения, поскольку в этом случае необходимо учитывать угловой и спектральный состав квантов. Ситуация существенно упрощается, если, как это часто делается в теории зон  $HII$ , рассмотреть два предельных случая: оптически тонкого и толстого слоя.

В первом случае, то есть при прохождении излучением тонкого слоя,  $I_\nu$  мало меняется и, соответственно, вклад диффузного излучения в  $I_\nu$  невелик, и им можно пренебречь (например, на начальной стадии формирования области  $HII$ ).

Для оптически непрозрачной среды в фиксированной точке пространства поглощаются кванты, испущенные средой в области, малой по сравнению с характерным масштабом задачи. В этом случае принимается, что спектральная интенсивность диффузного излучения не слишком отличается от планковской, соответствующей температуре среды. Тогда вклад диффузного излучения в ионизационный баланс плазмы по срав-

нению со случаем малой оптической толщины сводится просто к исключению фоторекомбинаций на основной уровень, число которых уравнивается числом фотоионизаций под действием излучения газа.

В расчетах плазма считается прозрачной для диффузного излучения. Это приближение позволяет исключить диффузное излучение в (1), а для внешнего излучения имеем:

$$I_{\nu}^0 = I_{\nu}^0(r_0) \exp\left(-\sigma_{H\nu} \int_{r_0}^r n_H dr\right),$$

где  $r_0$  – некоторая точка, в которой интенсивность приходящего непосредственно от звезды излучения считается заданной. При этом упрощается интегрирование по телесному углу, и перед интегралами по частоте возникает коэффициент дилуции  $\tilde{W}$ , обратно пропорциональный квадрату расстояния от звезды.

Для удобства численного интегрирования системы (1) уравнения были приведены к безразмерному виду. Рассматривались задачи об одномерном и двумерном неустановившемся течении среды. Использовалась сферическая система координат  $(r, \vartheta)$ .

**Глава 2** посвящена исследованию процесса образования ускоренно движущихся оболочек нейтрального газа при распространении комплекса разрывов ударная волна – фронт ионизации в облаках межзвездной среды.

В **разделе 2.1** описан метод расчета уравнений системы (1). Для их интегрирования используется монотонная TVD-схема Лакса-Фридрикса второго порядка аппроксимации. Для расчета интегралов по частоте, входящих в уравнения системы (1), используется формула трапеции.

В **разделе 2.2** представлены результаты тестовых расчетов автоматических задач о распаде произвольного разрыва и о сильном взрыве. Получено совпадение результатов с высокой точностью.

В **разделах 2.3** и **2.4** в целях исследования динамики формирования плотных оболочек в газовых облаках при распространении ионизационно-ударного фронта рассматривается одномерное неустановившееся движение частично ионизованного газа с учетом радиационных процессов и кинетики фотоионизации.

В **разделе 2.3** при постановке задачи об образовании оболочек рассматривается одна из классических моделей возникновения оболочки в межзвездной среде под воздействием высокоэнергичного излучения,

предложенная Оортом и Спитцером мл. Принимается, что в некоторый начальный момент времени в центре сферического облака радиуса  $r_{c0}$  возникает точечный источник излучения температуры  $T_* \approx 10^4 - 10^5 K$ , например, звезда или группа звезд. В результате начинается процесс ионизации и нагрева газа. Окружающий звезду нейтральный водород ионизируется излучением источника, и по мере ионизации газа его коэффициент поглощения будет уменьшаться. Вследствие этого излучение достигнет более удаленных от источника слоев газа, ионизирует их и проникнет еще дальше. Так возникает область практически полностью ионизованного водорода – зона *III*, граница которой достаточно резкая и в приближенных моделях часто может рассматриваться как разрыв степени ионизации и температуры газа (ионизационный фронт). В расчетах использовалась полная система уравнений (1), что позволяло не выделять ионизационный разрыв, а исследовать структуру *I*-фронта и процесс образования опережающей фронт ионизации ударной волны. Проведенное в диссертации моделирование распространения *I–S* фронта до стадии выхода его на поверхность облака полностью отражает известные в литературе особенности движения.

Поскольку скорость распространения *I*-фронта относительно нейтрального газа пропорциональна плотности потока падающих на разрыв квантов  $\Phi$ , то на достаточно малых расстояниях от звезды, где  $\Phi$  велико, *I*-фронт распространяется со столь большой скоростью, что газодинамические эффекты в этот период несущественны. Лишь по мере увеличения расстояния от источника излучения движение среды начинает заметно изменять ее характеристики. В частности, именно из-за того что давление нагретого газа выше давления в окружающей среде, перед *I*-фронтом будет распространяться ударная волна.

На рис. 2 можно проследить динамику развития *I–S* фронта, порожденного звездой класса *B0* с температурой  $T_* = 3.09 \cdot 10^4 K$ . За характерные величины течения, к которым были отнесены плотность, скорость и температура, взяты плотность среды, изотермическая скорость звука  $a_T$  в полностью ионизованном газе при температуре  $10^4 K$  и характерная температура областей ионизованного водорода  $10^4 K$ . В качестве характерного масштаба принималась величина радиуса Стремгрена  $r_s$ , определяемая как радиус сферы, внутри которой число испускаемых источником в единицу времени квантов приближенно равно числу происходящих за это же время фоторекомбинаций на все уровни, кроме основного. Время отнесено к  $r_s/a_T$ .

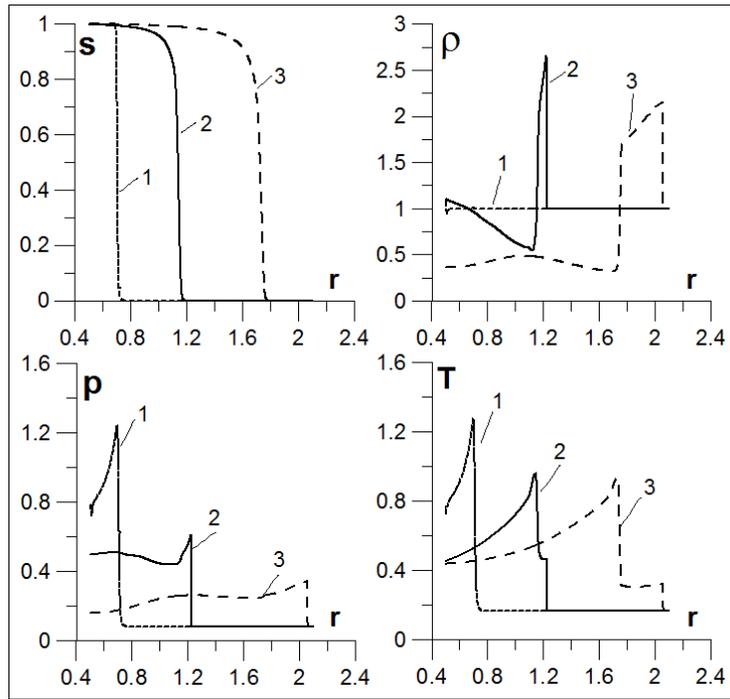


Рис. 2. Пространственное распределение степени ионизации, плотности, давления и температуры в моменты времени  $t = 0.01, 0.3, 1.4$  (кривые 1–3). В начальный момент времени значения безразмерных переменных для плотности, радиальной компоненты скорости, температуры и степени ионизации составляли соответственно  $\rho = 1, v_r = 0, T = 0.167, s = 0$ .

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в те времена, когда по газу распространяется ударная волна (кривые 2, 3), несмотря на уменьшение плотности потока квантов с увеличением расстояния от источника, температура газа имеет четко выраженный максимум вблизи фронта ионизации. Данный эффект качественно объясняется повышением "жесткости" излучения, так как по мере увеличения оптической толщины ионизованного газа из-за убывания сечения фотоионизации с частотой должна увеличиваться и доля высокоэнергичных квантов.

В разделе 2.4 исследовано формирование ускоренно движущейся нейтральной оболочки при выходе сферического  $I-S$  фронта на поверхность «родительского» облака. В качестве начальных распределений плотности и температуры рассмотрено два вида зависимости  $\rho(r, 0), T(r, 0)$ . Первый отвечает рождению звезды в облаке теплой области нейтрального водорода  $HI$ , второй – в облаке двухфазной межзвездной среды, плотное холодное облако находится в более горячей и разреженной среде.

Возникающее в результате расширения облака и формирования  $I-S$  фронта движение поясняется рис. 3, на котором для облака с начальным

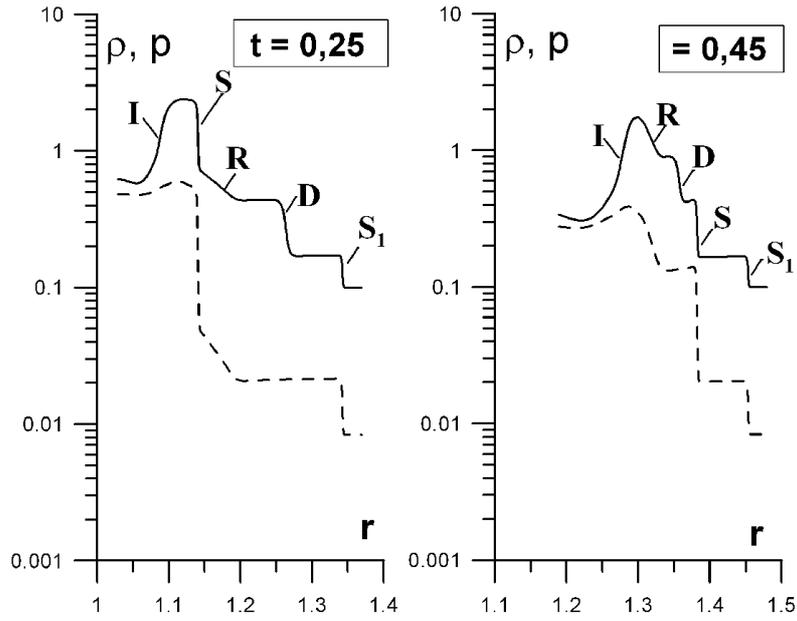


Рис. 3. Пространственное распределение плотности  $\rho$  (сплошная линия) и давления  $p$  (штриховая линия) в различные моменты времени для теплой среды с концентрацией частиц и температурой в облаке  $n_c = 1 \text{ см}^{-3}$  и  $T = 1.67 \cdot 10^3 \text{ K}$  соответственно, а вне его  $n_c = 0.1 \text{ см}^{-3}$  и  $T = 1.67 \cdot 10^3 \text{ K}$ .

радиусом  $r_{c0} = 1.2$  в различные моменты времени представлено распределение  $\rho(r)$ ,  $p(r)$ .

Графики при  $t = 0.25$  соответствуют той стадии движения, когда в центральной части облака образуется зона  $III$ , ограниченная фронтом ионизации  $I$ , но  $I-S$  фронт еще не достиг границы облака. При этом за опережающей  $I$ -фронт ударной волной  $S$  следует зона высвечивания и повышения плотности, а увеличение радиуса  $r_c(t)$  ( $r_c(t)$  является координатой контактного разрыва  $D$ ) порождает в разреженном газе ударную волну  $S_1$  и распространяющуюся внутрь облака волну разрежения  $R$ .

В последующие моменты времени происходит взаимодействие  $I-S$  фронта с волной разрежения  $R$  и ускорение ударной волны  $S$ . Ударная волна  $S$  догоняет контактный разрыв  $D$ , распадаясь на преломленную ударную волну и отраженную волну разрежения (на рис. 3 такая структура течения изображена для  $t = 0.45$ ). В результате плотный нейтральный газ между разрывами  $I$  и  $D$  ускоряется, формируя плотную оболочку с плотностью в  $\sim 16$  раз превышающей плотность невозмущенного газа.

При этом толщина оболочки порядка  $0.1 r_s$  и со временем она уменьшается как вследствие "реактивного" эффекта, так и за счет сферично-

сти.

Качественная картина взаимодействия  $I$ - $S$  фронта с границей облака в случае двухфазной среды отличается от изображенной на рис. 3 тем, что ударная волна  $S$  набегаёт непосредственно на контактный разрыв  $D$ , преломляется на нем, и появляется волна разрежения  $R$ .

Таким образом, и в двухфазной среде образующийся  $I$ - $S$  фронт способствует ускорению нейтральной оболочки при пересечении комплексом разрывов границы облака.

В разделе 2.5 представлены результаты расчета газодинамических параметров ускоряемых оболочек, найдены их интегральные характеристики без использования приближений, которые делались в более ранних работах. В расчетах варьировались концентрация частиц в облаке, радиус облака, температура звезды, а также определялось влияние частотной зависимости коэффициента поглощения среды на интегральные характеристики оболочек. Это позволило установить общие закономерности изменения со временем интегральных характеристик и сопоставить результаты с предсказываемыми на основе качественных оценок.

Интегральные характеристики массы  $M_c$ , импульса  $\Pi$ , скорости  $V_{av}$  и толщина оболочки  $\delta$  определены формулами:

$$M_c = 4\pi \int_{r_0}^{r_{ext}} r^2 \rho(1-s) dr, \quad \Pi = 4\pi \int_{r_0}^{r_{ext}} r^2 \rho v_r(1-s) dr,$$

$$V_{av} = \Pi/M_c, \quad \delta = r_{ext} - r_{int}$$

где  $r_{int}, r_{ext}$  – соответственно внутренний и внешний радиусы оболочки. Координата внутренней границы есть координата  $I$ -фронта  $r_i(t)$ , внешний радиус оболочки – радиус контактного разрыва  $r_c(t)$ .

Общий характер зависимости  $M_c$ ,  $\Pi$ ,  $V_{av}$  и  $\delta$  от времени отражен на рис. 4 для тех же начальных условий, что и на рис. 3. Начальная величина интегральной массы оболочки уменьшается в несколько раз к моменту, когда толщина уменьшится на порядок. С момента образования оболочки ее средняя скорость практически линейно растет. Импульс плотного нейтрального слоя поначалу тоже увеличивается, но в дальнейшем по мере уменьшения давления и оттока массы он убывает. Толщина же оболочки, как следует из вычислений, мала, и при  $t = 0.7$  составляет приблизительно десятую часть от первоначальной (Рис. 4). Характерное

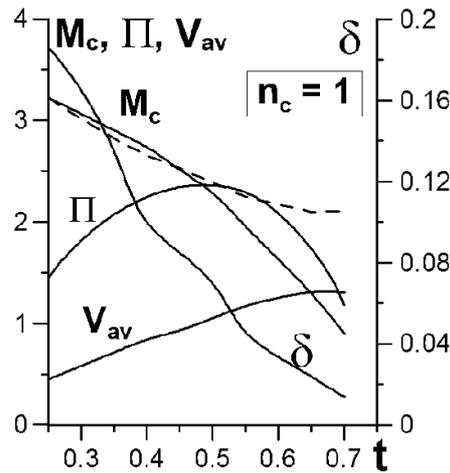


Рис. 4. Распределение интегральных характеристик оболочек от времени  $t$ .

уменьшение массы оболочки достаточно хорошо согласуется с рассчитанным по формуле Мещерского (штриховая линия). Но распределение массы нейтрального газа между ионизационным и ударным фронтами не следует оценке, полученной в приближении изотермической ударной волны. На стадии, когда масса нейтральной оболочки велика, ее толщина  $\delta$  может существенно (более чем на порядок) превосходить оцениваемую по барометрической формуле. Следовательно, масса образующихся при развитии неустойчивости конденсаций в  $\delta^3$  раз больше вычисляемой приближенно. Расчеты показывают, что увеличение концентрации на два порядка очень слабо влияет на количественные характеристики оболочек. Это дает основание полагать, что выявленные особенности движений могут быть характерны и для более плотных, чем рассматривавшиеся, оболочек. Тогда в значительной степени устраняется расхождение между наблюдаемыми и оцениваемыми теоретически массами и радиусами конденсаций, на которое обращается внимание при интерпретации наблюдений туманности *NGC 7293*.

Из анализа влияния параметров среды на интегральные характеристики оболочек следует, что определяющими являются радиус облака, температура звезды. Приближение "серого" газа не приводит к существенным погрешностям. В результате расчетов оценены ускорение оболочки, характерные масштабы и времена нарастания неустойчивых возмущений.

В **третьей главе** диссертационной работы проводится моделирование двумерных осесимметричных движений плотной оболочки, ускоря-

емой под действием давления находящегося внутри оболочки горячего газа малой плотности. Характерной особенностью ускоренного движения оболочек является развитие неустойчивостей типа Рэля–Тейлора. Как показано в работах Г.Г. Черного с соавторами, развитие неустойчивости сильно различается в двух предельных случаях большой и малой толщины оболочки  $\delta$  по сравнению с масштабом возмущения  $\lambda$ . В первом случае коротковолновое возмущение слабо сказывается на общем движении оболочки. Если же  $\lambda \gg \delta$ , то при развитии неустойчивости возможно накопление массы и импульса в отстающих от слабо искривленных частей оболочки "ножах" или "пальцах".

В **разделе 3.1** на основании полученных данных о толщине, ускорении, плотности и температуре нейтрального газа между ионизационным фронтом и ударной волной сначала формулируется приближенная модель динамики оболочки, в которой пренебрегается неупругими процессами (т.е. течение считается адиабатическим). В рамках этой модели анализируется рост малых возмущений скорости плотного газа и эффекты накопления массы в образующихся конденсациях.

Начальные возмущения радиальной  $v_r$  и угловой  $v_\vartheta$  компонент скорости внутри слоя задавались в виде

$$v_r = A_0 \cos(2\pi\vartheta/\lambda), \quad v_\vartheta = A_0 \sin(2\pi\vartheta/\lambda).$$

Величины  $A_0 = const$  и  $\lambda$  – начальная амплитуда и длина волны возмущений соответственно.

На основании расчетов показано, что с учетом сжимаемости среды, конечности толщины и переменности ускорения оболочки имеет место эффект кумуляции массы. Важной особенностью структуры образующихся конденсаций является присутствие "пальцеобразных" уплотнений, ограниченных достаточно протяженной переходной областью. При этом около половины массы оболочки сосредоточено именно в узком слое  $\sim (0.2 - 0.3)\lambda$ , что качественно совпадает с результатами работ, где рассматривается процесс фрагментации плоской или цилиндрической оболочек. Эффекты кумуляции массы наиболее отчетливо выражены, если плотность газа в оболочке на порядок и более превышает плотность нагретого газа, под действием давления которого она ускоряется.

**Раздел 3.2** посвящен количественному исследованию кумулятивных эффектов при деформации оболочки.

Вводится величина  $m_e(\vartheta, t)$ , которая характеризует накопление массы

в оболочке:

$$m_e = \frac{M_s - M_s^*}{M_e^*}, \quad M_s(\vartheta, t) = 2\pi \sin \vartheta \int_{r_0}^{r_n} \rho(r, \vartheta, t) r^2 dr,$$

$$M_s^* = 2\pi \sin \vartheta \int_{r_0}^{r_n} \rho(r, \vartheta, 0) r^2 dr, \quad M_e^* = 2\pi \sin \vartheta \int_{r_1}^{r_1+\delta} \rho(r, \vartheta, 0) r^2 dr,$$

где значения  $r_0$  и  $r_n$  – координаты границ расчетной области,  $r_1$  – внутренний радиус оболочки.

Из расчетов следует, что порядка половины первоначальной массы оболочки концентрируется в ее отстающих участках. При увеличении абсолютного значения амплитуды начальных возмущений к фиксированному моменту времени происходит сосредоточение массы оболочки в более тонких и вытянутых структурах. Максимум функции  $m_e(\vartheta)$  увеличивается со временем для более тонкой оболочки, в то время как для толстой оболочки происходит некоторое перераспределение массы по ширине конденсации. Уменьшение отношения плотности горячего газа к плотности газа в оболочке ведет к росту максимального значения  $m_e(\vartheta)$ .

В **разделе 3.3** исследуются эффекты двумерных деформаций с использованием полной системы уравнений (1).

При моделировании двумерных деформаций сферической оболочки использовались результаты одномерной задачи о формировании ускоренно движущейся оболочки из главы 2. Принимается, что в начальный момент времени, когда задаются возмущения параметров потока, для всех значений азимутального угла  $\vartheta$  плотность, радиальная скорость, внутренняя энергия и степень ионизации соответствуют распределению этих параметров для одномерной задачи в некоторый момент времени  $t_b$ , близкий к моменту выхода  $I$ – $S$  фронта на поверхность "родительского" облака.

При исследовании процесса фрагментации оболочки, как и в предельном случае адиабатического движения, задаются гармонические возмущения скорости оболочки.

Рассматривается два случая, когда  $\lambda \gg \delta$  и  $\lambda \cong \delta$ .

Возмущения задаются в тот момент, когда ударная волна находится близко к границе облака, но еще не пересекла ее. Далее при выходе  $I$ – $S$  фронта на поверхность облака происходит ускорение оболочки как под действием расширения горячего газа, так и под действием "реактивной" силы. Из двумерных расчетов следует, что  $I$ -фронт искривляется и вещество "стекает" к границам возмущенной области движения.

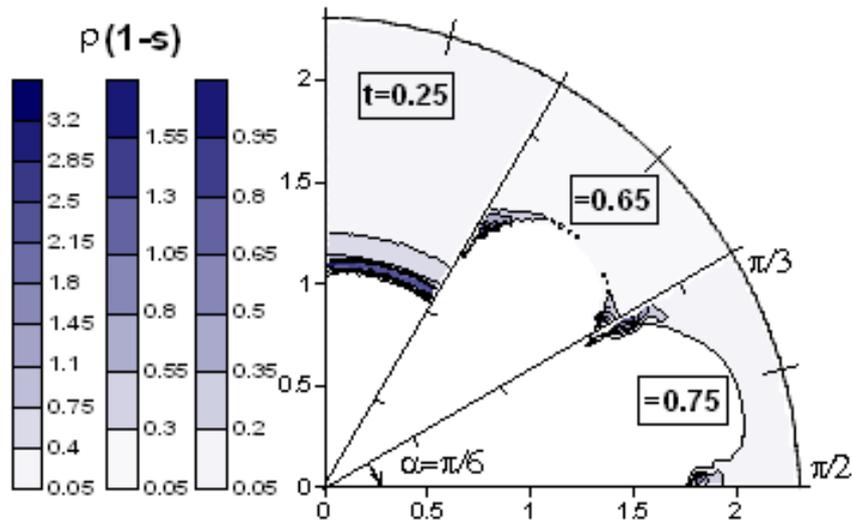


Рис. 5. Изменение плотности нейтрального газа со временем в координатах  $(r, \vartheta)$ . Длина волны возмущений много больше толщины оболочки.

В центральной части оболочки уменьшается плотность нейтральных частиц, газ ионизируется быстрее, и вскоре наступает стадия, когда горячая плазма фонтанирует в разреженную среду со сверхзвуковой скоростью. В результате образуются достаточно плотные неоднородные конденсации и высокоскоростные потоки плазмы низкой плотности. Образующиеся уплотнения нейтрального газа имеют форму "гвоздика", стержень которого заострен ближе к источнику излучения, а "шляпка" достаточно тонкая (см. рис. 5). Центральная часть слоя вся ионизована. Такая морфология конденсаций существенно отличается от характерной для адиабатического движения газа. При моделировании нелинейных деформаций показано, что может иметь место **множественный эффект "шампанского"**, когда максимальное число высокоскоростных потоков определяется масштабом начального возмущения. Этот вывод согласуется с наблюдаемым разбросом скоростей околосредного газа по многим направлениям.

Динамика развития возмущений, масштаб которых соизмерим с толщиной оболочки, отличается от представленной на рис. 5. Так как  $\delta/\lambda \approx 1$ , то нарастание возмущений уже не сопровождается значительным накоплением массы, и в результате образуются менее плотные неоднородные конденсации иной, чем в случае  $\lambda \gg \delta$ , формы. В конденсациях отсутствует ярко выраженный тонкий заостренный стержень, а разрыв оболочки происходит позднее.

Количественный анализ кумулятивных эффектов показал, что накоп-

ление массы выражено более явно при задании возмущений с  $\lambda \gg \delta$ . При этом масса вещества концентрируется в очень узком по сравнению с  $\lambda$  слое газа. Но для более коротковолновых возмущений величина интегральной массы уменьшается и увеличивается относительный размер области, где сосредоточен нейтральный водород. В обоих случаях кривая  $m_e$  для более поздних моментов времени в основном лежит ниже соответствующей кривой при меньших  $t$ .

В **заключении** приведены основные результаты и выводы:

- Создан комплекс программ для расчета двумерных неустановившихся движений газа в поле источника ионизирующего излучения. Учитываются спектральный перенос излучения и кинетика процессов фотоионизации и фоторекомбинации.
- Предложена и реализована аппроксимация функции охлаждения  $\Lambda$ , обеспечивающая приемлемую точность ее вычисления и допускающая проведение расчетов в широком диапазоне изменения степени ионизации, температуры газа и химического состава среды.
- Решена задача о динамике распространения сферически симметричного  $I-S$  фронта в однородной среде. Количественно исследовано формирование тонкой оболочки сжатого газа при выходе ионизационно-ударного фронта из "теплого" облака межзвездной среды и из плотного холодного облака в нагретый разреженный газ.
- Определено влияние свойств среды и характеристик внешнего излучения на параметры оболочек, возникающих при расширении газа, ионизируемого и нагреваемого источником высокоэнергичного излучения.
- Проведено сравнение параметров оболочки, полученных в результате численных расчетов с приближенными оценками. Показано, что характерное уменьшение массы оболочки достаточно хорошо согласуется с рассчитанным по формуле Мещерского. Но распределение массы нейтрального газа между ионизационным и ударным фронтами не следует оценке, полученной в приближении изотермической ударной волны.
- Выполнено моделирование эволюции двумерных осесимметричных возмущений скорости нейтральной оболочки, ускоряемой внутренним давлением горячего разреженного газа. В результате численных

расчетов показано, что деформации сферических оболочек могут сопровождаться образованием вытянутых в радиальном направлении уплотнений с накоплением в них вещества. Однако, характер нарастания возмущений и их морфология зависят от отношения длины волны возмущений к толщине оболочки. Неравновесные радиационные процессы оказывают существенное влияние на форму и структуру образующихся уплотнений.

- Показано, что при фрагментации фотоиспаряемых оболочек может иметь место множественный эффект "шампанского". Предложенная модель хорошо согласуется с наблюдаемыми особенностями движения плазмы в окрестности горячих звезд.

**По теме диссертации опубликованы следующие работы:**

1. Котова Г.Ю., Краснобаев К.В., Тагирова Р.Р. Сравнительный анализ механизмов резонансного усиления возмущений ионизационно-ударного фронта. // Ломоносовские чтения. Тезисы докладов научной конференции. Секция механики. 18-28 апреля 2006 г. С. 94.
2. Котова Г.Ю., Краснобаев К.В. Нелинейные деформации ускоренно движущейся газовой оболочки. // Актуальные проблемы российской космонавтики: Труды XXXI Академических чтений по космонавтике. Москва, январь-февраль 2007 г./ Под общей редакцией А.К. Медведевой. С. 131.
3. Котова Г.Ю. Особенности развития сферического ионизационно-ударного фронта в межзвездной среде. // Тезисы докладов IV конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования». 2007. С. 42.
4. Котова Г.Ю., Краснобаев К.В. Выход ионизационно-ударного фронта на поверхность сферического облака. // Ломоносовские чтения. Тезисы докладов научной конференции. Секция механики. 16-25 апреля 2007 г. С. 93.
5. Котова Г.Ю., Краснобаев К.В. Ускорение и фрагментация фотоиспаряемой газовой оболочки. // Модели и методы аэродинамики. Материалы Шестой и Седьмой Международных школ-семинаров. М.: МЦНМО, 2007. С. 173–174.

6. Котова Г.Ю., Краснобаев К.В. Ускоренное движение ионизационно-ударного фронта в межзвездной среде. // Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра". Аннотации докладов. 2007. С. 20.
7. Котова Г.Ю. Ускоренное движение тонкой фотоиспаряемой газовой оболочки. // Актуальные проблемы российской космонавтики: Труды XXXII Академических чтений по космонавтике. Москва, январь-февраль 2008 г./ Под общей редакцией А.К. Медведевой. С. 186–187.
8. **Котова Г.Ю., Краснобаев К.В. Нелинейные деформации ускоренно движущейся излучающей оболочки. // Химическая физика. 2008. т. 27. № 5. С. 81–86.**
9. Котова Г.Ю., Краснобаев К.В., Тагирова Р.Р. Двумерные неустановившиеся движения фотоиспаряемых газовых оболочек. // Проблемы современной механики: к 85-летию со дня рождения академика Г.Г. Черного. Сборник под ред. А.А. Бармина - М.: Изд-во МГУ, 2008. С. 190–206.
10. Котова Г.Ю. Неустойчивые двумерные возмущения газа в слое между  $I$ - и  $S$ - фронтами. // Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра". Аннотации докладов. 2008. С. 19.
11. Котова Г.Ю., Краснобаев К.В. Двухфронтные модели осесимметричных течений газа в поле точечного источника излучения. // Актуальные проблемы российской космонавтики: Труды XXXIII Академических чтений по космонавтике. Москва, январь 2009 г./ Под общей редакцией А.К. Медведевой. С. 186.
12. **Котова Г.Ю., Краснобаев К.В. Ускорение сферической нейтральной оболочки, формируемой ионизационно-ударным фронтом в неоднородной межзвездной среде.// Письма в Астрон. журн. 2009. т. 35. № 3. С. 189–198.**