

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПРИСТЕНОЧНЫМ СЛОЕМ ОСТЫВАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ ИМПУЛЬСНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА

И.А. Знаменская¹, И.Э. Иванов¹, Е.Ю. Коротева¹, Д.М. Орлов¹, И.А. Крюков²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
Москва, 119991, Ленинские горы, ГСП-1, дом 1, стр. 2

² Институт проблем механики им. А.Ю. Иллинского Российской академии наук,
Москва, 119526, проспект Вернадского, д.101-1

Аннотация

Рассматривается течение, образующееся при движении плоской ударной волны вдоль поверхности импульсного распределенного скользящего разряда типа «плазменный лист» через $40\div 500$ мкс после его инициирования. Взаимодействие высокоскоростного потока с неравновесной пристеночной областью релаксирующей плазмы исследуется экспериментально теньвым методом, а также моделируется численно. Анализируется динамика остывания неоднородного теплого слоя вблизи поверхности, образованного быстрым введением энергии в среду.

Численное исследование задачи проводится в рамках двух моделей на основе уравнений газодинамики в двумерной постановке: 1) движение плоской ударной волны в канале через определенное время после мгновенного однородного импульсного энерговыклада и 2) взаимодействие ударной волны с неоднородным теплым слоем - пристеночной областью с неравномерным пространственным распределением газодинамических параметров (температуры и плотности). Варьирование начальных условий при численном моделировании и сравнение полученных результатов с соответствующими теньвыми изображениями позволяет восстановить параметры энерговыложения от «плазменного листа» в начальный момент времени.

SHOCK WAVE INTERACTION WITH A NEAR-WALL LAYER OF COOLING PLASMA FROM A PULSED SURFACE DISCHARGE

I.A. Znamenskaya¹, I.E. Ivanov¹, E.Yu. Koroteeva¹, I.A. Kryukov²

¹ Lomonosov Moscow State University, Russia, Moscow, 119991

² Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow, 119526

The flow resulting from the propagation of a plain shock wave along the surface of a pulsed distributed sliding discharge (“plasma sheet”) $40\div 500$ μ s after its initiation is considered. The interaction between a high speed flow and a non-equilibrium near-wall area of relaxing plasma is investigated numerically and experimentally by the shadow-graph technique. The cooling of the inhomogeneous thermal layer in the vicinity of the surface, which is formed by fast energy deposition in a medium, is analyzed.

The numerical investigation of the problem is performed in two models based on 2D equations of fluid dynamics: 1) the plane shock wave movement in the channel after specified time past an immediate homogeneous pulsed energy deposition and 2) the interaction of a shock wave with an inhomogeneous thermal layer – a near-wall area with the non-uniform spatial distribution of gasdynamical parameters (temperature and density). Varying the initial conditions in the numerical simulation and matching shadow images with calculated flow patterns helps to reconstruct the initial characteristics of the energy release from the “plasma sheet”.

1. ВВЕДЕНИЕ

Поверхностный распределенный скользящий разряд наносекундной длительности типа «плазменный лист» представляет собой непрерывную систему параллельных ярких каналов, скользящих по поверхности диэлектрика. При инициировании «плазменного листа» осуществляется импульсный (т.е. практически мгновенный) подвод энергии в узкий (порядка 0.5 мм) приповерхностный слой газа без предварительного нагрева самой поверхности. Импульсный энерговыклад, производимый разрядом, может существенно влиять на сверхзвуковой поток с ударной волной. Подробные исследования воздействия плазменных разрядов на ударные волны (например, [1–4]) позволяют говорить о доминирующей роли «теплового» механизма такого воздействия.

В работе численно и экспериментально исследовалось взаимодействие плоской ударной волны с неравновесной пристеночной областью релаксирующей плазмы, образованной через $40\div 500$ мкс после инициирования «плазменного листа». Рассматривалась правомерность применения газодинамического подхода к анализу физики импульсного сильнооточного скользящего разряда, а также к решению обратной задачи определения пространственного распределения энерговыложения от поверхностного разряда.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

2.1. Установка

В экспериментах завершенные скользящие разряды создавались на поверхности диэлектрика площадью 30×100 мм² при приложении импульсного напряже-

ния в $25 \div 30$ кВ к межэлектродному промежутку длиной 10 см и шириной 3 см, расположенному на нижней стенке разрядной секции. Значения приведенного электрического поля составляли $E/N = 300 \div 900$ Тд (параметр Таунсенда). Разрядная секция являлась частью камеры низкого давления ударной трубы с сечением 48×24 см² (рис.1), при этом каналы разряда развивались поперек направлению газодинамического потока в трубе. Исследования проводились в воздухе при давлении $P_0 = 20 \div 80$ Торр и комнатной температуре, «толкающим газом» служил гелий. Схема синхронизации позволяла согласовывать момент инициирования разряда с положением ударной волны в ударной трубе.

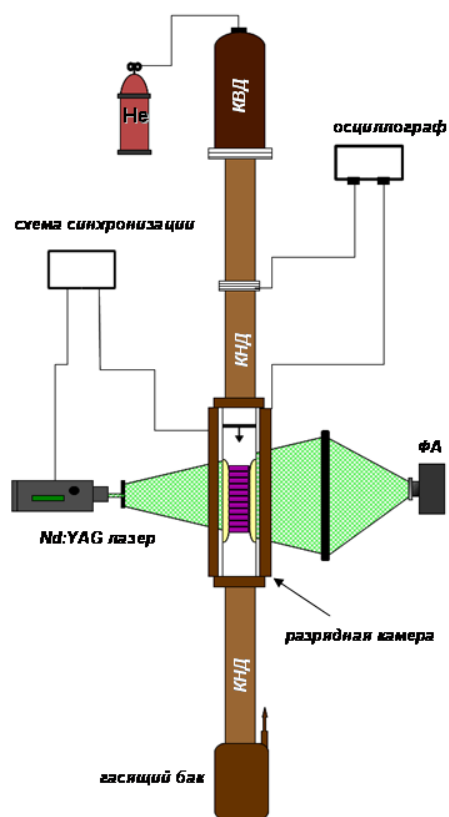


Рис. 1. Экспериментальная установка

Две противоположные стенки разрядной камеры были частично заменены плоскопараллельными кварцевыми стеклами длиной 17 см. Через них осуществлялась оптическая диагностика течения с ударной волной прямым теневым методом на длине волны 532 нм, длительностью импульса 6 нс. Благодаря конструкции ударной установки, образованное в разрядной камере течение можно было считать близким к двумерному.

2.2. Порядок эксперимента

В ходе экспериментов сначала на нижней стенке разрядной камеры в неподвижном воздухе инициировался «плазменный лист» и регистрировалось его интегральное свечение. Анализ картин свечения плазмы разряда показал, что при увеличении начального давления в разрядной камере характер энерговложения в газ от «плазменного листа» меняется. Если отно-

сительно малых значениях давления свечение разряда можно в целом считать пространственно однородным, то при повышении давления в разрядной камере (до $70 \div 80$ Торр) оно становится заметно неравномерным вдоль распространения потока, и на фоне общего однородного свечения наблюдаются отдельные яркие каналы (рис. 5а, 6а).

В результате инициирования наносекундного скользящего разряда вблизи поверхности образуется низкотемпературная слабоионизованная плазма с интенсивным возбуждением внутренних степеней свободы молекул. При этом на возбуждение поступательных степеней свободы идет лишь часть энергии разряда, основная же доля энергии расходуется на возбуждение колебательных и электронных состояний молекул газа, а также их ионизацию.

В экспериментах разрыв диафрагмы ударной трубы происходил таким образом, чтобы фронт плоской ударной волны подходил к началу разрядного промежутка через заданное время задержки (t_{delay}) после завершения тока разряда ($40 \div 300$ мкс). К этому моменту у поверхности «плазменного листа» формируется неравновесная область возбужденного разрядом газа, в которой идут конкурирующие физические процессы. С одной стороны, температура неравновесной области повышается за счет кинетических процессов релаксации энергии из внутренних степеней свободы. В то же время на относительно больших временах после разряда возрастает роль теплофизических процессов переноса, и за счет конвекции и молекулярной теплопроводности происходит остывание приповерхностного слоя. К этим процессам добавляется турбулентное конвективное перемешивание, существенно увеличивающее скорость охлаждения нагретого слоя, особенно в случае неоднородного энерговложения ([5, 6]).

Неравномерное распределение термодинамических параметров, возникающее в результате инициирования разряда, существенно влияет на динамику сверхзвукового потока с ударной волной. В экспериментах были получены теньевые снимки течения в разрядной камере, образованного при распространении по ней плоской ударной волны. К его характерным особенностям можно отнести (рис. 2):

- 1) образование ударно-волновой конфигурации с предвестником (т.н. эффект «теплого слоя»);
- 2) усиление неоднородностей зоны разряда ударной волной и образование крупномасштабных вихрей за фронтом.

3. РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

На относительно больших временах после инициирования разряда можно рассматривать, в основном, лишь газодинамический аспект взаимодействия ударной волны с областью неравновесного возбужденного разрядом газа. Это упрощает численное моделирование задачи, поскольку позволяет не учитывать множество кинетических процессов, протекающих в газе на послеразрядной стадии. В то же время расчет на основе уравнений газовой динамики дает картины течения, аналогичные полученным теньевыми методами, а также позволяет восстановить пространственное распределение энергии, вложенное в газ от разряда, путем ре-

шения обратной задачи (сопоставления численных результатов соответствующим теневым снимкам).

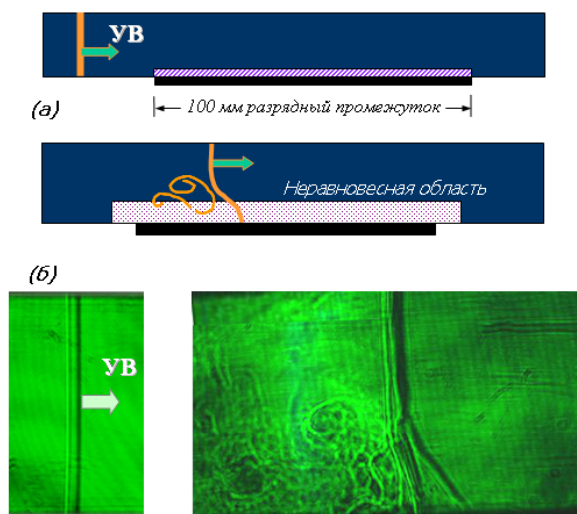


Рис. 2. (а) постановка задачи (схематическое изображение); (б) теньевые снимки: плоская ударной волна движется по КНД ($t < t_{delay}$, слева), и по разрядному промежутку ($t = 130$ мкс после инициирования разряда, справа)

В численном исследовании задачи моделировалось двумерное течение, что позволяла геометрия эксперимента. Рассматривался идеальный, калорически совершенный газ (воздух) с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$. В качестве математической модели использовалась система двумерных нестационарных уравнений Рейнольдса, турбулентность описывалась к- ϵ моделью. Численное решение было проведено на основе явного квазимонотонного метода (модификации схемы Годунова) повышенного порядка точности, описанного в [7] для расчета сжимаемых турбулентных течений. Потoki через грани контрольных объемов вычислялись на основе решений задачи Римана (точных и приближенных). Аппроксимация по пространству осуществлялась методом Рунге–Кутты 2–3 порядков.

Расчетная область размерами 16.8 см на 2.4 см представляла собой часть разрядной камеры (рис. 3). Сетка, ступенчатая к поверхности разряда, содержала до 1400×400 ячеек.

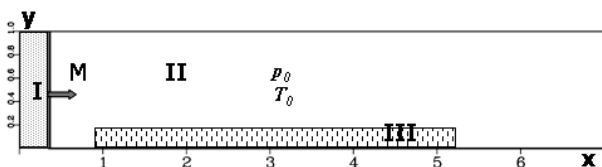


Рис. 3. Расчетная область, 1 отн. ед. соответствует 2.4 см. I – область сжатого за ударной волной газа; II – невозмущенный газ перед фронтом (параметры в зонах I и II связаны соотношениями Ренкина–Гюгонио); III – зона энерговклада

3.1. Расчет в модели мгновенного однородного энерговклада

Поскольку времена горения разряда (время протекания тока и время свечения) существенно меньше характерных газодинамических времен, разряд можно рассматривать как источник мгновенного энерговклада

да. Однородный энерговклад моделировался как равномерное по пространству изменение начальных данных в области, где сосредоточен поверхностный разряд, т.е. в зоне длиной 10 см и высотой до 1 мм (зона III на рис. 3). В начальный момент времени значение внутренней энергии увеличивалось на величину ΔE , взятую из экспериментальных оценок, что приводило к соответствующему повышению давления и температуры в этой области, при постоянном значении плотности.

Поскольку за время эксперимента стенка канала нагреться не успевала, на нижней границе расчетной области было использовано 2 вида граничных условий: изотермическое (комнатная температура) и адиабатическое.

В результате быстрого введения энергии в ограниченный объем на границе зоны разряда возникали условия распада разрыва, и по разрядной камере от зоны III начинали распространяться ударные волны и возмущения. К моменту времени > 40 мкс ударные волны, образованные энерговкладом, ослабевали, и падающая ударная волна взаимодействовала, в основном, с нестационарной областью возбужденного разрядом газа, сформированной вблизи поверхности. В результате происходило искривление плоского фронта ударной волны с образованием предвестника – клиновидного крупномасштабного возмущения, аналогичного возникающему в задачах взаимодействия ударных волн с «теплым слоем» ([8, 9]).

Расчет в рамках модели мгновенного однородного энерговклада дал хорошее совпадение с экспериментальными данными при малых значениях начального давления в разрядной камере и для относительно небольших времен после разряда. На рис. 4 представлена фотография свечения разряда, теньевой снимок движения ударной по разрядной камере через 60 мкс после разряда и соответствующая расчетная визуализация градиента плотности для эксперимента при начальном давлении 25 Торр. Отчетливо наблюдается трехударная конфигурация, соответствующая нестационарному режиму взаимодействия ударной волны с «теплым слоем», включающая предвестник, поверхность разрыва, характерное вихревое течение за фронтом.

3.2. Движение ударной волны по неоднородному приповерхностному слою.

Как было отмечено выше, при больших давлениях воздуха в разрядной камере энерговклад от разряда уже нельзя считать однородным, и взаимодействие неравновесного пристеночного слоя от разряда с набегающей ударной волной не ограничивается формированием предвестника. В общем случае образуется существенно неоднородное нестационарное течение.

Чтобы воссоздать картины течения, близкие к полученным на теневых снимках, в численном моделировании решалась задача распространения ударной волны по области с неоднородным распределением термодинамических параметров вдоль распространения потока, т.е. моделировался непосредственно неравновесный (нагретый) пристеночный слой.

На рис. 5 а,б представлены снимок свечения разряда при $P_0 = 75$ Торр и соответствующая ему картина течения с ударной волной (число Маха $M = 2.5$) приблизительно через 150 мкс после инициирования разряда (время задержки $t_{delay} = 50$ мкс).

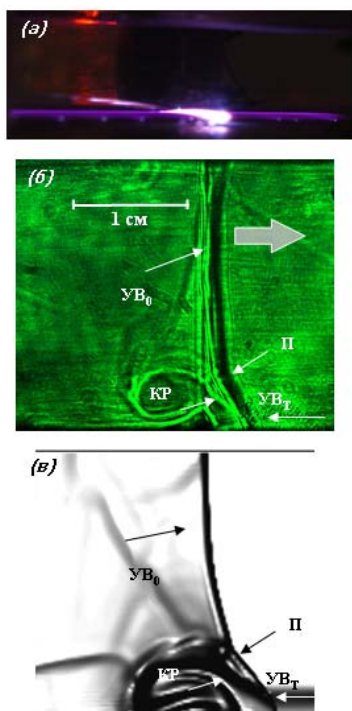


Рис. 4. (а) свечение разряда, (б) теневой снимок течения в разрядной камере через 60 мкс после разряда при начальных параметрах $P_0 = 25$ Торр, $M=2.5$; (в) визуализация градиента плотности, полученная в численном расчете в модели однородного энерговклада. УВ₀ – фронт основной ударной волны; УВ_т – ударная волна в теплом слое; П – предвестник; КР – контактный разрыв

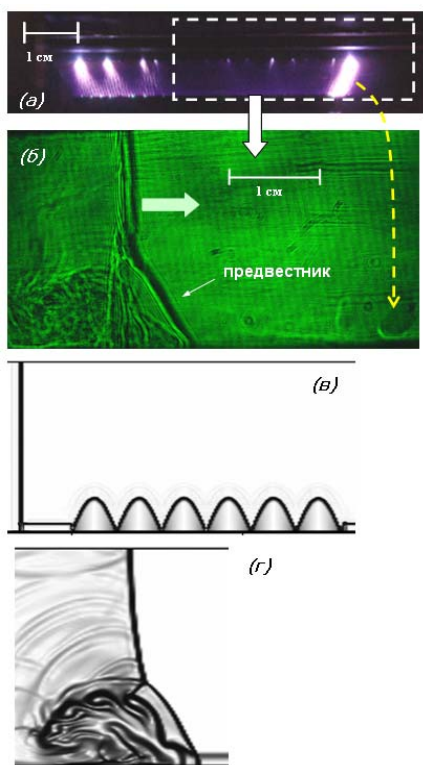


Рис. 5. (а) свечение разряда, (б) теневой снимок течения в разрядной камере через 150 мкс после разряда при начальных параметрах $P_0 = 75$ Торр, $M=2.5$, $t_{delay} \sim 50$ мкс, (в) начальные условия численного моделирования и (г) визуализация градиента плотности, полученная в численном расчете. Белым пунктиром выделена область, зарегистрированная на теневом снимке

Сопоставляя картину свечения с теневым изображением, можно видеть, что фронт ударной волны только что прошел область, где за 150 мкс до этого момента наблюдалась группа более ярких светящихся каналов. Течение, полученное в численном моделировании (рис. 5 г), является результатом взаимодействия плоской ударной волны с неоднородным слоем, представленным на рис. 5 в (со средней температурой $3T_0$).

Можно предположить, что в местах, где наблюдается более яркое свечение плазмы, выделяется больше энергии от разряда, и происходит более интенсивный нагрев пристеночного газа. На временах порядка 10^2 мкс эти «горячие каналы» развиваются в грибовидные структуры, наблюдаемые на теневых снимках перед фронтом ударной волны (на рис. 5, б они отмечены пунктирными стрелками). На теневом снимке (рис. 6 б) представлено течение, возникающее при прохождении плоской ударной волны ($M=2.5$) через подобные структуры, образованные через 230 мкс после прекращения тока разряда. Похожее вихревое течение за фронтом было получено при моделировании взаимодействия ударной волны с участками повышенной температуры (пониженной плотности), приподнятыми над поверхностью (рис. 6 в, г).

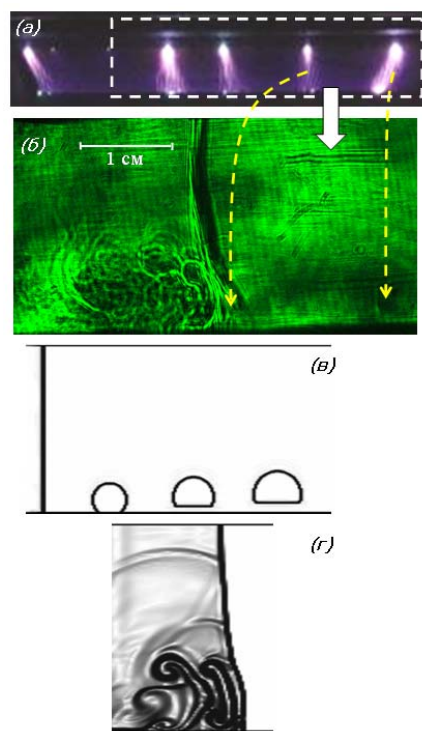


Рис. 6. (а) свечение разряда, (б) теневой снимок течения в разрядной камере через 230 мкс после разряда при начальных параметрах $P_0 = 75$ Торр, $M=2.5$, $t_{delay} \sim 130$ мкс, (в) начальные условия численного моделирования и (г) визуализация градиента плотности, полученная в численном расчете. Белым пунктиром выделена область, зарегистрированная на теневом снимке

Таким образом, за фронтом падающей ударной волны усиливаются тепловые неоднородности, присутствующие в послеразрядной области в случае неравномерного пространственного вложения энергии от разряда в газ. При этом на временах, превышающих $200 \div 300$ мкс, на теневых снимках течения предвест-

ника фактически не наблюдается, что говорит о том, что к этому моменту в целом неравновесный приповерхностный слой успевает остыть.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность численного моделирования взаимодействия ударной волны с пристеночным слоем остывающей плазмы импульсного поверхностного разряда, образованным через $40 \div 300$ мкс после его инициирования, на основе уравнений газодинамики в двумерной постановке.

По воздействию неравновесной области на фронт плоской ударной волны можно восстановить термодинамические параметры среды в различные моменты времени после окончания тока разряда. Численное моделирование задачи позволяет расшифровать возникающие в разрядной камере газодинамические конфигурации, а также оценить значение вложенной от разряда энергии путем сравнения теневых снимков с результатами расчетов при различных начальных условиях.

В перспективе планируется развить математическую модель данного явления (например, [10-12]) и повысить точность численного моделирования за счет усовершенствования метода и/или использования адаптивных сеток [13].

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

P_0 – начальное давление воздуха в ударной трубе, Торр;

M – число Маха;

T_0 – начальная температура в ударной трубе (293 К);

t_{delay} – время задержки (с момента инициирования разряда до вхождения УВ в область разрядного промежутка), мкс;

γ – показатель адиабаты;

t – общее время эксперимента (время после разряда), мкс

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Adamovich I.V., Subramaniam V.V., Rich J.W., Macheret S.O. Phenomenological analysis of shock-wave propagation in weakly ionized plasmas. *AIAA J.* 1998. V. 36, P. 816.
- Ionikh Y.Z., Chernysheva N.V., Meshchanov A.V., Yalin A.P., Miles R.B. Direct evidence for thermal mechanism of plasma influence on shock wave propagation // *Physics Letters A.* 1999. V. 259. Pp. 387–392.
- Ершов А.П., Войнович П.А., Пономарева С.Е., Шибков В.М. Распространение слабых ударных волн в плазме продольного тлеющего разряда // *ТВТ.* 1991. Т. 29. № 3. С. 582–590.
- Podder N.K., LoCascio A.C. Shock wave interaction with pulsed glow discharge and afterglow plasmas // *Physics Letters A.* 2009. V. 373. Pp. 1148–1154.
- Бельков Е.П. Восстановление электрической прочности искровых промежутков после протекания больших импульсов тока // *ЖТФ.* 1974. Т. 44. № 9. С. 1946-1951.
- Greig J. R., Pechacek R. E., Raleigh M. Channel cooling by turbulent convective mixing // *Phys. Fluids.* 1985. V. 28, Pp.2357–2364.
- Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Метод расчета турбулентных сверхзвуковых течений // *Мат. моделирование.* 21:12. 2009. С. 103–121.
- Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Рыбаков В.А. и др. Формирование новых структур газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтами ударных волн. // *Математическое моделирование.* 1989. Т. 1. № 8. С. 1–11.
- Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Калмыков А.А., Немчинов И.В., Орлова Т.И. и др. Развитие предвестника при взаимодействии ударной волны со слоем пониженной плотности // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1988. №2. С.158–163.
- Иванов И.Э., Крюков И.А., Тимохин М.Ю. Численное моделирование ударно-волновых течений с помощью моментных уравнений // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2011. Т. 11. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2011-02-01-010.pdf>
- Суржиков С.Т. Перспективы многоуровневого подхода к задачам компьютерной аэрофизики // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2008. Т. 7. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-002.pdf>
- Суржиков С.Т. Расчет обтекания модели космического аппарата MSRO с использованием кодов NERAT-2D и NERAT-3D // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2010. Т. 9. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-003.pdf>
- Кузенов В.В. Использование регулярных адаптивных сеток для анализа импульсных сверхзвуковых струй плазмы // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике.* 2008. Т. 7. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-016.pdf>